



PONTIFICIA
UNIVERSIDAD
CATÓLICA
DE CHILE

FACULTAD DE FÍSICA
INSTITUTO DE FÍSICA

Efectos de la escala de Planck en un Modelo Majorón Seesaw Tipo-II modificado

por

N. Stefanía Mite Calibar

Informe de tesis presentado al Instituto de Física de
Pontificia Universidad Católica de Chile, como requerimiento
para obtener el grado de Magíster en física.

Tutor : Dr. Enrique Muñoz (PUC, Chile)
Co-tutor : Dr. Roberto Lineros (UCN, Chile)
Comité evaluador : Dra. Francisca Garay (PUC, Chile)
: Dr. Massimiliano Lattanzi (INFN-Bologna, Italia)
: Dra. Mariam Tórtola (IFIC-CSIC/UVEG, España)

11 de agosto, 2023
Santiago, Chile

Ahora
en esta hora inocente
yo y la que fui nos sentamos
en el umbral de mi mirada

Alejandra Pizarnik

Agradecimientos

Comienzo agradeciendo a Elenita, mi mami, por siempre apoyar los caminos que escogí y estar presente en todos los momentos importantes de mi vida.

A mis amigos, quienes incluso a la distancia me han acompañado, apoyado y confortado durante este proceso que resultó muchísimo más largo de lo esperado.

Gracias a las personas del Departamento de Física UCN en Antofagasta, que de alguna u otra forma, con su cariño y buena onda, me dieron ánimo en los días difíciles.

También, agradezco al profesor Dr. Enrique Muñoz por darme su apoyo, creer que merecía terminar este trabajo y aceptarme como su alumna.

Finalmente, al Dr. Roberto Lineros, por tu dedicación y paciencia infinita. Sin tu apoyo esta etapa no tendría un final *feliz*. Eres un físico increíble, quien sea que esté al rededor tuyo siempre aprenderá algo nuevo. La física volvió a ser entretenida gracias a ti.

Agradecimientos a la sala de computación Princesas Disney (Sala-300) del Departamento de Física de la Universidad Católica del Norte, por la gran cantidad de datos aportada a este trabajo.

Parte de esta investigación contó el apoyo y financiamiento del Instituto Milenio de Física Subatómica en la Frontera de Altas Energías, SAPHIR.

Resumen

El Modelo Estándar, es una de las teorías más exitosas dentro de aquellas que describen los fenómenos físicos, siendo capaz de describir con gran precisión las interacciones entre las partículas fundamentales que conforman la materia. Sin embargo, ha dejado algunas preguntas abiertas, por ejemplo, no ha sido capaz de explicar, en su formulación actual, la masa de neutrinos y la existencia de la materia oscura. A consecuencia de esto, constantemente se estudian diferentes formas de modelos más allá del modelo estándar para intentar dar explicaciones a éstos fenómenos.

Extensiones al modelo estándar se han llevado a cabo de diversas maneras, dentro de las cuales podemos encontrar los modelos *seesaw* y de Majorones. En ambos, se intenta proponer una explicación para la generación de masas de neutrinos. En los modelos *seesaw* se plantea la existencia de partículas mediadoras más pesadas en la generación de masas de neutrinos, mientras que en los modelos de tipo Majorón relacionan el rompimiento del número leptónico al origen de éstas mismas.

En la presente investigación, se estudió un modelo de Majorón en régimen *Seesaw* Tipo-II modificado a la escala de Planck, donde se han incluido un singlete y triplete escalar en adición al doblete de Higgs del modelo estándar. Nuestra principal motivación radica en que, si los neutrinos son partículas masivas de tipo Majorana, entonces el número leptónico necesariamente se rompe. En este caso, la simetría global del número leptónico se rompe espontáneamente, debido a que los campos escalares adquieren un valor de expectación del vacío no nulo. Ésto, además, resulta en la aparición de un bosón de Goldstone sin masa en nuestra teoría, el Majorón, J .

En el modelo Majorón-*seesaw* tipo-II no hay rompimiento explícito de simetrías, ya que el rompimiento se produce de manera espontánea debido a los campos que adquieren un valor de expectación del vacío distinto de cero. Sin embargo, surge la interrogante acerca de si al inducir términos producto de efectos gravitacionales no perturbativos en la teoría, el Majorón podría convertirse en un candidato viable a materia oscura.

En el modelo original, el Majorón corresponde a un bosón de Goldstone, lo que implica que es una partícula sin masa. No obstante, en nuestra extensión, la presencia de 13 nuevos operadores

de dimensión 5, suprimidos por la escala de Planck, inducidos en el potencial escalar de nuestro modelo, generan correcciones a la masa de J . Las contribuciones provenientes de estos operadores son pequeñas, debido a esta supresión por la escala de Planck. Lo anterior, junto a las restricciones impuestas al espacio de parámetros y los diferentes filtros, nos conduce a que las masas obtenidas para el Majorón se encuentran en el rango keV-MeV.

Se realizaron búsquedas en el espacio de parámetros del modelo extendido, donde se encontró que para que el Majorón sea un buen candidato a materia oscura es necesario que sea estable o que posea un tiempo de vida lo suficientemente grande, comparable con la edad del universo. El Majorón, en principio, puede interactuar con los neutrinos a nivel árbol, pero este acoplamiento es pequeño, por lo que el tiempo de vida de Majorones decayendo a neutrinos sería considerable. Por otra parte, también hemos tomado en cuenta el decaimiento a un *loop* de Majorones a fotones y de Majorones a electrones, al analizar un espacio de parámetros donde se obtuvieron masas suficientes para abrir este canal de decaimiento. De acuerdo a esto, se encontró que el tiempo de desintegración total de Majorones cumple con el requisito de superar la edad actual estimada del universo.

Para las distintas búsquedas del espacio de parámetros, se encontró que el rango de masas para el Majorón, compatible con todas las restricciones y filtros impuestos en el modelo, corresponde a $10^{-9} \text{ GeV} < m_J < 10^{-2} \text{ GeV}$. Valores que dependen principalmente del vev del singlete, en el rango $10^6 \text{ GeV} < v_1 < 10^{10} \text{ GeV}$. Respecto de otros parámetros fundamentales del modelo, hallamos que $10^{-4} \text{ GeV} < v_3 < 7 \text{ GeV}$ y $10^{-9} < \kappa < 10^{-5}$, quienes cumplen un rol importante en la magnitud de las masas de los campos principalmente tripletes, H^\pm , $H^{\pm\pm}$, A y h_2 , cuyos valores se encuentran entre $10^2 \text{ GeV} < m < 10^5 \text{ GeV}$.

Para concluir, se estudió la producción de Majorones en el universo temprano mediante el mecanismo de *freeze-in*, considerando diferentes filtros al espacio de parámetros, mostrando que la abundancia de Majorones encontrada es compatible con la densidad fósil de materia oscura conocida en el universo.



El Modelo Estándar de Física de Partículas y más allá

1.1 Introducción

Sin duda, la comprensión que tenemos del mundo microscópico ha ido incrementándose durante el último siglo y la mayor parte de este conocimiento está contenido en lo que conocemos como el Modelo Estándar de Física de Partículas (SM)¹ [1-3]. A través de su estructura, podemos conocer cómo funciona la física a pequeñas distancias y altas energías. El SM es la teoría que describe todas las propiedades e interacciones entre las partículas que conocemos. Toda la materia visible en el universo está hecha de lo que llamamos partículas fundamentales, las que podemos agrupar en una especie de tabla periódica de la física de partículas (Figura 1.1). El contenido de partículas del SM consiste en dos tipos de partículas elementales; fermiones y bosones, definidos por su estadística de espín. Las partículas de materia, *quarks* y leptones; los bosones, quienes son portadores de las fuerzas; y el bosón de Higgs, relacionado con el mecanismo de generación de masa de algunas de las partículas. Este modelo explica tres de las cuatro fuerzas fundamentales que gobiernan el universo: el electromagnetismo (EM), la fuerza débil y la fuerza fuerte, cuyas partículas mediadoras corresponden a los fotones, bosones W y Z , y los gluones, respectivamente.

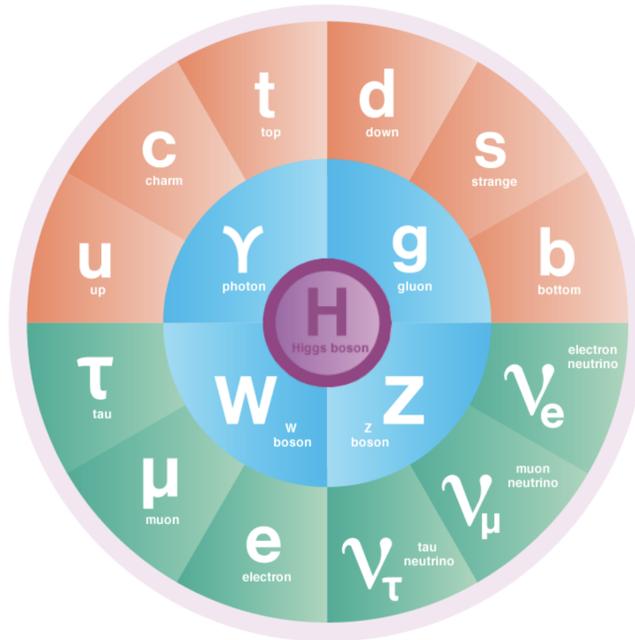


Figura 1.1: Partículas del Modelo Estándar [4].

¹SM: Standard Model por sus siglas en inglés.

La formulación del modelo estándar ha permanecido sin modificaciones significativas desde sus inicios. Su éxito ha quedado demostrado al ser capaz de describir diferentes aspectos de la naturaleza que, luego, hemos podido observar en los experimentos. El último gran descubrimiento que confirma lo acertadas que han sido las predicciones del SM con las mediciones experimentales es el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 [5]. El descubrimiento de esta nueva partícula confirma la existencia del campo de Higgs, un elemento fundamental del SM capaz de generar masas para los bosones W y Z , y los fermiones, a través del mecanismo de Higgs, corroborando así las observaciones. En la Tabla 1.1 se muestran algunas de las propiedades de las partículas elementales.

Nombre de la partícula	Masa	Carga eléctrica	Color	Espín	Tiempo de vida
electrón e	0.511 MeV	-1	no	1/2	estable
muón μ	105.66 MeV	-1	no	1/2	2.2×10^{-6} s
tau τ	1776.86 MeV	-1	no	1/2	2.9×10^{-13} s
electrón neutrino ν_e	< 2 eV	0	no	1/2	estable
muón neutrino ν_μ	< 0.19 MeV	0	no	1/2	estable
tau neutrino ν_τ	< 18.2 MeV	0	no	1/2	estable
<i>up quark</i> u	2.16 MeV	2/3	sí	1/2	estable
<i>down quark</i> d	4.67 MeV	-1/3	sí	1/2	estable
<i>charm quark</i> c	1.27 GeV	2/3	sí	1/2	1.1×10^{-12} s
<i>strange quark</i> s	93.4 MeV	-1/3	sí	1/2	1.24×10^{-8} s
top quark t	172.69 GeV	2/3	sí	1/2	4.2×10^{-25} s
bottom quark b	4.18 GeV	-1/3	sí	1/2	1.3×10^{-12} s
photon γ	0	0	no	1	estable
gluon g	0	0	sí	1	estable
W boson	80.377 GeV	± 1	no	1	3×10^{-25} s
Z boson	91.1876 GeV	0	no	1	3×10^{-25} s
Higgs boson H	125.25 GeV	0	no	0	1.56×10^{-22} s

Tabla 1.1: Propiedades de las partículas fundamentales conocidas [6].

1.1.1. Modelo Estándar: una teoría de gauge

En el SM, las interacciones electromagnética, débil y fuerte de las partículas fundamentales se describen en el marco de las teorías cuánticas de campos. El SM corresponde a un tipo de teoría de campos, una teoría de gauge, con grupo de simetría local $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde

los subíndices C , L e Y denotan color, quiralidad *left-handed*² e hipercarga débil, respectivamente. $SU(3)_C$ es la simetría de las interacciones fuertes y $SU(2)_L \times U(1)_Y$ la simetría de las interacciones electrodébiles.

Cuando hablamos de simetrías, nos referimos a una invarianza en las ecuaciones que describen un sistema físico. En el contexto de teorías cuánticas de campos, se construyen teorías que codifican diversos hechos empíricos, como las leyes de conservación que han sido observadas, y como resultado, las ecuaciones muestran ciertas propiedades de invarianza. Existen diferentes tipos de simetrías, las que podemos distinguir entre simetrías del espacio-tiempo e internas. Las simetrías del espacio-tiempo incluyen el grupo de Poincaré, que da origen a leyes de conservación de energía-momento y momento angular. Cuando hablamos de simetrías internas, las identificamos como aquellas que actúan en los campos directamente. Éstas, a su vez, se pueden clasificar en dos: globales y locales. En el caso de las simetrías globales, los operadores transforman de forma constante en el espacio y pueden ser discretas o continuas. Se cree que hay razones para pensar que no existen simetrías globales exactas en la naturaleza, puesto que éstas serían violadas por efectos gravitacionales [7–10]. Debido a esto, se suelen conocer como simetrías accidentales, ya que suelen ser consecuencia de rompimiento de simetrías locales. Las simetrías accidentales surgen a nivel renormalizable como resultado de otras simetrías que se han impuesto y el contenido de partículas que se tiene en la teoría. Además, pueden romperse explícitamente por operadores de dimensiones superiores o por pequeños parámetros a nivel renormalizable, en cuyo caso las llamamos simetrías aproximadas. De hecho, algunas cantidades conservadas son el resultado de simetrías globales que son únicamente aproximadas. Por ejemplo, el número bariónico $U(1)_B$ y número leptónico (L) $U(1)_L$ son simetrías que se espera se rompan al incluir operadores de dimensión superior a 4 en el lagrangiano. Por otra parte, las simetrías locales o de *gauge* son aquellas donde los operadores de transformación dependen del espacio tiempo. Este tipo de simetrías se imponen en los lagrangianos, como es el caso del lagrangiano del SM, requieren la existencia de campos de *gauge*, no pueden ser rotas explícitamente y cuando se rompen espontáneamente, los bosones de *gauge* adquieren masa mediante la absorción de un bosón de Goldstone, como veremos más adelante.

Antes del rompimiento espontáneo de la simetría, existen ocho gluones sin masa, mediadores de las interacciones fuertes, asociados a los generadores del grupo de gauge $SU(3)_C$, las matrices de Gell-mann; cuatro bosones de gauge electrodébiles, B_μ y W_μ^a , con $a = 1, 2, 3$, asociados a los generadores del grupo $SU(2)_L$, las matrices de Pauli, y el grupo $U(1)_Y$. Éstos son los responsables de las interacciones electrodébiles.

Dentro de los constituyentes de la materia, se tienen los dobletes de *quarks* Q^i y leptones L^i ; y

²Levógiro en castellano.

los singletes de *quarks* U^i y leptones E^i , donde $i = 1, 2, 3$ representan las tres familias y transforman bajo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Luego del rompimiento espontáneo de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, aún se tienen ocho gluones, debido a que la simetría $SU(3)_C$ no se ha roto; tres partículas masivas, los bosones W^\pm y Z , y el fotón γ sin masa. Del mismo modo, el SM contiene un doblete escalar complejo de Higgs de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. El contenido de campos y la notación que utilizaremos se muestra en la Tabla 1.2.

Fermiones	Campo	Espín 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
<i>quarks</i>	Q^i	$(u_L, d_L), (c_L, s_L), (t_L, b_L)$	$(3, 2, 1/6)$
	U^i	$u_R^\dagger, c_R^\dagger, t_R^\dagger$	$(\bar{3}, 1, -2/3)$
	D^i	$d_R^\dagger, s_R^\dagger, b_R^\dagger$	$(\bar{3}, 1, 1/3)$
leptones	L^i	$(\nu_e, e_L), (\nu_\mu, \mu_L), (\nu_\tau, \tau_L)$	$(1, 2, -1/2)$
	E^i	$e_R^\dagger, \mu_R^\dagger, \tau_R^\dagger$	$(1, 1, 1)$
Bosones	Campo	Espín 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
W	W_μ^a	W^\pm, W^0	$(1, 3, 0)$
B	B^μ	B^0	$(1, 1, 0)$
gluón	G_μ^a	g	$(8, 1, 0)$
Bosón	Campo	Espín 0	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Higgs	H	H	$(1, 2, 1/2)$

Tabla 1.2: Al inicio de la tabla están los campos fermiónicos del SM, el superíndice $i = 1, 2, 3$ representa las tres generaciones, y los subíndices L y R indican la quiralidad del campo. En las tres últimas filas se encuentran los bosones del SM. Los tres generadores del grupo $SU(2)_L$ son W_μ^a con $a = 1, 2, 3$. El grupo $U(1)_Y$ sólo tiene un operador, B_μ . También existen 8 gluons, que son los 8 generadores de $SU(3)_C$.

Todos los fermiones se acoplan a los bosones de gauge y al campo escalar. Luego, el lagrangiano del SM puede ser escrito como,

$$\mathcal{L} = i\psi_i^\dagger \bar{\tau}^\mu D_\mu \psi_i - \frac{1}{4} F^{a\mu\nu} F_{\mu\nu}^a - Y^{ij} \psi_i^\dagger \psi_j H + |D_\mu H|^2 - \mu^2 H^\dagger H - \lambda (H^\dagger H)^2 + \text{h.c.} \quad (1.1)$$

donde $\bar{\tau}^\mu = (1, -\sigma^i)$ con σ^i las tres matrices de Pauli. La derivada covariante $D_\mu = \partial_\mu - ig'YB_\mu - \frac{i}{2}g\tau^a W_\mu^a - \frac{i}{2}g_s\lambda_a G_\mu^a$; g' , g y g_s los acoples de $U(1)$, $SU(2)$ y $SU(3)$, respectivamente. Cuando una partícula es un singlete de $SU(2)_L$, no hay segundo término en D_μ y el tercer término se incluye en la derivada covariante cuando hay un campo con carga de color $SU(3)_C$, y λ_a , $a = 1, \dots, 8$ corresponde a las matrices de Gell-Mann, las generadoras del grupo $SU(3)$. El segundo término en la ecuación (1.1) es el tensor de campo electromagnético $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu F_\nu^a - \partial_\nu F_\mu^a + g f_{abc} F_\mu^b F_\nu^c$ para un campo de gauge bosónico, con constante de acoplamiento g . En el caso de $U(1)_Y$, $f_{abc} = 0$ ya que es un grupo abeliano. Y^{ij} son las matrices de acoplamientos de Yukawa de 3×3 del sector de sabores.

En la ecuación (1.1), el potencial de Higgs está dado por,

$$V(H) = \mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2. \quad (1.2)$$

El grupo de simetría de gauge del SM corresponde a $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Si dividimos el SM en sectores, tenemos que el sector fermiónico depende de trece parámetros independientes: seis masas de *quarks*, tres leptones masivos cargados, tres ángulos de mezcla de *quarks* y una fase. En el sector de *gauge* hay tres parámetros, las constantes de acoplamiento y los neutrinos sin masa del SM. También, depende de otros dos parámetros provenientes del sector escalar: la masa del bosón de Higgs y una constante de acoplamiento cuártico. En el sector de gauge de $SU(3)$ existe el parámetro conocido como θ_{QCD} . Ésto nos deja con un total de 19 parámetros independientes.

El Lagrangiano para el campo fermiónico libre $\psi(x)$ está dado por

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}^i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_i, \quad (1.3)$$

donde $\psi = (\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n)^T$ es un multiplete de fermiones libres. Este lagrangiano es invariante bajo simetrías de Poincaré y transformaciones de fase compleja en el espacio ψ_i ,

$$\psi \rightarrow \mathbf{U}\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}\mathbf{U}^\dagger, \quad (1.4)$$

donde $\mathbf{U} = \exp(i\theta)$ es una matriz unitaria de orden $n \times n$ del grupo $SU(n)$.

El Lagrangiano en la ecuación (1.3) no es invariante bajo transformaciones de locales de *gauge*:

$$\delta\mathcal{L} = \bar{\psi}\mathbf{U}^\dagger\gamma^\mu(\partial_\mu\mathbf{U})\psi. \quad (1.5)$$

Sin embargo, queremos que nuestro Lagrangiano sea invariante ante una simetría local $SU(2)$. Con el objetivo de tener invariancia local de gauge, debemos introducir una derivada covariante \mathbf{D}_μ , la que induce interacciones entre fermiones y bosones de gauge. En una teoría de gauge, esta derivada reemplaza la derivada normal ∂_μ y está dada por,

$$\mathbf{D}_\mu = \mathbf{I}\partial_\mu - ig\mathbf{A}_\mu. \quad (1.6)$$

También, definimos un campo vectorial bosónico $\mathbf{A}_\mu = \mathbf{T}^a A_\mu^a$, donde \mathbf{T}^a corresponden a los $n^2 - 1$

generadores del grupo $SU(n)_L$, con a desde 1 a $n^2 - 1$. \mathbf{A}_μ transforma como

$$\mathbf{A}_\mu \rightarrow \mathbf{U} \mathbf{A}_\mu \mathbf{U}^\dagger + \frac{i}{g} (\partial \mathbf{U}) \mathbf{U}^\dagger. \quad (1.7)$$

Para conservar la simetría necesitamos incluir un bosón vectorial de gauge por cada generador del grupo. El lagrangiano en ecuación (1.3) se puede reescribir como,

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}^i (i\gamma^\mu \mathbf{D}_\mu - m) \psi_i. \quad (1.8)$$

Ahora, este lagrangiano es invariante ante las transformaciones de gauge definidas en las ecuaciones (1.4) y (1.7).

En el grupo $SU(2)$ hay tres bosones de gauge que llamamos W_μ^a , $a = 1, 2, 3$. Además, incluimos un operador de hipercarga, \mathbf{Y} , a la derivada covariante, de la forma

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_\mu &= \mathbf{I} \partial_\mu - ig \mathbf{T}^a W_\mu^a - \frac{i}{2} g' \mathbf{Y} B_\mu \\ &= \begin{pmatrix} \partial_\mu + i\frac{g}{2} W_\mu^3 + i\frac{g'}{2} Y B_\mu & i\frac{g}{2} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ i\frac{g}{2} (W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu - i\frac{g}{2} W_\mu^3 + i\frac{g'}{2} Y B_\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.9)$$

donde las constantes g y g' representan los acoples electrodébiles. Los bosones de gauge físicos corresponden a combinaciones lineales de los campos W_μ^3 and B_μ ,

$$\begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^- \\ W_\mu^+ \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Definimos $s_W = \sin\theta_W$ y $c_W = \cos\theta_W$, donde θ_W es el ángulo de mezcla débil o ángulo de Weinberg. Existe la siguiente relación entre el ángulo de Weinberg y las constantes de acoplamiento g y g' ,

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g}. \quad (1.12)$$

Finalmente, para describir la dinámica del campo de gauge, agregamos un término cinético invariante de gauge,

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.13)$$

donde se ha definido $W_{\mu\nu}^a$ y $B_{\mu\nu}$ como

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - gf^{abc}W_\mu^b W_\nu^c, \quad (1.14)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.15)$$

con f^{abc} la constante de estructura del grupo SU(2) que satisface $[\mathbf{T}_a, \mathbf{T}_b] = f^{abc}\mathbf{T}_c$.

1.1.2. Rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil

En las teorías de gauge, el lagrangiano es invariante bajo un grupo de transformaciones locales. Un aspecto clave e ingrediente fundamental del SM es la idea del rompimiento de simetría. Éste puede ocurrir de forma explícita o espontánea. El primer caso, se refiere a un rompimiento mediante términos en el lagrangiano que se caracterizan por un parámetro pequeño, por ejemplo, una razón entre las escalas de energía, y por lo tanto, la simetría sería aproximada. En cuanto al rompimiento espontáneo, éste se refiere al caso en donde el lagrangiano es simétrico, pero el estado de vacío no lo es. El término espontáneo nos indica que no existe preferencia alguna por los estados escogidos. Las interacciones son determinadas por la simetría del lagrangiano, esto no ocurre con los estados, ya que no obedecen estas simetrías.

En el SM, debido a la simetría de gauge de la teoría, los términos de masa de fermiones y bosones de gauge están prohibidos en el lagrangiano, ya que no respetan estas simetrías. Sin embargo, cuando estudiamos la invarianza de gauge en modelos con una estructura del vacío no trivial, es necesario entender que estos modelos manifiestan un *rompimiento espontáneo de la simetría* [11, 12], lo que significa que la acción es invariante bajo alguna simetría, pero el estado fundamental o de vacío no lo es. Ésto, rompe la simetría.

Este rompimiento espontáneo de la simetría es uno de los ingredientes clave del modelo estándar de las interacciones electrodébiles, y es el que da origen a las partículas sin masa que conocemos como bosones de Nambu-Goldstone. Cuando el rompimiento de la simetría se refiere a una simetría de gauge rota, en lugar de una simetría global, opera el *Mecanismo de Higgs* [13]. En el SM, las masas de los fermiones y los bosones W^\pm y Z son generadas a través de este mecanismo. El descubrimiento de los bosones W^\pm y Z en CERN [14] es considerada la primera evidencia experimental del rompimiento espontáneo de la simetría en interacciones electrodébiles.

En el SM, el rompimiento tiene lugar debido a un campo escalar que adquiere un valor de expectación en el vacío (vev) distinto de cero, $\langle\phi\rangle \neq 0$. Como resultado, el espectro de partículas físicas no sólo contiene a los intermediarios bosones vectoriales y fermiones, sino también al bosón de Higgs, un campo escalar neutral y última partícula elemental del SM descubierta [5].

Teorema de Goldstone y el mecanismo de Higgs

Cuando hablamos de simetrías locales de gauge que son rotas espontáneamente, no aparecen bosones de Goldstone en nuestra teoría. Por otra parte, lo que ocurre es que bosones de gauge que antes eran partículas sin masa, la adquieren. Entonces, hablamos del mecanismo de Higgs.

Definimos un campo escalar complejo

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)), \quad (1.16)$$

donde ϕ_1 y ϕ_2 son dos grados de libertad reales y componentes del campo ϕ , y x corresponde al espacio-tiempo. Luego, el lagrangiano renormalizable más general que podemos construir para el campo $\phi(x)$ está dado por,

$$\mathcal{L}_\phi = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - \underbrace{\mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2}_{-V(\phi)}. \quad (1.17)$$

\mathcal{L}_ϕ es necesariamente invariante bajo transformaciones de fase de los campos escalares,

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\theta} \phi(x). \quad (1.18)$$

Es imprescindible que el potencial $V(\phi)$ esté acotado por abajo, ya que esto implica la existencia de un estado de mínima energía, el vacío. La condición para que esto suceda es que el coeficiente de acoplamiento cuártico del campo $\phi(x)$ sea positivo, esto es, $\lambda > 0$. Respecto del parámetro μ , tenemos dos casos de estudio:

- **Caso 1**

Si $\mu^2 > 0$, entonces $\phi_1 = \phi_2 = 0$ es el estado fundamental. En este caso la solución preserva la simetría original en la ecuación (1.18). Se describen ϕ_1 y ϕ_2 campos escalares con masa μ y un acoplamiento cuártico λ . Luego, los bosones W y Z permanecen sin masa.

- **Caso 2**

Si $\mu^2 < 0$, el potencial tiene la forma de un sombrero mexicano como en la figura 1.2, el vacío tiene una solución no trivial y el mínimo del potencial corresponde a las configuraciones del campo que satisfacen $\phi^* \phi = \phi_1^2 + \phi_2^2 = \sqrt{-\mu^2/\lambda} \equiv v/\sqrt{2}$. El mínimo del potencial está alrededor de un círculo, es decir, existen infinitos estados de mínima energía y todos están conectados a través de una transformación de fase $\phi^0(x) = v/\sqrt{2} \exp(i\theta)$, donde $\theta \in [0, 2\pi]$. Esto indica que el vacío no es invariante ante una simetría $U(1)$, en tal caso, decimos que la simetría ha sido rota espontáneamente.

Potencial de sombrero Mexicano

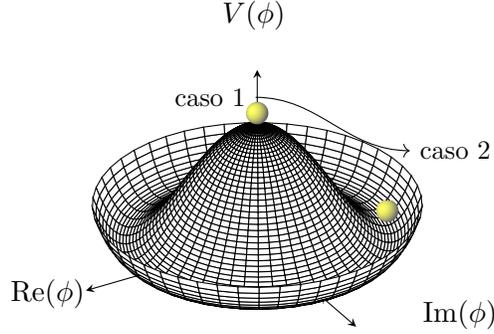


Figura 1.2: Representación de la solución del potencial para los casos 1 y 2.

Sin preferencia alguna, el estado fundamental escoge un punto alrededor de este círculo. Este mínimo en particular rompe la simetría de gauge del sistema,

$$\langle \phi_1 \rangle = 0, \langle \phi_1 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{y} \quad \mu^2 = -\lambda v^2. \quad (1.19)$$

Si parametrizamos las excitaciones alrededor del estado fundamental de la forma

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \eta(x) + i\xi(x)), \quad (1.20)$$

donde $\eta(x)$ y $\xi(x)$ son campos reales, el potencial en ecuación (1.17) toma la siguiente forma

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \partial_\mu \xi \partial^\mu \xi) - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda \left(\frac{1}{4} \eta^4 + \frac{1}{4} \xi^4 + v\eta^3 + v\eta\xi^2 + \frac{1}{2} \xi^2 \eta^2 \right). \quad (1.21)$$

En el lagrangiano anterior podemos ver que el campo η corresponde a un campo masivo, con masa $m_\eta = \sqrt{2}\lambda v$, mientras que ξ no posee masa. Este nuevo campo no masivo es el bosón de Goldstone y describe los estados con la misma energía que el estado fundamental. Sólo existe un bosón de Goldstone debido a que al escoger un estado de vacío rompemos la única simetría de vacío que existía. La partícula con masa la identificamos como el bosón de Higgs y v es el vev correspondiente al estado fundamental de esta teoría, con un valor de $v \approx 246$ GeV.

