


Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas


# Análisis de Materia Oscura en el modelo 2(R,C)S-SM

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Maestra en Ciencias**

por


Alejandra Sabed Cervantes Perdomo


Asesorada por


Dra. Ana Aurelia Avilez López (FCFM - BUAP)
Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE - BUAP)



Puebla Pue.

Enero de 2026




Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas


# Análisis de Materia Oscura en el modelo 2(R,C)S-SM

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Maestra en Ciencias**

por


Alejandra Sabed Cervantes Perdomo

Asesorada por

Dra. Ana Aurelia Avilez López (FCFM - BUAP)
Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE - BUAP)



Puebla Pue.

Enero de 2026

**Título:** Análisis de Materia Oscura en el modelo 2(R,C)S-SM

**Estudiante:** Alejandra Sabed Cervantes Perdomo

COMITÉ

---

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Presidente

---

Dr. Félix Francisco González Canales (FCE-BUAP)

Secretario

---

Dra. Óscar Mario Martínez Bravo (FCFM-BUAP)

Vocal

---

Dra. Ana Aurelia Avilez López (FCFM - BUAP)

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE - BUAP)

Asesores

# Índice general

**Resumen** vii

**Introducción** ix

**1. Una breve revisión sobre materia oscura** 1
1.1. Evidencias observacionales . . . 1
1.1.1. Escala galáctica . . . 1
1.1.2. Escala de cúmulos de galaxias . . . 2
1.1.3. Escala cosmológica . . . 3
1.2. Densidad reliquia de DM . . . 5
1.2.1. Escenarios de producción . . . 6
1.2.2. Ecuación de Boltzmann . . . 6
1.2.3. El milagro WIMP . . . 8
1.3. Las propiedades fundamentales de la partícula de materia oscura . . . 8
1.3.1. Candidatos a DM . . . 9
1.4. Búsqueda de DM . . . 11
1.4.1. Detección en colisionadores . . . 11
1.4.2. Detección directa . . . 11

**2. Detección indirecta de Materia Oscura** 13
2.1. Distribución . . . 13
2.1.1. Distribución espacial de DM . . . 14
2.1.2. Galaxias enanas esferoidales . . . 15
2.1.3. Distribución de densidad . . . 17
2.2. Emisiones de Rayos $\gamma$ en Galaxias Enanas Esferoidales . . . 19
2.2.1. Perfil de aniquilación . . . 20
2.2.2. Factor $J$ y la distribución de materia oscura en fuentes astrofísicas . . . 21
2.3. Detectores y experimentos . . . 23
2.3.1. Detectores de neutrinos . . . 23
2.3.2. Detectores de rayos cósmicos . . . 24
2.3.3. Telescopios de rayos $\gamma$ . . . 24

**3. Marco Esencial de la Física de Partículas** 27
3.1. Modelo Estándar . . . 27
3.1.1. Estructura general . . . 28
3.2. Mecanismo de Higgs . . . 29
3.2.1. Interacción de Yukawa . . . 31
3.3. Singletes escalares y motivación para su introducción . . . 31

3.4. Portal de Higgs . . . . . 32
3.5. Producción de rayos gamma en aniquilación de DM . . . . . 33
3.5.1. Proceso de aniquilación de DM a SM . . . . . 34
3.5.2. Hadronización y producción de fotones . . . . . 34

**4. Herramientas Numéricas y Entorno Computacional para el Análisis de DM 37**
4.1. Cálculos Analíticos Iniciales de los Modelos con *Mathematica* . . . . . 37
4.2. Construcción del Modelo y Obtención de Interacciones en FeynRules . . . . . 38
4.2.1. ¿Qué es FeynRules? . . . . . 38
4.2.2. Potencial implementado en FeynRules . . . . . 38
4.3. Cálculo de Observables Cosmológicas en MicrOMEGAs . . . . . 39
4.3.1. ¿Qué es y cómo funciona MicrOMEGAs? . . . . . 39
4.3.2. Procedimiento de uso de MicrOMEGAs . . . . . 40
4.4. Predicciones para el flujo por aniquilación en Sph a partir de simulaciones en CLUMPY . . . . . 41
4.4.1. Flujos de rayos $\gamma$ y neutrinos . . . . . 42
4.4.2. Los factores $J$ para los flujos . . . . . 43
4.4.3. Implementación de CLUMPY . . . . . 43

**5. Modelo Estándar extendido con dos singletes escalares reales 47**
5.1. Modelo . . . . . 47
5.2. Implementación y análisis fenomenológico del modelo . . . . . 49
5.2.1. Obtención de acoplamientos en FeynRules . . . . . 49
5.2.2. Exploración de parámetros del potencial . . . . . 50
5.2.3. Análisis de densidad reliquia con MicrOMEGAs . . . . . 51
5.3. Flujo de rayos gamma con CLUMPY . . . . . 56
5.3.1. Intensidad del flujo de rayos $\gamma$ el perfil NFW . . . . . 56
5.4. Resultados . . . . . 60

**6. Modelo Estándar extendido con dos singletes escalares complejos 63**
6.1. Modelo . . . . . 63
6.2. Implementación y análisis fenomenológico del modelo . . . . . 65
6.2.1. Obtención de acoplamientos en FeynRules . . . . . 65
6.2.2. Exploración de parámetros del potencial . . . . . 66
6.2.3. Análisis de densidad reliquia con MicrOMEGAs . . . . . 68
6.3. Flujo de rayos gamma con CLUMPY . . . . . 70
6.3.1. Intensidad del flujo de rayos  el perfil NFW . . . . . 70
6.4. Resultados . . . . . 74

**Conclusiones 77**

**A. Acoplamientos 79**
A.1. Acoplamientos SM-2 escalares reales . . . . . 79
A.2. Acoplamientos SM-2 escalares Complejos . . . . . 81

**B. Constantes 83**
B.1. Valores para constantes cosmológicas . . . . . 83

**Bibliografía 85**

# Resumen

En esta tesis se estudian dos extensiones del Modelo Estándar que incorporan nuevos campos del tipo singlete escalar de higgs, a partir de los cuales surgen posibles candidatos a materia oscura. El primer modelo analizado incorpora dos singletes escalares reales,2R-SM, mediante el cual se reproduce el mecanismo de interacción tipo portal de Higgs. Posteriormente se desarrolla una extensión con dos singletes escalares complejos, 2C-SM. En ambas extensiones se impone una simetría discreta $Z_2 \times Z_2'$ para garantizar la estabilidad de los candidatos a materia oscura, $S$ y $\sigma_s$. Mediante el uso de los programas FeynRules y MicrOMEGAs se calcularon acoplamientos, densidad reliquia y sección eficaz de aniquilación, para cada modelo, encontrándose regiones de parámetros permitidas en torno a $M_S \simeq (472\text{–}475)\,\mathrm{GeV}$ y $M_{\sigma_S} \simeq (285\text{–}295)\,\mathrm{GeV}$. Además, se usó el programa CLUMPY para obtener las intensidades promedio $\langle I_\gamma \rangle$ de rayos $\gamma$, para diferentes galaxias del tipo enana esferoidal en el grupo local, llegando a la conclusión de que Sextans ($\sim 10^{-8}$) y Ursa Minor ($\sim 10^{-9}$) entre las galaxias estudiadas, son las fuentes más prometedoras para la detección indirecta de radiación gamma.

# Introducción

En la actualidad, la Física de Partículas es un área que ha logrado describir el universo de manera muy certera, teniendo como base teórica al Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés) [1], construido con base en el estudio de los componentes elementales del universo. Sin embargo, aún se trata de una teoría incompleta; existen fenómenos físicos que aún no han sido descritos por esta teoría.

Uno de los principales, y de suma importancia en este trabajo, es la materia oscura (DM, por sus siglas en inglés) [2], nombre que se le da al componente que abarca el $26.4\,\%$ del contenido total de energía-materia del universo [3] y que, a la fecha, aún no sabemos de qué se compone.

Durante el siglo XX, diversas observaciones astronómicas comenzaron a revelar inconsistencias entre la cantidad de materia visible del universo y la materia calculada debido a la cinética de galaxias y cúmulos de galaxias [4, 5]. Fue en la década de 1930 cuando el astrónomo Fritz Zwicky escribió en su artículo *"Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln"* [4], lo siguiente:

> *"Con el fin de obtener, como se observa, un efecto Doppler de tamaño medio de 1000 km/s o más, la densidad promedio en el sistema de Coma tendría que ser por lo menos 400 veces mayor que la derivada en base a observaciones de la materia luminosa... Si esto es verificado, conduciría al resultado sorprendente que la DM existe en una densidad mucho mayor que la materia luminosa [6]."*

Esto al estudiar la cinemática del cúmulo Coma, postulando así la existencia de una "masa invisible", a la que llamó materia oscura (DM, por sus siglas en inglés).

Décadas más tarde, los estudios realizados por V. Rubin y K. Ford (1970) sobre las curvas de rotación galáctica en la galaxia de Andrómeda (M31) dieron uno de los argumentos más importantes al hablar de DM [5]. En su artículo *"Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions"*, los autores reconstruyen la curva de rotación de M31 y cientos de galaxias más posteriormente, reforzando la hipótesis de DM al demostrar que las estrellas en las regiones periféricas de las galaxias se movían a velocidades inesperadamente altas [5].

De esta forma, la DM se ha convertido en un elemento fundamental de numerosos modelos cosmológicos y, ante su esquiva naturaleza, un tema de constante investigación tanto en la Física de Partículas como en Cosmología, siendo uno de los mayores enigmas de la Física Moderna.

Los objetivos generales y específicos de este trabajo de investigación se describen a continuación.

## Objetivo general

Analizar algunas extensiones del Modelo Estándar con singletes escalares, identificando los posibles candidatos a DM, a partir de lo cual se analiza su aniquilación en galaxias enanas esferoidales.

## Objetivos específicos y metas

- Revisar la bibliografía de las nuevas señales, Física más allá del Modelo Estándar.
- Estudiar extensiones del Modelo Estándar con campos escalares nuevos, específicamente 2 singletes escalares.
- Identificar los posibles candidatos de DM escalar.
- Identificar las propiedades de los candidatos de DM, en particular para aquellos identificados en las extensiones del Modelo Estándar propuestas.
- Calcular las secciones eficaces y los promedios térmicos de los acoplamientos de la materia oscura con diferentes partículas en el modelo en Feynrules para posteriormente calcular la densidad reliquia usando el software especializado MicrOmegas.
- Calcular las predicciones teóricas del flujo de radiación gamma provenientes de galaxias satélite de la Vía Láctea, para detección indirecta de los candidatos de materia oscura en el modelo, usando el software especializado CLUMPY para aquellos acoplamientos que involucren fotones y/o neutrinos masivos.
- Comparar los resultados obtenidos con los datos experimentales reportados en la literatura para detección indirecta.