Mecanismo de Higgs del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil

Conocemos de los experimentos que los bosones W y Z son partículas fundamentales masivas, aún cuando la invarianza de *gauge* prohíbe un término de masa explícito en el lagrangiano. El

mecanismo de Higgs del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil provee de una solución a este problema generando las masas de los bosones débiles W y Z . Para conseguir esto, debemos extender el lagrangiano incluyendo las interacciones entre el bosón de Higgs y los bosones de *gauge*,

$$\mathcal{L}_\Phi = D_\mu H^\dagger D^\mu H - V(H) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}. \quad (1.22)$$

En el SM, cuando el campo de Higgs H adquiere un valor de expectación en el vacío, rompe la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Consideremos un campo doblete complejo de Higgs, que puede ser escrito en término de cuatro grados de libertad reales,

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

y por simetría de *gauge*, el campo $H(x)$ transforma como $H \rightarrow U(x)H$, donde $U(x) = \exp(i\alpha(x)^k \tau^k)$ es un elemento de $SU(2)$ con tres parámetros libres. Mediante el uso de estos parámetros libres, podemos elegir un gauge en el cual $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ y la única componente diferente de cero de H es el escalar real $\phi_3 \equiv \phi$. Esto significa que para el potencial de Higgs en ecuación (1.17), el estado del vacío está dado por $\langle H_0 \rangle = (0 \quad v/\sqrt{2})^T$, con $v = \mu/\sqrt{\lambda}$. Los bosones de gauge absorben al bosón de Goldstone a través del mecanismo de Higgs. Al escoger un vacío en particular, ahora las tres simetrías globales iniciales están rotas, y los tres grados de libertad se convierten en la componente longitudinal de los bosones W^\pm y Z .

Los estados excitados son de la forma:

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

Obtenemos la derivada covariante actuando sobre el doblete en ecuación (1.22),

$$D_\mu H^\dagger D^\mu H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \partial_\mu + i\frac{g}{2}W_\mu^3 + i\frac{g'}{2}YB_\mu & i\frac{g}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ i\frac{g}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu - i\frac{g}{2}W_\mu^3 + i\frac{g'}{2}YB_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

Reemplazando los bosones de gauge con los bosones de gauge físicos, W_μ^\pm and Z_μ , el término cinético en ecuación (1.22), hallamos el término de masa,

$$D_\mu H^\dagger D^\mu H = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{v^2 g^2}{4} W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{(g^2 + g'^2)}{8} v^2 Z_\mu Z^\mu + \text{interacciones}. \quad (1.26)$$

Luego, las masas de los bosones de *gauge*, es decir, las partículas físicas, vienen dadas por

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{1}{2}gv, \\ m_Z &= \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{m_W}{c_W}, \\ m_\gamma &= 0. \end{aligned} \tag{1.27}$$

No existe el término de masa para el fotón A_μ , por lo tanto, éste permanece sin masa. Los valores experimentales de las masas de W y Z son [6]:

$$\begin{aligned} m_W &= 80,377 \text{ GeV}, \\ m_Z &= 91,188 \text{ GeV}. \end{aligned} \tag{1.28}$$

Basados en lo anterior, el parámetro electrodébil queda definido como [15],

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z c_W^2}, \tag{1.29}$$

el cual toma un valor igual a 1 a nivel árbol en el SM [6]. De los términos que incluyen el campo h en ecuación (1.1), encontramos que la masa del campo de Higgs está dada por,

$$m_h = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2\lambda}v. \tag{1.30}$$

De forma similar, obtenemos las masas para los fermiones. El tercer término en ecuación (1.1) corresponde a las interacciones de Yukawa,

$$\mathcal{L} = -Y_L^{ij} e_{Ri}^\dagger L_j H - Y_u^{ij} u_{Ri}^\dagger Q_j i\sigma_2 H^* - Y_d^{ij} d_{Ri}^\dagger Q_j H + \text{h.c.} \tag{1.31}$$

Debido a estas interacciones y luego del rompimiento espontáneo de la simetría, un término de masa aparece en el lagrangiano,

$$\mathcal{L} = -\frac{v}{\sqrt{2}} Y_l^{ij} e_{Ri}^\dagger e_{Lj} - \frac{v}{\sqrt{2}} Y_d^{ij} d_{Ri}^\dagger d_{Lj} - \frac{v}{\sqrt{2}} Y_u^{ij} u_{Ri}^\dagger u_{Lj} + \text{h.c.} \tag{1.32}$$

De lo anterior, hallamos que los fermiones adquieren una masa proporcional al vev del bosón de Higgs y el acoplamiento de Yukawa.

$$m_f = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_f, \tag{1.33}$$

donde $f = l, u, d$ son los leptones y *quarks*, y Y_f son los elementos diagonales de la matriz de Yukawa diagonalizada.

1.2 Más allá del Modelo Estándar

El SM es considerado una pieza fundamental dentro de la ciencia debido al éxito de sus predicciones a bajas energías, a la vez que es capaz de explicar gran parte de la data recolectada a través de los experimentos. Sin embargo, debido a su estructura, no es una teoría fácil de extender a teorías más allá del modelo estándar, y a la vez ser consistentes con toda la data actual. Existen diversas razones por las cuales el SM no es aceptado como una teoría final. Ésto se debe a las preguntas abiertas y los problemas sin resolver que ha dejado hasta ahora [16]. Desde un punto de vista fenomenológico, diversos resultados sugieren que el SM es una teoría incompleta. Indicios claros de que existe física más allá del modelo estándar incluyen:

- Oscilaciones de neutrinos [17–20]
- No contiene partícula alguna que pueda explicar la cantidad de materia oscura presente en el universo [21, 22]
- La abundancia observada de materia sobre anti-materia [23]
- Gravedad cuántica [24, 25]
- El problema CP fuerte [26]
- El problema de la jerarquía [27]

La formulación actual del SM no es compatible con neutrinos masivos, aún cuando los experimentos indican que éstos son partículas masivas. Evidencia de ésto es que los neutrinos cambian de sabor mientras viajan libres por el espacio, es decir, oscilan. Por otra parte, análisis basados en el estudio de curvas de rotación de galaxias y del fondo cósmico de microondas, nos dicen que, de seguro, hay otro tipo de materia que es *invisible* para la materia ordinaria, oscura, neutral, sin color, fría, y que este tipo de materia interactúa únicamente de forma gravitacional. Si tomamos en consideración la evidencia experimental, ésta confirma que, sin dudas, hay física más allá del SM que aún desconocemos.

En esta sección, nos enfocaremos en introducir el problema de masas de neutrinos y la presencia de materia oscura, las principales motivaciones de esta tesis. Este proyecto de investigación consiste en dos etapas:

- Extender el sector escalar de un modelo más allá del SM, el modelo 123, el cual considera a los neutrinos como partículas con masa.
- Cómo esta extensión conduce a un mecanismo para obtener un pseudo bosón de Goldstone masivo, el Majorón, quien podría cumplir el rol de materia oscura en el universo.

1.2.1. Física de neutrinos

Los neutrinos son fermiones que interactúan únicamente vía interacciones débiles y gravedad. Vienen en, al menos, tres tipos o sabores diferentes. Los podemos clasificar de acuerdo al tipo de sabor correspondiente al leptón cargado que es producido o destruido junto a los neutrinos; ν_e , ν_μ y ν_τ , que corresponden a tipo electrón, tipo muón y tipo tau, respectivamente.

Las oscilaciones de neutrinos indican que los neutrinos son partículas masivas, cuyos autoestados de sabor corresponden a combinaciones lineales de los autoestados de masa, ν_1 , ν_2 y ν_3 con masas m_1 , m_2 y m_3 [28], respectivamente, y que ambas bases se relacionan a través de una transformación unitaria de la forma

$$\nu_\alpha = U_{PMNS}\nu_i, \quad (1.34)$$

donde $\alpha = e, \mu, \tau$; $i = 1, 2, 3$; y U_{PMNS} son los elementos de la matriz unitaria de 3×3 . Esta matriz, también conocida como matriz de mezcla de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata [29, 30], está parametrizada en términos de tres ángulos de mezcla θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} , una fase de CP de Dirac, δ y dos fases de Majorana, α_1 y α_2 ,

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

donde $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, y las fases de Majorana tienen sentido físico únicamente cuando los neutrinos corresponden a partículas de Majorana. Estas fases no cumplen ningún rol en las oscilaciones de neutrinos y los ángulos θ_{ij} pueden tomarse dentro del primer cuadrante, $\theta_{ij} \in [0, 2\pi]$, y la fase $\delta_{CP} \in [0, 2\pi]$. Como consecuencia de lo anterior, se pueden considerar dos ordenamientos de masas de neutrinos³,

$$\text{Masas de neutrinos} \rightarrow \begin{cases} m_1 < m_2 < m_3 & \text{Ordenamiento normal (NO)}, \\ m_3 < m_1 < m_2 & \text{Ordenamiento invertido (IO)}. \end{cases} \quad (1.36)$$

³NO: Normal Ordering, IO: Inverted Ordering, por sus siglas en inglés.

En el caso en el cual los neutrinos se propagan libres por el espacio vacío, los autoestados de interacciones son descritos de la forma,

$$|v_i(t)\rangle = a_i e^{-iE_1 t} |v_1\rangle + b_i e^{-iE_2 t} |v_2\rangle + c_i e^{-iE_3 t} |v_3\rangle, \quad i = e, \mu, \tau, \quad (1.37)$$

con

$$E_i^2 = p^2 + m_i^2, \quad (1.38)$$

donde p es el momento lineal, E_i es la energía del autoestado de masa m_i y t es el tiempo desde cuando comienza a propagarse.

Cada autoestado de masa es diferente, por lo tanto, es necesario calcular la probabilidad de oscilación entre un sabor y otro, para poder conocer la probabilidad de que cualquier neutrino pueda ser detectado. Por ejemplo, si queremos conocer la probabilidad de que un neutrino ν_i sea detectado en un tiempo t , ésta viene dada por,

$$\mathcal{P}_{(v_i, t)} = |\langle v_i | v_j(t) \rangle|^2. \quad (1.39)$$

Por otra parte, en el límite relativista ($p \gg m_i$),

$$E_i \approx p + \frac{m_i^2}{2p}, \quad (1.40)$$

entonces, la probabilidad dependerá de la fase, $E_i - E_j = (m_i^2 - m_j^2)/2p \equiv \Delta m_{ij}^2/2p$, responsable de la oscilación. Así, a través de los experimentos de oscilaciones de neutrinos podemos determinar la diferencia de masas de neutrinos, ya que no podemos conocer las masas individuales.

Mecanismo de generación de masas de neutrinos

El origen de las pequeñas masas de neutrinos, descubiertas a través de los experimentos de oscilaciones de neutrinos, es uno de los mayores desafíos dentro de la física de neutrinos. Sabemos que no es posible construir un término de masa renormalizable para los neutrinos con el contenido de fermiones y la simetría de gauge del SM. Por ésto, para conseguir neutrinos masivos en la teoría necesitamos extender el contenido de partículas del modelo, considerando abandonar la renormalizabilidad, la invarianza de gauge o ambas.

Los términos de masas de neutrinos se pueden construir de diferentes maneras y, en este contexto, surge la pregunta sobre la naturaleza de los neutrinos, ¿son éstos, partículas de Dirac o de Majorana? [31]. Podemos definir los neutrinos masivos como partículas de Dirac, si el número leptónico total,

L , se conserva. En este caso, el neutrino ν_i y el antineutrino $\bar{\nu}_i$ tienen la misma masa, pero diferente número leptónico. Respecto de la masa de Dirac, este término incluye estados *right-handed* (RH) y *left-handed* (LH). Por otra parte, cuando los neutrinos son partículas de Majorana, necesariamente el número leptónico se rompe y no es posible distinguir la partícula de su antipartícula [32]. En general, la naturaleza escoge siempre la posibilidad más simple, y en este caso, la manera más sencilla de obtener neutrinos masivos es si éstos son campos de Majorana, sólo dos grados de libertad.

Si nos basamos en la hipótesis de que los neutrinos son un fenómeno de escalas de energía superiores, entonces un Lagrangiano efectivo nos permitiría describir los efectos de la física más allá del SM. Sólo existe un lagrangiano efectivo invariante ante $SU(2)_L \times U(1)_Y$ capaz de generar un término de masas de neutrinos [31]. Este lagrangiano se construye únicamente si asumimos que el número leptónico total, L , no se conserva. Luego del rompimiento espontáneo de la simetría, este lagrangiano genera neutrinos de Majorana con una supresión en la masa de éstos, obteniendo masas pequeñas respecto de las masas de *quarks* y leptones del SM. El *mecanismo seesaw* [33] es uno de los más populares a la hora de generar masas de neutrinos. Existen tres realizaciones de éste dependiendo de cómo se extiende el SM para generar las masas de neutrinos.

Existe un único operador no-renormalizable de dimensión 5 que puede construirse, a partir de los campos del SM, que respeta las simetrías del modelo y genera pequeñas masas de neutrinos, el operador de Weinberg [34]:

$$\mathcal{L} = \frac{h_{ij}}{\Lambda} (L_i H)^T (L_j H), \quad (1.41)$$

donde Λ es la escala de la nueva física, $L_{i,j}$ son los dobletes leptónicos y H es el doblete de Higgs del SM. Notemos que el operador de Weinberg rompe explícitamente la simetría del número leptónico, pero no la simetría $SU(2) \times U(1)$ y que si la nueva escala de energía es lo suficientemente alta, la ecuación (1.41) describe los efectos a baja energía de la física a altas energías.

Luego del rompimiento espontáneo de la simetría, el campo de Higgs adquiere un vev v , el operador de Weinberg generará un término de masa de Majorana para los neutrinos, y las masas de los neutrinos corresponderán a $m_\nu \sim hv^2/\Lambda$. Este término da cuenta de la pequeñez de las masas de neutrinos, sin necesidad de introducir neutrinos *right-handed* (RH).

Varios modelos dan origen al operador de Weinberg a bajas energías. A nivel árbol, podemos encontrar tres realizaciones minimales de este operador de dimensión 5; los modelos seesaw tipo-I, seesaw tipo-II y seesaw tipo-III [33,35], como en la figura 1.3. Estos tres mecanismos generan el operador mediante el intercambio de nuevos estados más pesados, que pueden ser singletes fermiónicos, tripletes escalares o tripletes fermiónicos, respectivamente. La lógica detrás de éstos mecanismos es que, ya que las masas de los intermediarios son grandes, los neutrinos se vuelven naturalmente

pequeños [36].

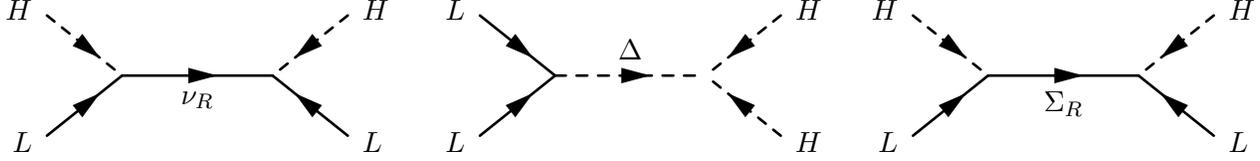


Figura 1.3: Diagramas de realización de los mecanismos seesaw tipo I, II y III, respectivamente

Mecanismo seesaw tipo I

En este tipo de mecanismo seesaw, la interacción está mediada por un neutrino RH pesado de Majorana ν_R , que transforma como singlete bajo el grupo de gauge del SM.

Si consideramos que las masas de neutrinos son de tipo Majorana, éstas estarán dadas por $m_L \bar{\nu}_L \nu_L^c$ donde $\bar{\nu}_L$ es un neutrino LH y ν_L^c es un antineutrino RH. Los términos de masa de Majorana violan el número leptónico total. Estos términos son generados cuando incluimos neutrinos RH en la teoría. Si $Y_{\nu R}$ es el acople entre $HL\nu_R$, podemos escribir el término de masa en el lagrangiano como,

$$\mathcal{L}_\nu = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{\nu}_R^c \end{pmatrix} \mathcal{M} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (1.42)$$

donde,

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M_R \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

es la matriz de masa de neutrinos que incluye los términos de masa tanto de Dirac, m_D , como de Majorana, M_R . Asumiendo $M_R \gg m_D$, podemos diagonalizar la matriz \mathcal{M} dando origen a tres autoestados de masa ligeros y tres autoestados de masa pesados, que corresponden a neutrinos de Majorana,

$$m_\nu^{\text{ligeros}} = -m_D^T \cdot M_R^{-1}, m_D = \frac{Y_{\nu R}^2 v^2}{2M_R} \quad (1.44)$$

$$M^{\text{pesado}} = M_R.$$

Mecanismo seesaw tipo II

El operador de Weinberg se puede generar incluyendo un nuevo campo escalar, Δ , al lagrangiano del SM. Un triplete de $SU(2)_L$ con hipercarga -2 , que rompe el número leptónico en dos unidades.

El término de masa en el lagrangiano está dado por

$$\mathcal{L} = -M_\Delta^2 |\Delta|^2 - \lambda_\Delta L \Delta L - \mu_1 \phi \Delta \phi + \text{h.c.} \quad (1.45)$$

Este triplete genera un término de masa de Majorana $(LH)^2$. Luego del rompimiento de la simetría, el campo triplete adquiere un valor de expectación en el vacío, y considerando $M_\Delta \gg v$, obtenemos la masa para los neutrinos de tipo Majorana del SM,

$$m_\nu = \frac{\lambda_\Delta \mu_1 v^2}{2M_\Delta^2}. \quad (1.46)$$

Mecanismo seesaw tipo III

En este caso, los campos leptónicos se combinan con el doblete de higgs H y se agrega un triplete fermiónico. La partícula que media la interacción es el triplete fermiónico Σ de $SU(2)_L$ e hipercarga cero. El término de masa del lagrangiano está dado por,

$$\mathcal{L}^{\text{mass}} = -\frac{M_\Sigma}{2} \text{Tr}(\Sigma \Sigma) - \lambda_\Sigma \bar{L}^T \Sigma H + \text{h.c.} \quad (1.47)$$

Luego, la masa de los neutrinos LH es,

$$m_\nu = \frac{\lambda_\Sigma^2 v^2}{2M_\Sigma}. \quad (1.48)$$

Si consideramos a los neutrinos como partículas de Majorana masivas, el número leptónico se rompe, independientemente del modelo a través del cual se generan estas masas. Se tienen diferentes casos en los cuales el número leptónico, L , no se conserva:

- Cuando L es una simetría accidental y se rompe explícitamente
- Cuando L proviene de una simetría local y se rompe espontáneamente
- Cuando L proviene de una simetría global y se rompe espontáneamente

En esta tesis, nos enfocaremos específicamente en el mecanismo *seesaw* tipo-II, donde el número leptónico corresponde a una simetría global y se rompe espontáneamente, teniendo como consecuencia que aparezca un bosón de Goldstone en la teoría, el Majorón.

1.2.2. El lado oscuro

La primera evidencia real de materia oscura surgió a comienzos de 1930 cuando Fritz Zwicky utilizó el observatorio Mount Wilson para medir la masa visible de un clúster de galaxias [37]. Encontró que esta masa era demasiado pequeña para impedir a las galaxias de escapar del tirón gravitacional del clúster. Luego, en la década de los 1970, Vera Rubin y Kent Ford midieron la velocidad de rotaciones de las galaxias individuales y encontraron evidencia similar [38]. Existía *algo* actuando como un pegamento, manteniendo a las galaxias juntas y evitando que éstas se dispersen, lo llamaron **materia oscura**. Durante 1980, los astrónomos se convencieron de que la mayor parte de la masa que sostenía a las galaxias y cúmulos de galaxias era *invisible*, confirmaron su existencia y demostraron que la materia oscura es el tipo de materia dominante en nuestro universo [39].

Al tiempo presente, mediante observaciones cosmológicas, sabemos que el universo está compuesto por las siguientes densidades de energía (Figura 1.4):

- 5 % materia visible
- 27 % materia oscura
- 68 % energía oscura

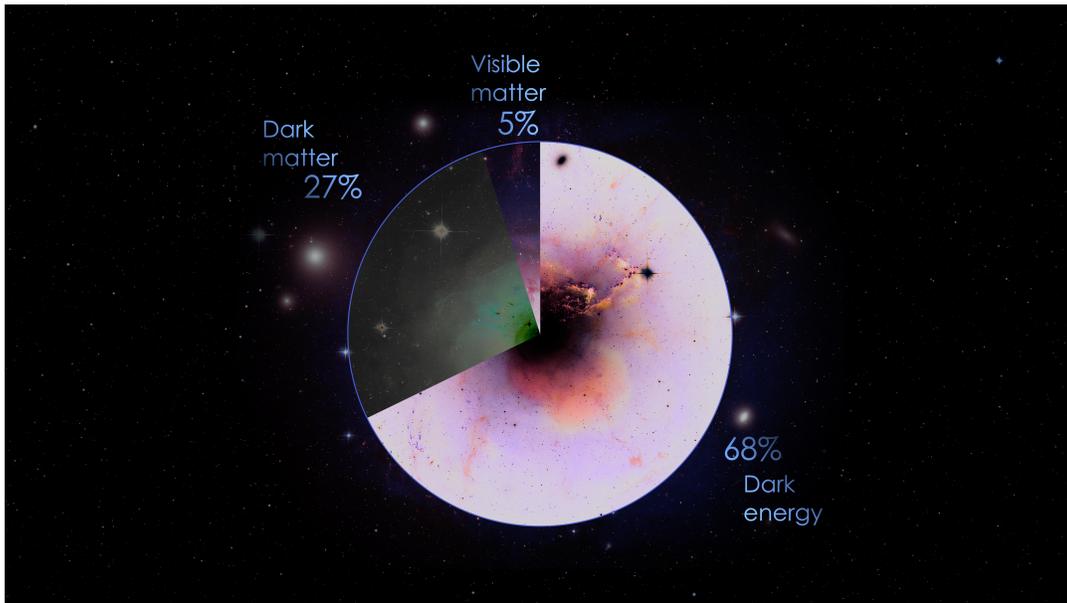


Figura 1.4: Gráfico de pizza del contenido de materia en el universo [40].

Propiedades de la materia oscura

En la actualidad, la materia oscura es considerada uno de los grandes misterios de la física, debido a que nuestro entendimiento sobre ella es bastante limitado. Sin embargo, si bien no sabemos con certeza qué es la materia oscura, si hemos podido identificar algunas de las características que debería cumplir. Primero, la materia oscura debe ser oscura, ésto significa que no se encuentra de la forma en la que comprendemos los objetos que podemos ver, ya que la materia visible en el universo no es suficiente para explicar el 27% requerido por las observaciones. Segundo, la materia oscura no es materia ordinaria, es decir, materia formada de bariones, por ésto no podemos detectarla. Tercero, el concepto de anti-materia y materia oscura no debe confundirse, ya que si bien la materia oscura es capaz de aniquilarse, éstos flujos no son comparables a la aniquilación entre anti-materia y materia ordinaria. La única propiedad que conocemos acerca de la materia oscura es que ésta no interactúa con las partículas del SM o con ella misma, de otra forma que no sea mediante la gravedad; posee una abundancia fósil igual a $\Omega_{DM}h^2 = 0.12$ [41]; debe ser no-relativista luego de la igualdad materia-radiación para poder permitir la formación de estructuras; y debe ser estable a escalas cosmológicas, ésto es, tener un tiempo de vida tan grande (o mayor) como la edad del universo, para ser consistente con los flujos de rayos cósmicos y rayos gamma que observamos. Toda partícula candidata a materia oscura debe poseer ciertas características, es decir, ser: [21],

- **neutral:** a través de las observaciones, se ha postulado que las partículas de materia oscura deben ser eléctricamente neutras, de lo contrario podrían dispersar la luz y por lo tanto, no ser ópticamente transparente.
- **no-bariónica:** resultados del fondo cósmico de microondas y otras evidencias sugieren que sólo el 4 – 5% del total de la materia del universo está compuesto por materia ordinaria (bariónica). Ésto nos conduce a que la materia oscura no es materia ordinaria.
- **no-relativista:** de la formación de estructuras en el universo temprano, sabemos que las partículas de materia oscura deben ser frías, ésto es, que no eran partículas relativistas en la época de formación de estructuras. Es más complejo formar estructuras ligadas gravitacionalmente si las partículas que la forman se mueven demasiado rápido. Entonces, velocidades más bajas implican que las estructuras pueden crecer en tamaño luego del desacople de la materia y la radiación. Si las partículas de materia oscura son frías (o tibias), entonces son más lentas y las perturbaciones en la densidad del campo pueden crecer antes de la recombinación.
- **estable o con larga vida:** hay una huella de materia oscura que se ha observado en el fondo cósmico de microondas y que es necesaria para la formación de estructuras. Además, es posible

sentir sus efectos gravitacionales en galaxias y cúmulos de galaxias en el tiempo presente. Hay modelos cuyas simetrías son impuestas para impedir que las partículas de materia oscura decaigan. Sin embargo, estas partículas pueden decaer, siempre que sus tiempos de vida sean tan grandes, o más, que la edad del universo.

- **no colisionar:** las partículas de materia oscura interactúan únicamente mediante la gravedad y su tasa de interacción es muy pequeña.

Génesis de la materia oscura

Con toda esta información, aún no tenemos una conexión entre las propiedades de la materia oscura y su abundancia observada, y por lo tanto, no hay restricciones. Es necesario discutir el mecanismo a través del cual la materia oscura es producida. Si asumimos un mecanismo, podemos establecer relaciones entre lo observado y las propiedades que debería tener la materia oscura. Existen diversos mecanismos a través de los cuales la materia oscura se origina, aunque típicamente se asume que ésta se genera vía dos procesos que conocemos como *freeze-out* y *freeze-in* [21, 42, 43], que describimos a continuación:

- **Freeze-out** Se asume que la materia oscura está en equilibrio térmico con el baño de partículas del universo temprano, donde es creada y aniquilada en igual cantidad. Cuando la temperatura cae por debajo de la masa de la materia oscura, la creación de ésta es suprimida a medida que más y más partículas del baño dejan de tener energía suficiente, entonces la aniquilación se vuelve dominante y la abundancia cae. Cuando la tasa de aniquilación coincide con la tasa de expansión del universo, las partículas de materia oscura se separan cada vez más y la aniquilación se detiene. Ésto, dejará al universo con una cantidad residual de materia oscura [21, 42].

- **Freeze-in** Se parte de la suposición de que hay una cantidad no despreciable de abundancia de materia oscura en el universo temprano, y que mientras ocurre el proceso de producción de materia oscura en el baño de partículas del SM, éstas no serán suficientes para alcanzar el equilibrio térmico. La producción de materia oscura aumentará gradualmente durante estos procesos, y a medida que el universo se expande y enfría, estos procesos tendrán un término, donde el universo quedará con una abundancia residual de materia oscura [43].

Búsqueda de materia oscura

Durante las últimas décadas, los esfuerzos en la búsqueda de materia oscura se han concentrado en partículas con masas en el rango de las interacciones electrodébiles con las partículas del SM. Hasta ahora, estos supuestos no han tenido gran éxito en esta búsqueda, sin embargo, han motivado fuertemente a ir más allá de estos escenarios. Nuevos modelos, han dado origen a nuevos candidatos

a materia oscura con masas mucho menores que la escala de los GeV o incluso tan grandes como la escala de los TeV.

Sabemos que las partículas de materia oscura interactúan gravitacionalmente con la materia ordinaria. Sin embargo, es importante entender si éstas, además, se acoplan a través de otras interacciones, conocidas o no. Entender esto es fundamental para establecer las vías más factibles de detectar estas partículas tan esquivas. Dentro de los experimentos más conocidos de búsqueda de materia oscura encontramos con la detección directa, indirecta y búsquedas en aceleradores y colisionadores [21, 22, 42].

La detección directa consiste en observar *nuclear recoils* a bajas energías en experimentos que se encuentran bajo tierra. La medición de esta *energy recoil* y la forma de la tasa de dispersión de los procesos, nos permite reconstruir la sección eficaz de dispersión del núcleo-materia oscura, así como la masa de la materia oscura. Algunos de éstos experimentos son DARKSIDE, DAMIC, CONNIE, SBND, DUNE y otros [44–48]. Los experimentos de detección directa fueron construidos considerando que la materia oscura es de tipo WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), es decir, partículas masivas que interactúan débilmente.

La detección indirecta se refiere a la búsqueda de restos de aniquilación a partículas del SM o decaimientos de materia oscura a partículas del SM, que pueden detectarse, especialmente rayos gamma, neutrinos y partículas de antimateria. Como consecuencia de lo anterior, estas partículas se propagan desde donde fueron producidas hasta llegar a la tierra. La tasa de producción de tales partículas dependerá de la tasa de aniquilación o decaimiento, y el número de estados finales producidos en una aniquilación o decaimiento.

Las partículas de materia oscura interactúan débilmente con la materia, por esto es que no dejan rastro en los detectores. Sin embargo, es posible utilizar la conservación de la energía-momentum para inferir su presencia en los estados finales de una colisión protón-protón. Lo que hallamos en las búsquedas de colisionadores es la energía perdida luego de la colisión como indicios de partículas que escapan de ser detectadas, por ejemplo, por tener tiempos de vida demasiado largos. Algunos colisionadores que trabajan en esta búsqueda son ATLAS, CMS y LHCb [49–51].

Los resultados poco favorables en búsquedas de materia oscura vía detecciones directa e indirecta, específicamente búsqueda de materia oscura tipo WIMP, han motivado la exploración hacia otros mecanismos de producción. La producción de materia oscura a través del mecanismo *freeze-in* es una de las alternativas más populares. Éste mecanismo involucra partículas de tipo FIMP (Feebly Interacting Massive Particles), para las cuales las interacciones están tan suprimidas que les es imposible conseguir el equilibrio térmico en el universo temprano, además de poseer masas mucho más pequeñas, en comparación a la materia oscura tipo WIMP.

En esta tesis consideraremos a nuestra partícula candidata a materia oscura como tipo FIMP, es decir, su génesis ocurre a través del mecanismo de *freeze-in* mencionado anteriormente.

| 2

Modelo Majorón en un esquema *seesaw*
tipo-II

2.1 Modelo Majorón en un esquema *seesaw* tipo-II

Estudiaremos una extensión del modelo estándar que entrega una explicación sobre la generación de las masas de neutrinos a la vez que propone un mecanismo para generar un posible candidato a materia oscura.

Diversos modelos extienden el sector de Higgs del SM con el objetivo de dar origen a masas de neutrinos. Ésto, implica una violación del número leptónico total, una simetría accidental del SM cuando los neutrinos son partículas sin masa. Una característica de estos modelos es la adición de uno o más multipletes de Higgs que adquiere un valor de expectación del vacío distinto de cero y poseen carga de número leptónico. Cuando se considera el caso donde se incluyen un singlete o un doblete de Higgs con carga de número leptónico [52], se tiene como consecuencia que un bosón de Goldstone, asociado al LN, el Majorón, aparezca en la teoría [53]. Modelos con singletes y tripletes de Higgs, y en particular el modelo singlete-triplete, han sido extensamente estudiados [54–57].

Una extensión minimal del SM, que proporciona masas de Majorana para los neutrinos es el modelo 23¹, que consiste en incluir un triplete escalar de $SU(2)_L$ con número leptónico $L = -2$, que se acopla con dos dobletes leptónicos fermiónicos. Una vez que el campo triplete adquiere un valor de expectación del vacío, masas de Majorana para los neutrinos son generadas, y también surge un pseudo bosón de Goldstone, el Majorón [58]. Este escenario está actualmente descartado, ya que no se han observado decaimientos del bosón Z a Majorones en LEP [59].

Otra extensión económica al SM se conoce como Modelo de Triplete de Higgs (HTM)² o Modelo 123³. En este escenario, el Majorón tiene como dominante la componente imaginaria del campo singlete, por lo que no se ve afectado por los problemas fenomenológicos que sufre el modelo 23, y resulta consistente con las mediciones del decaimiento invisible del bosón Z . En este modelo, los campos escalares poseen carga de número leptónico, de modo que el lagrangiano sea invariante respecto del número leptónico total. Éste, se basa en el mismo grupo de simetría que el SM y fue propuesto en [54], y posteriormente en [52, 55]. Una vez que los campos singlete y triplete adquieren un valor de expectación del vacío, un bosón de Goldstone, el Majorón, y un término de masas de neutrinos, son generados.

La extensión completa del sector de Higgs consiste en introducir tres campos escalares de $SU(2)$: un singlete σ con número leptónico $L_\sigma = 2$ e hipercarga $Y_\sigma = 0$, un doblete ϕ con número leptónico

¹Que incluye un doblete y un triplete de Higgs.

²HTM: Higgs Triplet Model, por sus siglas en inglés.

³Ya que contiene un singlete, un doblete y un triplete de Higgs.

$L_\phi = 0$ e hipercarga $Y_\phi = -1$, y un triplete Δ con número leptónico $L_\Delta = -2$ e hipercarga $Y_\Delta = 2$ [60]. Los campos singlete, doblete y triplete escalares son de la forma,

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \chi_1 + i\varphi_1), \\ \phi &= \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + \chi_2 + i\varphi_2) \\ \phi^- \end{pmatrix}, \\ \Delta &= \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v_3 + \chi_3 + i\varphi_3) & \frac{\Delta^+}{\sqrt{2}} \\ \frac{\Delta^+}{\sqrt{2}} & \Delta^{++} \end{pmatrix},\end{aligned}\tag{2.1}$$

donde v_1, v_2 y v_3 son los valores de expectación del vacío, $\chi_{1,2,3}$ y $\varphi_{1,2,3}$ las partes reales e imaginarias de las componentes neutrales de los campos escalares.

El Lagrangiano del sector del Higgs en el modelo singlete-triplete están dados por:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \mathcal{L}_{\text{Kinetic}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} - V(\sigma, \phi, \Delta).\tag{2.2}$$

$\mathcal{L}_{\text{Kinetic}}$ corresponde al término cinético de los campos escalares. $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ describe las interacciones entre fermiones y los campos escalares. $V(\sigma, \phi, \Delta)$ es el portencial del sector de Higgs y describe todas las interacciones entre los campos escalares.

2.1.1. Sector de gauge

Los términos cinéticos del sector escalar están dados por,

$$\mathcal{L}_{\text{Kinetic}} = \partial_\mu \sigma^\dagger \partial^\mu \sigma + (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi + \text{Tr}[(D_\mu \Delta)^\dagger D^\mu \Delta],\tag{2.3}$$

donde la derivada covariante tiene la misma forma que en el SM,

$$D_\mu = \partial_\mu + ig T_a W_\mu^a + i \frac{1}{2} g' Y B_\mu.\tag{2.4}$$

Análogo al SM, el isoespín T y la hipercarga Y actúan de manera similar en los campos,

$$\begin{aligned}T_a \phi &= \frac{1}{2} \tau_a \phi, & T_a \Delta &= -\frac{1}{2} \tau_a^* \Delta - \frac{1}{2} \Delta \tau_a \\ Y \phi &= -\phi, & Y \Delta &= 2\Delta\end{aligned}\tag{2.5}$$

donde $\tau = \sigma_a/2$ y σ_a son las matrices de Pauli de 2×2 generadoras del grupo $SU(2)$.

Cuando los campos en la ecuación (2.3) adquieren un vev, la simetría de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y \times$

$U(1)_L$ se rompe generando masas para los bosones W y Z ,

$$m_W^2 = \frac{1}{4}g^2(v_2^2 + 2v_3^2), \quad (2.6)$$

$$m_Z^2 = \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(v_2^2 + 4v_3^2). \quad (2.7)$$

Notar que el vev del triplete, v_3 , contribuye a las masas de los bosones de gauge y modifica cómo éstas se relacionan. Ésto conduce a una desviación de la relación predicha por el SM y medida en términos del parámetro ρ , el cual está dado por

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 c_W^2} = 1 - \frac{2v_3^2}{v_2^2 + 4v_3^2}. \quad (2.8)$$

La medición del parámetro electrodébil es $\rho = 1.0002 \pm 0.0009$ [61].

Debido a las restricciones sobre el valor de v_2 para estar acorde al vev del SM, la ecuación (2.8) obliga a que v_3 tome valores pequeños, en comparación a v_2 , para poder satisfacer las cotas experimentales sobre las masas de W y Z .

2.1.2. Sector de masas de neutrinos

Una de las principales motivaciones para extender el SM es generar un término de masa para los neutrinos. En este modelo, los neutrinos adquieren masa a través del rompimiento espontáneo del número leptónico producto de la interacción entre el campo triplete con los campos leptónicos, cuando ambos campos adquieren un valor de expectación del vacío no nulo. El Lagrangiano responsable de esta ruptura de simetría viene dado por,

$$\mathcal{L}_{LL\Delta} = -i \sum_{ij} h_{ij} L_i^T C^{-1} \Delta L_j + \kappa (\phi^T \Delta \phi \sigma) + \text{h.c.}, \quad (2.9)$$

donde h_{ij} y κ son los acoples dimensionales de Yukawa y el que reúne todos los campos, respectivamente. Δ es la matriz de 2×2 , siguiendo la notación en las ecuaciones en (2.1), y L_i el campo leptónico *left-handed* definido como:

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_{L_i} \\ e_{L_i} \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

el operador de conjugación de la carga, C , es posible definirlo en términos de la segunda matriz de Pauli σ_2 ,

$$C = \begin{pmatrix} -\sigma_2 & 0 \\ 0 & \sigma_2 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Cuando el triplete adquiere un vev, el número leptónico se rompe y, como consecuencia, un término de masa de Majorana para los neutrinos aparece en la teoría. Las masas de neutrinos se obtienen al diagonalizar la matriz de Yukawa h de la forma:

$$h = \begin{pmatrix} h_{ee} & h_{e\nu} & h_{e\tau} \\ h_{e\nu} & h_{\nu\nu} & h_{\nu\tau} \\ h_{e\tau} & h_{\nu\tau} & h_{\tau\tau} \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \text{diag}(m_1, m_2, m_3) U_{\text{PMNS}}^T. \quad (2.12)$$

La matriz de rotación U_{PMNS} es la misma matriz que en la ecuación (1.35), donde hemos considerado que existe conservación de la simetría CP, lo que implica que las fases de Dirac y Majorana, $\delta = \alpha_{31} = \alpha_{21} = 0$.

Al expandir la ecuación (2.12), hallamos los parámetros o acoples de Yukawa como función de los ángulos de mezcla, las masas de neutrinos y las fases:

$$\begin{aligned} h_{ee} &= \frac{1}{\sqrt{2}v_\Delta} (m_1 c_{12}^2 c_{13}^2 + m_2 s_{12}^2 c_{13}^2 + m_3 s_{13}^2) \\ h_{e\mu} &= \frac{1}{\sqrt{2}v_\Delta} (m_1 c_{12} c_{13} (-s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23}) + m_2 s_{12} c_{13} (c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23}) + m_3 s_{13} c_{13} s_{23}) \\ h_{e\tau} &= \frac{1}{\sqrt{2}v_\Delta} (m_1 c_{12} c_{13} (s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23}) - m_2 c_{13} s_{12} (c_{12} s_{23} + s_{12} s_{13} c_{23}) \\ h_{\mu\mu} &= \frac{1}{\sqrt{2}v_\Delta} (m_1 (s_{12} c_{23} + c_{12} s_{13} s_{23})^2 + m_2 (c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23})^2 + m_3 c_{13}^2 s_{23}^2) \\ h_{\mu\tau} &= \frac{1}{\sqrt{2}v_\Delta} (m_1 (s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23}) (-s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23}) \\ h_{\tau\tau} &= \frac{1}{\sqrt{2}v_\Delta} (m_1 (s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23})^2 + m_2 (c_{12} s_{23} + s_{12} s_{13} c_{23})^2 + m_3 c_{13}^2 c_{23}^2). \end{aligned} \quad (2.13)$$

La interacción de Yukawa en la ecuación (2.9) más el vev del triplete, v_3 , generan masas de neutrino de tipo Majorana de la forma,

$$(m_\nu)_{ij} = -\sqrt{2} h_{ij} v_3. \quad (2.14)$$

Sabemos que, experimentalmente, sólo podemos conocer las diferencias de masas al cuadrado

de los neutrinos, por lo que definimos que,

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2, \quad (i, j) = (1, 2, 3), \quad (2.15)$$

donde hemos considerado que m_1, m_2 y m_3 son distintas de cero, y la restricción [6],

$$\sum_{i=(1,2,3)} m_i < 0.12 \times 10^{-9} \text{ GeV}. \quad (2.16)$$

En la matriz U_{PMNS} , se han considerado los siguientes valores [6]:

$$\text{Ordenamiento Normal: } \Delta m_{21}^2 = 7.39_{-0.20}^{+0.21} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \Delta m_{32}^2 = 2.449_{-0.030}^{+0.032} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, s_{13}^2 = 0.02241_{-0.065}^{+0.066}, s_{12}^2 = 0.310_{-0.12}^{+0.13}, s_{23}^2 = 0.558_{-0.33}^{+0.20},$$

$$\text{Ordenamiento Inverso: } \Delta m_{21}^2 = 7.39_{-0.20}^{+0.21} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \Delta m_{32}^2 = -2.509_{-0.032}^{+0.032} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, s_{13}^2 = 0.02261_{-0.064}^{+0.067}, s_{12}^2 = 0.310_{-0.12}^{+0.13}, s_{23}^2 = 0.563_{-0.26}^{+0.19}.$$

2.1.3. Potencial escalar

El potencial invariante de gauge y que respeta la simetría del LN más general que podemos construir con los campos escalares es de la forma,

$$\begin{aligned} V(\sigma, \phi, \Delta) = & \mu_1^2 \sigma^\dagger \sigma + \mu_2^2 \phi^\dagger \phi + \mu_3^2 \text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta) + \lambda_1 (\phi^\dagger \phi)^2 \\ & + \lambda_2 [\text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta)]^2 + \lambda_3 (\phi^\dagger \phi) \text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta) \\ & + \lambda_4 \text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta \Delta^\dagger \Delta) + \lambda_5 (\phi^\dagger \Delta^\dagger \Delta \phi) + \beta_1 (\sigma^\dagger \sigma)^2 \\ & + \beta_2 (\phi^\dagger \phi) (\sigma^\dagger \sigma) + \beta_3 \text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta) (\sigma^\dagger \sigma) \\ & - \kappa (\phi^T \Delta \phi \sigma + \text{h.c.}) \end{aligned} \quad (2.17)$$

donde μ_i^2 , $i = 1, 2, 3$, los parámetros de masas al cuadrado de los campos, λ_i , $i = 1, \dots, 5$ los acoples adimensionales relacionados al doblete y triplete de Higgs, β_i , $i = 1, 2, 3$ los acoples adimensionales relacionados al singlete, y κ es una constante adimensional que mezcla los tres campos escalares. Un total de doce parámetros libres. Asumimos que todos los parámetros son reales.

Las dos primeras líneas del potencial en ecuación (2.17) corresponden al modelo de Gelmini-Roncadelli [58] y las últimas dos consideran los nuevos términos que incluyen al escalar σ . El término κ fue introducido en [54].

Asumimos los vevs de los campos como reales y positivos. Luego, al expandir el potencial de ecuación (2.17) reconocemos los siguientes términos lineales,

$$V_{\text{lineal}} = t_1\chi_1 + t_2\chi_2 + t_3\chi_3, \quad (2.18)$$

donde

$$\begin{aligned} \frac{t_1}{v_1} &= \mu_1^2 - \frac{\kappa v_2^2 v_3}{2v_1} + \beta_1 v_1^2 + \frac{1}{2}\beta_2 v_2^2 + \frac{1}{2}\beta_3 v_3^2, \\ \frac{t_2}{v_2} &= \mu_2^2 - \kappa v_1 v_3 + \lambda_1 v_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_3^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_3^2 + \frac{1}{2}v_1^2 \beta_2, \\ \frac{t_3}{v_3} &= \mu_3^2 - \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} + \lambda_2 v_3^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_2^2 + \lambda_4 v_3^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_2^2 + \frac{1}{2}v_1^2 \beta_3. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Estas expresiones, conocidas como ecuaciones de tadpole, definen el mínimo del potencial, $\frac{\partial V}{\partial \psi} = 0$, y las soluciones no nulas de los vevs. Las condiciones para extremar el potencial son $t_1 = t_2 = t_3 = 0$, permitiendo fijar los parámetros μ_1^2 , μ_2^2 , μ_3^2 para asegurar el mínimo del potencial, como veremos más adelante.

2.1.4. Partículas del modelo

Consideramos la adición de dos multipletes de Higgs, el singlete y triplete escalar, además del doblete del SM. Una vez que los nuevos campos adquieran un valor de expectación del vacío distinto del cero, nuevas partículas surgirán en la teoría con el rompimiento de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El nuevo conteo de partículas considera siete nuevos escalares físicos y tres bosones de Goldstone. Los dos bosones de Higgs, h_2 y h_3 , provenientes del sector CP -even de los campos φ , χ y Δ . Del sector cargado se obtienen los bosones de Higgs H^\pm y el bosón de Goldstone, G^+ correspondiente a la ruptura de simetría, y los bosones doblemente cargados, $H^{\pm\pm}$. Por último, provenientes del sector neutral CP -odd encontramos al bosón masivo, A y dos bosones de Goldstone, G^0 y J , siendo este último el Majorón.

Sector de Higgs doblemente cargado

Una vez que los campos adquieren valores de expectación del vacío no nulos, los términos de masa se pueden obtener al reunir los términos cuadráticos del potencial de la expresión (2.17). Podemos ver que el bosón de Higgs doblemente cargado $\Delta^{\pm\pm}$ no se mezcla con ningún otro estado,

por lo que es un estado físico. Su masa, $m_{\Delta^{++}}^2$, puede extraerse directamente desde el Lagrangiano,

$$m_{\Delta^{++}}^2 = \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2 v_3} - \frac{1}{2} \lambda_5 v_2^2 - \lambda_4 v_3^2. \quad (2.20)$$

En el límite cuando $v_3 \ll v_2, v_1$, se da cuenta sobre la pequeñez del parámetro κ . Este bosón doblemente cargado es puramente triplete.

Sector de Higgs simplemente cargado

En el sector simplemente cargado, cuando un campo escalar adquiere vev distinto de cero, los bosones simplemente cargados ϕ^+ y Δ^+ se mezclan para formar el término $[\phi^-, \Delta^-] M_+^2 [\phi^+, \Delta^+]^T$ ⁴ en el lagrangiano, con

$$M_+^2 = \begin{pmatrix} \kappa v_1 v_3 - \frac{1}{2} v_3^2 \lambda_5 & -\frac{\kappa v_1 v_2}{\sqrt{2}} + \frac{v_2 v_3 \lambda_5}{2\sqrt{2}} \\ -\frac{\kappa v_1 v_2}{\sqrt{2}} + \frac{v_2 v_3 \lambda_5}{2\sqrt{2}} & \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} - \frac{1}{4} v_2^2 \lambda_5 \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Esta matriz es diagonalizable a través de una rotación $O_+ M_+^2 O_+^T = \text{diag}(m_{G^+}^2, m_{H^+}^2)$, donde G^+ es el bosón de Goldstone cargado y sin masa, y H^+ corresponde al bosón de Higgs físico cargado.

Si multiplicamos la segunda fila de M_+^2 por $\sqrt{2}v_3/v_2$ notamos que ésta es linealmente dependiente de la primera. Ésto significa que uno de los autovalores es cero. El otro puede ser obtenido a través de la invarianza de la traza, $\text{Tr}(M_+^2) = \sum_{i=G^+, H^\pm} m_i^2$,

$$\begin{aligned} m_{G^+}^2 &= 0, \\ m_{H^\pm}^2 &= \frac{1}{2} \left(\kappa \frac{v_1}{v_3} - \frac{1}{2} \lambda_5 \right) (v_2^2 + 2v_3^2). \end{aligned} \quad (2.22)$$

Los campos autoestados de masa satisfacen lo siguiente,

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = O_+ \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \Delta^+ \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

con la matriz ortonormal

$$O_+ = \frac{1}{\sqrt{2v_3^2 + v_2^2}} \begin{pmatrix} v_2 & \sqrt{2}v_3 \\ -\sqrt{2}v_3 & v_2 \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

⁴ $\phi^{-*} = \phi^+, \Delta^{+*} = \Delta^-$.

lo que conduce a los autoestados de masa:

$$\begin{aligned} G^\pm &= \frac{v_2}{\sqrt{2v_3^2 + v_2^2}} \phi^{\mp*} + \frac{\sqrt{2}v_3}{\sqrt{2v_3^2 + v_2^2}} \Delta^\pm, \\ H^\pm &= -\frac{\sqrt{2}v_3}{\sqrt{2v_3^2 + v_2^2}} \phi^{\mp*} + \frac{v_2}{\sqrt{2v_3^2 + v_2^2}} \Delta^\pm. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Bajo la aproximación $v_3 \ll v_2, v_1$, el bosón de Goldstone G^\pm es siempre principalmente doblete, ϕ^\pm , mientras que H^\pm es principalmente triplete, Δ^\pm . Si bien, el valor de v_3 , bajo esta aproximación, es mucho menor respecto de los otros dos vevs de la teoría, es importante establecer que éste, en ningún caso dentro de este estudio, siempre es considerado $v_3 \neq 0$. Ésto se debe a que v_3 no nulo es requisito para la generación de masas de neutrinos y, como fue mencionado anteriormente, existen 3 ecuaciones tadpole correspondientes a las soluciones no nulas de los vevs del modelo.

Sector pseudoescalar *CP-odd*

Los campos pseudoescalares φ_1, φ_2 y φ_3 se mezclan debido a la matriz M_φ^2 . Cuando los términos en el potencial se expanden alrededor de los vevs, un término, $\frac{1}{2} [\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3] M_\varphi^2 [\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3]^T$, en la base de gauge de los campos $\varphi_{1,2,3}$, aparece en el lagrangiano, de la forma

$$M_\varphi^2 = \begin{pmatrix} \frac{\kappa v_2^2 v_3}{2v_1} & \kappa v_2 v_3 & \frac{\kappa v_2^2}{2} \\ \kappa v_2 v_3 & 2\kappa v_1 v_3 & \kappa v_1 v_2 \\ \frac{\kappa v_2^2}{2} & \kappa v_1 v_2 & \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Ya que dos filas de M_φ^2 son linealmente dependientes de una tercera, sabemos que existen dos autovalores nulos. La matriz de masa es diagonalizada por una matriz de rotación $O_\varphi M_\varphi O_\varphi^T = \text{diag}(m_{G^0}^2, m_J^2, m_A^2)$. De lo anterior, podemos obtener las masas de los estados físicos de los escalares neutrales: A , es el pseudoescalar masivo; J , el Majorón físico; y G^0 , el bosón de Goldstone neutral no físico. Los nuevos campos corresponden a:

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ J \\ A \end{pmatrix} = O_\varphi \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

La matriz M_φ^2 puede ser diagonalizada por la matriz de rotación como en [57],

$$O_\varphi = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{N_G} & \frac{-2}{N_G} \frac{v_3}{v_2} \\ \frac{N_G^2}{N_J} & \frac{-2}{N_A} \frac{v_3^2}{v_1 v_2} & \frac{-1}{N_J} \frac{v_3}{v_1} \\ \frac{1}{N_A} \frac{v_3}{v_1} & \frac{2}{N_A} \frac{v_3}{v_1} & \frac{1}{N_A} \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

donde definimos:

$$\begin{aligned} N_G &= \sqrt{1 + 4 \frac{v_3^2}{v_2^2}}, \\ N_J &= \sqrt{N_G^4 + 4 \frac{v_3^4}{v_2^2} + \frac{v_3^2}{v_1^2}}, \\ N_A &= \sqrt{1 + 4 \frac{v_3^2}{v_2^2} + \frac{v_3^2}{v_1^2}}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Los autoestados de masa son,

$$\begin{aligned} G &= \frac{1}{N_G} \varphi_2 - \frac{2}{N_G} \frac{v_3}{v_2} \varphi_3, \\ J &= \frac{N_G^2}{N_J} \varphi_1 - \frac{2}{N_J} \frac{v_3^2}{v_1 v_2} \varphi_2 - \frac{1}{N_J} \frac{v_3}{v_1} \varphi_3, \\ A &= \frac{1}{N_A} \frac{v_3}{v_1} \varphi_1 + \frac{2}{N_A} \frac{v_3}{v_1} \varphi_2 + \frac{1}{N_A} \varphi_3. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Bajo la aproximación $v_3^2 \ll v_2^2, v_1^2$, podemos concluir que:

- El bosón de Goldstone G es principalmente doblete, φ_2 .
- El Majorón J es principalmente singlete, φ_1 .
- El pseudoescalar A es principalmente triplete, φ_3 .

Finalmente, la expresión para la masa del escalar masivo *CP-odd* está dada por,

$$m_A^2 = \frac{1}{2} \kappa \left(\frac{v_1 v_2^2}{v_3} + \frac{v_3 v_2^2}{v_1} + 4 v_1 v_3 \right). \quad (2.31)$$

De las expresiones para los nuevos campos rotados simple cargado, doble cargado y el pseudoescalar masivo A, podemos observar que éstas, bajo la consideración $v_3^2 \ll v_2^2, v_1^2$, indican que estos campos son principalmente tripletes. Ésto conduce a que las masas, a pesar de ser diferentes, se encuentren en los mismos órdenes de magnitud [57, 62].

Sector escalar *CP-even*

Por último, al expandir alrededor de los vevs, los campos escalares neutrales χ_1 , χ_2 y χ_3 se vuelven masivos. Ésto implica que un término de la forma $\frac{1}{2} [\chi_1, \chi_2, \chi_3] M_\chi^2 [\chi_1, \chi_2, \chi_3]^T$ aparece en el lagrangiano, donde

$$M_\chi^2 = \begin{pmatrix} 2\beta_1 v_1^2 + \frac{\kappa v_2^2 v_3}{2v_1} & \beta_2 v_1 v_2 - \kappa v_2 v_3 & \beta_3 v_1 v_3 - \frac{\kappa v_2^2}{2} \\ \beta_2 v_1 v_2 - \kappa v_2 v_3 & 2\lambda_1 v_2^2 & \lambda_3 v_2 v_3 + \lambda_5 v_2 v_3 - \kappa v_1 v_2 \\ \beta_3 v_1 v_3 - \frac{\kappa v_2^2}{2} & \lambda_3 v_2 v_3 + \lambda_5 v_2 v_3 - \kappa v_1 v_2 & 2\lambda_2 v_3^2 + 2v_3^2 \lambda_4 + \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

De la diagonalización de esta matriz mediante una matriz ortonormal de la forma, $O_\chi M_\chi O_\chi^T = \text{diag}(m_{h_1}^2, m_{h_2}^2, m_{h_3}^2)$, se obtienen los nuevos campos escalares neutrales h_1 , h_2 y h_3 . Asumimos como el bosón más ligero al descubierto en el 2012, el bosón de Higgs, con masa $m_{h_1} \approx 125$ GeV [63].

Los nuevos campos quedan definidos como,

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = O_\chi \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \\ \chi_3 \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

En el contexto de este modelo puramente singlete-triplete, no desarrollaremos las expresiones analíticas para O_χ y las masas de los bosones de Higgs. Por consiguiente, el sector *CP-even* lo trabajaremos únicamente de forma numérica.

Sin embargo, en el capítulo siguiente ahondaremos más en las expresiones de esta matriz y su matriz de rotación ortonormal, para hallar ciertos parámetros del modelo y utilizarlos como parámetros de entrada en nuestros cálculos.

Búsquedas en el Modelo 123

Diversos estudios, motivados por la física de neutrinos, han explorado modelos más allá del modelo estándar mediante la adición de un triplete de Higgs [52, 55–57, 64]. En particular, nos interesa el estudio de modelos donde consideran el caso más general, es decir, donde se incluyen un singlete y un triplete de Higgs además del doblete del SM. En este contexto, nos centraremos únicamente en la versión pura del modelo 123, donde no se consideran los neutrinos RH.

Las búsquedas de masas de neutrinos han permitido explorar ampliamente el espacio de parámetros del modelo 123, a la vez que nos planteamos la búsqueda de nuevas partículas que surgen del modelo. Estos estudios han abordado, por ejemplo, las tasas de decaimientos de neutrinos, consi-

derando que si éstos son partículas masivas, entonces los más pesados podrían decaer a los más ligeros [54]. Anterior a la confirmación experimental de la existencia del bosón de Higgs, se estudiaron los decaimientos invisibles de partículas masivas del sector CP -*odd* a Majorones, así como también a partículas masivas del sector CP -*even* en adición a Majorones [52]. Consideraron cómo la producción de Higgses y decaimientos invisibles conducían a límites en las masas de estas partículas y sus acoplamientos, y cómo éstas restricciones debían tomarse en consideración en la búsqueda del bosón de Higgs en colisionadores. En este mismo estudio, se discutieron diferentes aspectos sobre casos particulares en los que los vevs de los multipletes escalares podrían tomar valores nulos o no. Ésto, impuso nuevas restricciones sobre los vevs, su existencia y la existencia de partículas como el Majoron, por ejemplo, la ausencia de éste en el modelo 23 [64, 65]. Otras restricciones sobre v_3 se asocian al Majorón y la producción de éstos en un ambiente estelar vía procesos tipo Compton, los que inducen pérdida de energía [52]. Estos procesos no pueden dominar y deben ser suprimidos con el fin de calzar con las observaciones y restricciones astrofísicas, como se ha estudiando en [57].

En otros estudios más recientes, se ha investigado el decaimiento invisible del Higgs en las búsquedas en el LHC [56]. Plantean casos de estudio al establecer límites y rangos sobre algunos parámetros del modelo asociados a la escala del rompimiento de la simetría. Ésto conduce a restricciones sobre parámetros como el vev del triplete, v_3 , asociado al parámetro ρ y a las restricciones astrofísicas sobre el Majorón y su acople a electrones. También sobre las masas de los Higgses, el valor del acople que reúne todos los campos, κ , y condiciones sobre los acoples adimensionales del modelo para que el potencial esté acotado por abajo. En [57] estudian la posibilidad de que tres partículas del modelo 123, el segundo Higgs más pesado del sector CP -*even*, la partícula más pesada del sector CP -*odd* y el bosón simplemente cargado, sean observadas en futuros colisionadores, además de un amplio estudio del espacio de parámetros en casos donde estas partículas corresponden a puramente singlete, triplete o una mezcla de ambos.

Asimismo, un estudio en la línea de nuestra investigación, ha sido publicado recientemente [62]. Aquí, estudian los requerimientos del espacio de parámetros para poder reproducir la abundancia fósil de materia oscura, a través de dos mecanismos de producción en el universo temprano: el mecanismo de *freeze-in* y *misalignment*. En ambos casos, las restricciones al espacio de parámetros se realizan mediante observaciones cosmológicas, detección directa y búsquedas, presentes y futuras, de materia oscura que decae, en telescopios de neutrinos y experimentos de rayos cósmicos. En el caso de la génesis de materia oscura mediante el mecanismo de *freeze-in*, se consideran las interacciones escalar-Majorón, que conducen a la producción de Majorones en el universo temprano, aún cuando éste estuviese desacoplado del baño térmico. Dentro de los posibles procesos de producción de Majorones se encuentran los decaimientos de partículas del modelo pesadas, cargadas, neutrales

y principalmente tripletes, de ambos sectores, así como procesos de dispersión. Se espera que las posibles señales en la producción de Majorones sean captadas en los experimentos de detección indirecta, ya que éstos son sensibles a este tipo de señales debido a los decaimientos del Majorón a e^+e^- , $\gamma\gamma$ y $\nu\nu$.

Cabe destacar que, si bien sólo se han mencionado algunos de los diversos estudios realizados en el contexto del modelo 123, en su mayoría, éstos no se adentran en las posibilidades del Majorón como candidato a materia oscura. En los casos en los cuales sí se considera esto, no se estudia el mecanismo a través del cual este bosón de Goldstone adquiere masa distinta de cero, ni el mecanismo de su producción.