Este trabajo se encuentra estructurado de la siguiente forma:

1. Una breve revisión sobre materia oscura. Capítulo donde se presentan las generalidades de la materia oscura, así como sus principales evidencias.
2. Detección indirecta de Materia Oscura. En esta sección se describe el método de búsqueda de materia oscura conocido como detección indirecta; se mencionan algunos de los principales experimentos y se da una breve explicación del software utilizado en el desarrollo del trabajo para cálculos relacionados con este tipo de detección.
3. Marco Esencial de la Física de Partículas. Capítulo dedicado a una breve revisión del Modelo Estándar de la Física de Partículas.
4. Modelo Estándar extendido con dos singletes escalares reales. Sección donde se presenta el modelo extendido 2R-SM, así como el desarrollo realizado y los resultados obtenidos para la extensión de dos singletes escalares reales.
5. Modelo Estándar extendido con dos singletes escalares complejos. Se presenta el modelo extendido 2C-SM así como el desarrollo y resultados del modelo de dos singletes escalares complejos.
6. Conclusiones. Para finalizar, se genera una breve discusión analizando los resultados obtenidos en las extensiones antes mencionadas.

# Capítulo 1

# Una breve revisión sobre materia oscura

Actualmente es sabido que el universo está conformado por diversos constituyentes: materia bariónica, materia oscura y energía oscura. Se le da el nombre de energía oscura a la hipótesis más aceptada para la expansión acelerada del universo, que es capaz de contrarrestar la fuerza gravitatoria de la materia total de este. Por otro lado, la materia bariónica es aquella formada por los quarks up ($u$) y down ($d$) y el leptón electrón ($e$), que son la base de los átomos; en cuanto a materia oscura, se refiere a aquella materia que interactúa sólo de forma gravitacional con el resto del universo. Este capítulo se centrará en esta última.

## 1.1. Evidencias observacionales

Múltiples evidencias de la DM provienen de observaciones astrofísicas y cosmológicas, que son la base para la conceptualización de la DM. A continuación se presentan algunas de las más representativas a diferentes escalas: i) escala galáctica, ii) escala de cúmulos de galaxias, y iii) escala cosmológica.

### 1.1.1. Escala galáctica

#### Curvas de rotación de galaxias espirales

Como ya se mencionó anteriormente, V. Rubin y K. Ford realizaron mediciones a la galaxia M31, con las cuales reconstruyeron su curva de rotación entre $3$ kpc y $24$ kpc, obteniendo en sus resultados que, tras una caída en la velocidad de rotación cerca de $R \approx 2$ kpc (donde $R$ es la distancia radial desde el centro galáctico), la velocidad vuelve a incrementarse y se mantiene relativamente constante en las regiones exteriores (Figura 1.1).

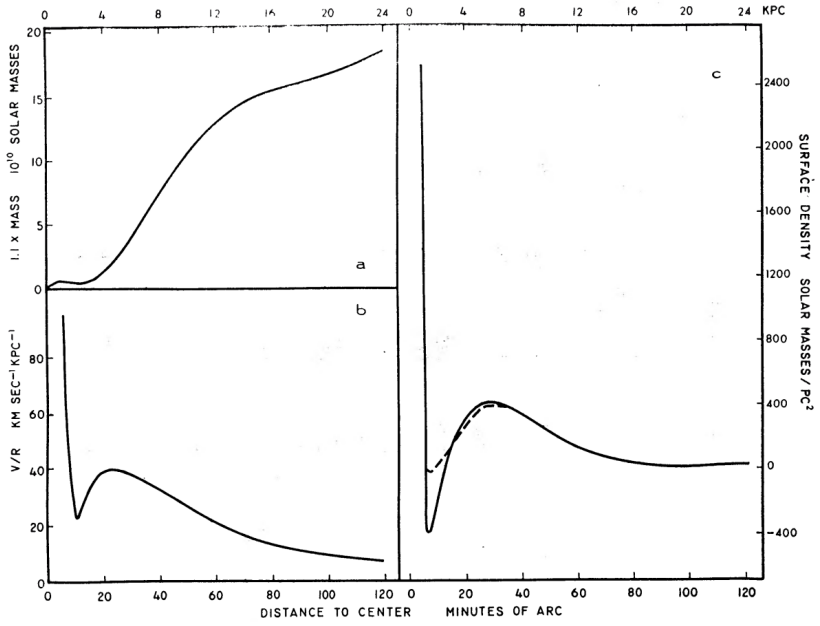



*Figura 1.1: Gráfica tomada del artículo original de V. Rubin y K. Ford. (a) Masa total de M31 determinada a partir de la curva de rotación como función de la distancia al centro. (b) Velocidad angular, para M31, calculada a partir de la curva de rotación como función de la distancia al centro. (c) Densidad superficial de M31, determinada a partir de la curva de rotación como función de la distancia al centro [5].*

Así, la forma de la curva de rotación que no decrece con el radio, sino que se mantiene, lo que no se esperaría si la masa siguiera el perfil de luminosidad, sugiere la existencia de masa no visible.

### 1.1.2. Escala de cúmulos de galaxias

#### Cúmulo Coma

En su artículo *"ON THE MASSES OF NEBULAE AND OF CLUSTERS OF NEBULAE"*, F. Zwicky presenta nuevos métodos para la estimación de la masa en galaxias, bajo el argumento de que los métodos basados en la luminosidad y rotaciones internas son poco fiables [7]. Uno de los métodos que utilizó se basa en tratar al cúmulo de galaxias[1] como un sistema mecánico estacionario; de forma que se puede obtener su masa por medio del teorema del virial, esto en términos del promedio al cuadrado de las velocidades de las galaxias pertenecientes al cúmulo, obteniendo una masa promedio para las galaxias que conforman el cúmulo Coma de

$$M = 4.5 \times 10^{10}\, M_{\odot}$$

Resultado inesperado, dado que por medio de la luz visible se llega a una luminosidad promedio de [7]

$$8.5 \times 10^{7}\, L_{\odot}.$$

Así, el factor de conversión $\gamma$ de luminosidad a masa para las galaxias en el cúmulo Coma es del orden $\gamma = 500$ [7], el cual F. Zwicky comparó con el factor para el sistema Kapteyn $\gamma' = 3$ (modelo realizado por Kapteyn J. C. que proporciona la distribución de las estrellas cercanas

[1] Llamadas *Nebulae* en el artículo original [7].

al Sol basándose en conteos estelares y asumiendo que la Vía Láctea es un sistema finito y aislado [8]), llegando a la conclusión de la existencia de una gran cantidad de materia no luminosa; en su momento postulada como parte del material bariónico no observable y que llamó *dunkle Materie*.

**Cúmulo Bala**

El cúmulo Bala se trata de dos cúmulos de galaxias en colisión [9]. En equilibrio, cada componente dentro del cúmulo se encuentra en una distribución espacial uniforme; durante la colisión de dos cúmulos de galaxias, las galaxias se comportan como partículas que no sufren interacciones significativas entre sí, al igual que la DM, y el plasma como un fluido que sufre una presión de arrastre que lo retrasa con respecto a las galaxias. En ausencia de DM, se espera que el potencial gravitacional siga al gas visiblemente dominante; por el contrario, en un escenario con DM el potencial estará guiado por dicho componente [9].

Por medio de lentes gravitacionales se puede crear un mapa de la distribución de masa y, por su parte, la emisión de rayos X del gas permite crear un mapa de materia visible, ver Figura 1.2.

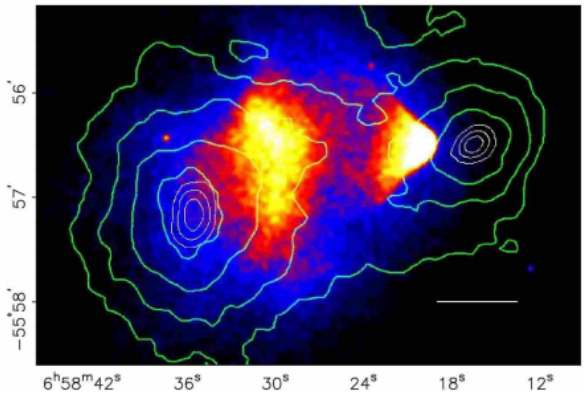



*Figura 1.2: Imagen del cúmulo Bala tomada con Chandra. Los contornos verdes representan la reconstrucción de la distribución de masa por medio de una lente gravitacional. Las zonas iluminadas muestran la concentración de gas. Tomado de [9].*

En la Figura 1.2 se observa cómo el potencial no se encuentra empalmado a la distribución del gas; esto es una prueba de la presencia de DM.

### 1.1.3. Escala cosmológica

**Formación de estructuras y distribución de materia a grandes escalas**

La teoría estándar cosmológica, conocida como el modelo del Big Bang caliente [10], nos dice que el universo temprano era caliente, denso, cercano a la homogeneidad y se expandía adiabáticamente de acuerdo a las leyes de la relatividad general. Esta teoría explica la radiación cósmica de fondo y las abundancias de núcleos ligeros; no obstante, siendo los cúmulos de galaxias en conjunto con el vacío entre ellos, las estructuras visibles a mayor escala en el universo, los orígenes de esta estructura aún no se pueden explicar haciendo uso únicamente de materia bariónica. Siendo así, se suma la materia no visible pero detectable por su efecto gravitacional [11].

En el marco cosmológico actual, la DM es esencial para explicar la formación de estructuras, ya que antes del desacoplo los bariones permanecían acoplados a la radiación y no podían colapsar gravitacionalmente; siendo las fluctuaciones iniciales observadas en el CMB ($\delta T/T \sim 10^{-5}$) muy pequeñas, de forma que no habrían podido crecer lo suficiente para dar lugar a las galaxias y cúmulos como se observan hoy en día, si el tiempo a considerar es la edad actual del universo [12].

La DM, al no interactuar electromagnéticamente, pudo comenzar a agruparse mucho antes del desacoplo, generando pozos de potencial gravitatorio $\Phi$, los cuales más tarde apoyarían al colapso de los bariones. Este proceso se modela en el régimen lineal mediante la ecuación de perturbaciones:

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} - 4\pi G\rho_m\delta = 0$$

Ecuación con un crecimiento que se ve reducido en la era de radiación pero aumenta en la era de materia [11]. Esto es esencial para amplificar las pequeñas perturbaciones primordiales hasta los niveles requeridos para formar la estructura actual.

**CMB y Nucleosíntesis**

El Fondo Cósmico de Microondas (CMB, por sus siglas en inglés) es radiación remanente del universo temprano, emitida cuando la temperatura había descendido lo suficiente para que los protones y electrones se recombinaran formando átomos neutros, los fotones dejaron de interactuar con la materia moviéndose libres en el espacio y conservando un registro de las condiciones físicas en ese momento [3]. Actualmente el CMB se observa como una radiación casi isotrópica con anisotropías, las cuales contienen información sobre la evolución del universo.