Estudios anteriores han postulado al Majorón como candidato a materia oscura a la par de dar origen a las masas de los neutrinos. Sin embargo, en estos escenarios, los modelos se extienden incluyendo un singlete escalar y neutrinos RH [66–70].

| 3

Modelo Majorón en esquema *seesaw* tipo-II
extendido a la escala de Planck

3.1 Extensión al sector escalar del modelo 123

Se tiene la hipótesis de que las simetrías globales corresponden a simetrías aproximadas, ya que éstas se rompen bajo los efectos de la gravedad [7–10]. Debido a lo anterior, no es extraño esperar que contribuciones no-renormalizables y producto de efectos gravitacionales se manifiesten en el lagrangiano, violen simetrías que no sean de *gauge*. Estos nuevos términos romperían las simetrías globales de forma explícita, por lo que sus efectos sólo serían apreciables sobre la escala a la cual ocurrieron, por ejemplo, a la escala de Planck.

Es importante destacar que tanto en el modelo original como en la extensión, el doblete de Higgs, lo identificamos como el doblete del modelo estándar, y que en ausencia del singlete y triplete escalar, recuperamos el SM en totalidad. Al no considerar el singlete escalar, ningún Majorón aparece en nuestra teoría, mientras que en ausencia del triplete, no hay rompimiento del número leptónico y por lo tanto, ningún término de masas para los neutrinos surge en el lagrangiano.

En el modelo HTM, una vez que los efectos gravitacionales son puestos en consideración, términos que rompen la simetría $U(1)_L$ son inducidos en la teoría. Estos términos deben respetar las simetrías del modelo original, es decir, ser invariantes ante $SU(2) \times U(1)$ y desaparecer a medida que $M_{Pl} \rightarrow \infty$, recuperando el modelo 123 original.

Es posible construir un potencial que involucre todas las combinaciones de operadores de dimensión superior permitidas por las simetrías del modelo original. Los operadores con la dimensión más baja que podemos construir son aquellos de dimensión $D = 5$. Luego, el potencial más general a la escala de Planck considerando éstos términos, V_{Pl} , está dado por

$$\begin{aligned}
 V_{Pl}(\sigma, \phi, \Delta) = & k_1 \frac{\sigma^5}{M_{pl}} + k_2 \frac{\sigma^* \sigma^4}{M_{pl}} + k_3 \frac{\sigma^{*2} \sigma^3}{M_{pl}} + k_4 \frac{(\phi^\dagger \phi) \sigma^3}{M_{pl}} + k_5 \frac{(\phi^\dagger \phi) \sigma^* \sigma^2}{M_{pl}} + k_6 \frac{(\phi^\dagger \phi)^2 \sigma}{M_{pl}} \\
 & + k_7 \frac{(\phi^\dagger \phi) \text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta) \sigma}{M_{pl}} + k_8 \frac{\text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta) \sigma^3}{M_{pl}} + k_9 \frac{\text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta) \sigma^* \sigma^2}{M_{pl}} + k_{10} \frac{\text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta)^2 \sigma}{M_{pl}} \quad (3.1) \\
 & + k_{11} \frac{\text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta \Delta^\dagger \Delta) \sigma}{M_{pl}} + k_{12} \frac{(\phi^\dagger \Delta^\dagger \Delta \phi) \sigma}{M_{pl}} + k_{13} \frac{(\phi^T \Delta \phi) \sigma^2}{M_{pl}} + \text{h.c.}
 \end{aligned}$$

El potencial completo del modelo 123 más la extensión al potencial escalar se construye de la forma

$$V_{\text{total}}(\sigma, \phi, \Delta) = V(\sigma, \phi, \Delta) + V_{Pl}(\sigma, \phi, \Delta). \quad (3.2)$$

Al definir los vevs reales y positivos, y expandiendo los campos alrededor del vacío, los términos

lineales del potencial en la ecuación (3.2) son de la forma

$$V_{\text{Pl}}^{\text{lineal}} = t_1\chi_1 + t_2\chi_2 + t_3\chi_3, \quad (3.3)$$

donde,

$$\begin{aligned} \frac{t_1}{v_1} &= \mu_1^2 - \frac{\kappa v_2^2 v_3}{2v_1} + \beta_1 v_1^2 + \frac{1}{2}\beta_2 v_2^2 + \frac{1}{2}\beta_3 v_3^2 + \frac{5}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_1 v_1^3 + \frac{5}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_2 v_1^3 + \frac{5}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_3 v_1^3 \\ &+ \frac{3}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_4 v_1 v_2^2 + \frac{3}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_5 v_1 v_2^2 + \frac{1}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_6 \frac{v_2^4}{v_1} + \frac{1}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_7 \frac{v_2^2 v_3^2}{v_1} + \frac{3}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_8 v_1 v_2^2 \\ &+ \frac{3}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_9 v_1 v_3^2 + \frac{1}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_{10} \frac{v_3^4}{v_1} + \frac{1}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_{11} \frac{v_3^4}{v_1} + \frac{1}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_{12} \frac{v_2^2 v_3^2}{v_1} + \frac{1}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_{13} v_2^2 v_3, \\ \frac{t_2}{v_2} &= \mu_2^2 - \kappa v_1 v_3 + \lambda_1 v_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_3^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_3^2 + \frac{1}{2}v_1^2 \beta_2 + \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_4 v_1^3 + \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_5 v_1^3 \\ &+ \frac{1}{M_{pl}}\sqrt{2}k_6 v_1 v_2^2 + \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_7 v_1 v_3^2 + \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_{12} v_1 v_3^2 + \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_{13} v_1^2 v_3, \\ \frac{t_3}{v_3} &= \mu_3^2 - \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} + \lambda_2 v_3^2 - \frac{1}{2}\lambda_3 v_2^2 + \lambda_4 v_3^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_2^2 + \frac{1}{2}v_1^2 \beta_3 + \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_7 v_1 v_2^2 + \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_8 v_1^3 \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_9 v_1^3 + \frac{\sqrt{2}}{M_{pl}}k_{10} v_1 v_3^2 + \frac{\sqrt{2}}{M_{pl}}k_{11} v_1 v_3^2 + \frac{1}{\sqrt{2}M_{pl}}k_{12} v_1 v_2^2 + \frac{1}{2\sqrt{2}M_{pl}}k_{13} \frac{v_1^2 v_2^2}{v_3}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

son las condiciones de tadpole que definen el mínimo del potencial, ésto es, $\frac{\partial V}{\partial \psi} = 0$, y las soluciones no nulas para los vevs. Podemos ver que respecto de las ecuaciones de tadpole del modelo 123 en ecuaciones (2.19), éstas sufrieron modificaciones debido a los nuevos términos que se incluyeron en el potencial escalar. Cuando las ecuaciones de tadpole se utilicen para fijar, nuevamente, los parámetros μ_1^2 , μ_2^2 y μ_3^2 , los efectos de estas modificaciones se evidenciarán en las matrices de masas y a su vez, en las masas corregidas de las partículas del modelo.

3.1.1. Espectro del Modelo Majorón Tipo-II modificado

Al modificar el modelo 123 original visto en el capítulo 2, incluyendo los nuevos términos de orden superior que construimos, el contenido de partículas del nuevo modelo no se ve afectado, ya que si bien consideramos nuevas interacciones, éstas se construyeron a partir de los campos que se tenían originalmente, por lo que no hemos incluido nuevas partículas en el modelo.

Las implicancias que tendrá esta extensión, que estudiaremos a continuación, se centran principalmente en las correcciones a las masas de las partículas del modelo original, donde nuestro mayor interés se concentra en la masa no nula que adquiere el pseudo bosón de Goldstone, el Majorón.

El procedimiento que llevaremos a cabo en esta sección es análogo al que estudiamos en el capítulo 2.

Sector doblemente cargado

Al reunir los términos cuadráticos en el potencial total de la ecuación (3.2), notamos que el sector doblemente cargado no se mezcla, tenemos un campo puramente triplete, por lo que podemos extraer directamente del potencial la masa del bosón de Higgs físico doblemente cargado, $m_{\Delta^{++}}$,

$$m_{\Delta^{++}}^2 = \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2 v_3} - \frac{1}{2} \lambda_5 v_2^2 - \lambda_4 v_3^2 - \frac{\sqrt{2} k_{11}}{M_{pl}} v_1 v_3^2 - \frac{k_{12}}{\sqrt{2} M_{pl}} v_1 v_2^2 - \frac{k_{13}}{2\sqrt{2} M_{pl}} \frac{v_1^2 v_2^2}{v_3}, \quad (3.5)$$

donde podemos ver que los términos en el potencial que condujeron a una corrección en la masa de los campos cargados $\Delta^{\pm\pm}$, son aquellos relacionados con los acoples k_{11} , k_{12} y k_{13} en el potencial escalar. Los términos de mayor relevancia, en nuestro espacio de parámetros, para el valor de la masa corresponden a los términos asociados a κ , tal como ocurre en el modelo 123, y k_{13} , generando masas del orden de $10^3 - 10^5$ GeV.

Sector simplemente cargado

Una vez que los campos adquieren vevs, las matrices de masa pueden formarse a partir de los términos cuadráticos, del potencial expandido, que mezclan los bosones simplemente cargados, ϕ^+ y Δ^+ , para formar el término $[\phi^-, \Delta^-] M_+^2 [\phi^+, \Delta^+]^T$ en el Lagrangiano, con

$$M_+^2 = \begin{pmatrix} \kappa v_1 v_3 - \frac{1}{2} v_3^2 \lambda_5 - \frac{k_{12}}{\sqrt{2} M_{pl}} v_1 v_3^2 - \frac{k_{13}}{\sqrt{2} M_{pl}} v_1^2 v_3 & -\frac{\kappa v_1 v_2}{\sqrt{2}} + \frac{v_2 v_3 \lambda_5}{2\sqrt{2}} + \frac{k_{12}}{2M_{pl}} v_1 v_2 v_3 + \frac{k_{13}}{2M_{pl}} v_1^2 v_2 \\ -\frac{\kappa v_1 v_2}{\sqrt{2}} + \frac{v_2 v_3 \lambda_5}{2\sqrt{2}} + \frac{k_{12}}{2M_{pl}} v_1 v_2 v_3 + \frac{k_{13}}{2M_{pl}} v_1^2 v_2 & \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} - \frac{1}{4} v_2^2 \lambda_5 - \frac{k_{12}}{2\sqrt{2} M_{pl}} v_1 v_2^2 - \frac{k_{13}}{2\sqrt{2} M_{pl}} \frac{v_1^2 v_2^2}{v_3} \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Esta matriz se puede diagonalizar mediante de una matriz ortonormal, O_+ , de la forma $O_+ M_+^2 O_+^T = \text{diag}(m_{G^+}^2, m_{H^+}^2)$, donde G^+ es el bosón de Goldstone cargado sin masa y H^+ corresponde al bosón de Higgs masivo cargado. Si multiplicamos la segunda fila de la matriz (3.6) por la razón entre los vevs $\sqrt{2}v_3/v_2$ podemos ver que ésta es linealmente dependiente de la primera fila. Ésto implica que uno de sus autovalores es nulo, mientras que el otro podemos obtenerlo mediante la propiedad de invarianza de la traza, $\sum_{i=1}^2 \lambda_i = \text{Tr}(M_+^2)$, tal como vimos para el caso del modelo HTM.

Luego de la diagonalización, las masas de las partículas del sector cargado vienen dadas por,

$$\begin{aligned}
 m_{G^+}^2 &= 0, \\
 m_{H^\pm}^2 &= \frac{1}{2} \left(\kappa \frac{v_1}{2v_3} - \frac{1}{2} \lambda_5 \right) (v_2^2 + 2v_3^2) \\
 &\quad - \frac{k_{12}}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 (v_2^2 + 2v_3^2) - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_3^2 - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}v_3 M_{pl}} v_1^2 v_2^2.
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Debido al rompimiento de la simetría, necesariamente tenemos una partícula con masa nula, el bosón de Goldstone. Por otra parte, la masa del bosón de Higgs simplemente cargado recibe su mayor contribución del término asociado a κ , al igual que en el modelo original. Debido a la nueva extensión, una corrección importante es generada por el último término de la expresión (3.7), k_{13} , obteniéndose masas del orden de $10^3 - 10^5$ GeV.

Los autoestados de masa satisfacen,

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = O_+ \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \Delta^+ \end{pmatrix}, \tag{3.8}$$

donde la matriz de rotación, O_+ , necesaria para diagonalizar la matriz de masa y los nuevos autoestados finales está dada por,

$$O_+ = \frac{1}{\sqrt{v_2^2 + 2v_3^2}} \begin{pmatrix} v_2 & \sqrt{2}v_3 \\ -\sqrt{2}v_3 & v_2 \end{pmatrix}, \tag{3.9}$$

y corresponde a la misma matriz obtenida para el caso del modelo 123 sin la extensión. A partir de esto, podemos obtener los siguientes autoestados de masa para el bosón de Goldstone y bosón de Higgs simplemente cargados,

$$\begin{aligned}
 G^\pm &= \frac{1}{\sqrt{v_2^2 + 2v_3^2}} \left(v_2 \phi^{\mp*} + \sqrt{2}v_3 \Delta^\pm \right), \\
 H^\pm &= \frac{1}{\sqrt{v_2^2 + 2v_3^2}} \left(\sqrt{2}v_3 \phi^{\mp*} + v_2 \Delta^\pm \right).
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Hemos visto que en la extensión del modelo, ningún nuevo campo se agrega al sector cargado, y todo éste se ha tratado con la misma jerarquía de vevs original, $v_3^2 \ll v_2^2, v_1^2$, por lo que las partículas simple y doblemente cargadas son principalmente tripletes, análogo al caso del modelo 123. Por otra parte, cuando consideramos los términos que contribuyen principalmente a las masas de las partículas del sector cargado del modelo, notamos que éstos corresponden a κ y k_{13} . Si

volvemos al potencial en ecuación (3.1), vemos que ambos acoples están relacionados a términos en el potencial que reúnen todos los campos del modelo, tanto en el modelo original visto en el capítulo 2 como en la extensión del mismo.

En las imágenes de las figuras 3.1 y 3.2, podemos ver cómo las masas de las partículas simple y doblemente cargadas se relacionan con los parámetros relevantes en las expresiones 3.5 y 3.7, es decir, κ y k_{13} , para ordenamiento normal (NO) e invertido (IO) de masas de neutrinos.

Inicialmente, se ha establecido el Filtro 1 (puntos celestes) que considera las mínimas condiciones de perturbatividad para los acoples λ_1 y $\beta_{1,2,3}$ mencionados en el potencial escalar de la ecuación 3.1; masas cuadradas positivas para todas las partículas del modelo, y específicamente $m_{\Delta^\pm}^2$, $m_{H^{\pm\pm}}^2$ y $m_{h_2, h_3}^2 < 10^2 \text{ GeV}$; el límite superior para el vev del triplete, $v_3 < 7 \text{ GeV}$, y cotas mínimas para el decaimiento de Majorones a neutrinos y el decaimiento total de Majorones, $\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu} < 10^{-44} \text{ GeV}$ y $\Gamma_{J_{\text{total}}} < 10^{-42} \text{ GeV}$, respectivamente.

Debido a la gran cantidad de puntos y los amplios rangos en los cuales varía nuestro espacio de parámetros, se aplicó un nuevo filtro (puntos rojos) sobre los parámetros v_1 , v_3 , κ y k_{13} , restringiendo el rango entre el cual pueden moverse, hasta verificar la dependencia que existe entre las masas y éstos parámetros relevantes. Para el caso de dependencia entre m^\pm , $m^{\pm\pm}$ y κ , donde $10^{-6} < k_{13} < 10^{-5}$, $10^{10} \text{ GeV} < v_1 < 1.5 \times 10^{10} \text{ GeV}$ y $0.7 \text{ GeV} < v_3 < 1.3 \text{ GeV}$, vemos que la masa de las partículas simple y doblemente cargadas varían de forma lineal con una pendiente pronunciada (azul oscuro), es decir, existe una relación entre el aumento del valor de estas masas en función de cómo crece el parámetro κ . Cabe destacar que este parámetro es siempre positivo debido a la condición de masas cuadradas positivas, aún cuando no se ha restringido el signo que pueda tomar. Ésto se debe a que el término asociado a κ es quien fija el valor de la masa de las partículas cargadas. Al aplicar el filtro anterior (puntos rojos), a ambas partículas cargadas, e intercambiando el rango de variación de k_{13} por $10^{-7} < \kappa < 5 \times 10^{-8}$, observamos que en esta relación lineal, la pendiente es prácticamente nula, por lo que podemos concluir que el parámetro k_{13} actúa, en las ecuaciones 3.5 y 3.7, compensando los órdenes de magnitud que aportan v_1^2 , v_2^2 y v_3 , permitiendo que las correcciones a las masas sean pequeñas, respecto del modelo original.

Debido a que los acoples del modelo pueden tomar tanto valores negativos como positivos, se ha estudiado la dependencia de ésto en las masas, concluyendo que en el punto escogido para trazar la dependencia, línea azul continua y línea amarilla segmentada, el valor de las masas no se ve alterado con el signo que pueda tomar k_{13} . Se observa, además, que el ordenamiento de masas de neutrinos no genera variaciones apreciables, en este espacio, en las masas de las partículas del sector cargado.

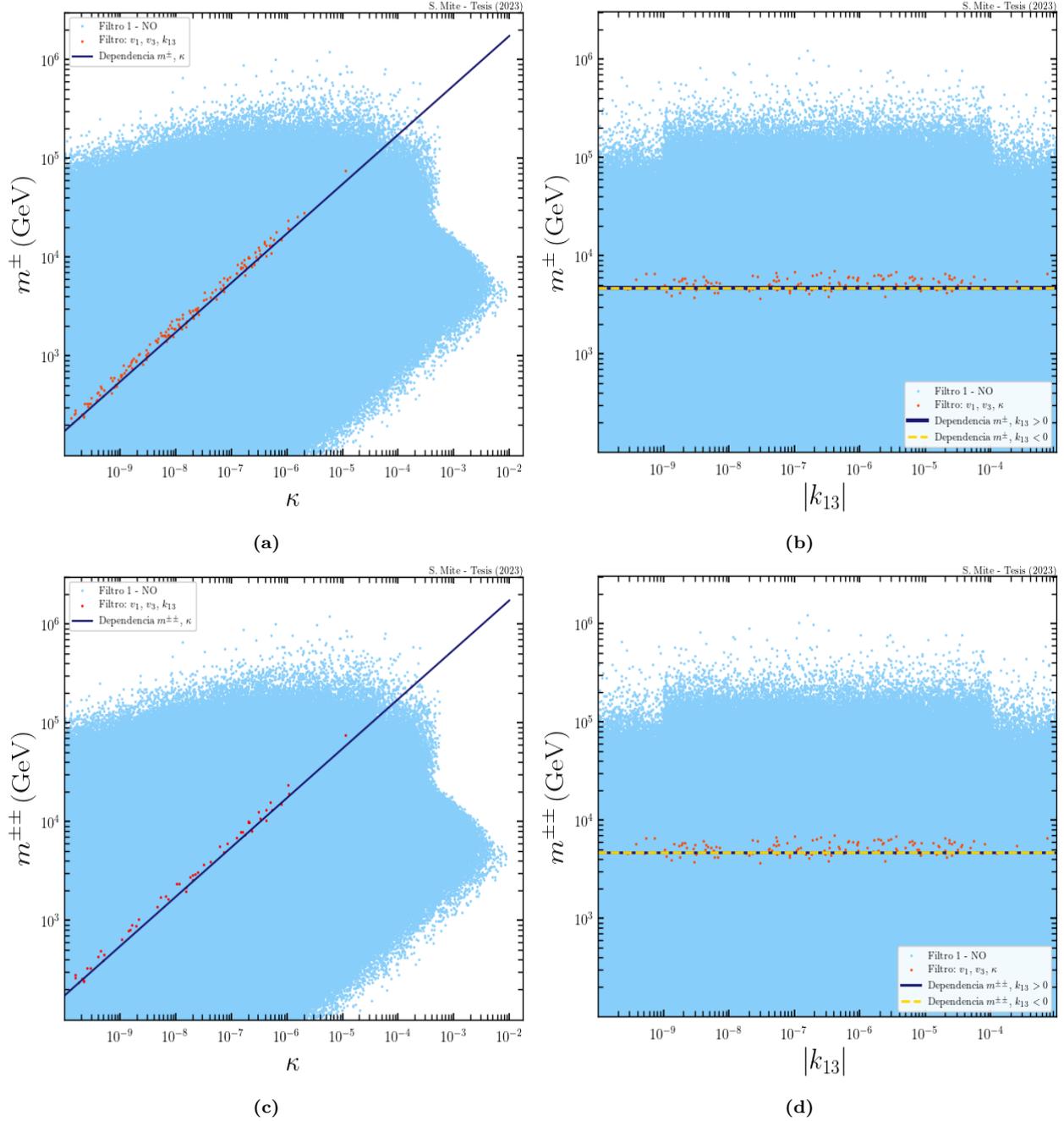


Figura 3.1: Masas de los campos simple y doblemente cargados, m^\pm y $m^{\pm\pm}$, en función de los parámetros κ y k_{13} , considerando ordenamiento normal de masas de neutrinos.

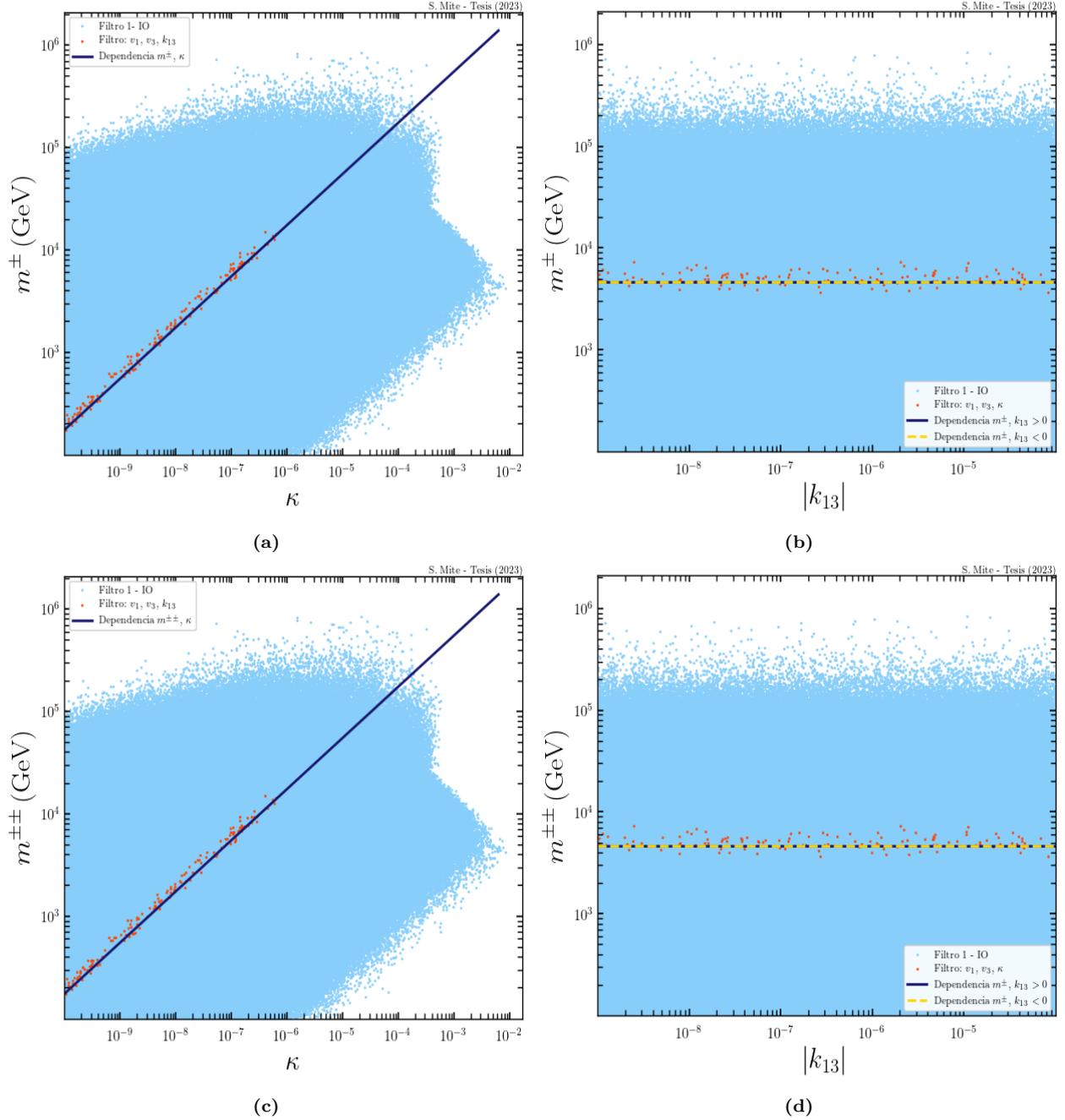


Figura 3.2: Masas de los campos simple y doblemente cargados, m^{\pm} y $m^{\pm\pm}$, en función de los parámetros κ y k_{13} , considerando ordenamiento invertido de masas de neutrinos.

Sector pseudoescalar neutral *CP-odd*

En el sector neutral del potencial, encontramos los campos φ , los cuales se mezclan entre sí en la matriz de masas M_φ^2 . Cuando el potencial se expande alrededor del vacío, un término de la forma $\frac{1}{2} [\varphi_\sigma, \varphi_\phi, \varphi_\Delta] M_\varphi^2 [\varphi_\sigma, \varphi_\phi, \varphi_\Delta]^T$ aparece en el lagrangiano. La matriz de masas corregida, debido a los términos de la nueva extensión, toma la siguiente forma

$$M_\varphi^2 = \begin{pmatrix} M_{\varphi,11}^2 & \kappa v_2 v_3 - \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3 & \frac{\kappa v_2^2}{2} - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 \\ \kappa v_2 v_3 - \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3 & 2\kappa v_1 v_3 - \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_1^2 v_3 & \kappa v_1 v_2 - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2 \\ \frac{\kappa v_2^2}{2} - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 & \kappa v_1 v_2 - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2 & \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} - \frac{k_{13}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_1^2 v_2^2}{v_3} \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

donde la primera entrada está dada por,

$$M_{\varphi,11}^2 = \frac{\kappa v_2^2 v_3}{2v_1} - \frac{25k_1}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 - \frac{9k_2}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 - \frac{k_3}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 - \frac{9k_4}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 - \frac{k_5}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 \\ - \frac{k_6}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^4}{v_1} - \frac{k_7}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^2 v_3^2}{v_1} - \frac{9k_8}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_3^2 - \frac{k_9}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_3^2 \\ - \frac{k_{10}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_3^4}{v_1} - \frac{k_{11}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_3^4}{v_1} - \frac{k_{12}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^2 v_3^2}{v_1} - \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_2^2 v_3. \quad (3.12)$$

Esta matriz puede reescribirse, debido a que sus entradas son proporcionales entre sí, por lo que podemos expresar esta matriz en dependencia únicamente de las entradas, $M_{\varphi,11}$, $M_{\varphi,13}$ y $M_{\varphi,33}$. Luego, las entradas $M_{\varphi,12}$, $M_{\varphi,22}$ y $M_{\varphi,23}$ son proporcionales a $M_{\varphi,13}$ y $M_{\varphi,33}$, más un factor relacionado a v_2 y v_3 , de la forma

$$M_\varphi^2 = \begin{pmatrix} M_{\varphi,11}^2 & \frac{2v_3}{v_2} M_{\varphi,13}^2 & M_{\varphi,13}^2 \\ \left(\frac{2v_3}{v_2}\right)^2 M_{\varphi,13}^2 & \frac{2v_3}{v_2} M_{\varphi,33}^2 & \frac{2v_3}{v_2} M_{\varphi,33}^2 \\ M_{\varphi,13}^2 & \frac{2v_3}{v_2} M_{\varphi,33}^2 & M_{\varphi,33}^2 \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

Al diagonalizar esta matriz mediante $O_\varphi M_\varphi^2 O_\varphi^T = \text{diag}(m_A^2, m_J^2, m_G^2)$, se obtienen las masas de los campos escalares físicos neutrales A ; el pseudo bosón de Goldstone J , el Majorón físico; y G , el bosón de Goldstone neutral no físico, que surge del rompimiento de la simetría del número leptónico.

La matriz de masas del sector *CP-odd* con la nueva extensión requiere de mayor tratamiento para poder encontrar los autoestados de masa y las correspondientes masas de las partículas. Por

lo tanto, para hallar de forma analítica las masas de A , J y G^0 , realizamos la diagonalización $O_{\varphi_2} O_{\varphi_1} M_\varphi^2 (O_{\varphi_2} O_{\varphi_1})^T = \text{diag}(m_A^2, m_J^2, m_G^2)$. La primera rotación parcial la llevamos a cabo a través de la matriz ortonormal O_{φ_1} ,

$$O_{\varphi_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} & \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} & \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

donde $\beta^2 = 1 + \alpha^2$ y $\alpha = 2v_3/v_2$ son constantes relacionadas a los vevs de los campos.

Luego, la matriz parcialmente diagonalizada, $M_{\varphi_1}^2$ queda de la forma

$$M_{\varphi_1}^2 = \begin{pmatrix} M_{\varphi,11}^2 & M_{\varphi,13}\beta & 0 \\ M_{\varphi,13}\beta & M_{\varphi,33}^2\beta^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Podemos ver que la entrada $M_{\varphi,13}^2$ es cero. Ésta corresponde a la masa del bosón de Goldstone, $m_G^2 = 0$, lo que significa que logramos aislar la masa nula del único bosón de Goldstone de este sector luego de la extensión. Las masas del pseudo bosón de Goldstone, J , y del escalar masivo, A , las podemos obtener de la diagonalización analítica de la matriz de 2×2 que se forma de las entradas no nulas de M_φ^2 . A partir de ésto, obtenemos las siguientes expresiones,

$$m_A^2 = \frac{1}{2} \left(M_{\varphi,11}^2 + M_{\varphi,33}^2\beta^2 + \sqrt{4M_{\varphi,13}^2\beta^2 + (M_{\varphi,11}^2 - M_{\varphi,33}^2\beta^2)^2} \right), \quad (3.16)$$

$$m_J^2 = \frac{1}{2} \left(M_{\varphi,11}^2 + M_{\varphi,33}^2\beta^2 - \sqrt{4M_{\varphi,13}^2\beta^2 + (M_{\varphi,11}^2 - M_{\varphi,33}^2\beta^2)^2} \right). \quad (3.17)$$

La segunda diagonalización parcial de M_φ^2 , mediante la rotación O_{φ_2} se encuentra con detalle en el apéndice A.

Finalmente, los nuevos campos rotados se determinan de la siguiente forma,

$$\begin{pmatrix} A \\ J \\ G^0 \end{pmatrix} = O_{\varphi_2} O_{\varphi_1} \begin{pmatrix} \varphi_\sigma \\ \varphi_\phi \\ \varphi_\Delta \end{pmatrix}. \quad (3.18)$$

Hemos considerado, al igual que en el modelo 123, la jerarquía de vevs donde $v_3^2 \ll v_2^2, v_1^2$, por lo que la partícula candidata a materia oscura, J , corresponde a principalmente singlete. Ésto es

fundamental para estar de acuerdo a lo medido por el decaimiento invisible de Z .

Uno de los parámetros más relevantes de la extensión al modelo HTM es la masa de la partícula candidata a materia oscura, el Majorón, J . Ésta es necesaria para hallar decaimientos, tiempos de vida, abundancia de materia oscura en el universo, etc. No corresponde a un parámetro libre del modelo, sino que es obtenido a través de muchos otros, donde algunos de éstos son más relevantes respecto del resto. En este sentido, debido a la pequeñez de m_J en comparación a las otras masas de partículas del modelo, hemos realizado una aproximación a la expresión de ecuación (3.17), con el fin de evitar los problemas numéricos que ésto nos podría ocasionar. De lo anterior, la masa de J queda descrita por la siguiente expresión:

$$m_J^2 = \frac{B}{m}, \quad (3.19)$$

donde

$$\begin{aligned} B &= -M_{\varphi_{1,13}}^2 + M_{\varphi_{1,11}}^2 M_{\varphi_{1,33}}^2 - 4M_{\varphi_{1,13}}^2 \frac{v_3^2}{v_2^2} + 4M_{\varphi_{1,11}}^2 M_{\varphi_{1,33}}^2 \frac{v_3^2}{v_2^2}, \\ m &= M_{\varphi_{1,11}}^2 + M_{\varphi_{1,33}}^2 + M_{\varphi_{1,33}}^2 \frac{v_3^2}{v_2^2}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Estas expresiones contienen diversos parámetros del modelo, sienten los más relevantes v_1 , k_1 , k_2 y k_3 . Los acoples relacionados a la nueva extensión, están estrechamente relacionados al valor que pueda tomar v_1 en el espacio de parámetros escogido, aún cuando los nuevos términos sumados al potencial estén suprimidos por la escala de Planck. En el espacio de parámetros bajo estudio, el rango de valores que puede tomar v_1 , si bien es amplio, considera valores considerablemente grandes, comparados con estudios realizados anteriormente sobre el modelo singlete-triplete, por lo que restringe los valores de k_1 , k_2 y k_3 , quienes actúan compensando los órdenes de magnitud de v_1 , permitiendo hallar masas para el candidato a materia oscura en el rango de los keV y MeV.

En las figuras 3.3, 3.4a y 3.5 encontramos la dependencia que existe entre las masas del sector neutral CP -odd, m_J y m_A , respecto de parámetros asociados a términos que contribuyen a éstas mismas, para ordenamiento normal (NO) e invertido (IO) de masas de neutrinos. En todas las imágenes, Filtro 1 (puntos celestes) implica las mínimas restricciones de perturbatividad para los acoples mencionado en el potencial escalar de la ecuación 3.1, λ_1 y $\beta_{1,2,3}$; masas cuadradas positivas para todas las partículas del modelo, y donde $m_{\Delta_{\pm}}^2$, $m_{H_{\pm\pm}}^2$ y $m_{h_2, h_3, A}^2 < 10^2$ GeV; el límite superior para el vev del triplete, $v_3 < 7$ GeV, y cotas mínimas para la desintegración de Majorones a neutrinos y la desintegración total de Majorones, $\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu} < 10^{-44}$ GeV y $\Gamma_{\text{total}} < 10^{-42}$ GeV, respectivamente.

En la imagen 3.3a, se observa la dependencia más importante asociada a la masa de nuestra partícula candidata a materia oscura, J . La línea azul evidencia la relación directa que existe entre el

aumento de la masa m_J en función del vev del singlete, v_1 , que corresponde a uno de los parámetros libres del modelo y establece los límites superiores para la masa del Majorón. A medida que el v_1 va aumentando en órdenes de magnitud, notamos que para obtener masas en el rango de los keV, se requiere que el vev del singlete se encuentre entre $10^7 \text{ GeV} < v_1 < 10^{10} \text{ GeV}$. Siguiendo con las figuras 3.3b, 3.3c y 3.3d, aplicamos un nuevo filtro (puntos rojos) para exponer la dependencia que existe entre m_J y $k_{1,3,13}$, considerando que en todos estos casos: $10^6 \text{ GeV} < v_1 < 1.5 \times 10^7 \text{ GeV}$; $0.7 \text{ GeV} < v_3 < 1.3 \text{ GeV}$; $10^{-20} < k_2 < 10^{-15}$ y $k_4 > 0$.

En las figuras 3.3b y 3.4b, vemos que la nube de puntos rojos se encuentra en el rango de los keV y que, para el punto escogido, cuando $k_1 > 0$ (línea azul continua), ésta coincide con parte de la línea amarilla segmentada que corresponde a $k_1 < 0$. Sin embargo, cuando $|k_1|$ toma valores más grandes, se evidencia la importancia del signo que pueda tomar este parámetro, ya que cuando $k_1 > 0$, existe un punto donde la curva comienza a caer producto de que la masa m_J^2 se vuelva negativa. Ésto es un indicador de que dentro del amplio espacio de parámetros estudiado, deben existir combinaciones de k_i , $i = 1, \dots, 13$, tanto positivas como negativas, donde la masa del Majorón vuelve a ser nula, como en el modelo original, a pesar de la extensión al potencial escalar. Por otra parte, si nos detenemos en la curva amarilla segmentada, descubrimos que ocurre algo similar, dado que para ciertos valores de $k_1 < 0$, sólo encontramos masas cuadradas positivas en aumento para el Majorón.

Las gráficas de las figuras 3.3c y 3.4c, muestran una situación similar a la descrita para k_1 . En este caso, incluimos las restricciones: $10^{-20} < k_1 < 10^{-15}$; $k_6 > 0$; $k_5 < 10^{-5}$ y $k_{13} > 0$, y notamos que para el punto seleccionado, las líneas continua y segmentada, coinciden para un valor de masa mayor, y que la línea azul continua decae para módulos más grandes de k_3 , generando masas de Majorones nulas, a la vez que la línea amarilla crece, obteniéndose valores de m_J que aumentan de forma gradual.

Finalmente, en la imagen 3.3d y 3.4d, aplicamos la restricción $10^{-9} < k_{13} < 10^{-4}$, y vemos que, tal como esperábamos, los acoples hacia el final del potencial 3.1 apenas contribuyen al valor que pueda tomar la masa de nuestra partícula candidata, aún cuando el rango de valores en los que pueden variar es mayor en varios órdenes de magnitud. Ambas líneas coinciden completamente para el punto escogido y se mantienen en un valor fijo de la masa m_J , sin importar el signo que este acople pueda tomar en el espacio de parámetros.

Con respecto a la otra partícula física neutral de este sector, A , al ser principalmente triplete, producto de la jerarquía de vevs impuesta, sabemos que un parámetro relevante corresponde a κ , y ya que A y J vienen de un origen en común, otro parámetro relevante es el vev del singlete, v_1 . En las figuras 3.5a y 3.5c, del mismo modo en que vimos en el sector cargado, cuando consideramos un

pequeño espacio de parámetros (puntos rojos) dentro de la gran nube celeste y escogemos un punto en él, se manifiesta la dependencia lineal que existe entre m_A y κ , el parámetro que más contribuye a las masas de las partículas principalmente tripletes. En este contexto, hemos considerado las restricciones donde $10^{-6} < k_{13} < 10^{-5}$, $10^{10} \text{ GeV} < v_1 < 1.5 \times 10^{10} \text{ GeV}$ y $0.7 \text{ GeV} < v_3 < 1.3 \text{ GeV}$. Advertimos que el rango de masas de A , varía desde 10^2 GeV hasta varios órdenes de magnitud superiores, y que este incremento ocurre en función de los valores en aumento de κ , destacando que en este caso, nuevamente, este parámetro sólo considera valores positivos, al ser el término principal en la generación de la masa del bosón A .

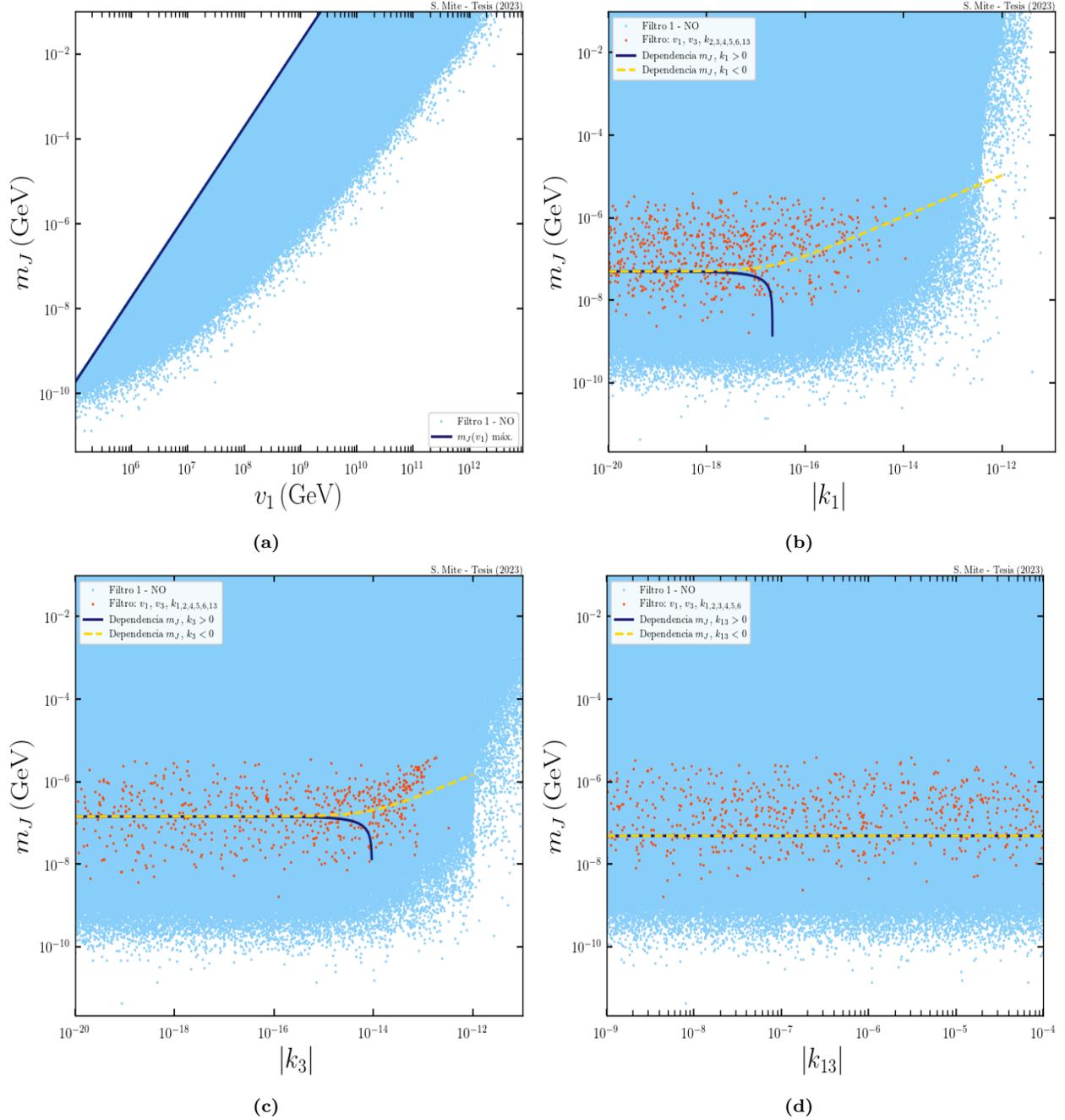


Figura 3.3: Masa del candidato a materia oscura, J , en función de los parámetros relevantes, considerando ordenamiento normal (NO) de masas de neutrinos.

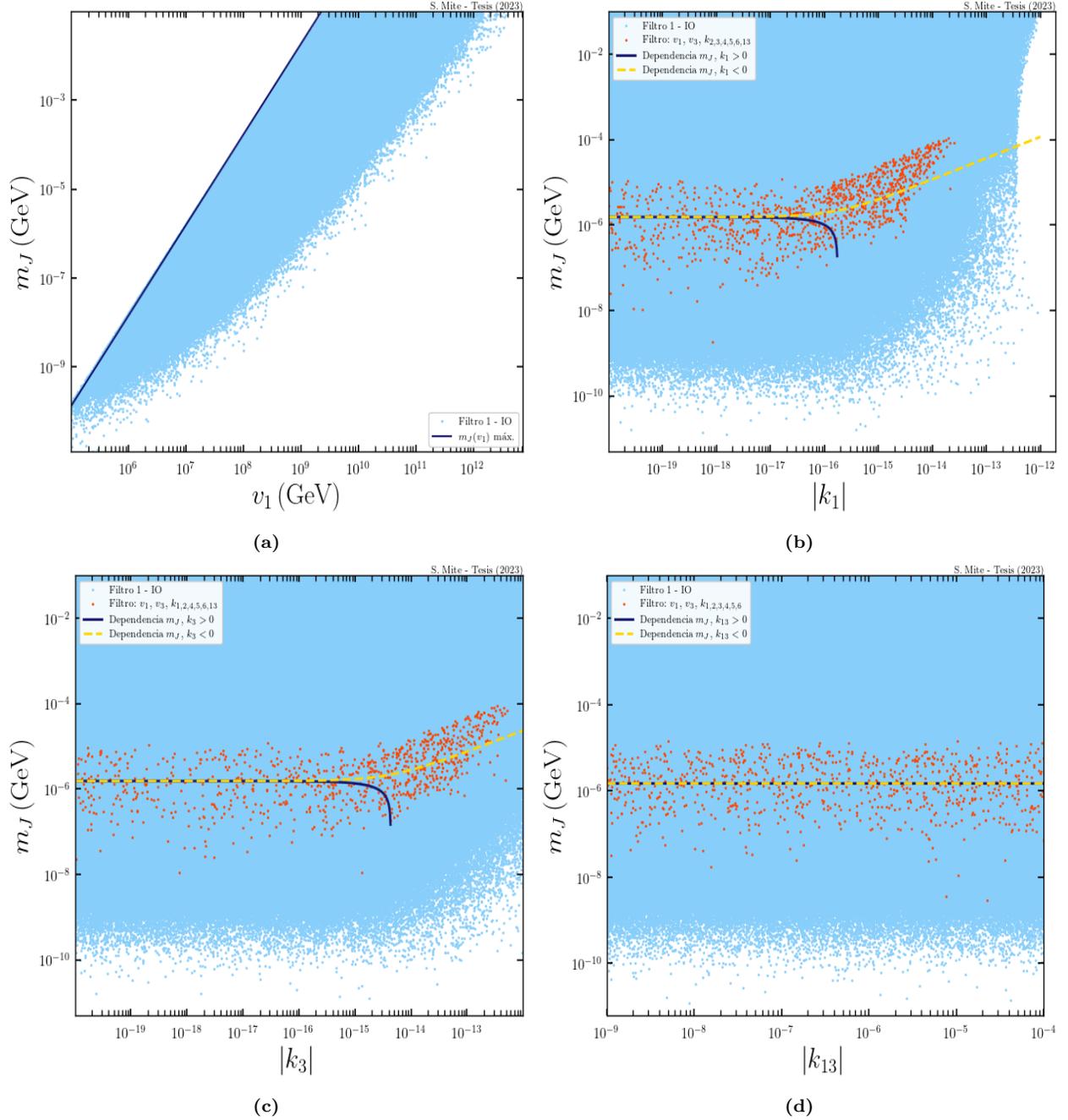


Figura 3.4: Masa del candidato a materia oscura, J , en función de los parámetros relevantes, considerando ordenamiento invertido (IO) de masas de neutrinos.

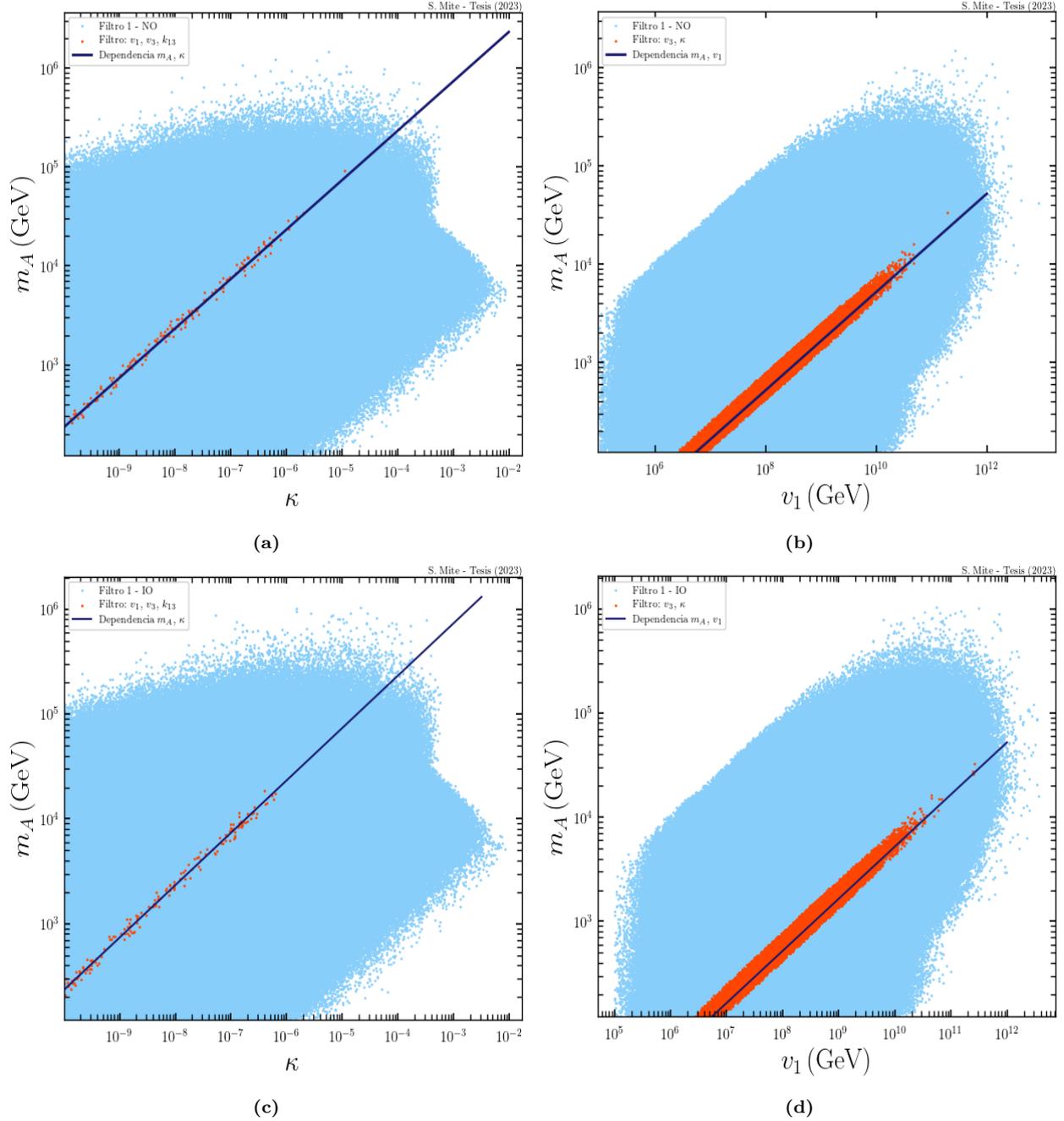


Figura 3.5: Masa del escalar físico, A , del sector neutral CP -odd en función de los parámetros más relevantes: κ y v_1 , considerando NO e IO de masas de neutrinos.

Sector pseudoescalar neutral *CP-even*

Finalmente, los campos χ_σ , χ_ϕ y χ_Δ se mezclan en el sector neutral en el término del lagrangiano $\mathcal{L} \subset \frac{1}{2} [\chi_\sigma, \chi_\phi, \chi_\Delta] M_\chi^2 [\chi_\sigma, \chi_\phi, \chi_\Delta]^T$, donde la matriz de masas M_χ^2 viene dada por:

$$M_\chi^2 = \begin{pmatrix} M_{\chi,11}^2 & M_{\chi,12}^2 & M_{\chi,13}^2 \\ M_{\chi,21}^2 & M_{\chi,22}^2 & M_{\chi,23}^2 \\ M_{\chi,31}^2 & M_{\chi,32}^2 & M_{\chi,33}^2 \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

La matriz corregida, recibe contribuciones de todos los nuevos términos incluidos en el potencial en sus diferentes entradas. Luego, los elementos están descritos por las expresiones,

$$\begin{aligned} M_{\chi,11}^2 = & \frac{\kappa v_2^2 v_3}{2v_1} + 2\beta_1 v_1^2 + \frac{15k_1}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 + \frac{15k_2}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 + \frac{15k_3}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 + \frac{3k_4}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 \\ & + \frac{3k_5}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 - \frac{k_6}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^4}{v_1} - \frac{k_7}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^2 v_3^2}{v_1} + \frac{3k_8}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_3^2 + \frac{3k_9}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_3^2 \\ & - \frac{k_{10}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_3^4}{v_1} - \frac{k_{11}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_3^4}{v_1} - \frac{k_{12}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^2 v_3^2}{v_1}, \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} M_{\chi,12}^2 = & -\kappa v_2 v_3 + \beta_2 v_1 v_2 + \frac{3k_4}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2 + \frac{3k_5}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2 + \frac{\sqrt{2}k_6}{M_{pl}} v_2^3 \\ & + \frac{k_7}{\sqrt{2}M_{pl}} v_2 v_3^2 + \frac{k_{11}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_2 v_3^2 + \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3, \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} M_{\chi,13}^2 = & -\frac{\kappa v_2^2}{2} + \beta_3 v_1 v_3 + \frac{k_7}{\sqrt{2}M_{pl}} v_2^2 v_3 + \frac{3k_8}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_3 + \frac{3k_9}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_3 \\ & + \frac{\sqrt{2}k_{10}}{M_{pl}} v_3^3 + \frac{\sqrt{2}k_{11}}{M_{pl}} v_3^3 + \frac{k_{12}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_2^2 v_3 + \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2, \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} M_{\chi,21}^2 = & -\kappa v_2 v_3 + \beta_2 v_1 v_2 + \frac{3k_4}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2 + \frac{3k_5}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2 + \frac{\sqrt{2}k_6}{M_{pl}} v_2^3 \\ & + \frac{k_7}{\sqrt{2}M_{pl}} v_2 v_3^2 + \frac{k_{12}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_2 v_3^2 + \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3, \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$M_{\chi,22}^2 = 2\lambda_1 v_2^2 + \frac{2\sqrt{2}k_6}{M_{pl}} v_1 v_2^2, \quad (3.26)$$

$$M_{\chi,23}^2 = -\kappa v_1 v_2 + \lambda_5 v_2 v_3 + \lambda_3 v_2 v_3 + \frac{\sqrt{2}k_7}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3 + \frac{\sqrt{2}k_{12}}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3 + \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2, \quad (3.27)$$

$$M_{\chi,31}^2 = -\frac{\kappa v_2^2}{2} + \beta_3 v_1 v_3 + \frac{k_7}{\sqrt{2}M_{pl}} v_2^2 v_3 + \frac{3k_8}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_3 + \frac{3k_9}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_3 \quad (3.28)$$

$$+ \frac{\sqrt{2}k_{10}}{M_{pl}} v_3^3 + \frac{\sqrt{2}k_{11}}{M_{pl}} v_3^3 + \frac{k_{12}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_2^2 v_3 + \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2,$$

$$M_{\chi,32}^2 = -\kappa v_1 v_2 + \lambda_5 v_2 v_3 + \lambda_3 v_2 v_3 + \frac{\sqrt{2}k_7}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3 + \frac{\sqrt{2}k_{12}}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3 + \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2, \quad (3.29)$$

$$M_{\chi,33}^2 = \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} + 2\lambda_2 v_3^2 + 2\lambda_4 v_3^2 + \frac{2\sqrt{2}k_{10}}{M_{pl}} v_1 v_3^2 + \frac{2\sqrt{2}k_{11}}{M_{pl}} v_1 v_3^2 - \frac{k_{13}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_1^2 v_2^2}{v_3}. \quad (3.30)$$

En total, en el sector neutral, es posible obtener 6 parámetros del modelo como parámetros de salida. A partir de la matriz de masas en ecuación (3.21), obtenemos las expresiones analíticas de parámetros del modelo, como algunas de las constantes de acoplamiento y las masas de los bosones de Higgs neutrales h_2 y h_3 , siendo h_1 el bosón de Higgs del SM, que consideraremos como un parámetro de entrada.

Para hallar las expresiones de lo mencionado anteriormente, realizamos una diagonalización de la forma $M_\chi^2 = O_R^T M_{diag}^2 O_R^T$, donde $M_{diag}^2 = \text{diag}(m_{h_1}^2, m_{h_2}^2, m_{h_3}^2)$ es la matriz diagonal de masas y O_R corresponde a una matriz ortonormal genérica de 3×3 de la forma,

$$O_R = \begin{pmatrix} c s_x c s_y & c s_y s n_x & s n_y \\ -c s_z s n_x - c s_x s n_y s n_z & c s_z c s_x - s n_x s n_y s n_z & c s_y s n_z \\ -c s_x c s_z s n_y + s n_z s n_x & -c s_z s n_x s n_y - c s_x s n_z & c s_y c s_z \end{pmatrix}. \quad (3.31)$$

Esta matriz es resultado de multiplicar tres matrices de rotación de 3×3 ,

$$R_x = \begin{pmatrix} c s_x & s n_x & 0 \\ -s n_x & c s_x & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad R_y = \begin{pmatrix} c s_y & 0 & s n_y \\ 0 & 1 & 0 \\ -s n_y & 0 & c s_y \end{pmatrix}, \quad R_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c s_z & s n_z \\ 0 & -s n_z & c s_z \end{pmatrix}. \quad (3.32)$$

y $c s_i = \cos(i)$, $s n_i = \sin(i)$, con $i = x, y, z$. Resolviendo, podemos reescribir las expresiones de masas de los Higgs neutrales h_2 y h_3 , además de los acoples λ_1 y $\beta_{1,2,3}$ del potencial escalar de ecuación (3.1),

$$\begin{aligned} m_{h_3}^2 = & \frac{c s_y c s_z (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)}{(-c s_y s n_z (-c s_z s n_x - c s_x s n_z) + c s_y c s_z (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z))} \left(\frac{-m_{h_1}^2 s n_y^2}{c s_y^2 c s_z^2} \right. \\ & + \frac{m_{h_1}^2 s n_x s n_y s n_z}{c s_z^2 (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)} + \frac{\kappa s n_z v_1 v_2}{c s_y c s_z^2 (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)} - \frac{k_{13} s n_z v_1^2 v_2}{\sqrt{2} c s_y c s_z^2 M_{pl} (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)} \\ & + \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2 c s_y^2 c s_z^2 v_3} - \frac{k_{13} v_1^2 v_2^2}{2 \sqrt{2} c s_y^2 c s_z^2 M_{pl} v_3} - \frac{\lambda_3 s n_z v_2 v_3}{c s_y c s_z^2 (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)} - \frac{-\lambda_5 s n_z v_2 v_3}{c s_y c s_z^2 (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)} \\ & - \frac{\sqrt{2} k_{12} s n_z v_1 v_2 v_3}{c s_y c s_z^2 (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)} - \frac{\sqrt{2} k_7 s n_z v_1 v_2 v_3}{c s_y c s_z^2 (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)} + \frac{2 \lambda_2 v_3^2}{c s_y^2 c s_z^2} + \frac{2 \lambda_4 v_3^3}{c s_y^2 c s_z^2} \\ & \left. + \frac{2 \sqrt{2} k_{10} v_1 v_3}{c s_y^2 c s_z^2 M_{pl}} + \frac{2 \sqrt{2} k_{11} v_1 v_3^2}{c s_y^2 c s_z^2 M_{pl}} \right), \quad (3.33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m_{h_2}^2 = & \frac{1}{c s_y s n_z (c s_x c s_z - s n_x s n_y s n_z)} (-s n_x s n_y c s_y m_{h_1}^2 - c s_y c s_z m_{h_3}^2 (-c s_z s n_x s n_y - c s_x c s_z)) \\ & - \kappa v_1 v_2 + \frac{k_{13} v_1^2 v_2}{\sqrt{2} M_{pl}} + \lambda_3 v_2 v_3 + \lambda_5 v_2 v_3 + \frac{\sqrt{2} k_{12} v_1 v_2 v_3}{M_{pl}} + \frac{\sqrt{2} k_7 v_1 v_2 v_3}{M_{pl}}, \quad (3.34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_1 = & \frac{1}{2 v_2^2} (c s_y^2 m_{h_1} s n_x^2 + c s_x^2 m_{h_2} s n_x^2 s n_y^2 + 2 c s_x c s_z (m_{h_3} - m_{h_2}) s n_x s n_y s n_z) \\ & + \frac{1}{2 M_{pl} v_2^2} (m_{h_2} s n_x^2 s n_y^2 s n_z^2 + c s_x^2 M_{pl} (c s_z^2 m_{h_2} + m_{h_3} s n_z^2) - 2 \sqrt{2} k_6 v_1 v_2^2), \quad (3.35) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta_1 = & \frac{1}{2v_1^2} (2cs_xcs_z(m_{h_2}^2 - m_{h_3}^2)sn_xsn_ysn_z + sn_x^2(cs_z^2m_{h_2}^2 + m_{h_3}^2sn_z^2) \\
& + cs_x^2(cs_y^2m_{h_1}^2 + sn_y^2(cs_z^2m_{h_3}^2 + m_{h_2}^2sn_z^2))) - \frac{1}{8M_{pl}v_1^3} \left(15\sqrt{2}(k_1 + k_2 + k_3)v_1^4 + \sqrt{2}k_6v_2^4 \right. \\
& \left. - 2\kappa M_{pl}v_2^2v_3 + \sqrt{2}k_{12}v_2^2v_3^3 + \sqrt{2}k_7v_2^2v_3^2 + \sqrt{2}k_{10}v_3^4 + \sqrt{2}k_{11}v_3^4 + 3\sqrt{2}v_1^2((k_4 + k_5)v_2^2 + (k_8 + k_9)v_3^2) \right), \tag{3.36}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta_2 = & \frac{1}{v_1v_2} (cs_z(m_{h_2}^2 - m_{h_3}^2)(-1 + 2sn_x^2)sn_ysn_z + cs_xsn_x(m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2sn_y^2 + m_{h_3}^2sn_y^2) \\
& + cs_xsn_xsn_z^2(m_{h_2}^2 - m_{h_3}^2)(1 + sn_y^2)) - \frac{1}{2M_{pl}v_1v_2} \left(2\sqrt{2}k_6v_2^2 + 2\kappa M_{pl}v_2v_3 - \sqrt{2}v_2(3(k_4 + k_5)v_1^2 \right. \\
& \left. + 2k_{13}v_1v_3 + (k_{12} + k_7)v_3^2) \right), \tag{3.37}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta_3 = & \frac{1}{v_1v_3} (cs_ycs_z(m_{h_3}^2 - m_{h_2}^2)sn_xsn_z + cs_xcs_ysn_y(m_{h_1}^2 - m_{h_3}^2 + (m_{h_3}^2 - m_{h_2}^2)sn_z^2)) \\
& + \frac{\sqrt{2}v_3}{2M_{pl}v_1} + (-3v_1^2(k_8 + k_9) - 2v_3^2(k_{10} + k_{11})) + \frac{v_2^2}{2M_{pl}v_1v_3} \left(\kappa M_{pl} - \sqrt{2}(k_{13}v_1 + (k_{12} + k_7)v_3) \right). \tag{3.38}
\end{aligned}$$

Los parámetros definidos en las ecuaciones (3.33), (3.34), (3.35), (3.36), (3.37) y (3.38) son altamente sensibles a los valores que puedan tomar los ángulos del sector neutral *CP-even* y a la diferencia entre las masas $m_{h_3}^2$ y $m_{h_2}^2$. Del mismo modo que en el modelo original, los campos h_2 y h_3 corresponden a singlete y triplete, respectivamente. Debido a la dependencia de los ángulos, hemos escodigo un sector en el espacio de parámetros donde éstos favorecerían a las cantidades recién mencionadas, además de a otros parámetros del modelo, que luego serán fundamentales para hallar otras cantidades. También, se tuvo especial cuidado con la diferencia de masas y los valores pequeños que podían tomar los ángulos, con el objetivo de evitar conflictos con los cálculos numéricos y posibles errores debido a ésto.