Las mencionadas anisotropías de temperatura del CMB pueden describirse como perturbaciones en la temperatura en una dirección dada $\hat{n}$ y se definen como $\Delta T(\hat{n})/T$, de forma que es posible realizar una expansión en forma de armónicos esféricos [13]:

$$\frac{\Delta T(\hat{n})}{T} = \sum_{\ell m} a^T_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{n})$$

donde $T$ es la temperatura del universo, $a^T_{\ell m}$ son los coeficientes de expansión y $Y_{\ell m}(\hat{n})$ son las funciones armónicas esféricas.

Los coeficientes de expansión se obtienen mediante:

$$a^T_{\ell m} = \int d\hat{n}\, Y^*_{\ell m}(\hat{n}) \frac{\Delta T(\hat{n})}{T}.$$

Suponiendo isotropía y homogeneidad, se debe obtener:

$$\langle a^T_{\ell m} a^{T*}_{\ell' m'} \rangle = C^{TT}_\ell \, \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}$$

donde $C^{TT}_\ell$ es conocido como el espectro de potencias angular del CMB y mide la variación de temperatura media entre dos puntos separados por un ángulo $\theta \simeq 200^\circ/\ell$.

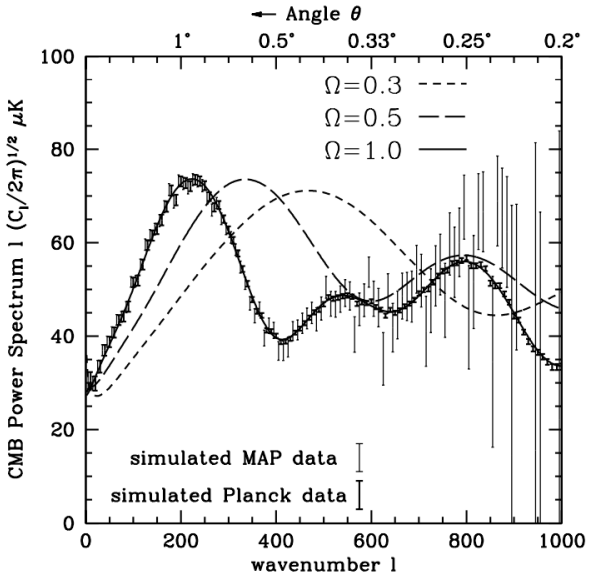



*Figura 1.3: Simulaciones de MAP y PLANCK que muestran el espectro de potencias $C_\ell^{TT}$ del CMB con los picos acústicos predichos para distintos valores de la densidad total $\Omega$. Tomado de [13].*

El plasma de fotones y bariones generó oscilaciones acústicas, esto por el intento de la gravedad de colapsar a los bariones y el empuje de la radiación. Antes de que los fotones quedaran libres produciendo el desacople, dichas oscilaciones dejaron una huella característica en el espectro $C_\ell^{TT}$, visible como una serie de picos. La posición del primer pico está fuertemente correlacionada con la geometría global del universo, la altura relativa y el espaciado de los picos dependen de parámetros cosmológicos como la densidad bariónica $\Omega_b h^2$ y los pozos gravitatorios de la densidad total de materia $\Omega_m h^2$.

Por otro lado, la nucleosíntesis primordial (BBN, por sus siglas en inglés), proceso que ocurrió en los primeros minutos del universo, cuando la temperatura descendió a valores del orden de $0.1\,\mathrm{MeV}$, permitiendo que protones y neutrones pudieran combinarse para formar núcleos; permite determinar de forma independiente $\Omega_b h^2$ a partir de la abundancia observada de elementos ligeros como el deuterio y el helio [14]. Este cálculo para $\Omega_b h^2$ se da al comparar entre abundancias observadas y predicciones teóricas de núcleos ligeros como deuterio, helio-3, helio-4 y litio-7, cuyas abundancias dependen fuertemente de la razón bariones/fotones [15]:

$$\eta \equiv \frac{n_b}{n_\gamma},$$

## 1.2. Densidad reliquia de DM

Como ya se mencionó anteriormente, una de las cotas con las que debe cumplir un candidato a DM es la densidad reliquia, es decir, la cantidad de energía que medimos gracias al CMB y Nucleosíntesis. Los datos del satélite Planck[2] dan un valor para dicha cantidad de [3]

$$\Omega_\chi h^2 = 0.120 \pm 0.001, \tag{1.1}$$

donde $h$ es el parámetro de Hubble reducido y $\Omega_\chi$ representa la densidad fraccional de energía de la DM respecto a la densidad crítica $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G)$.

[2]Se pueden revisar los valores para distintas constantes en el anexo B.

### 1.2.1. Escenarios de producción

Con base en la historia térmica, existen tres mecanismos principales para la producción de la densidad reliquia [16]:

- **Freeze-out (reliquias térmicas):** es el escenario donde la DM estuvo en equilibrio con el plasma primordial; posteriormente, al expandirse y enfriarse el universo, la tasa de aniquilación se volvió menor que la de la expansión del universo ($\Gamma < H$) y la abundancia se "congeló", esto debido a la casi nula interacción de la DM. Este proceso ocurre típicamente cuando la temperatura es:

  $$T_{\text{freeze-out}} \sim \frac{m_\chi}{20},$$

  lo cual corresponde a temperaturas del orden de $T \sim 5\,\text{GeV}$ para $m_\chi \sim 100\,\text{GeV}$ [16].

- **Freeze-in (reliquias no térmicas):** en este, nunca se alcanzó el equilibrio térmico debido a acoplamientos extremadamente débiles. De esta forma la abundancia se generó gradualmente a partir de decaimientos o aniquilaciones de partículas del Modelo Estándar, hasta que estas interacciones fueron mínimas. La producción suele darse a temperaturas cercanas a la masa de la partícula mediadora,

  $$T_{\text{freeze-in}} \sim m_{\text{mediador}},$$

  pudiendo abarcar un amplio rango dependiendo del modelo [16].

- **Mecanismo de desalineamiento:** escenario propio de campos escalares ultraligeros, como los axiones. En este, la densidad reliquia surge de las oscilaciones coherentes del campo cuando la masa del axión se vuelve comparable con la tasa de expansión, lo que da lugar a temperaturas típicas del orden de

  $$T_{\text{osc}} \sim \left(\frac{m_a M_{\text{Pl}}}{1.66\sqrt{g_*}}\right)^{1/2},$$

  donde $g_*$ es el número de grados de libertad efectivos y $M_{\text{Pl}}$ la masa de Planck [16].

### 1.2.2. Ecuación de Boltzmann

En el escenario del Freeze-out, la DM del universo temprano pudo surgir a partir del plasma primigenio, siendo el punto de partida la ecuación de Boltzmann para la densidad numérica $n_\chi$, que nos dice cómo evoluciona en el tiempo el número de partículas de DM por unidad de volumen en el universo [16]:

$$\dot{n}_\chi + 3Hn_\chi = -\Gamma\left(n_\chi - n_\chi^{\text{eq}}\right) - \langle\sigma v\rangle\left(n_\chi^2 - (n_\chi^{\text{eq}})^2\right) \tag{1.2}$$

donde $H$ es la tasa de expansión del universo, $\Gamma$ corresponde a posibles tasas de decaimiento, $\langle\sigma v\rangle$ es la sección eficaz de aniquilación promediada térmicamente y $n_\chi^{\text{eq}}$ es la densidad de equilibrio. En el primer término del lado izquierdo se encuentra la evolución temporal de la densidad de DM, en el segundo término la dilución de partículas debida a la expansión tridimensional del universo; del lado derecho encontramos los términos asociados al decaimiento, aniquilación y producción de DM.

Con el fin de simplificar el análisis se utiliza la abundancia comóvil como la razón de $n_\chi$ y la densidad de entropía $s$, esto debido a que la entropía comóvil es una cantidad que no se diluye debido a la expansión:

$$Y \equiv \frac{n_\chi}{s},$$

De manera que se puede expresar la ecuación de Boltzmann para $Y$ como:

$$\frac{dY}{dx} = \frac{x\, s(m_\chi)}{H(m_\chi)} \langle \sigma v \rangle \left[ (Y^{\mathrm{eq}})^2 - Y^2 \right]. \tag{1.3}$$

$m_\chi$ es la masa de DM y $x \equiv \frac{m_\chi}{T}$, que permite medir el tiempo cósmico en términos de la temperatura del plasma como se muestra en la Figura 1.4.

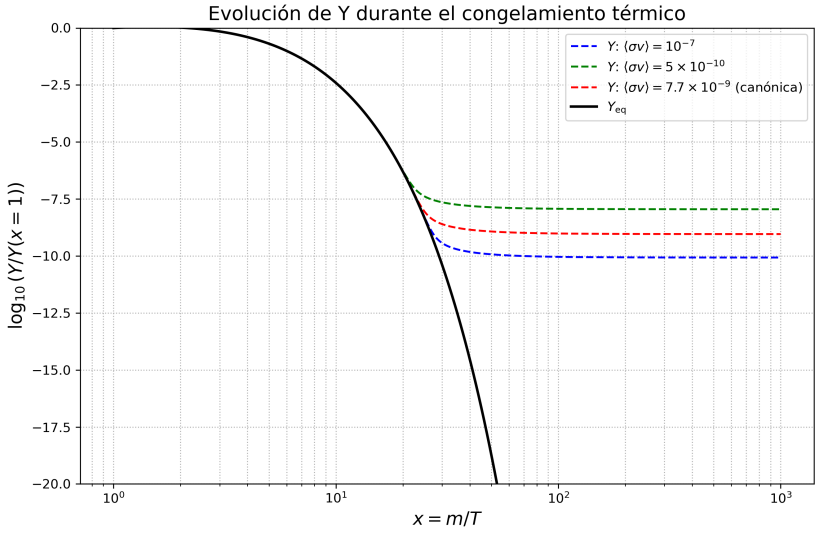



*Figura 1.4: Evolución de la abundancia comóvil $Y$ durante el congelamiento térmico de una partícula masiva. La línea negra representa la abundancia en equilibrio $Y_{eq}$, mientras que las líneas punteadas muestran la abundancia $Y(x)$ para diferentes valores de la sección eficaz de aniquilación $\langle \sigma v \rangle$. Una sección eficaz mayor retrasa el desacoplamiento y reduce la abundancia final $Y_\infty$. La línea roja muestra la sección eficaz canónica $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26}\ cm^3/s \approx 7.7 \times 10^{-9}\ GeV^{-2}$, que reproduce correctamente la densidad de materia oscura observada.*

Considerando un escenario donde, en los inicios del universo, la DM estaba en equilibrio térmico con el plasma, teniendo $Y \approx Y^{eq}$. Posteriormente, al enfriarse la expansión del universo, se supera con creces la interacción DM-DM, de forma que $Y$ es constante, y la abundancia reliquia se obtiene de la solución $Y(x \to \infty)$.