Estos acoplamientos y masas, junto a los parámetros de entrada, nos permitirán construir e implementar el modelo en el software LanHEP [71, 72] para luego obtener las interacciones entre las partículas mediante CalcHEP [73]. Los procesos de decaimientos y dispersión que involucren al Majorón son fundamentales para hallar la abundancia fósil de éste como materia oscura.

En las imágenes de la figura 3.6 y 3.7, es posible apreciar cómo las masas de los bosones de

Higgs del sector escalar neutral, h_2 y h_3 , se conectan con los parámetros relevantes, κ y k_{13} , tanto para ordenamiento normal (NO) como invertido (IO) de masas de neutrinos. Del mismo modo en que se analizaron las masas del resto de partículas del modelo, se ha establecido el Filtro 1 (puntos celestes) incluye las condiciones mínimas para los acoples λ_1 y $\beta_{1,2,3}$ del potencial escalar de la ecuación 3.1; masas cuadradas positivas para todas las partículas del modelo, y en particular $m_{\Delta_{\pm}}^2$, $m_{H_{\pm\pm}}^2$ y $m_{h_2, h_3}^2 < 10^2 \text{ GeV}$; el límite superior para el vev del triplete, $v_3 < 7 \text{ GeV}$, y cotas mínimas experimentales para el decaimiento de Majorones a neutrinos y el decaimiento total de Majorones, $\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu} < 10^{-44} \text{ GeV}$ y $\Gamma_{J_{\text{total}}} < 10^{-42} \text{ GeV}$, respectivamente. Del mismo modo realizado en el sector cargado, se aplicó un nuevo filtro (puntos rojos) sobre los parámetros v_1 , v_3 , κ y k_{13} , restringiendo el rango entre el cual éstos pueden variar, hasta observar la dependencia que existe entre las masas de estos campos y los parámetros mencionados. En el caso de la dependencia entre m_{h_2} , m_{h_3} y κ , donde $10^{-6} < k_{13} < 10^{-5}$, $10^{10} \text{ GeV} < v_1 < 1.5 \times 10^{10} \text{ GeV}$ y $0.7 \text{ GeV} < v_3 < 1.3 \text{ GeV}$, podemos ver que si bien h_2 y h_3 corresponden a campos principalmente singlete y triplete, respectivamente, el comportamiento de las masas de ambas partículas en función de κ es similar. Al igual que ocurría con las partículas del sector cargado, la dependencia de m_{h_2} y m_{h_3} con κ se expresa de forma lineal y considerando únicamente valores de $\kappa > 0$. Luego, cuando aplicamos el filtro anterior (puntos rojos) e intercambiamos el rango de variación de k_{13} por $10^{-7} < \kappa < 5 \times 10^{-8}$, observamos que incluso si la dependencia es lineal, la pendiente en estas gráficas es prácticamente nula, indicando que, para el punto escogido y en general, el parámetro k_{13} , tanto para valores positivos como negativos de éste, no genera un impacto variando las masas de h_2 y h_3 , y su importancia radica en equilibrar las contribuciones de v_1 , v_2 y v_3 en las expresiones de las masas, expecialmente por el orden de magnitud de v_1 en este análisis de espacio de parámetros.

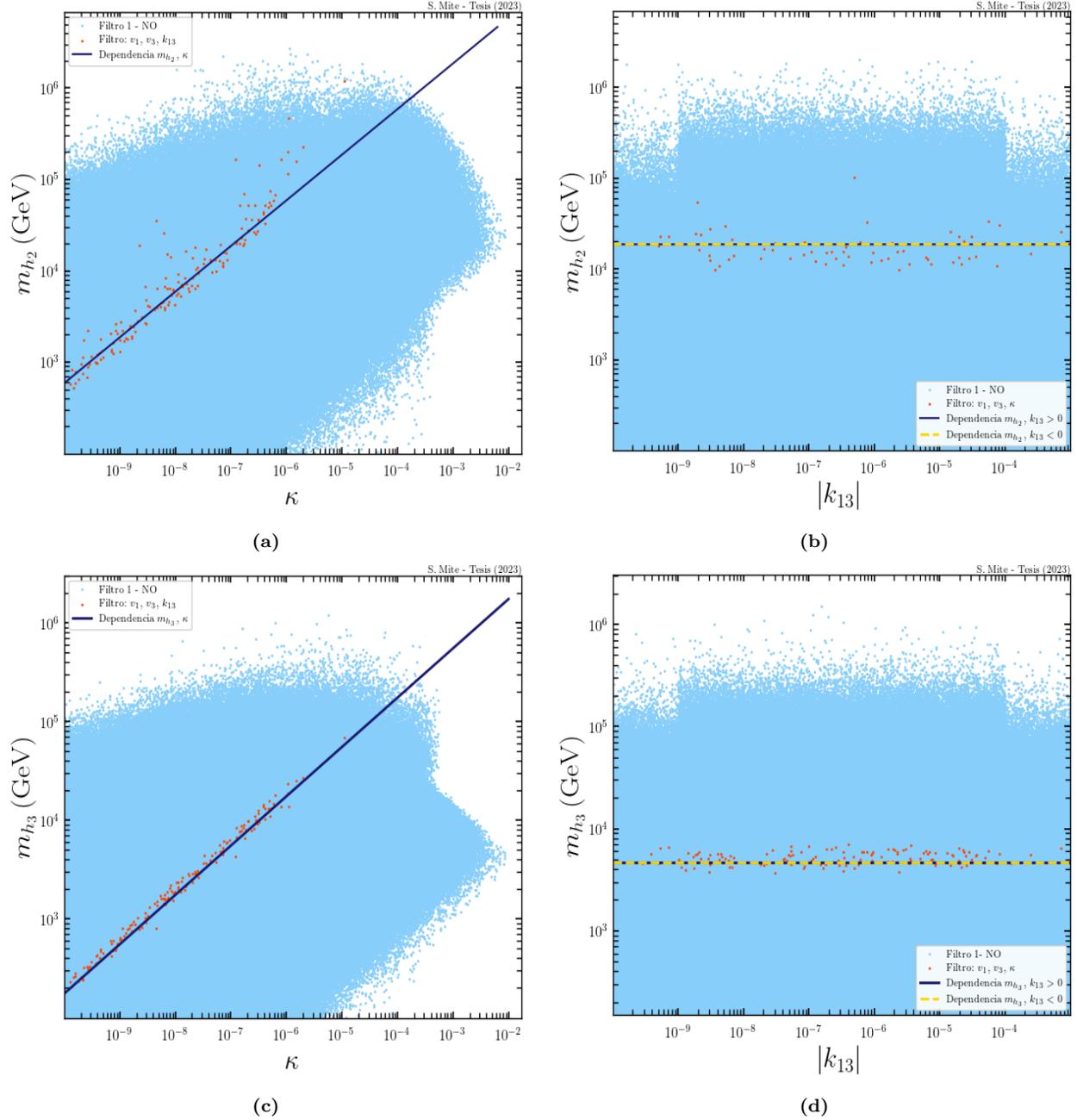


Figura 3.6: Masa de los bosones de Higgs del sector neutral CP -even, m_{h_2} y m_{h_3} , en función de los parámetros relevantes κ y k_{13} , considerando ordenamiento normal (NO) de masas de neutrinos.

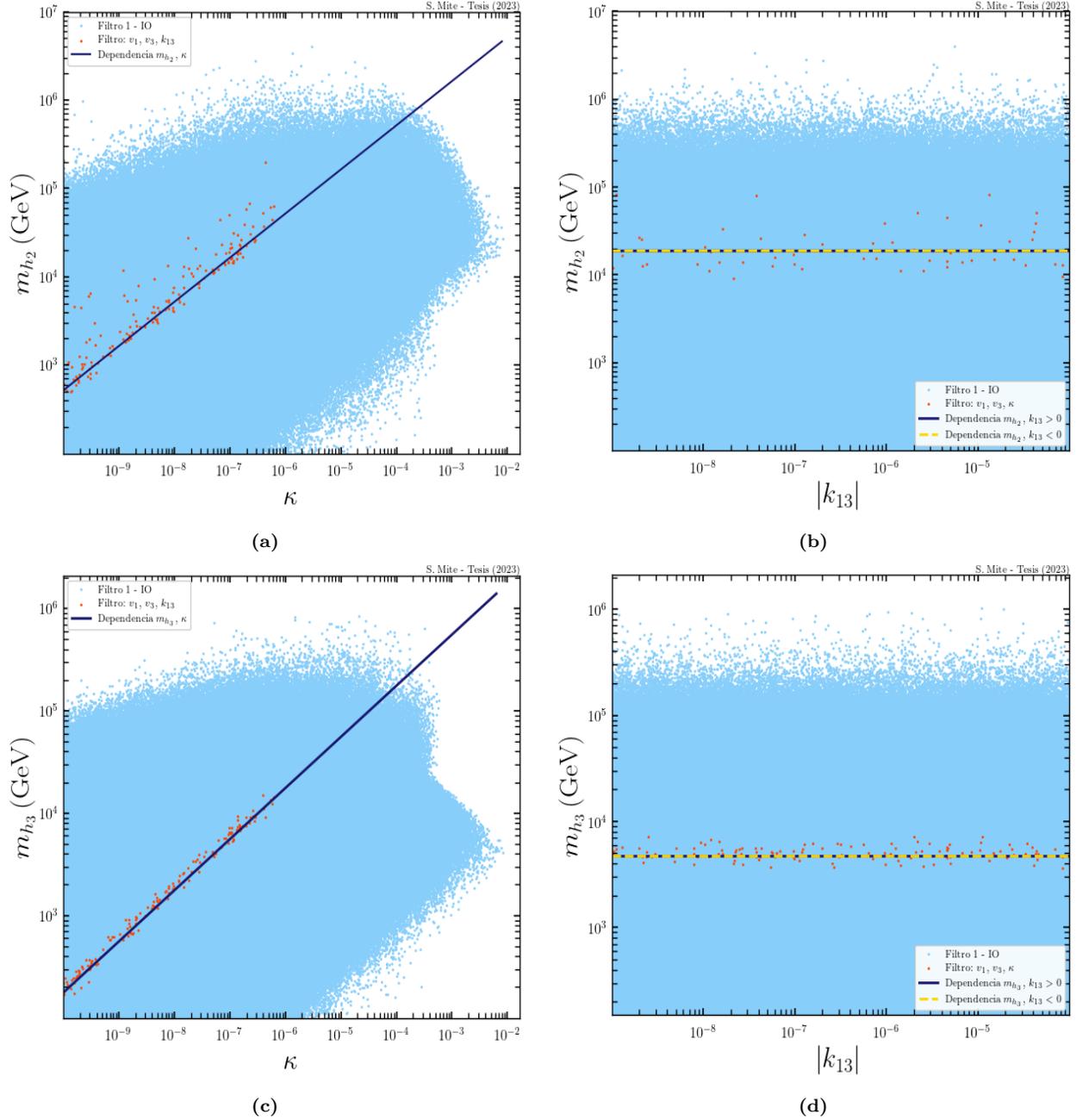


Figura 3.7: Masa de los bosones de Higgs del sector neutral CP -even, m_{h_2} y m_{h_3} , en función de los parámetros relevantes κ y k_{13} , considerando ordenamiento invertido (IO) de masas de neutrinos.

3.2 Desintegración de Majorones y su génesis en el universo temprano

En todo modelo donde se quiera estudiar posibles candidatos a materia oscura, se requiere que los parámetros de éste no sólo cumplan con ciertas restricciones propias del modelo, sino que, además, éstas satisfagan las condiciones y restricciones mínimas impuestas para la partícula que se postula como materia oscura. Para que el Majorón sea un buen candidato a materia oscura, específicamente, debe producirse en el universo temprano como materia oscura fría o *cálida*, reproducir la abundancia de materia oscura actual inferida desde las observaciones cosmológicas, es decir, que $\Omega_{DM}h^2 = 0.12$ ¹ [41], y por lo tanto, tener una vida media al menos tan grande como la edad estimada del universo, $\sim 4.3 \times 10^{17}$ s.

3.2.1. Restricciones impuestas al modelo

En el capítulo 3 estudiamos cómo se comportan las masas de algunas de las partículas del modelo con las restricciones más relajadas que podíamos establecer como punto de partida. Hemos visto que en el espectro partículas del modelo se impuso la jerarquía de vevs, donde $v_3 \ll v_2 \ll v_1$. Esta condición se requiere para conseguir un candidato a materia oscura que sea viable, necesariamente uno de los vevs debe tener un orden de magnitud considerable respecto del resto para poder suprimir los acoples de J y por lo tanto lograr que éste tenga una vida suficiente para ser materia oscura. Este vev sólo puede ser v_1 , ya que v_2 corresponde al vev del doblete de Higgs que identificamos como $v_2 = 246$ GeV [5], y v_3 está constreñido por las masas de los bosones de gauge W , Z y las mediciones sobre parámetro electrodébil ρ [15], quienes fijan el límite superior del vev del triplete a $v_3 < 7$ GeV. Lo anterior implica que las mezclas entre los escalares del sector *CP-odd* son pequeñas en esta jerarquía de vevs. Por otra parte, considerando las restricciones de perturbatividad sobre los acoples, hemos estudiado diferentes espacios de parámetros para éstos, relajando y constriñendo los límites que puedan tomar, tal como veremos en este capítulo. Con respecto a las masas de partículas que componen el modelo, vimos que éstas están relacionadas a los acoples κ , del modelo original, y k_{13} de la nueva extensión. Bajo las consideraciones establecidas por la jerarquía de vevs, el bosón de Higgs h_2 corresponde a principalmente singlete, está desacoplado del resto del espectro de partículas y es ligeramente más pesado que el resto. El bosón h_1 lo identificamos como el bosón de Higgs del SM, es decir, principalmente doblete, y por tanto $m_{h_1} \simeq 125$ GeV. El resto de los bosones de Higgs, h_3 , A , h^\pm y $h^{\pm\pm}$ se originan principalmente del triplete y sus masas están estrechamente

¹DM: Dark Matter, por sus siglas en inglés.

relacionadas a los parámetros κ y k_{13} , y por tanto, poseen tamaños similares. Por otra parte, ya que dentro de nuestros objetivos está hallar la abundancia de Majorones, $\Omega_J h^2$, se establecerá dentro de los filtros, los límites entre los cuales trabajaremos en relación a la densidad de materia oscura. En las subsecciones que se presentan a continuación, hablaremos de $\Omega h^2 - 5\sigma < \Omega h^2 < \Omega h^2 + 5\sigma$, a modo de referirnos al límite inferior y superior entre los que consideraremos aceptable el valor obtenido de la abundancia de Majorones.

3.2.2. Decaimientos de Majorones

Producto de su parte dominante de singlete, el Majorón, inevitablemente se acopla a los campos del sector escalar del SM. Estas interacciones quedan resumidas en el término de lagrangiano de la forma,

$$\mathcal{L}_J = ig_{Jff}^P J \bar{f} \gamma^5 f - \frac{1}{4} g_{J\gamma\gamma} J F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (3.39)$$

donde f se refiere a los fermiones del SM, neutrinos (ν), *quarks up* (u) y *down* (d), y leptones cargados (l). Los acoplos a los autoestados de masa de neutrinos tienen su origen en la interacción de Yukawa del triplete con el doblete leptónico de ecuación (2.9), en la misma jerarquía de vevs mencionada anteriormente.

Con el fin de igualar la materia oscura, el Majorón debe satisfacer la condición de ser estable o tener un tiempo de vida tan grande como la edad del universo, lo que implica que le tomaría una gran cantidad de tiempo decaer a otras partículas. En [74] fijan una cota experimental para el tiempo de vida, τ_J , sobre la edad del universo, que al transformar como $\Gamma_J = \frac{1}{\tau_J}$, nos entrega que se debe cumplir: $\Gamma_J > 1.51 \times 10^{-42} \text{ GeV}$.

En este modelo, el Majorón es un candidato a materia oscura que decae, cuyo tiempo de vida es comparable con escalas cosmológicas, por lo tanto, es fundamental conocer cuáles son estos procesos y obtener la tasa de decaimiento total. En este contexto, ya que la partícula candidata a materia oscura se encuentra en un rango de masas entre los electronvoltios y los megaelectronvoltios, sólo puede decaer a neutrinos, fotones y posiblemente electrones. Los diagramas de Feynman de estos procesos se encuentran en las figuras 3.8 y 3.9.

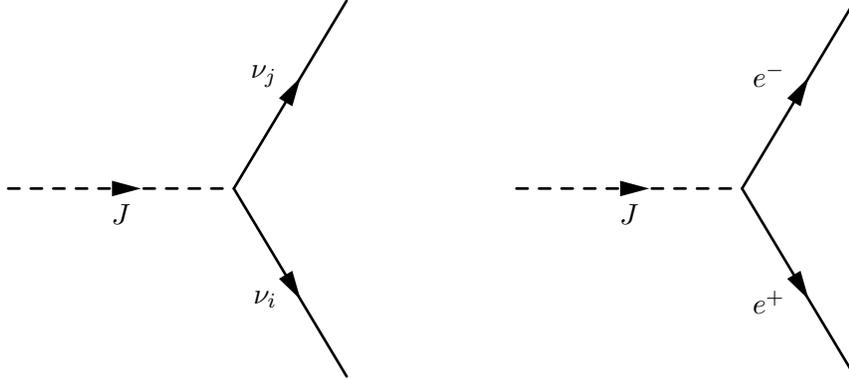


Figura 3.8: Diagramas de Feynmann para el decaimiento de Majorón a electrón-positrón y Majorón a neutrino-neutrino.

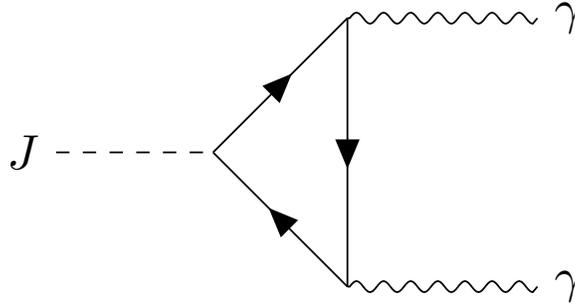


Figura 3.9: Decaimiento a un *loop* del Majorón a fotones.

En el marco de referencia en reposo de una partícula con masa M , que decae a dos cuerpos, 1 y 2, como en la figura 3.10, los procesos de decaimiento se obtienen a partir de la siguiente expresión,

$$\Gamma = \frac{1}{8\pi} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\mathbf{p}_1|}{M^2}, \quad (3.40)$$

con $|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_2| = \frac{1}{2M} \sqrt{\lambda(M^2, m_1^2, m_2^2)},$

donde $\lambda(\alpha, \beta, \gamma) = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 - 2\alpha\beta - 2\alpha\gamma - 2\gamma\beta$ es la función polinomial en tres variables de Källén, \mathcal{M} es la matriz de amplitud del proceso de decaimiento, y $\mathbf{p}_{1,2}$ y $m_{1,2}$ corresponden a los momentos y masas de las partículas a las cuales decae M .

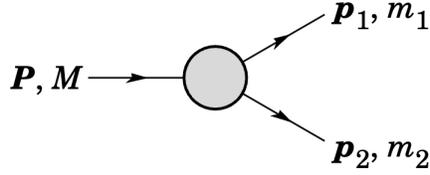


Figura 3.10: Desintegración a dos cuerpos.

El decaimiento del Majorón a neutrinos es el proceso de desintegración más relevante que ocurre a nivel árbol y está definido de la siguiente forma,

$$\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu} = \sum_{i < j} \Gamma_{i,j}, \quad (3.41)$$

$$\text{con, } \Gamma_{i,j} = \frac{|\mathbf{p}_1|}{8\pi} \left(\frac{C_{i,j}^2 O_{\varphi_{13}}^2 (m_J^2 - m_{\nu_j}^2 + 2m_{\nu_i} m_{\nu_j} - m_{\nu_i}^2)}{2m_J^2} \right),$$

donde $i, j = 1, 2, 3$ corresponde a los neutrinos 1, 2, 3; $O_{\varphi_{13}}^2$ una entrada de la matriz de rotación del sector $CP\text{-odd}$ y $C_{i,j}$ las constantes que involucran los acoples de Yukawa y las entradas de la matriz de mezcla de neutrinos, U_{PMNS} , para cada proceso.

El proceso de decaimiento de Majorón a fotones, que ocurre a un *loop*, lo definimos como,

$$\Gamma_{J \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\alpha^2 m_J^3}{64\pi^3} \left| \sum_f N_f Q_f^2 \frac{2v_3^2}{v_2^2 v_1} \left(-2T_3^f \right) \frac{m_J^2}{12m_f^2} \right|^2, \quad (3.42)$$

donde α es la constante de estructura fina, y N_f , Q_f , T_3^f y m_f denotan el factor de color, la carga eléctrica, el isospín débil y la masa de los fermiones cargados f , respectivamente.

Por último, en el rango de masas de Majorón donde $m_J > 10^{-3} \text{ GeV}$, se abre el canal de decaimiento de Majorón a electrones. Este proceso se obtiene a partir de la siguiente expresión,

$$\Gamma_{J \rightarrow e^+e^-} = \frac{|\mathbf{p}_1|}{8\pi} \left(\frac{O_{\varphi_{12}}^2 (m_J^2 - m_e^2)}{v_2^2 m_J^2} \right). \quad (3.43)$$

donde m_e y $O_{\varphi_{12}}$ corresponden a la masa del electrón y una entrada de la matriz de rotación del sector $CP\text{-odd}$, respectivamente.

De las ecuaciones definidas en (3.41), (3.42) y (3.43), se obtuvieron los procesos de decaimiento de Majorones a neutrinos, fotones y electrones, para ordenamiento normal de neutrinos, como se puede apreciar en las figuras 3.11a, 3.11b y 3.11c, y adicionalmente, se ha incluido el decaimiento total de

Majorones, figura 3.11d, es decir, la suma de los tres decaimientos mencionados anteriormente.

En todos los procesos de decaimiento encontrados, se han considerado 4 filtros diferentes, que corresponden a 4 espacios de parámetros. En el Filtro 1 (puntos celestes), se han tomado en cuenta las mínimas restricciones para el espacio de parámetros, que corresponden a rangos donde las masas al cuadrado, de las diferentes partículas del modelo, son positivas, y donde $m_{\Delta_{\pm}}^2, m_{H_{\pm\pm}}^2, y m_{h_2, h_3, A}^2 < 10^2 \text{ GeV}$; límite superior para el vev del triplete, $v_3 < 7 \text{ GeV}$; restricciones mínimas de perturbatividad para los diferentes acoples señalados en el potencial (3.1) y cotas mínimas para el decaimiento a neutrinos y el decaimiento total, $\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu} < 10^{-44} \text{ GeV}$ y $\Gamma_{\text{total}} < 10^{-42} \text{ GeV}$, respectivamente. Para el Filtro 2 (puntos azules), hemos impuesto un límite superior más restrictivo sobre los acoples, donde $|\lambda_1| < 3.5$ y $|\beta_i| < 3.5$, con $i = 1, 2, 3$, y establecimos en el límite superior para la abundancia de materia oscura para $\Omega h^2 \leq \Omega h^2 + 5\sigma$. El Filtro 3 (puntos azules oscuro) considera tanto el límite superior como el inferior para la abundancia de materia oscura, siendo éstos $\Omega h^2 - 5\sigma < \Omega h^2 < \Omega h^2 + 5\sigma$. Finalmente, en el Filtro 4 (puntos rojos), fueron consideradas las cotas experimentales para los decaimientos de Majorones a fotones y electrones estudiadas en [74] y [75], como se observa en las figuras 3.11b y 3.11c mediante de las líneas segmentadas de color amarillo, respectivamente.

Cabe destacar que a medida que se estudiaban los diferentes espacios de parámetros, con sus respectivas restricciones antes mencionadas, el rango de masas del Majorón se amplió, para todos los filtros, partiendo con la restricción de masa $m_J < 10^{-3} \text{ GeV}$ y finalizando con $m_J < 10^{-1} \text{ GeV}$, permitiendo esta última abrir el canal de decaimiento de Majorones a electrones que se observa en la figura 3.11c. En las figuras 3.11a y 3.11d queda señalado, según la línea segmentada de color amarillo, y en 3.11b, la línea punteada color amarillo oscuro, el lugar del espacio de parámetros donde el rango de masa de J aumenta.

De lo anterior, podemos ver que para los decaimientos del Majorón a neutrinos y fotones, hay cierta preferencia por el rango de masas que se encuentra entre $10^{-6} \text{ GeV} \leq m_J \leq 10^{-3} \text{ GeV}$, lo que implica masas desde unos pocos keV hasta 10^3 keV . Sin embargo, en las diferentes nubes de puntos, de igual forma existen puntos alejados de la nube, incluso para el Filtro 4 que es el más estricto. Asimismo, las tasas de decaimientos para todos los procesos se encuentran desde el rango mínimo permitido, indicando que estas desintegraciones de Majorones ocurren en tiempos tanto o mucho más grandes que la edad del universo, para un amplio rango de masas, en el espacio de parámetros bajo estudio.