Se pasa de una densidad numérica $Y_\infty$ a una densidad de energía a partir de su producto por la masa de cada partícula de DM,

$$\rho_\chi^0 = m_\chi n_\chi^0 = m_\chi s_0 Y_\infty$$

donde $s_0$ es la entropía actual, $n_\chi^0$ es la densidad numérica actual, $m_\chi$ es la masa de la partícula de DM, y $Y_\infty$ es la densidad numérica comóvil en el presente.

Finalmente, se llega a la fracción de energía que aporta la DM al universo como el cociente $\rho_\chi^0/\rho_c$ [17]:

$$\Omega_\chi = \frac{m_\chi\, s_0 Y}{\rho_c}. \tag{1.4}$$

Es de esta forma que, mediante la relación entre la abundancia comóvil $Y$, la masa de la partícula $m_\chi$, la entropía actual $s_0$ y la densidad crítica $\rho_c$, se obtiene la fracción de den-

sidad de energía de DM $\Omega_\chi$, parámetro fundamental para contrastar modelos teóricos con observaciones cosmológicas.

### 1.2.3. El milagro WIMP

Continuando en el mismo escenario de producción térmica, las partículas masivas débilmente interactuantes (WIMPs[3], por sus siglas en inglés) son un tipo de candidato a DM, las cuales permanecen en equilibrio con el plasma primordial hasta que las interacciones de aniquilación ya no son significativas ante la expansión del universo. El momento en que ocurre el freeze-out se caracteriza mediante el ya mencionado parámetro $x$, en este caso con $T_F$ para la temperatura de congelación, tal que $x_F \equiv \frac{m}{T_F} \simeq 20 - 25$: Así las partículas dejan de estar en equilibrio térmico cuando la temperatura del universo es aproximadamente una vigésima parte de la masa de la DM. A partir de este valor, la densidad reliquia puede estimarse de forma aproximada como [18]

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1 \, \frac{3 \times 10^{-26} \, \mathrm{cm}^3 \, \mathrm{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}. \tag{1.5}$$

Según los datos de la colaboración Planck, para reproducir la abundancia observada se requiere [3]

$$\langle \sigma v \rangle \sim (2 - 3) \times 10^{-26} \, \mathrm{cm}^3 \, \mathrm{s}^{-1}. \tag{1.6}$$

Esto es conocido como el milagro WIMP, cuando una partícula con acoplamientos de orden electrodébil y una masa en la escala de $\mathcal{O}(100 \, \mathrm{GeV} - 1 \, \mathrm{TeV})$ reproduce la densidad reliquia [19].

La abundancia reliquia puede verse afectada de manera significativa por efectos adicionales, como las coaniquilaciones, que ocurren si existen otros estados casi degenerados en masa con la partícula candidata a DM. Para un tratamiento realista es necesario resolver numéricamente la ecuación de Boltzmann; esto es realizado por programas como `MicrOMEGAs` o `DarkSUSY` [20].

## 1.3. Las propiedades fundamentales de la partícula de materia oscura

Aún cuando las evidencias de DM son tantas y tan bien fundamentadas, su naturaleza sigue siendo una incógnita. Sin embargo, existen lineamientos con los que un candidato a DM debe cumplir.

La primera característica, y una de las más importantes, es ser **masiva**, esto debido a que, como ya se mencionó en la sección 1.1, muchas de las principales evidencias de su existencia se encuentran fundamentadas en los efectos gravitacionales de la DM.

Para fijar un rango de masas, se puede empezar por la cota inferior, la cual está determinada por la longitud de onda de De Broglie[4] $R = \frac{2\pi}{Mv}$, para poder permanecer ligada a galaxias enanas, con $m_\chi \geq 10^{-21}$ eV. El límite superior viene dado por la posibilidad de que la DM sea un objeto compuesto, como agujeros negros, pero de masa menor a una galaxia enana, las cuales tienen una masa del orden de $10^5 \, M_\odot$, imponiendo una cota de $m_\chi \leq 10^4 \, M_\odot$. Teniendo el rango [2],

$$10^{-21} \, \mathrm{eV} < m_\chi < 5.609 \times 10^{72} \mathrm{eV}$$

[3]Weakly Interacting Massive Particles.

[4]Longitud de onda asociada a una partícula material en movimiento, $\lambda = \frac{h}{p}$ [21], donde $p = mv$, $h = 2\pi\hbar$, en unidades naturales.

este amplio rango de masas puede dividirse en sectores como se muestra en la Figura 1.5.

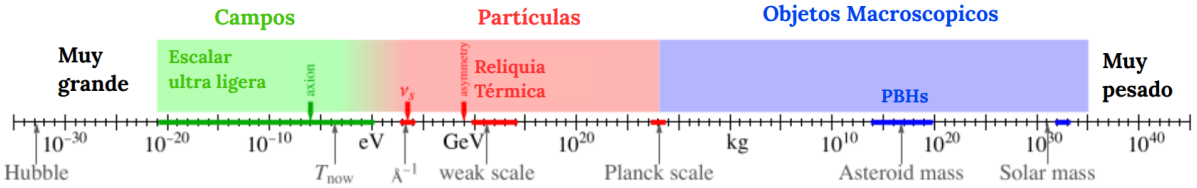



*Figura 1.5: Rango de masas de la materia oscura y algunos de sus candidatos. Tomado de [2].*

En la sección 1.1 se menciona cómo la DM es detectada por medio de sus efectos gravitacionales debido a que no es visible, por su falta de interacción en el espectro electromagnético; a partir de ello se dice que es **neutra**.

Otra característica es darle el término de **fría**, lo cual hace referencia a que es **no relativista**. Para profundizar en este punto, se introduce el espectro de potencias de materia, $P(k)$. Dicho espectro cuantifica la distribución estadística de las fluctuaciones de densidad en el universo, de forma que valores grandes de $P(k)$ indican mayor variación en las fluctuaciones de densidad, lo cual implica un mayor agrupamiento de materia. A grandes escalas, la formación de estructura está gobernada por la competencia entre atracción gravitacional y expansión cósmica, con fluctuaciones en evolución lineal.

El espectro de potencias adimensional $\Delta^2(k)$:

$$\Delta^2(k) \equiv 4\pi \left(\frac{k}{2\pi}\right)^3 P(k),$$

donde $k$ es el número de onda comóvil, marca el momento en que la formación se vuelve no lineal con $\Delta^2(k) \sim 1$, de modo que, si la DM fuera relativista, $\Delta^2(k)$ sería suprimida [16].

Ser **débilmente interactuante** es otra de las características de la DM, esto debido a que la DM es esencialmente inerte a gran escala; si existieran interacciones no gravitacionales significativas, estas modificarían el espectro de potencias $\Delta^2(k)$. Las observaciones de galaxias y cúmulos imponen un límite para la probabilidad de dispersión entre partículas de DM $\chi$ de [16]:

$$\frac{\sigma_{\chi\chi\to\chi\chi}}{m_\chi} \lesssim 10\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{g}$$

Además, la presencia de DM en la actualidad implica que su vida media debe superar la edad del universo, siendo una partícula **estable**. La edad del universo es $t_{\rm Universe} \simeq 4.35 \times 10^{17}\,\mathrm{s}$, obteniéndose una vida media para DM $\Gamma_\chi \lesssim 3 \times 10^{-18}\,\mathrm{s}^{-1}$ [3].

### 1.3.1. Candidatos a DM

Entre los candidatos más estudiados se encuentran dos que son de nuestro interés: neutrinos estériles y escalares, los cuales constituyen extensiones minimalistas del Modelo Estándar. Sin embargo, también existen otros candidatos bien motivados, como los axiones, los WIMPs y la materia oscura asimétrica, entre otros de interés tanto para la física de partículas como para la cosmología.

La mayoría de los modelos actuales de DM se formulan en el marco de la teoría cuántica de campos, caracterizándolos por medio de su masa y espín. Como ya se mencionó, el rango de masas aceptable es extremadamente amplio.

#### Axión y partículas tipo axión ultraligeras

Introducidos con el fin de resolver el problema de violación de CP en física de partículas. Se trata de un bosón pseudo–Goldstone asociado a la simetría global $U(1)_{PQ}$, que adquiere una pequeña masa por la anomalía de cromodinámica cuántica y que, en su versión invisible, presenta interacciones extremadamente débiles con el sector visible [22]. Las búsquedas de laboratorio, el enfriamiento estelar y la supernova 1987A restringen su masa a $m_a \lesssim 0.01\,\mathrm{eV}$. En este rango, los axiones interactúan tan débilmente que nunca alcanzaron el equilibrio térmico, por lo que hoy se comportan como DM fría [20].

#### Neutrinos

Los neutrinos fueron importantes candidatos a DM, y su virtud radica en ser partículas conocidas y con masa no nula, confirmada por los experimentos de oscilaciones. Sin embargo, la posibilidad de neutrinos estándar de tipo frío con masas del orden de GeV quedó descartada hace tiempo por los experimentos del LEP en el CERN, de forma que, aunque los neutrinos contribuyen a la densidad de DM, su papel parece ser subdominante. La mayor parte de la DM debe corresponder a otro tipo de partículas [22].

#### Neutrinos estériles

Similares a los neutrinos del Modelo Estándar, pero sin interacciones débiles directas, salvo por su mezcla con los neutrinos activos. Fueron propuestos como candidatos en 1993 por Scott Dodelson y Lawrence M. Widrow.

Se encuentran fuertemente restringidos por observaciones cosmológicas y astrofísicas. Con masas menores a $\sim 10\,\mathrm{keV}$, se descartan, ya que impedirían la formación temprana de estructuras. Sin embargo, con una pequeña asimetría leptónica podrían producirse en un espectro no térmico y comportarse como DM fría [20].

#### Escalares ligeros

Se han propuesto candidatos escalares con masas en el rango de $1$–$100\,\mathrm{MeV}$ como una alternativa a los WIMPs fermiónicos clásicos, los cuales están limitados por la densidad reliquia a masas mayores a unos pocos GeV. Aunque desde la perspectiva de la Física de Partículas estos modelos resultan *ad hoc*, han recibido interés experimental tras la detección por el satélite INTEGRAL de la línea gamma de $511\,\mathrm{keV}$ proveniente del bulbo galáctico, que podría explicarse mediante la aniquilación de partículas ligeras en pares de positrones. Sin embargo, se requieren más pruebas, ya que señales análogas deberían observarse también en galaxias enanas esferoidales [20].