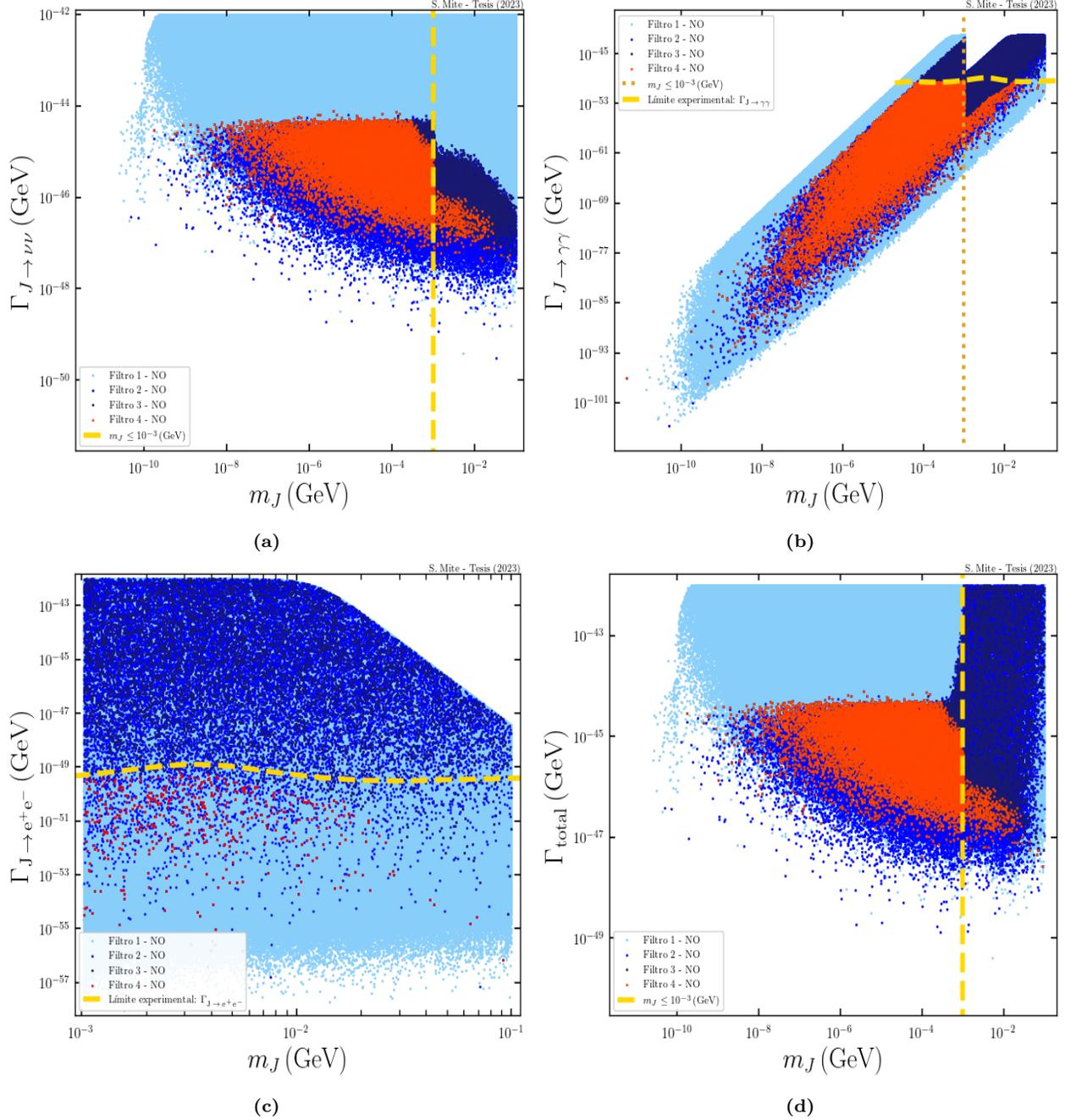


Figura 3.11: Decaimientos del Majorón, J , en función de la masa del mismo, m_J , considerando NO de masas de neutrinos. (a) Decaimiento del Majorón a neutrinos, (b) decaimiento del Majorón a fotones, (c) decaimiento del Majorón a electrones y (d) decaimiento total del Majorón.

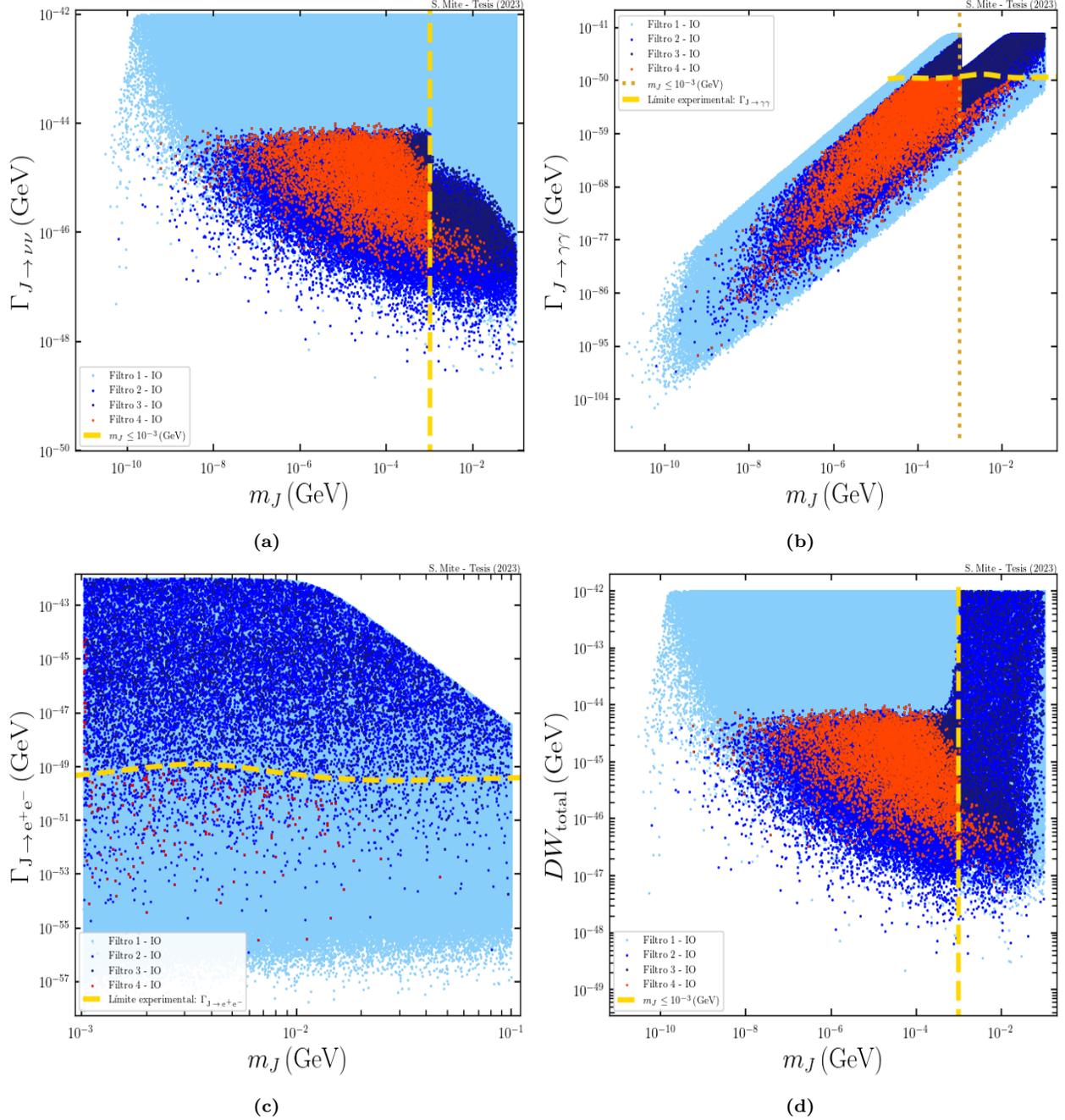


Figura 3.12: Decaimientos del Majorón, J , en función de la masa del mismo, m_J , considerando NO de masas de neutrinos. (a) Decaimiento del Majorón a neutrinos, (b) decaimiento del Majorón a fotones, (c) decaimiento del Majorón a electrones y (d) decaimiento total del Majorón.

3.2.3. Génesis de Majorones

La génesis de la materia oscura está estrechamente relacionada con la naturaleza de ésta misma. Durante la década de los 1980, fue propuesta una clasificación para las partículas candidatas a materia oscura de acuerdo a la velocidad con la que viajaban a través del universo temprano. Conocemos que dependiendo de cómo es la energía cinética de una partícula en comparación con su masa en reposo, éstas pueden clasificarse como partículas **no-relativistas**, **relativistas** y **ultra-relativistas**. En este sentido, si las partículas son relativistas o ultra-relativistas, entonces las llamamos materia oscura caliente. La materia oscura caliente se mueve tan rápido, que es capaz de escapar de las pequeñas fluctuaciones en la densidad que su propia masa produce, por lo que éstas pequeñas fluctuaciones se desvanecen rápidamente, y sólo los bultos más grandes colapsarán dando origen a formaciones en el universo. Debido a la gran escala de estas fluctuaciones, el colapso ocurrirá lentamente, formando inicialmente estructuras de mayor tamaño, para luego fragmentarse. Por otra parte, cuando las partículas son no-relativistas, las llamamos materia oscura fría. Éstas, no escapan a las fluctuaciones debido a que sus velocidades son mucho menores que la velocidad de la luz, por lo tanto, las variaciones en la densidad existen en todas las escalas. Variaciones más pequeñas en la densidad colapsarán primero, mientras que las de mayor tamaño lo harán posteriormente. Ésto implica que la formación del universo se da desde estructuras de menor tamaño a las de mayor tamaño. Adicionalmente, existe una tercera clasificación de materia oscura que se encuentra entre ambas, la llamamos materia oscura *cálida*.

Del mismo modo en el que las partículas tipo WIMP han sido las candidatas a materia oscura más populares del último tiempo, lo es el mecanismo que las produce: el mecanismo *freeze-out* o desacoplamiento térmico. En este proceso, la densidad inicial de partículas de materia oscura es igual que la del resto de las partículas de baño térmico, con el que, además, se encuentra en equilibrio. A medida que la temperatura del universo temprano desciende bajo el valor de la masa de estas partículas y éste se expande, por lo que no hay energía suficiente para producir más partículas de materia oscura o que ésta se aniquile, generando que la abundancia de materia oscura alcance un valor fijo. Sin embargo, existen otras posibilidades para la generación de materia oscura, que conocemos como *freeze-in*. En este mecanismo *freeze-in* [43], la abundancia de materia oscura inicial es insignificante y la producción de partículas de materia oscura en el baño térmico es insuficiente para alcanzar el equilibrio térmico. En lugar de ésto, la producción de materia oscura se genera de forma gradual, y a medida que el universo se expande y enfría, la creación de materia oscura cesa, dejando una abundancia residual. En general, las partículas candidatas a materia oscura que se generan a través de este mecanismo se conocen como FIMPs. La realización de este mecanismo puede

darse de diversas formas, como a través de decaimientos de las partículas del baño térmico o sus aniquilaciones a materia oscura. En la figura 3.13 podemos observar cómo evoluciona la abundancia de materia oscura según el mecanismo a través del cual se generó.

En general, las partículas candidatas a materia oscura son estables. Sin embargo, el Majorón se considera un candidato a materia oscura *inestable*, debido a su decaimiento a neutrinos, como vimos en la ecuación (3.41), aunque este decaimiento es comparable con la edad del universo, lo que le permite vivir lo suficiente para cumplir el rol de materia oscura.

Siguiendo el trabajo en referencia [74], podemos obtener la abundancia fósil de materia oscura en términos de la siguiente expresión,

$$\Omega_J h^2 = s_{\text{early}} \Omega_b h^2 e^{-\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu} t_0} \quad (3.44)$$

donde s_{early} es la relación entre las densidades de energía de materia oscura y bariones en el universo temprano; t_0 la edad actual del universo; $\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu}$ es el decaimiento del Majorón a los neutrinos; h es la constante de Planck y Ω_b es la abundancia de bariones.

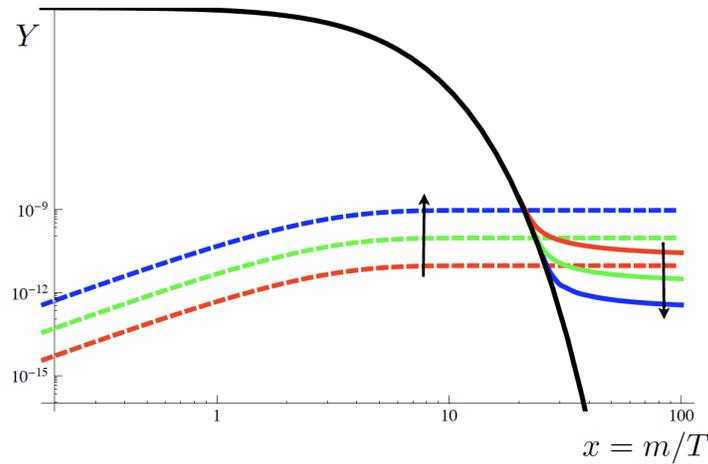


Figura 3.13: Esquema de generación y evolución de la abundancia de materia oscura vía *freeze-out* (líneas continuas) y *freeze-in* (líneas segmentadas). En el eje horizontal se tiene la relación entre la masa de la partícula de materia oscura y la temperatura, mientras que el eje vertical corresponde a la densidad de número de la materia oscura por densidad de entropía [43].

Por otra parte, sabemos que, producto del término relacionado con el acople κ del potencial en ecuación (3.1), existen interacciones entre el Majorón y otros escalares del modelo, que conducen a producción de Majorones en el universo temprano vía mecanismo *freeze-in* [76]. Los posibles procesos de producción son,

$$h^\pm \rightarrow W^\pm J, h_{2,3} \rightarrow ZJ, A \rightarrow h_{2,3}J, h_3 \rightarrow AJ, h_{1,2,3} \rightarrow JJ. \quad (3.45)$$

Los procesos más relevantes, son aquellos que tienen como estado inicial el triplete escalar, es decir, h_3 , A y h^\pm . En la producción de Majorones vía *freeze-in*, ésta continúa hasta que la temperatura del universo cae por debajo de la masa de la partícula del estado inicial. Llevamos a cabo el estudio de estos procesos según el análisis de la referencia [62]. Luego, la abundancia fósil del candidato a materia oscura producida a través de procesos de decaimiento a uno y dos Majorones, $B_1 \rightarrow B_2J$ y $B \rightarrow JJ$, es obtenida de la siguiente forma [76],

$$\begin{aligned} \Omega_J h^2 &\simeq \frac{1.09 \cdot 10^{27}}{g_{*s}(M_{B_1}) \sqrt{g_*(M_{B_1})}} \frac{\Gamma(B_1 \rightarrow B_2J) m_J}{M_{B_1}^2}, \\ \Omega_J h^2 &\simeq \frac{2.18 \cdot 10^{27}}{g_{*s}(M_B) \sqrt{g_*(M_B)}} \frac{\Gamma(B \rightarrow JJ) m_J}{M_B^2}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

donde $g_*(T)$ son los grados de libertad relativistas a temperatura T , $g_{*s}(T)$ son los grados de libertad efectivos para la entropía a temperatura T , M_B y M_{B_1} las masas de las partículas que decaen a Majorones y m_J la masa del Majorón (Tabla 3.1).

Asímismo, también hemos considerado los procesos de dispersión $2 \rightarrow 2$ con los escalares Δ , Φ_1 , Φ_2 y J , donde Δ y Φ_i denotan las componentes de triplete y doblete de los campos escalares, respectivamente, tal como se ha desarrollado en la referencia [76], y de acuerdo a la referencia [62]. Podemos obtener la densidad fósil de Majorones a partir de la ecuación

$$\Omega_J h^2 \simeq \frac{5.55 \cdot 10^{23}}{g_{*s}(M_\Delta) \sqrt{g_*(M_\Delta)}} |\kappa|^2 \frac{m_J}{M_\Delta}. \quad (3.47)$$

con κ la constante de acoplamiento que reúne todos los campos en la ecuación (3.1) y M_Δ la masa de los tripletes de Higgs del modelo.

CAPÍTULO 3. MODELO MAJORÓN EN ESQUEMA SEESAW TIPO-II EXTENDIDO A LA ESCALA DE PLANCK

Parámetro	Definición	Valores
$\Omega_b h^2$	Densidad de bariones a tiempo presente	0.12
s_{early}	Razón densidad materia oscura-bariones en el universo temprano	4.92
$\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu}$	Tasa de decaimiento de Majorones a neutrinos	4.3×10^{-42} GeV
$g_{*s}(T)$	Grados de libertad efectivos para la entropía	110
$g_*(T)$	Grados de libertad relativista	110

Tabla 3.1: Parámetros cosmológicos utilizados en el análisis [6].

En las imágenes de las figuras 3.14, 3.15 y 3.16, encontramos la densidad fósil de nuestro candidato a materia oscura, el Majorón, en función de su masa, m_J , del valor de expectación del singlete, v_1 , y su decaimiento total, $\Gamma_{J_{total}}$, tal como la describe la ecuación (3.44). A este punto, ya hemos considerado todos los filtros impuestos a lo largo del análisis del espacio de parámetros del modelo, donde: el Filtro 1 (puntos azul oscuro), toma en cuenta las mínimas restricciones para el espacio de parámetros, que corresponden a rangos donde las masas al cuadrado, de las diferentes partículas del modelo, son positivas, y donde $m_{\Delta_{\pm}}^2, m_{H_{\pm\pm}}^2, y m_{h_2, h_3, A}^2 < 10^2$ GeV; el límite superior para el vev del triplete, $v_3 < 7$ GeV; restricciones mínimas de perturbatividad para los diferentes acoples señalados en el potencial (3.1) y cotas mínimas para el decaimiento a neutrinos y el decaimiento total, $\Gamma_{J \rightarrow \nu\nu} < 10^{-44}$ GeV y $\Gamma_{total} < 10^{-42}$ GeV, respectivamente. Para el Filtro 2 (puntos azules), hemos impuesto un límite superior más restrictivo sobre los acoples, donde $|\lambda_1| < 3.5$ y $|\beta_i| < 3.5$, con $i = 1, 2, 3$, y establecimos que el límite superior para la abundancia de materia oscura corresponde a $\Omega h^2 \leq \Omega h^2 + 5\sigma$. El Filtro 3 (puntos celestes) considera tanto el límite superior como el inferior para la abundancia de materia oscura, siendo éstos $\Omega h^2 - 5\sigma < \Omega h^2 < \Omega h^2 + 5\sigma$. Finalmente, en el Filtro 4 (puntos rojos), fueron consideradas las cotas experimentales para los decaimientos de Majorones a fotones y electrones estudiadas en [74] y [75], como vimos en las figuras 3.11b y 3.11c, respectivamente. Se puede observar que para el Filtro 1, el rango de masas es muchísimo más amplio, y barre desde unos pocos eV hasta los MeV. Sin embargo, en este espacio tan amplio, el Majorón no es capaz de reproducir toda la materia oscura presente en el universo, ya que el valor de abundancia fósil cae por debajo del valor conocido. Situación similar ocurre para los Filtros 2 y 3, donde el valor de $\Omega_J h^2$ cae por debajo del mínimo conocido y también del mínimo que hemos establecido, aunque en este escenario lo hace para valores mayores, $m_J > 10^{-3}$ GeV. Por último, el Filtro 4, nos señala que sí existen puntos donde se cumplen todas las restricciones impuestas y es posible para nuestra partícula reproducir la abundancia de materia oscura en el universo en un rango alrededor de 5σ . La mayor densidad de puntos se encuentra donde 10^{-7} GeV $< m_J < 10^{-3}$ GeV y 10^7 GeV $< v_1 < 10^{10}$ GeV, preferencia que se manifestaba también en el análisis de las otras

partículas y parámetros del modelo, y muestra la importante relación que existe entre m_J y v_1 .

Finalmente, en las imágenes 3.16a y 3.16b, vemos cómo se comporta la abundancia de materia oscura en función del decaimiento de Majorones a neutrinos. En este caso, como era de esperarse a partir de la ecuación (3.44), la abundancia de materia oscura cae exponencialmente en función del decaimiento de ésta. Mientras más rápido se produce la desintegración de Majorones, más nos alejamos del valor esperado de la densidad de ésta. Se puede apreciar que los puntos rojos se concentran para valores de decaimientos donde $10^{-47} \text{ GeV} < \Gamma_{J_{\text{total}}} < 10^{-44} \text{ GeV}$. Este límite inferior, corresponde al límite impuesto para el decaimiento a neutrinos

Con respecto a la densidad fósil del Majorón descrita por las ecuaciones (3.46) y (3.47), vimos que éstas se relacionan principalmente a los procesos de decaimiento de partículas del SM a uno y dos Majorones, y al proceso de dispersión que involucra las partículas principalmente tripletes del modelo. Ambos tipos de procesos contribuyen a la génesis de nuestra partícula candidata a materia oscura, por lo que, para hallar la abundancia total de ésta, hemos sumado sobre las diferentes cantidades para los distintos procesos, obteniéndose las gráficas en las figuras 3.17 y 3.18.

Para este análisis consideramos todos los filtros mencionados anteriormente y ordenamiento normal e invertido de masas de neutrinos. Hemos visto a lo largo de este análisis, que existen parámetros que influyen fuertemente sobre algunos de los observables de este modelo, como lo son las masas de las partículas, sus decaimientos y la abundancia de la materia oscura. Los valores que puedan tomar v_1 , v_3 y κ , tienen un gran impacto sobre las masas del Majorón y las partículas tripletes de los sectores cargados y neutrales, respectivamente, que tienen sus orígenes en este último.

En las figuras 3.17 y 3.18, se ha aplicado un filtro (puntos amarillos) que restringe el rango de movimiento de los parámetros donde: $2 \times 10^9 \text{ GeV} < v_1 < 1.9 \times 10^9 \text{ GeV}$; $1 \text{ GeV} < v_3 < 2 \text{ GeV}$ y $1 \text{ GeV} \times 10^{-10} < \kappa < 9.5 \times 10^{-9}$. Según esto, en las gráficas 3.17a y 3.14b, podemos darnos cuenta de que a pesar de la densa nube de puntos, cuando nos situamos en un espacio reducido de parámetros, existe una tendencia lineal entre la masa m_J y la abundancia de Majorones, es decir, la densidad fósil de éstos aumenta y disminuye con la masa, la que a su vez, se relaciona directamente con el valor que pueda tomar v_1 . Ésto se puede apreciar en las figuras 3.17b y 3.18b, donde para el rango en el cual $10^8 \text{ GeV} < v_1 < 10^{10} \text{ GeV}$, para $m_J \sim 10^{-4} \text{ GeV}$, la abundancia de Majorones sobrepasa el límite conocido.

De forma similar, en las imágenes 3.17c, 3.17d, 3.18c y 3.18d, se destaca la relación que existe entre el origen de las masas de los campos tripletes y κ . Para valores de κ más pequeños, nos encontramos con masas $M_\Delta < 10^3 \text{ GeV}$ que, en su mayoría, no logran dar cuenta de la cantidad de materia oscura, quedando por debajo del límite inferior, mientras que para valores de κ superiores, la masa de los tripletes sobrepasa la abundancia de materia oscura. Ambos escenarios, nos dejan

con una cantidad reducida de puntos amarillos que cumplen con todas las restricciones impuestas para que el Majorón consiga igualar la cantidad de materia oscura.

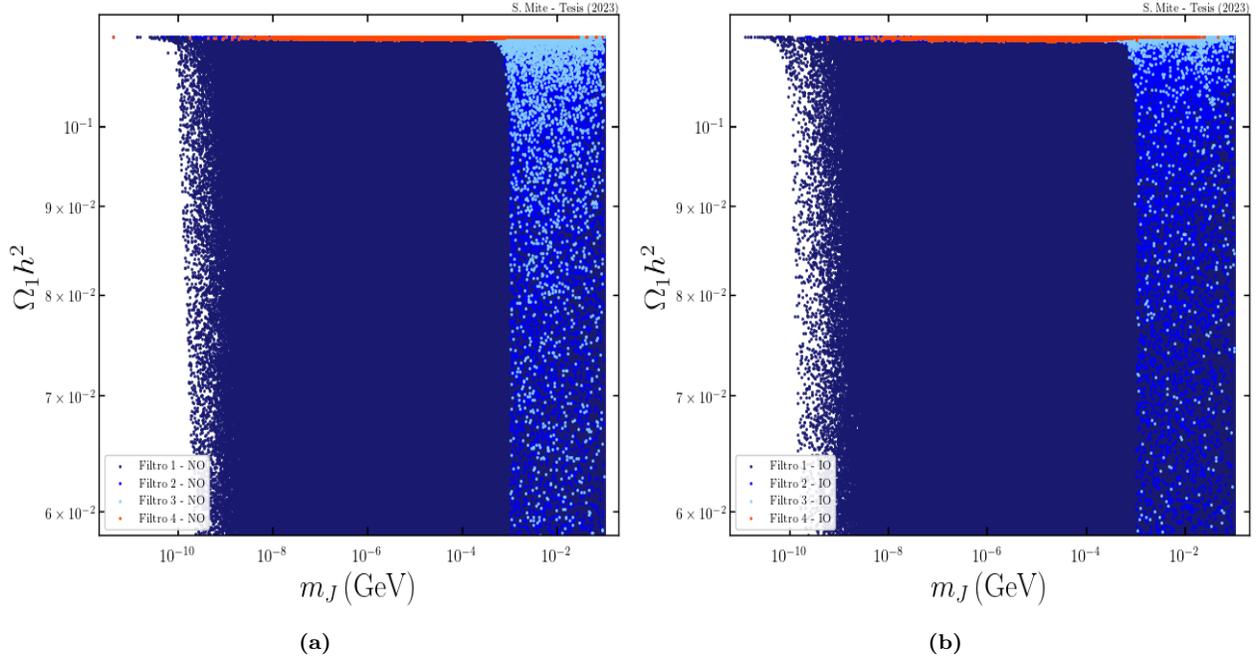


Figura 3.14: Abundancia fósil, $\Omega_J h^2$, del candidato a materia oscura, el Majorón, en función de la masa del Majorón, considerando NO e IO de masas de neutrinos.

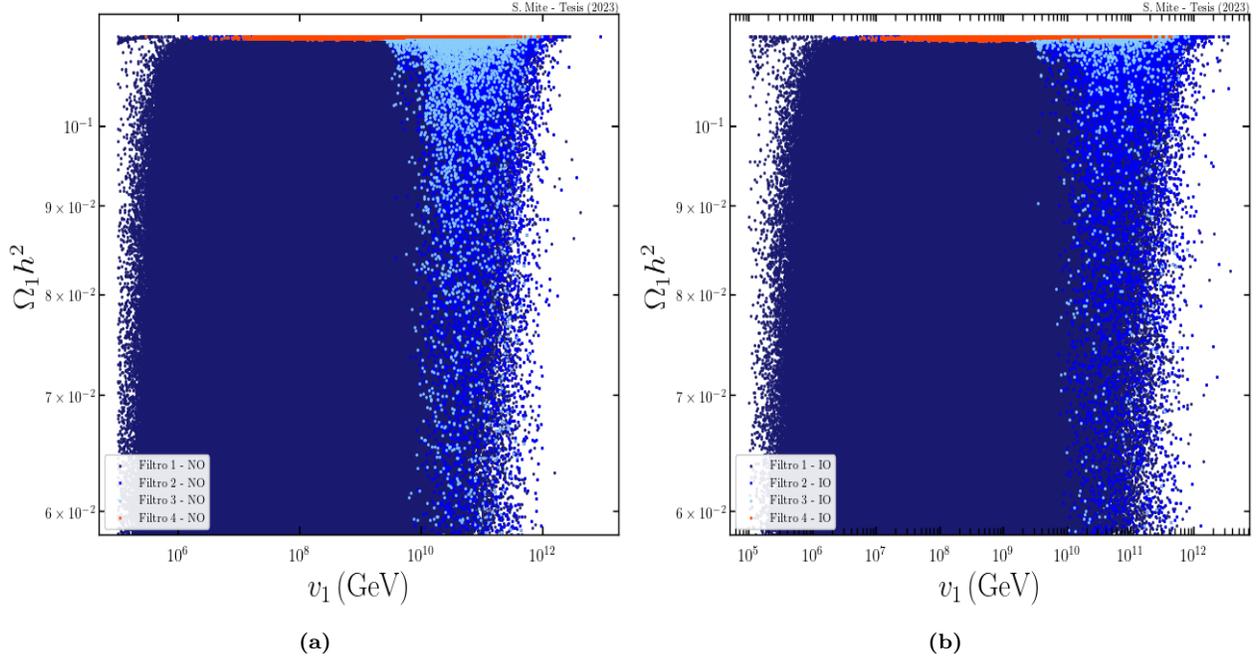


Figura 3.15: Abundancia fósil, $\Omega_1 h^2$, del candidato a materia oscura, el Majorón, en función del vev del singlete, v_1 , considerando NO e IO de masas de neutrinos.

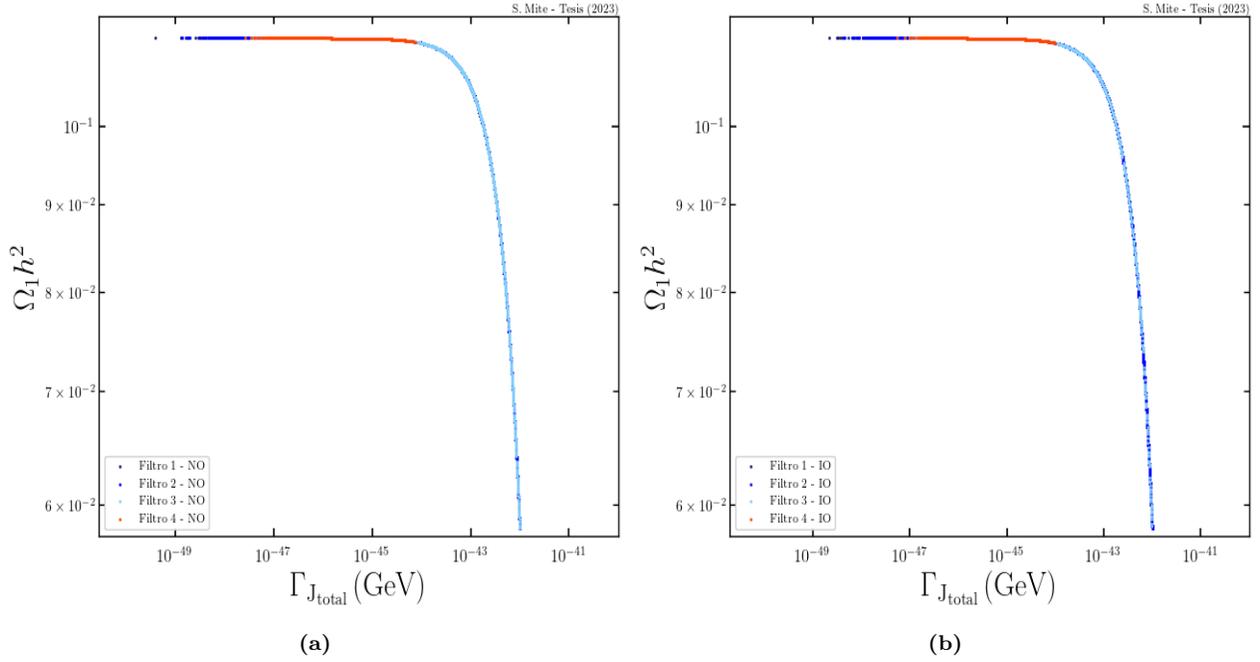


Figura 3.16: Abundancia fósil, $\Omega_1 h^2$, del candidato a materia oscura, el Majorón, en función del decaimiento total de Majorones, considerando NO e IO de masas de neutrinos.

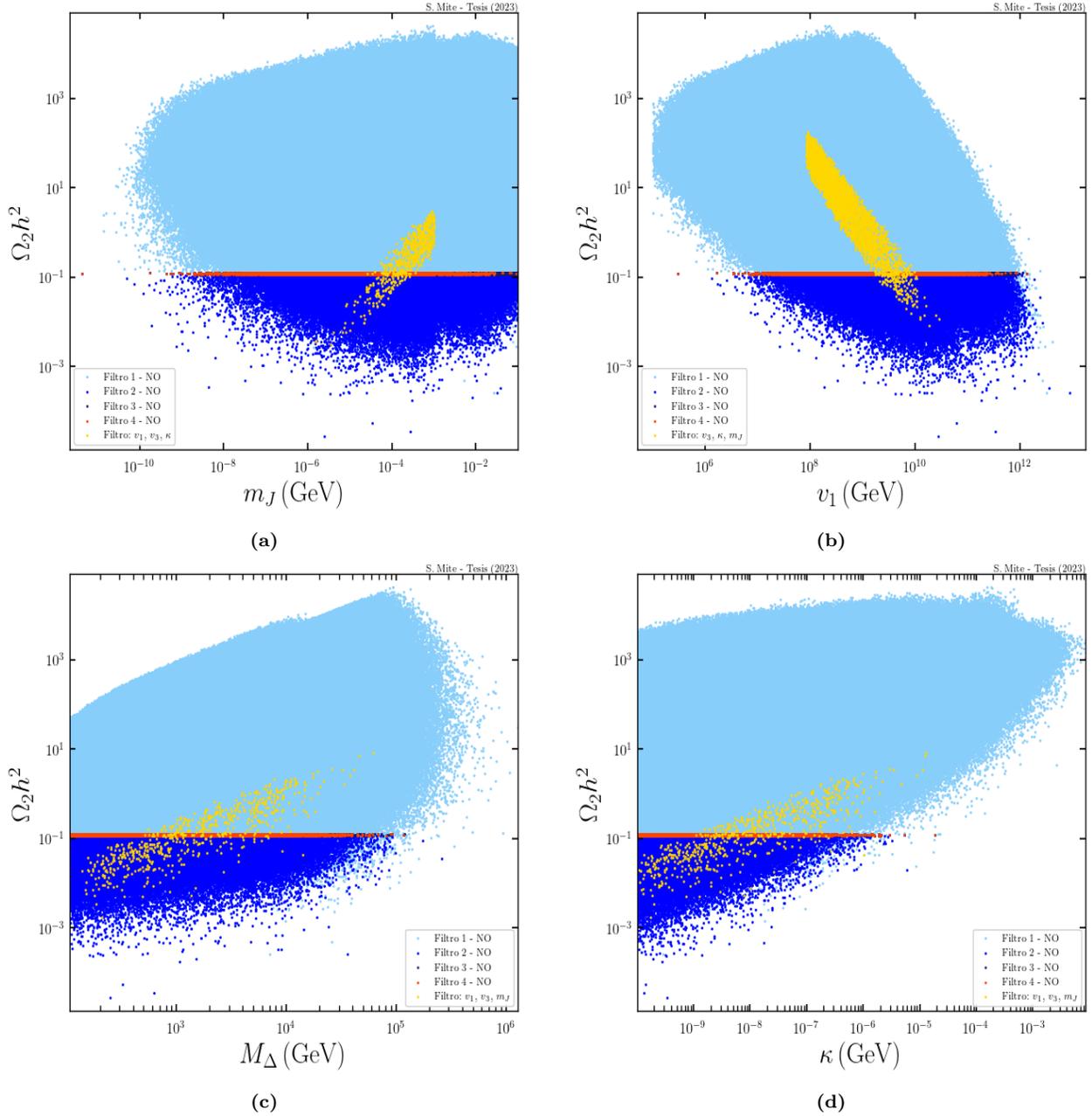


Figura 3.17: Abundancia fósil, $\Omega_2 h^2$, del candidato a materia oscura, el Majorón, en función de los diferentes parámetros relevantes, m_J , v_1 , M_Δ y κ , considerando NO de masas de neutrinos.

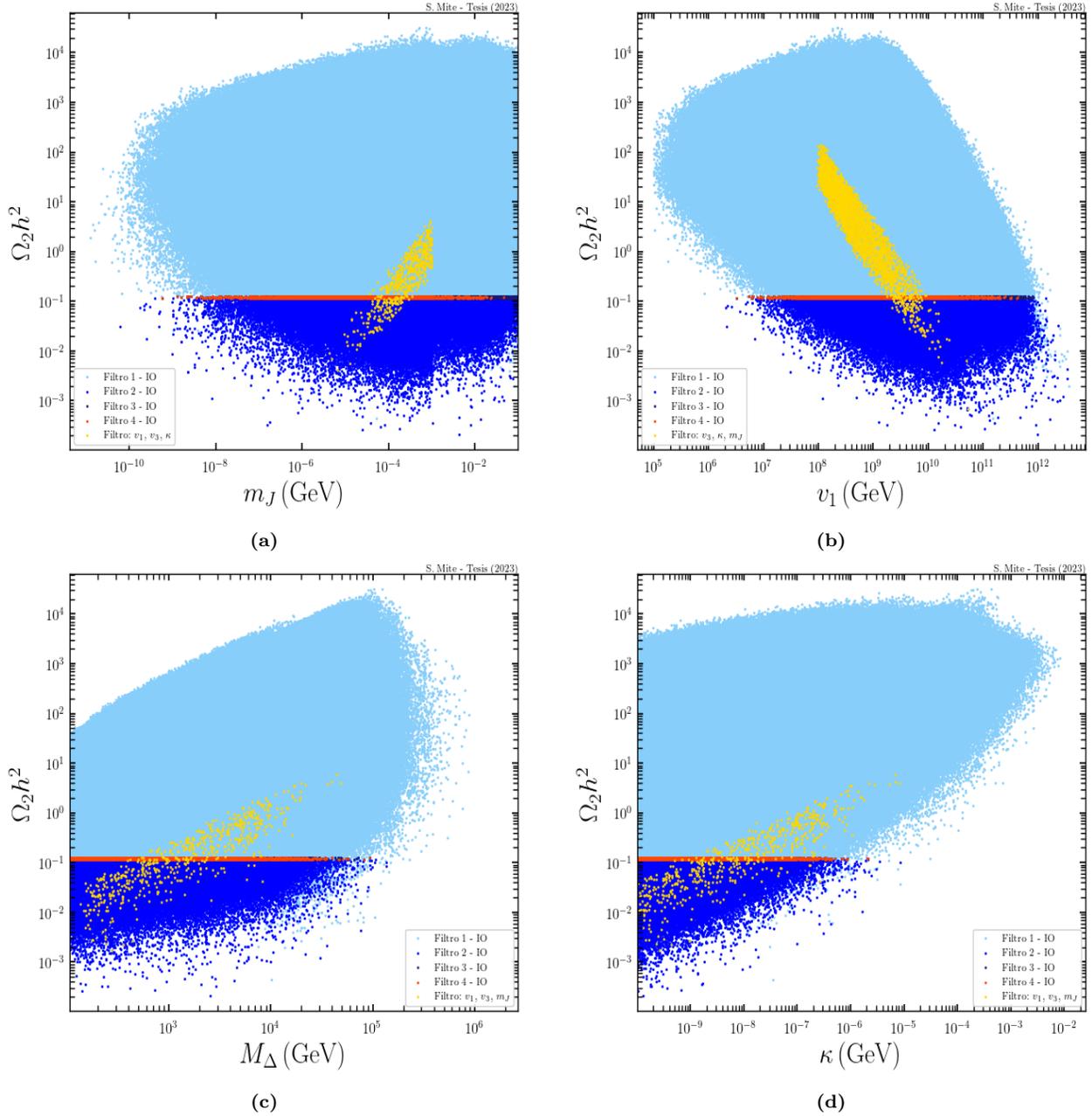


Figura 3.18: Abundancia fósil, $\Omega_2 h^2$, del candidato a materia oscura, el Majorón, en función de los diferentes parámetros relevantes, m_J , v_1 , M_Δ y κ , considerando IO de masas de neutrinos.

Conclusiones

Este trabajo se ha llevado a cabo a través del estudio de un modelo Majorón en régimen *seesaw* tipo-II con extensión a la escala de Planck. En principio, consideramos un modelo minimal que únicamente contiene neutrinos LH e incluimos valores de expectación del vacío no nulos para el singlete y triplete de Higgs, responsables del rompimiento espontáneo del número leptónico y por lo tanto, de que aparezca un término de masa de Majorona para los neutrinos del modelo. Por otra parte, para presentar un candidato viable como materia oscura, se ha propuesto un mecanismo mediante el cual generar una masa no nula para el pseudo bosón de Goldstone del modelo, el Majorón.

El modelo cuenta con un gran número de parámetros, donde algunos actúan como parámetros libres o de entrada, en su mayoría acoples, y otros como parámetros de salida, que corresponden principalmente a las masas de las partículas cargadas y posteriormente decaimientos y abundancia de materia oscura.

En principio, el análisis del espacio de parámetros ha puesto en evidencia la dependencia que tienen los campos principalmente triplete del modelo con las variables κ , v_3 y k_{13} , donde pudimos observar que las masas de estos campos se relacionan linealmente con κ y v_3 . De acuerdo a esto, es importante mencionar que aún cuando para v_3 se ha fijado un límite superior, éste no puede considerar valores donde $v_3 \rightarrow 0$, ya que, por una parte el vev del triplete es requisito para el rompimiento de L y en consecuencia para la generación de masas de neutrinos, y por otra, éste

generaría una divergencia en las expresiones de las masas de las partículas, especialmente las del sector cargado, debido a que si $v_3 = 0$, entonces deberían existir sólo dos ecuaciones tadpole en lugar de tres, por lo que estaríamos imponiendo la existencia de ésta, provocando las divergencias. Notamos el importante rol que juega el vev del singlete en las masas tanto del bosón neutral A como del Majorón, donde para éste último vimos que fija fuertemente el límite superior para el valor de m_J a medida que v_1 aumenta. También, se expuso la importancia que tienen los nuevos acoplos $k_{1,\dots,13}$ y cómo éstos influyen en los parámetros de masa del modelo dependiendo del signo que éstos puedan tomar. Vimos que los primeros acoplos de la extensión actúan principalmente compensando los órdenes de magnitud de v_1 , impidiendo que los valores de las masas se disparen. Sumado a lo anterior, fue posible darnos cuenta que, en el amplio espacio de parámetros estudiado, el ordenamiento normal o invertido de masas de neutrinos no tuvo un impacto significativo en las magnitudes obtenidas.

De acuerdo a los decaimientos del Majorón principalmente a neutrinos, a nivel árbol, a fotones, a un *loop* y, dado que hemos ampliado el rango de masas de J , a electrones, podemos considerar su búsqueda en experimentos de detección indirecta especialmente. En este sentido, el Majorón, dado su largo tiempo de decaimiento y obedeciendo las cotas experimentales para éstos, cumpliría con el requisito de tener una vida tan larga como la edad del universo que deben cumplir las partículas candidatas a materia oscura.

Hemos demostrado que el Majorón logra igualar en totalidad la abundancia de materia oscura conocida, cuando es generado mediante el mecanismo de *freeze-in*. Vimos que esta génesis de Majorones ocurre por el decaimiento de estados iniciales pesados, en especial de los campos principalmente tripletes, a Majorones y partículas del SM. Finalmente, el mecanismo *freeze-in* efectivamente es capaz de producir Majorones en el extenso espacio de parámetros estudiado y considerando diferentes filtros a los diferentes parámetros, proporcionando masas de Majorones entre el orden de los keV hasta los MeV. Esto último es de gran relevancia, ya que la zona donde el Majorón toma masas del orden de los MeV, suele ser un límite en otros estudios, sin embargo, en este caso sí logramos hallar puntos que cumplieran con todos los filtros impuestos y requisitos para el candidato a materia oscura.

En conclusión, el estudio de esta extensión y el vasto espacio de parámetros analizado, nos entrega indicios para continuar explorando modelos más allá del modelo estándar, en la búsqueda de posibles candidatos a materia oscura y generación de masas de neutrinos.

Trabajos futuros

A partir del modelo estudiado surgen diferentes ideas para su continuación:

- Restringir la complejidad del espacio de parámetros mediante la imposición de alguna simetría extra.
- Explorar los límites del espacio de parámetros para la búsqueda en experimentos de detección de materia oscura y la detección de las partículas compañeras del Majorón.
- Explorar el modelo en el contexto de cosmología no estándar.



Diagonalización del sector neutral

La matriz de masa del sector neutral *CP-odd* a diagonalizar corresponde a

$$M_\varphi^2 = \begin{pmatrix} M_{\varphi,11}^2 & \kappa v_2 v_3 - \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3 & \frac{\kappa v_2^2}{2} - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 \\ \kappa v_2 v_3 - \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_1 v_2 v_3 & 2\kappa v_1 v_3 - \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_1^2 v_3 & \kappa v_1 v_2 - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2 \\ \frac{\kappa v_2^2}{2} - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 & \kappa v_1 v_2 - \frac{k_{13}}{\sqrt{2}M_{pl}} v_1^2 v_2 & \frac{\kappa v_1 v_2^2}{2v_3} - \frac{k_{13}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_1^2 v_2^2}{v_3} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

donde la primera entrada está dada por,

$$\begin{aligned} M_{\varphi,11}^2 = & \frac{\kappa v_2^2 v_3}{2v_1} - \frac{25k_1}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 - \frac{9k_2}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 - \frac{k_3}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1^3 - \frac{9k_4}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 - \frac{k_5}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_2^2 \\ & - \frac{k_6}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^4}{v_1} - \frac{k_7}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^2 v_3^2}{v_1} - \frac{9k_8}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_3^2 - \frac{k_9}{2\sqrt{2}M_{pl}} v_1 v_3^2 \\ & - \frac{k_{10}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_3^4}{v_1} - \frac{k_{11}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_3^4}{v_1} - \frac{k_{12}}{2\sqrt{2}M_{pl}} \frac{v_2^2 v_3^2}{v_1} - \frac{\sqrt{2}k_{13}}{M_{pl}} v_2^2 v_3. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Reescribiendo esta matriz en términos de las entradas $M_{\varphi,11}^2$, $M_{\varphi,13}^2$ y $M_{\varphi,33}^2$, obtenemos la

siguiente matriz,

$$M_\varphi^2 = \begin{pmatrix} M_{\varphi,11}^2 & \frac{2v_3}{v_2} M_{\varphi,13}^2 & M_{\varphi,13}^2 \\ \left(\frac{2v_3}{v_2}\right)^2 M_{\varphi,13}^2 & \frac{2v_3}{v_2} M_{\varphi,33}^2 & \frac{2v_3}{v_2} M_{\varphi,33}^2 \\ M_{\varphi,13}^2 & \frac{2v_3}{v_2} M_{\varphi,33}^2 & M_{\varphi,33}^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Al diagonalizar esta matriz mediante $O_\varphi M_\varphi^2 O_\varphi^T = \text{diag}(m_A^2, m_J^2, m_G^2)$, se obtienen las masas de los campos escalares físicos neutrales.

Para hallar de forma analítica las masas de A , J y G^0 , realizamos dos diagonalizaciones parciales, $O_{\varphi_2} O_{\varphi_1} M_\varphi^2 (O_{\varphi_2} O_{\varphi_1})^T = \text{diag}(m_A^2, m_J^2, m_G^2)$. La primera rotación parcial la llevamos a cabo a través de la matriz ortonormal O_{φ_1} ,

$$O_{\varphi_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} & \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} & \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

donde $\beta^2 = 1 + \alpha^2$ y $\alpha = 2v_3/v_2$ son constantes relacionadas a los vevs de los campos. Luego, la matriz parcialmente diagonalizada, $M_{\varphi_1}^2$ queda de la forma

$$M_{\varphi_1}^2 = \begin{pmatrix} M_{\varphi_{11}}^2 & M_{\varphi_{13}}^2 \beta & 0 \\ M_{\varphi_{13}}^2 \beta & M_{\varphi_{33}}^2 \beta^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Podemos ver que la entrada $M_{\varphi_{1,33}}^2$ es cero. Ésta corresponde a la masa del bosón de Goldstone, $m_G^2 = 0$.

La segunda diagonalización parcial, la llevamos a cabo con la siguiente matriz de rotación:

$$O_{\varphi_2} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{1+\phi}}{\sqrt{2}} & -\frac{\alpha\sqrt{1-\phi}}{\sqrt{2\beta}} & -\frac{\sqrt{1-\phi}}{\sqrt{2\beta}} \\ \frac{\sqrt{1-\phi}}{\sqrt{2}} & \frac{\alpha\sqrt{1+\phi}}{\sqrt{2\beta}} & \frac{\sqrt{1+\phi}}{\sqrt{2\beta}} \\ 0 & -\frac{1}{\beta} & \frac{\alpha}{\beta} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

donde,

$$\phi = \frac{\beta^2 M_{\varphi_{1,33}}^2 - M_{\varphi_{1,11}}^2}{\sqrt{(M_{\varphi_{1,11}}^2 - \beta^2 M_{\varphi_{1,33}}^2)^2 + 4\beta^2 (M_{\varphi_{1,13}}^2)^2}} \quad (\text{A.7})$$

A partir de ésto, obtenemos las siguientes expresiones para las masas del Majorón y el bosón neutral A del sector,

$$m_A^2 = \frac{1}{2} \left(M_{\varphi_{1,11}}^2 + M_{\varphi_{1,33}}^2 \beta^2 + \sqrt{4M_{\varphi_{1,13}}^2 \beta^2 + (M_{\varphi_{1,11}}^2 - M_{\varphi_{1,33}}^2 \beta^2)^2} \right), \quad (\text{A.8})$$

$$m_J^2 = \frac{1}{2} \left(M_{\varphi_{1,11}}^2 + M_{\varphi_{1,33}}^2 \beta^2 - \sqrt{4M_{\varphi_{1,13}}^2 \beta^2 + (M_{\varphi_{1,11}}^2 - M_{\varphi_{1,33}}^2 \beta^2)^2} \right). \quad (\text{A.9})$$

Bibliografía

- [1] S. Weinberg, *A model of leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [2] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
- [3] A. Salam and J.C. Ward, *Weak and electromagnetic interactions*, *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* **11** (1959) 568.
- [4] S. Magazine, *Standard model particle content and properties*, .
- [5] CMS collaboration, *Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30 [1207.7235].
- [6] PARTICLE DATA GROUP collaboration, *Review of Particle Physics*, *PTEP* **2022** (2022) 083C01.
- [7] M. Lusignoli, A. Masiero and M. Roncadelli, *Spontaneous versus explicit breaking of a continuous global symmetry*, *Phys. Lett. B* **252** (1990) 247.
- [8] S.W. Hawking and W. Israel, *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, Univ. Pr., Cambridge, UK (1979).
- [9] S.R. Coleman, *Why There Is Nothing Rather Than Something: A Theory of the Cosmological Constant*, *Nucl. Phys. B* **310** (1988) 643.
- [10] S.B. Giddings and A. Strominger, *STRING WORMHOLES*, *Phys. Lett. B* **230** (1989) 46.
- [11] P. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, *Physics Letters* **12** (1964) 132.
- [12] T.W.B. Kibble, *Symmetry breaking in non-abelian gauge theories*, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554.

-
- [13] V.A. Bednyakov, N.D. Giokaris and A.V. Bednyakov, *On Higgs mass generation mechanism in the Standard Model*, *Phys. Part. Nucl.* **39** (2008) 13 [[hep-ph/0703280](#)].
- [14] P.M. Watkins, *DISCOVERY OF THE W AND Z BOSONS*, *Contemp. Phys.* **27** (1986) 291.
- [15] M. Veltman, *Radiative corrections to vector boson masses*, *Physics Letters B* **91** (1980) 95.
- [16] E.R. Paudel, *Problems of standard model, review*, *BMC Journal of Scientific Research* **4** (2021) 65–73.
- [17] S.M. Bilenky, *A Lecture on neutrino masses, mixing and oscillations*, in *International School of Physics "Enrico Fermi": Course 153: From Nuclei and Their Constituents to Stars*, 10, 2002 [[hep-ph/0210128](#)].
- [18] SNO COLLABORATION collaboration, *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011301.
- [19] R. Davis, *A review of the homestake solar neutrino experiment*, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **32** (1994) 13.
- [20] MINIBOONE COLLABORATION collaboration, *Search for electron neutrino appearance at the $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ scale*, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 231801.
- [21] G. Bertone and D. Hooper, *History of dark matter*, *Rev. Mod. Phys.* **90** (2018) 045002 [[1605.04909](#)].
- [22] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, *Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints*, *Phys. Rept.* **405** (2005) 279 [[hep-ph/0404175](#)].
- [23] L. Canetti, M. Drewes and M. Shaposhnikov, *Matter and Antimatter in the Universe*, *New J. Phys.* **14** (2012) 095012 [[1204.4186](#)].
- [24] C. de Rham, J.T. Deskins, A.J. Tolley and S.-Y. Zhou, *Graviton Mass Bounds*, *Rev. Mod. Phys.* **89** (2017) 025004 [[1606.08462](#)].
- [25] B. Mukhopadhyay, *General relativity and relativistic astrophysics*, *Curr. Sci.* **109** (2015) 2250 [[1609.01862](#)].
- [26] J.E. Kim, *A Review on axions and the strong CP problem*, *AIP Conf. Proc.* **1200** (2010) 83 [[0909.3908](#)].

-
- [27] A.A. Andrianov and N.V. Romanenko, *Fine tuning in the standard model and beyond*, in *10th International Workshop on High-energy Physics and Quantum Field Theory (NPI MSU 95)*, pp. 317–323, 12, 1995 [[hep-th/9512199](#)].
- [28] S.M. Bilenky, C. Giunti and W. Grimus, *Phenomenology of neutrino oscillations*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43** (1999) 1 [[hep-ph/9812360](#)].
- [29] B. Pontecorvo, *Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge*, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34** (1957) 247.
- [30] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870.
- [31] S. Bilenky, *Neutrinos: Majorana or Dirac?*, [2008.02110](#).
- [32] R.N. Mohapatra and A.Y. Smirnov, *Neutrino Mass and New Physics*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56** (2006) 569 [[hep-ph/0603118](#)].
- [33] A. de Gouvêa, *Neutrino Mass Models*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66** (2016) 197.
- [34] S. Weinberg, *Baryon and Lepton Nonconserving Processes*, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1566.
- [35] R.N. Mohapatra and G. Senjanovic, *Neutrino Masses and Mixings in Gauge Models with Spontaneous Parity Violation*, *Phys. Rev. D* **23** (1981) 165.
- [36] J.W.F. Valle, *Neutrino physics overview*, *Journal of Physics: Conference Series* **53** (2006) 473.
- [37] F. Zwicky, *Nebulae as gravitational lenses*, *Phys. Rev.* **51** (1937) 290.
- [38] V.C. Rubin and W.K. Ford, Jr., *Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*, *Astrophys. J.* **159** (1970) 379.
- [39] S. Profumo, *An Introduction to Particle Dark Matter*, World Scientific (2017), [10.1142/q0001](#).
- [40] NASA, *Dark matter pie chart*, .
- [41] PLANCK collaboration, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641** (2020) A6 [[1807.06209](#)].
- [42] J.L. Feng, *Dark matter candidates from particle physics and methods of detection*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **48**: 495, 2010 **48** (2010) 495 [[1003.0904](#)].

-
- [43] L.J. Hall, K. Jedamzik, J. March-Russell and S.M. West, *Freeze-in production of fimp dark matter*, *JHEP* **1003:080,2010** **2010** (2009) [[0911.1120](#)].
- [44] G. Zuzel, P. Agnes, I.F.M. Albuquerque, T. Alexander, A.K. Alton, D.M. Asner et al., *The darkside experiment: Present status and future*, *Journal of Physics: Conference Series* **798** (2017) 012109.
- [45] DAMIC collaboration, *The DAMIC dark matter experiment*, *PoS ICRC2015* (2016) 1221 [[1510.02126](#)].
- [46] A. Aguilar-Arevalo, X. Bertou, C. Bonifazi, G. Canelo, A. Castañeda, B.C. Vergara et al., *Exploring low-energy neutrino physics with the coherent neutrino nucleus interaction experiment (connie)*, *Phys. Rev. D* **100**, 092005 (2019) **100** (2019) 092005 [[1906.02200](#)].
- [47] S. Tufanli, *The sbnd experiment*, *PoS* (2017) .
- [48] B. Abi, R. Acciarri, M.A. Acero, G. Adamov, D. Adams, M. Adinolfi et al., *Deep underground neutrino experiment (dune), far detector technical design report, volume i: Introduction to dune*, [2002.02967](#).
- [49] ATLAS collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [50] CMS collaboration, *The CMS Experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08004.
- [51] LHCb collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, *JINST* **3** (2008) S08005.
- [52] M.A. Diaz, M.A. Garcia-Jareno, D.A. Restrepo and J.W.F. Valle, *Seesaw Majoron model of neutrino mass and novel signals in Higgs boson production at LEP*, *Nucl. Phys. B* **527** (1998) 44 [[hep-ph/9803362](#)].
- [53] Y. Chikashige, R.N. Mohapatra and R.D. Peccei, *Are There Real Goldstone Bosons Associated with Broken Lepton Number?*, *Phys. Lett. B* **98** (1981) 265.
- [54] J. Schechter and J.W.F. Valle, *Neutrino Decay and Spontaneous Violation of Lepton Number*, *Phys. Rev. D* **25** (1982) 774.
- [55] A.G. Akeroyd, M.A. Diaz, M.A. Rivera and D. Romero, *Fermiophobia in a Higgs Triplet Model*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 095003 [[1010.1160](#)].

-
- [56] C. Bonilla, J.C. Romão and J.W.F. Valle, *Electroweak breaking and neutrino mass: ‘invisible’ higgs decays at the lhc (type ii seesaw)*, *New Journal of Physics* **18** (2016) 033033.
- [57] S. Blunier, G. Cottin, M.A. Díaz and B. Koch, *Phenomenology of a higgs triplet model at future e^+e^- colliders*, *Phys. Rev. D* **95**, 075038 (2017) **95** (2016) 075038 [1611.07896].
- [58] G.B. Gelmini and M. Roncadelli, *Left-Handed Neutrino Mass Scale and Spontaneously Broken Lepton Number*, *Phys. Lett. B* **99** (1981) 411.
- [59] F.J. Petriello, S. Quackenbush and K.M. Zurek, *The invisible z' at the lhc*, *Phys.Rev.D77:115020,2008* **77** (2008) 115020 [0803.4005].
- [60] J. Schechter and J.W.F. Valle, *Neutrinoless Double beta Decay in $SU(2) \times U(1)$ Theories*, *Phys. Rev. D* **25** (1982) 2951.
- [61] P.D. Group, P.A. Zyla, R.M. Barnett, J. Beringer, O. Dahl, D.A. Dwyer et al., *Review of Particle Physics*, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2020** (2020) [<https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>].
- [62] C. Biggio, L. Calibbi, T. Ota and S. Zanchini, *Type-ii majoron dark matter*, **2304.12527**.
- [63] ATLAS COLLABORATION AND CMS COLLABORATION collaboration, *Combined measurement of the higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 tev with the atlas and cms experiments*, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803.
- [64] A. Arhrib, R. Benbrik, M. Chabab, G. Moulhaka, M.C. Peyranere, L. Rahili et al., *The higgs potential in the type ii seesaw model*, *Physical Review D* **84** (2011) 095005 [1105.1925].
- [65] C. Bonilla, R.M. Fonseca and J.W.F. Valle, *Consistency of the triplet seesaw model revisited*, *Phys. Rev. D* **92** (2015) 075028.
- [66] E.K. Akhmedov, Z.G. Berezhiani, R.N. Mohapatra and G. Senjanovic, *Planck scale effects on the majoron*, *Phys. Lett. B* **299** (1993) 90 [hep-ph/9209285].
- [67] I.Z. Rothstein, K.S. Babu and D. Seckel, *Planck scale symmetry breaking and majoron physics*, *Nucl. Phys. B* **403** (1993) 725 [hep-ph/9301213].
- [68] J.M. Cline, K. Kainulainen and K.A. Olive, *Constraints on majoron models, neutrino masses and baryogenesis*, *Astropart. Phys.* **1** (1993) 387 [hep-ph/9304229].

-
- [69] Z.G. Berezhiani and A. Rossi, *Majoron decay in matter*, *Phys. Lett. B* **336** (1994) 439 [[hep-ph/9407265](#)].
- [70] Y. Abe, Y. Hamada, T. Ohata, K. Suzuki and K. Yoshioka, *Tev-scale majorogenesis*, *Journal of High Energy Physics* **2020** (2020) [[2004.00599](#)].
- [71] A.V. Semenov, *LanHEP: A Package for automatic generation of Feynman rules in field theory. Version 2.0*, [hep-ph/0208011](#).
- [72] A. Semenov, *LanHEP — A package for automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian. Version 3.2*, *Comput. Phys. Commun.* **201** (2016) 167 [[1412.5016](#)].
- [73] A. Belyaev, N.D. Christensen and A. Pukhov, *CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model*, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) 1729 [[1207.6082](#)].
- [74] M. Lattanzi, S. Riemer-Sorensen, M. Tortola and J.W.F. Valle, *Updated CMB and x - and γ -ray constraints on Majoron dark matter*, *Phys. Rev. D* **88** (2013) 063528 [[1303.4685](#)].
- [75] T.R. Slatyer and C.-L. Wu, *General Constraints on Dark Matter Decay from the Cosmic Microwave Background*, *Phys. Rev. D* **95** (2017) 023010 [[1610.06933](#)].
- [76] L.J. Hall, K. Jedamzik, J. March-Russell and S.M. West, *Freeze-In Production of FIMP Dark Matter*, *JHEP* **03** (2010) 080 [[0911.1120](#)].