#### Materia Oscura asimétrica

El escenario de Materia Oscura asimétrica conecta la abundancia de DM con la asimetría bariónica del universo. La densidad de DM se determina por un exceso de partículas sobre antipartículas en el sector oscuro, análogo al observado en el sector bariónico. Esto explica de manera natural la relación $\Omega_{\mathrm{DM}}/\Omega_b \simeq 5$, prediciendo masas de orden $\mathcal{O}(1-10)$ GeV para la partícula de DM [23].

#### Candidatos supersimétricos

- **Neutralino**, surge en modelos supersimetricos con conservación de paridad-R [20].

- **Gravitino**, supercompañero del gravitón en supersimetría, puede ser la partícula supersimétrica más ligera y estable en ciertos escenarios, sólo interactúa gravitacionalmente, lo que dificulta su detección. Además, puede generar problemas cosmológicos, como alterar la nucleosíntesis primordial [20].
- **Axino**, se trata del supercompañero del axión. Inicialmente se consideraba un candidato a DM caliente o tibia, pero se ha demostrado que a temperaturas bajas también puede comportarse como DM fría [20].

#### WIMPs

Los WIMPs representan el candidato histórico más estudiado. En el ya mencionado milagro WIMP, la sección eficaz característica de las interacciones débiles produce de manera natural la abundancia reliquia observada a través del mecanismo *frezee-out*. Aunque la falta de detección directa ha restringido severamente su espacio de parámetros, siguen siendo un paradigma de referencia en estudios de Materia Oscura [20].

## 1.4. Búsqueda de DM

Dado la misteriosa naturaleza de la DM existen numerosos experimentos dedicados a su búsqueda, los cuales se pueden dividir en 3 tipos: colisionadores, detección directa y detección indirecta. A continuación se mencionan brevemente los dos primeros casos ya que al ser de gran interés para este trabajo la detección indirecta se dedica a ella el capítulo 2.

### 1.4.1. Detección en colisionadores

Dado que las partículas de DM son neutras y de larga vida, deben escapar del detector sin dejar traza cargada o electromagnética. La firma experimental esperada es una pérdida de energía, por lo cual su detección es similar a la de los neutrinos: la señal se infiere a partir de un desbalance en el momento transverso [24].

Los colisionadores son una gran herramienta sensible al modelo, especialmente a bajas masas y para ciertas estructuras de Lorentz de los acoplamientos. Sin embargo, por sí solos no pueden determinar si la partícula invisible producida es DM, ya que cualquier partícula neutra y longeva puede producir una firma similar [25].

### 1.4.2. Detección directa

Como ya se ha mencionado la presencia de DM se ha inferido debido a sus efectos gravitacionales; la detección directa usa esto al esperar encontrarla a través de su dispersión con un núcleo objetivo al medir la energía depositada por la partícula de DM durante la colisión, llamada energía de retroceso.

Se puede describir la tasa de dispersión DM-núcleo como:

$$\frac{dR}{dE}(E,t) = \underbrace{N_T}_{\text{Dependencia del objetivo}} \underbrace{\frac{\rho_\chi}{m_\chi}}_{\text{Densidad numérica}} \int_{v_{\text{mín}}}^{\infty} \underbrace{\frac{d\sigma}{dE}(v,E)}_{\text{Sección eficaz diferencial}} v \underbrace{f_E(\vec{v},t)}_{\text{Distribución de velocidades}} d^3\vec{v}$$

donde $N_T$ es el número de núcleos objetivos por kilogramo de material detector,$\rho_\chi$ la densidad local de DM, $m_\chi$ su masa, $\overrightarrow{v}$ su velocidad relativa a la Tierra, $f_E(\overrightarrow{v},t)$ su distribución de velocidades, $v_{min} = \sqrt{m_N E/2\mu^2}$ es la velocidad mínima de la DM que puede producir energía

de retroceso detectable por el experimento,con $\mu = m_\chi m_N/(m_\chi + m_N)$, el término de la sección eficaz está dado por [25]:

$$\frac{d\sigma}{dE}(v, E) = \frac{m_N}{2\,\mu^2 v^2}\left[\sigma_{\rm SI}\,F^2(q) + \sigma_{\rm SD}\,S(q)\right].$$

El termino $F^2(q)$ es el factor de forma nuclear espín-independiente, que modula la contribución de la sección eficaz $\sigma_{\rm SI}$ a energías de retroceso, y $S(q)$ es la función de estructura espín-dependiente, que modula el aporte de $\sigma_{\rm SD}$ en función del contenido de espín neto del núcleo objetivo.

No obstante, como ya se mencionó existe otra vía complementaria basada en la búsqueda de productos secundarios de la aniquilación o decaimiento de partículas de materia oscura, tales como rayos gamma, positrones o neutrinos, lo que constituye el eje de la detección indirecta, misma que se estudiará más adelante.

A lo largo de este capítulo se revisaron las principales evidencias de la existencia de materia oscura, sus propiedades fundamentales y los mecanismos propuestos para su producción en el universo temprano, resaltando la importancia de la sección eficaz en este proceso. Se presentaron algunos de los candidatos más populares y el rango de masas en que se encuentran y los métodos usados para su búsqueda.

En el siguiente capítulo se explorará con mayor detalle la detección indirecta, su marco teórico y las herramientas utilizadas para su desarrollo, dado que es una de las vías más prometedoras para buscar señales de materia oscura.

# Capítulo 2

# Detección indirecta de Materia Oscura

Los experimentos de detección indirecta se basan en la búsqueda de señales de la aniquilación o decaimiento de partículas de DM provenientes de fuentes astrofísicas [2]. Si bien el número de partículas de DM por unidad de volumen comóvil no cambia después del *freeze-out*, la existencia del proceso de aniquilación puede ocurrir localmente y dar lugar a un flujo significativo de rayos $\gamma$, neutrinos e incluso antimateria, sobre todo en regiones con alta densidad de DM [24]. Dicho flujo depende significativamente de la sección eficaz de aniquilación, siendo una de las cotas más importantes en la búsqueda de DM. La intensidad de la señal también está determinada por la distribución espacial de la DM, con regiones de alta densidad como fuentes destacadas [2].

En este trabajo, la detección indirecta desempeña un papel de gran relevancia, pues establece las cotas experimentales sobre el flujo de rayos gamma, así como sobre la sección eficaz de aniquilación, lo que constituye restricciones esenciales que permiten delimitar el espacio de parámetros para un modelo. En este capítulo se ahondará más a fondo en todos estos detalles y durante los capítulos siguientes, estas herramientas serán indispensables para evaluar la viabilidad del candidato a DM considerado.

## 2.1. Distribución

La densidad promedio de DM en el universo difiere de su distribución, debido a la formación de estructuras. Dos cantidades de importancia en la detección de DM son la densidad $\rho(r)$ y la distribución de velocidades $f(v)$ en el sistema astrofísico de interés.

Generalmente, la DM tiende a distribuirse de forma esferoidal en sistemas ligados gravitacionalmente y, como se mencionó en el capítulo anterior, es no relativista, con velocidades por debajo de la velocidad de escape [2].

Existen tres enfoques por los cuales se pueden determinar $\rho(r)$ y $f(v)$:

1. **Observaciones**: Las curvas de rotación planas de las galaxias permiten inferir una distribución de DM con $\rho(r) \propto \frac{1}{r^2}$ para radios grandes. A menor escala, se comportan como se menciona en 1.1.1. Esto ajusta funciones parametrizadas al perfil total [2].

Para el caso de las galaxias esferoidales, la cantidad cinemática relevante en este tipo de medición es la dispersión de velocidades estelares, a partir de la cual es posible inferir su distribución de materia oscura mediante la ecuación de Jeans [26].

2. **Métodos teóricos**: La formación de un halo galáctico de DM puede entenderse como el colapso gravitatorio de una sobredensidad esférica de partículas. Este proceso lleva a una estructura sostenida por los movimientos aleatorios de las partículas, cuyos valores promedio obedecen el teorema del virial [2]:

$$\langle K\rangle = -\tfrac{1}{2}\langle V\rangle,$$

reden la cual $\langle K\rangle$ es la energía cinética promedio del sistema, asociada al movimiento de las partículas de materia oscura, y $\langle V\rangle$ es la energía potencial gravitacional promedio. A partir de ella se obtiene la velocidad cuadrática media

$$\langle v^2\rangle = \frac{3GM_{\rm tot}}{5r_{\rm vir}},$$

donde $M_{\rm tot}$ es la masa total contenida dentro del radio virial del halo, $r_{\rm vir}$ es el radio virial, definido como el radio dentro del cual la densidad media del halo es $\sim 200$ veces la densidad cosmológica de fondo. $G$ es la constante de gravitación universal [27].

El mecanismo de relajación violenta[1] permite determinar una distribución de velocidades del tipo Maxwell–Boltzmann [2]:

$$f(v) \propto e^{-v^2/2\sigma^2}, \tag{2.1}$$

siendo $v$ la rapidez de la partícula y $\sigma$ la dispersión de velocidades del halo, de la cual se puede obtener la densidad de masa del halo de DM como función del potencial gravitacional, obteniendo el perfil de densidad de una esfera isoterma singular con un radio de halo $r$ para la contribución de masa dominante del sistema. Esto es, la materia oscura [28],

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}, \tag{2.2}$$

la cual da lugar a un perfil de velocidad tangencial de la materia visible

$$v_{\rm circ}(r) = \sqrt{2}\,\sigma, \tag{2.3}$$

el cual se conoce como curva de rotación dando así una explicación aproximada que permite describir halos de DM galácticos así como el disco compuesto por la parte dominante de materia visible [2].

3. **Simulaciones de $N$ cuerpos**: Las simulaciones $N$-*body* constituyen la principal herramienta para estudiar la formación y evolución de halos de DM en un amplio rango de escalas [2].

### 2.1.1. Distribución espacial de DM

La forma en que se distribuye la DM en las galaxias esferoidales está relacionada con la materia luminosa. Generalmente son distribuciones esféricas que se dividen en perfiles radiales planos[2] y cúspide[3] [30].

[1] Proceso mediante el cual un sistema autogravitante sin colisiones (como un halo de DM) alcanza un estado de equilibrio estadístico debido a los cambios de su campo gravitatorio en el colapso inicial, permitiendo explicar la distribución de densidad y de luz en sistemas esferoidales [28].

[2] Halos de DM con una densidad constante en el centro [29].

[3] Halos de DM cuya densidad aumenta bruscamente al acercarse al centro [29].

Dichos halos se presentan en diferentes tipos de galaxias. En galaxias espirales, se pueden encontrar halos de tipo plano; además, las curvas de rotación muestran que la estructura de los halos de DM está gobernada por dos parámetros independientes: la luminosidad y lo compacto del disco estelar [30].

Las galaxias de bajo brillo superficial (LSBs), al estar dominadas por DM en todas las escalas radiales, requieren halos con núcleos planos. En galaxias elípticas y S0[4], la universalidad de sus halos no se encuentra establecida; aunque en los datos se pueden observar ciertas regularidades. En particular, la derivada logarítmica de la masa total desde el centro hasta más allá de $R$ (donde $R$ representa el radio galactocéntrico considerado para el análisis) se mantiene cercana a 1 [30].

### 2.1.2. Galaxias enanas esferoidales

Las galaxias de tipo enanas esferoidales (dSph) son sistemas de galaxias satélite de baja masa y baja luminosidad en el Grupo Local, que orbitan galaxias más grandes como la Vía Láctea y Andrómeda. Destacan como objetos de estudio debido a que muestran propiedades dinámicas y astronómicas que las convierten en los laboratorios más limpios para la detección indirecta de materia oscura (DM).

Se caracterizan por tener concentraciones muy bajas de gas, corrientes de formación estelar muy débiles y altas relaciones masa–luz, lo que sugiere que están dominadas por DM [31]. Las dSph que orbitan a la Vía Láctea presentan relaciones masa–luz extremadamente altas, que a veces alcanzan cientos o incluso miles en unidades solares. Esto indica que la mayor parte de su masa es invisible y, por lo tanto, constituyen laboratorios ideales para el estudio de la DM [31].

Como ya se mencionó, las dSph no poseen gas y las estrellas en ellas no tienen una velocidad de rotación promedio que permita trazar curvas de rotación, por lo que se utilizan dispersiones de velocidades estelares para reconstruir el potencial gravitatorio. Una estimación de la masa encerrada cerca del radio de media luz $r_h$ está dada por [30]:

$$M(r_h) \approx \frac{5\, r_h\, \sigma_V^2}{G},$$

donde $\sigma_V$ es la dispersión de velocidades estelares y $G$ la constante de gravitación. Dicha estimación se basa en el teorema del virial. La distribución de DM en dSphs suele modelarse mediante la forma generalizada de perfiles $(\alpha, \beta, \gamma)$, la cual se presentará más adelante.

Las dSph son particularmente valiosas para búsquedas indirectas de DM porque presentan niveles extremadamente bajos de emisión astrofísica convencional. A diferencia de las galaxias espirales, no contienen gas denso, regiones de formación estelar, supernovas activas ni discos que produzcan intensos fondos de rayos gamma. Las espirales, incluyendo la propia Vía Láctea, poseen fuentes de fotones de alta energía como púlsares, remanentes de supernova y nubes moleculares, lo que genera un fondo complejo y difícil de modelar. En cambio, las dSph son entornos "limpios", donde prácticamente cualquier emisión gamma detectada sería atribuible a procesos exóticos como aniquilación de DM [32].

El análisis dinámico también se simplifica: al carecer de gas y rotación ordenada, sus estrellas son esferas soportadas por presión, y su potencial es dominado por la DM. El equilibrio dinámico se describe mediante la ecuación de Jeans, que en su forma esférica simplificada

[4] Galaxias lenticulares, intermedias entre espirales y elípticas [30].

es

$$\frac{1}{\nu(r)}\frac{d}{dr}\left[\nu(r)\,\sigma_r^2(r)\right] = -\frac{G\,M(r)}{r^2}, \tag{2.4}$$

donde $\nu(r)$ es la densidad estelar, $\sigma_r$ la dispersión radial y $M(r)$ la masa encerrada. Esta ecuación permite reconstruir perfiles de DM con menores degeneraciones sistemáticas que en galaxias más complejas.

En estudios de detección indirecta, las dSphs son objetos privilegiados debido a su bajo fondo astrofísico y a que el flujo esperado de partículas secundarias depende del factor $J$[5] [30]. Debido a ello, siete galaxias del tipo enana esferoidal serán utilizadas como objeto de estudio: Ursa Minor, Sculptor, Draco, Sextans, Carina, Fornax y Leo II. A continuación de sa una descripción breve de cada una de ellas.

- **Ursa Minor**

  Ursa Minor es una galaxia del tipo dSph cercana [33], sus mediciones de dispersión de velocidades muestran valores altos en relación con su baja luminosidad, lo que sugiere un sistema fuertemente dominado por DM [34]. En el contexto de la detección indirecta, presenta valores para el factor $J$ altos, lo que la convierte en uno de los objetivos más relevantes para la búsqueda de señales de aniquilación de DM [35].

- **Sculptor**

  Sculptor es un sistemas muy estudiado ya que admite tanto perfiles cuspidales como con planos, siendo estos últimos los que mejor ajustan sus dispersiones de velocidades [36]. También muestra valores de factor $J$ significativos, lo que la convierte en objeto de estudio importante para rayos gamma provenientes de la aniquilación de DM [35].

- **Draco**

  Draco es conocida por ser una galaxia dominada por DM, su relación masa–luz es extremadamente alta en comparación con otros satélites de la Vía Láctea [33], además de no presentar indicios de perturbaciones externas. Sus estudios de dispersión de velocidades son consistente con un halo denso de DM lo que la convierte en un objeto de interés para su estudio por detección indirecta [37], siendo una de las galaxias más utilizadas para imponer cotas gracias a su alto factor-$J$ y su bajo fondo astrofísico [35].

- **Sextans**

  Sextans tiene una dispersión de velocidades relativamente baja, pero debido a su cinemática estelar requiere un halo de DM dominante [34], admite perfiles tanto del tipo cúspide como planos [38] y para detección indirecta presenta valores de factor-$J$ intermedios pero con suficiente relevancia para su uso en la búsqueda de señales de aniquilación [35].

- **Carina**

  Carina muestra una dispersión de velocidades que indica un halo de DM dominante, aún cuando su estructura interna es algo más compleja que la de otras dSph debido a sus poblaciones estelares múltiples y a una posible influencia de interacciones pasadas con la Vía Láctea [33]. Para propósitos de detección indirecta esta galaxia presenta factores $J$ no tan altos pero útiles [35].

[5] Cantidad que cuantifica la eficiencia de una región para producir fotones provenientes de la aniquilación de materia oscura [20].

- **Fornax**

  Fornax es una de las dSph más luminosas y masivas del conjunto de satélites de la Vía Láctea, presenta una cinemática que indica un halo de DM dominante, debido alta luminosidad presenta valores para el factor $J$ por debajo de otras galaxias, pero que no deja de ser relevante para la búsqueda de aniquilación de DM dada su estructura interna compleja y gran masa [35].

- **Leo II**

  Leo II tiene una estructura casi perfectamente esférica, su dispersión de velocidades indica que está dominada por DM, pero cuenta con valores de factor $J$ bajos, aunque bien determinados gracias a su estructura. Siendo una galaxia aislada es de utilidad para comparar las propiedades de halos de materia oscura sin la influencia de fuerzas externas significativas [35].

### 2.1.3. Distribución de densidad

La capacidad de detectar señales de DM está directamente influenciada por la distribución de densidad de DM en el objeto a estudiar, por lo tanto, realizar estimaciones precisas de esta densidad del blanco es de suma importancia.

Al modelar los halos de DM, se emplean diversas parametrizaciones que suelen clasificarse en dos grandes categorías, ya antes mencionadas: i) perfiles *cuspy* (cúspide), y ii) perfiles *cored* (planos).

Para describir cómo varía radialmente la densidad de DM en una galaxia se puede usar un perfil generalizado $(\alpha, \beta, \gamma)$ de Hernquist, Dehnen y Zhao [31],

$$\rho_{\rm DM}(r) = \rho_s \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^{\alpha}\right]^{\frac{\gamma-\beta}{\alpha}}, \tag{2.5}$$

donde $\rho_s$ es la densidad característica, $r$ es la distancia radial desde el centro de la galaxia enana, y $r_s$ es el radio de escala del perfil, que indica el punto donde la pendiente cambia. El parámetro $\alpha$ controla la transición entre la pendiente interna y la externa; $\gamma$ determina la pronunciación de la cúspide interna, es decir, cómo crece la densidad hacia el centro cuando $r \to 0$; y $\beta$ fija la caída de la densidad en la región externa, controlando el comportamiento cuando $r \to \infty$.

Algunos de los perfiles de halos de DM que se adoptan actualmente son [30]:

- **Perfil de Navarro–Frenk–White (NFW):** En el marco $\Lambda$CDM, la estructura de halos virializados de DM obtenida en simulaciones de $N$-cuerpos sigue un perfil universal de densidad angularmente promediado y esféricamente simétrico, $\rho_{\rm NFW}(r)$, dado como [2, 30]:

$$\rho_{\rm NFW}(r) = \rho_s \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2}. \tag{2.6}$$

- **Perfil generalizado NFW (gNFW):** Una extensión del perfil NFW es la forma generalizada, cuya expresión para la densidad es [2]:

$$\rho_{\rm gNFW}(r) = \rho_s \left(\frac{r_s}{r}\right)^{\gamma} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{\gamma-3}, \tag{2.7}$$

  donde el parámetro $\gamma$ controla la pendiente interna. El caso $\gamma = 1$ reproduce el perfil NFW estándar [30].

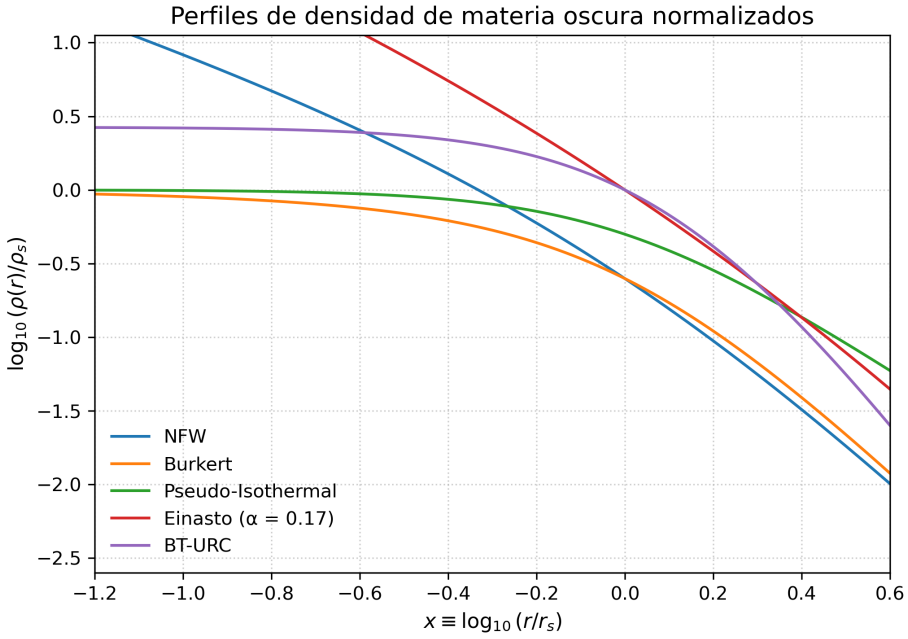



*Figura 2.1: Perfiles de densidad de halos de DM $\rho(r)$. Se muestran los perfiles Navarro–Frenk–White (NFW), Burkert, pseudo-isotérmico, Einasto y BT–URC. El eje horizontal corresponde a $x = \log_{10}(r/r_s)$, mientras que el eje vertical representa $\log_{10}(\rho/\rho_s)$, donde $r_s$ es el radio característico y $\rho_s$ la densidad de escala.*

- **Perfil de Einasto:** Este perfil surge para describir la distribución radial de estrellas en sistemas auto–gravitantes y posteriormente fue bien aceptado para reproducir la densidad de los halo de DM debido a que en simulaciones cosmológicas mostró una correcta reproducción de dicha densidad, esto mediante la expresión [2]:

$$\rho_{\text{Ein}}(r) = \rho_s \, \exp\left\{-\frac{2}{\alpha_{\text{Ein}}}\left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^{\alpha_{\text{Ein}}} - 1\right]\right\}, \tag{2.8}$$

  donde $\alpha_{\text{Ein}}$ es un parámetro que regula la variación de la pendiente con el radio [30].

- **Perfil isotérmico:** El perfil isotérmico modificado surge para describir halos de DM con un núcleo de densidad plana y una distribución de velocidades constante, está dado por [2]:

$$\rho_{\text{Iso}}(r) = \frac{\rho_s}{1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^2}. \tag{2.9}$$

  Este modelo se caracteriza por presentar una región central con densidad aproximadamente constante [30].

- **Perfil de Burkert:** Se trata de un perfil derivado directamente de observaciones astronómicas que describe halos con un núcleo de densidad plana. Este modelo presenta una región interna con densidad aproximadamente constante y una caída más suave en las partes externas del halo; su expresión es [2, 30]:

$$\rho_{\text{Bur}}(r) = \frac{\rho_s}{\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)\left(1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^2\right)}. \tag{2.10}$$

En la Figura 2.1 se muestran los perfiles de densidad normalizados $\rho/\rho_s$ como función del radio adimensional $r/r_s$. Los perfiles de tipo cúspide (NFW y Einasto) presentan pendientes internas pronunciadas, mientras que los modelos con núcleo plano (Burkert, isotérmico y BT–URC) mantienen una densidad central aproximadamente constante y exhiben una caída más suave.

| Nombre | Tipo | Coordenadas | Z | $r_\delta$ | $\rho_s$ | $r_s$ | Perfil |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Ursa Minor | dSph | 105.0°, +44.8° | 66 | 0.56 | 100.6 | 0.49 | $\alpha = 1, \beta = 3, \gamma$ |
| Sculptor | dSph | 287.5°, -83.2° | 79 | 0.52 | 88.0 | 0.38 | $\alpha = 1, \beta = 3, \gamma$ |
| Draco | dSph | 86.4°, +34.7° | 82 | 0.40 | 87.0 | 0.28 | $\alpha = 1, \beta = 3, \gamma$ |
| Sextans | dSph | 243.5°, +42.3° | 86 | 1.36 | 109.3 | 0.91 | $\alpha = 1, \beta = 3, \gamma$ |
| Carina | dSph | 260.1°, -22.2° | 101 | 0.48 | 99.2 | 0.27 | $\alpha = 1, \beta = 3, \gamma$ |
| Fornax | dSph | 237.1°, -65.7° | 138 | 1.34 | 102.9 | 0.56 | $\alpha = 1, \beta = 3, \gamma$ |
| Leo II | dSph | 220.2°, +67.2° | 205 | 0.30 | 107.2 | 0.08 | $\alpha = 1, \beta = 3, \gamma$ |

*Tabla 2.1: Parámetros de las galaxias enanas esferoidales (dSphs). Se indican el nombre y tipo de galaxia, sus coordenadas ecuatoriales (ascensión recta y declinación), la distancia $Z$ [kpc] desde la Tierra, el radio de media luz $r_\delta$ [kpc], la densidad característica del perfil de materia oscura $\rho_s$ [$10^7\ M_\odot/\mathrm{kpc}^3$], el radio de escala $r_s$ [kpc] y la forma funcional del perfil de densidad de DM, bajonla parametrización de Zhao y $\gamma$ diferente para cada halo [31].*

En la Tabla 2.1 se encuentran los valores para los parámetros utilizados por los autores Charbonnier, Combet, Daniel, Hinton, Maurin, Power, Read, Sarkar, Walker y Wilkinson [31]. Se fijan $\alpha = 1$ y $\beta = 3$ porque son valores típicos que representan un perfil tipo NFW, mientras que $\gamma$ se mantiene libre para permitir la exploración de diferentes escenarios:

- $\gamma = 0$: Perfil tipo *core*. La densidad de DM es aproximadamente constante en el centro. Se utiliza como un modelo alternativo al perfil cuspidal, especialmente al considerar efectos de bariones o DM auto–interactuante.
- $\gamma = 1$: Perfil cuspidal tipo NFW. Predicho por las simulaciones de $N$-*body* en el marco de la cosmología de DM fría (CDM). Es el perfil más común en simulaciones cosmológicas.
- $\gamma = 1.5$: Perfil fuertemente cuspidal tipo Moore. La densidad crece más rápido hacia el centro, con una pendiente más pronunciada que en el caso NFW.

Concentrándose en el caso NFW, se tiene la ecuación:

$$\rho_{NFW}(r) = \rho_s \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-1} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^{1}\right]^{\frac{1-3}{1}} = \rho_s \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-1} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2} = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s}\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}. \tag{2.11}$$

En la Figura 2.2 se pueden ver los perfiles de densidad de DM tipo NFW para siete galaxias enanas esferoidales (dSph): Ursa Minor, Sculptor, Draco, Sextans, Carina, Fornax y Leo II. Cada curva representa la distribución radial de densidad en función del radio.

## 2.2. Emisiones de Rayos $\gamma$ en Galaxias Enanas Esferoidales

La búsqueda indirecta de DM, como ya se mencionó, se basa en la detección de los subproductos de la aniquilación o decaimiento de la misma. En este trabajo se considera la aniquilación en galaxias enanas esferoidales en el grupo local, la cual produce una señal de rayos gamma.

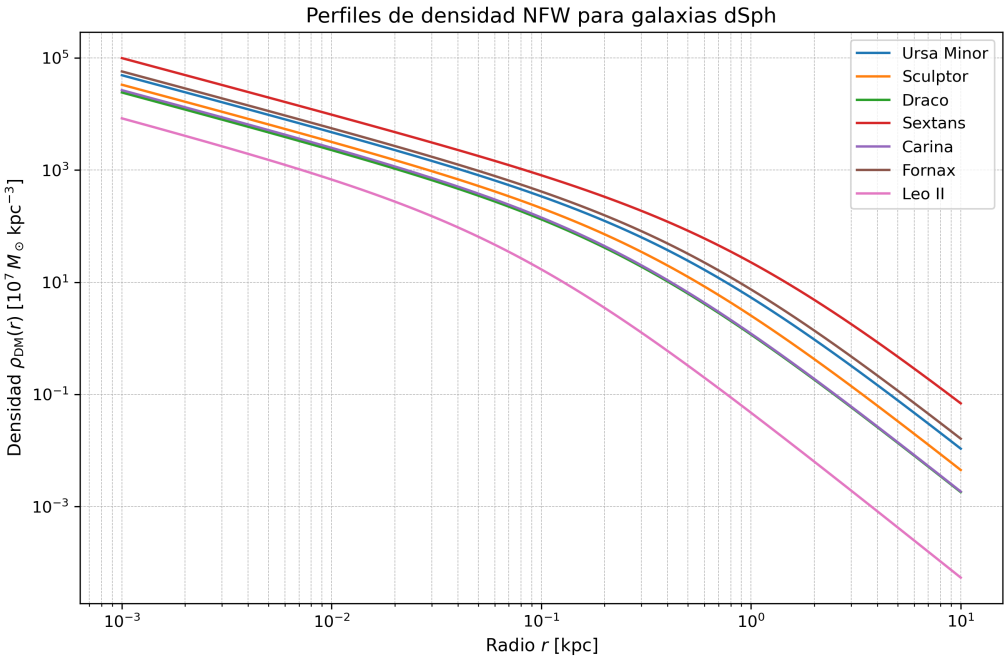



*Figura 2.2: Perfiles de densidad de DM para siete diferentes galaxias enanas esferoidales. Se muestra la densidad de DM en función del radio $r$.*

El flujo de rayos gamma proveniente de la aniquilación de DM en enanas esferoidales a determinada separación angular $\Delta\Omega$ del centro de la misma, se define como [31]:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma, \Delta\Omega) = \Phi^{pp}(E_\gamma) \times J(\Delta\Omega), \tag{2.12}$$

donde el primer término, llamado perfil de aniquilación, depende sólo de la física de partículas y el segundo, conocido como factor $J$, contiene la parte astrofísica.

### 2.2.1. Perfil de aniquilación

El flujo de rayos gamma por cada proceso de aniquilación está dado por:

$$\Phi^{pp}(E_\gamma) = \frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi}\frac{\langle\sigma_{ann}v\rangle}{2m_\chi^2} \times \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}, \tag{2.13}$$

con un espectro diferencial de fotones,

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) = \sum_i b_i \frac{\mathrm{d}N_\gamma^i}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma, m_\chi), \tag{2.14}$$

donde $m_\chi$ es la masa del candidato a DM, $\sigma_{ann}$ es la sección eficaz de aniquilación, $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ es el promedio sobre las velocidades de distribución, $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$ es el número diferencial de fotones producidos por aniquilación de DM en función de la energía, $N_\gamma$ es el número de fotones, $E_\gamma$ la energía de esos fotones, siendo la medida de cuántos fotones se producen por unidad de energía y donde los distintos estados finales de aniquilación $i$ se caracterizan por una razón de ramificación $b_i$. Todos estos parámetros están fuertemente ligados al modelo [31].

**Sección eficaz de aniquilación**

La sección eficaz de aniquilación promediada térmicamente $\langle\sigma v\rangle$ tiene un papel de suma importancia en la detección indirecta de DM, como ya se vio en la definición del termino $\Phi^{pp}(E)$.

La tasa de aniquilación de partículas de DM en el universo primitivo puede describirse en términos de la sección eficaz $\sigma$ y la velocidad relativa $v$. En el régimen no relativista, $\sigma v$ puede expandirse en potencias de $v^2$ [18]:

$$\sigma v \simeq a + bv^2 + \mathcal{O}(v^4),$$

donde $a$ corresponde al término de onda $s$ (independiente de la velocidad) y $b$ al término de onda $p$ (dependiente de $v^2$).

Para describir la tasa de aniquilación en un sistema macroscópico es de interés el promedio térmico, definido como:

$$\langle\sigma v\rangle = \frac{\int d^3p_1\, d^3p_2\, f(p_1) f(p_2)\, \sigma v_{\text{rel}}}{\int d^3p_1\, d^3p_2\, f(p_1) f(p_2)},$$

donde $f(p) = \left(\frac{1}{2\pi m T}\right)^{3/2} \exp\!\left(-\frac{p^2}{2mT}\right)$ es la distribución de equilibrio de Maxwell–Boltzmann para un gas no relativista de partículas de masa $m$, donde $T$ es la temperatura del plasma y $\mathbf{p}$ es el momento de la partícula [18], y $v_{\text{rel}}$ es la velocidad relativa de las partículas incidentes.

Este promedio se requiere en la ecuación de Boltzmann que describe la abundancia partículas de DM. En particular, la densidad reliquia resultante se aproxima como podemos ver en la ecuación (1.2.3). Haciendo uso del valor canónico que reproduce la abundancia observada, $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26}\,\text{cm}^3/\text{s}$, se buscan señales de aniquilación que permitan confirmar o descartar modelos con secciones eficaces alrededor o por debajo de dicho limite. Cualquier desviación observada por encima de este rango indicaría nueva física más allá del escenario WIMP estándar. En particular, los límites actuales obtenidos por experimentos de rayos $\gamma$ (como Fermi-LAT, H.E.S.S., MAGIC y CTA, que se encuentran en la Tabla 2.2) se expresan como cotas superiores sobre $\langle\sigma v\rangle$ comparadas con el valor canónico [39].

| Experimento | Rango de masas (GeV–TeV) | límite para $\langle\boldsymbol{\sigma v}\rangle$ |
|---|---|---|
| Fermi-LAT | $10\ \text{GeV} - 1\ \text{TeV}$ | $(1-3)\times 10^{-26}\,\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ |
| MAGIC | $0.5 - 20\ \text{TeV}$ | $\sim 10^{-24} - 10^{-25}\,\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ |
| H.E.S.S. | $0.7 - 70\ \text{TeV}$ | $(3-5)\times 10^{-25}\,\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ |
| CTA | $0.1 - 100\ \text{TeV}$ | $10^{-26} - 10^{-25}\,\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ |

*Tabla 2.2: Límites típicos en la sección eficaz promediada termicamente $\langle\sigma v\rangle$ para $DMDM \to b\bar{b}$, obtenidos por distintos experimentos de rayos gamma [40–43].*

### 2.2.2. Factor $J$ y la distribución de materia oscura en fuentes astrofísicas

El segundo término de la ecuación (2.12) para el flujo de rayos $\gamma$ es el factor $J$, que depende de la distribución espacial de DM en el objeto observado y engloba la contribución astrofísica del flujo por aniquilación,

$$J = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int \rho^2_{\text{DM}}(l,\Omega)\, dl, \tag{2.15}$$

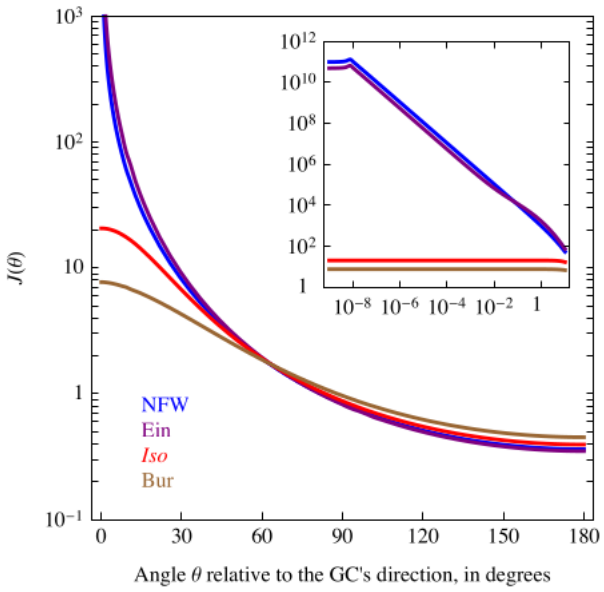



*Figura 2.3: Factor $J(\theta)$ para la aniquilación de DM para diferentes perfiles. Tomado de [2].*

donde $\rho_{\rm DM}(l, \Omega)$ es la densidad de DM en un punto ubicado a lo largo de la línea de visión $l$ y dentro del ángulo sólido $\Omega$ subtendido por la proyección de la fuente astrofísica en el plano de observación. Su integral va de la dSph al punto de visión en la Tierra. Además, $d\Omega$ es el elemento diferencial de ángulo sólido en el cielo, y su integración sobre una región definida por un ángulo de apertura del cono de observación centrado en la fuente, $\alpha_{\rm int}$, la cual determina qué fracción del halo contribuye al flujo observado, a partir de ello se llega al ángulo sólido $\Delta\Omega = 2\pi[1 - \cos\alpha_{int}]$ que describe el tamaño aparente de la fuente, de forma que elegir un $\alpha_{\rm int}$ mayor implica integrar sobre una porción más amplia del halo, mientras que un $\alpha_{\rm int}$ pequeño se concentra en las regiones centrales de mayor densidad, donde la señal de aniquilación suele ser más intensa [31].

El término $\rho^2$ en la ecuación (2.15) se debe a que en procesos de aniquilación WIMP–WIMP, la tasa de eventos es proporcional al número de pares de partículas que pueden encontrarse en un volumen dado, así, la probabilidad por unidad de tiempo de que dos partículas individuales interactúen entre sí para aniquilarse es proporcional a $n^2\langle\sigma v\rangle$, donde $n = \rho/m_\chi$ es la densidad numérica, apareciendo la dependencia de la densidad de masa cuadrática naturalmente [18]. debido a esto el factor $J$ proporciona la probabilidad de que dos partículas de DM se encuentren en regiones donde su densidad es mayor. Fuentes más concentradas tienen valores de $J$ mucho más grandes y por lo tanto son óptimas en la búsqueda indirecta, siempre que el fondo astrofísico no sea dominante [2].

Acorde a lo anterior, en la Figura 2.3 se muestra cómo diferentes perfiles de densidad (NFW, Einasto, Isotermo, Burkert) producen variaciones significativas en el valor del factor $J$ en función del ángulo $\theta$ (ángulo entre la dirección de observación y la dirección al centro del halo de DM [2]). Los perfiles del tipo cúspide tienen valores de $J$ mayores en ángulos pequeños debido a su mayor concentración central, mientras que los perfiles del tipo plano dan valores menores y más suavizados, mostrando cómo la elección del perfil de DM genera cambios importantes en los análisis de detección indirecta [2].

## 2.3. Detectores y experimentos

Como ya se mencionó existen diferentes productos provenientes de la aniquilación de DM y, con base en ellos, existen diferentes detectores, algunos de los cuales se describen brevemente a continuación.

### 2.3.1. Detectores de neutrinos

Los neutrinos permiten búsquedas indirectas complementarias, pues no se desvían y pueden originarse en el Sol, la Tierra o el halo galáctico [32].

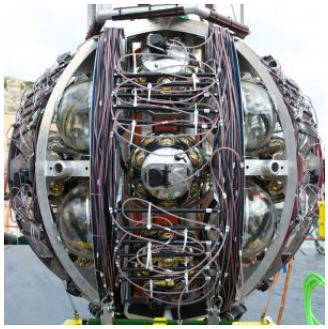


*Figura 2.4: Vehículo de lanzamiento con la unidad de detección del experimento KM3NET, Credits KM3NeT. Tomado de [44].*

- **IceCube**: Se trata del primer detector en su tipo, diseñado para observar el cosmos desde el Polo Sur. Tiene como objetivo detectar neutrinos, permitiendo estudiar fenómenos astrofísicos extremos como supernovas, estallidos de rayos gamma y eventos asociados con agujeros negros y estrellas de neutrones [45].

- **KM3NET**: Se trata de una infraestructura de investigación que albergará la próxima generación de telescopios de neutrinos. Ubicada en las profundidades marinas del Mediterráneo. Con el telescopio ARCA se buscan neutrinos de fuentes astrofísicas distantes, como supernovas, explosiones de rayos gamma o colisiones estelares. El telescopio ORCA es el instrumento para el estudio de las propiedades de los neutrinos, aprovechando los neutrinos generados en la atmósfera terrestre [44].

- **BAIKAL-GVD**: El Telescopio de Neutrinos Baikal-GVD (Gigaton Volume Detector) es un observatorio subacuático en el lago Baikal, diseñado para estudiar procesos astrofísicos altamente energéticos mediante la detección de neutrinos de alta energía [46].

- **Super-K** e **Hyper-K**: El Super-Kamiokande es el detector de agua Cherenkov más grande del mundo. El experimento tiene como objetivos principales el estudio de las propiedades de los neutrinos mediante la observación de neutrinos solares, atmosféricos y artificiales [47].

  Por su parte, el Hyper-Kamiokande, su sucesor previsto para 2028,tiene como objetivo ampliar los estudios de oscilaciones de neutrinos, la búsqueda de decaimiento del protón y la observación de neutrinos astrofísicos [48].

### 2.3.2. Detectores de rayos cósmicos

Se trata de detectores altamente sensibles, capaces de detectar antimateria (positrones, antiprotones, anti-deuterones) difícil de producir en procesos astrofísicos convencionales, con el problema de la dificultad para ubicar al objeto fuente [32].




*Figura 2.5: Detector en la superficie del Observatorio Pierre Auger. Tomado de [49].*

- **AMS**: El Espectrómetro Magnético Alfa (AMS, por sus siglas en inglés) es un detector diseñado como un módulo externo en la Estación Espacial Internacional. Hace uso de estar en el espacio para estudiar el universo y su origen mediante la búsqueda de antimateria y DM; también realiza mediciones precisas de la composición y flujo de los rayos cósmicos [50].
- **DAMPE**: Es un telescopio espacial chino cuyo principal objetivo es la búsqueda de señales de DM mediante la detección de rayos gamma, electrones y rayos cósmicos de alta energía [51].
- **GAPS**: Se trata de un globo estratosférico antártico, cuyo objetivo es la búsqueda de antinúcleos cósmicos de baja energía ($< 0.25\,\text{GeV/n}$), como antideuterones, antiprotones y antihelio [52].
- **Auger**: El Observatorio Pierre Auger, situado en Argentina, investiga rayos cósmicos de ultra-alta energía ($E > 10^{19}\,\text{eV}$), las partículas más energéticas conocidas en el universo. Estos raros eventos, menores a uno por $\text{km}^2$ al año, producen extensas lluvias de aire al colisionar con la atmósfera [49].

### 2.3.3. Telescopios de rayos $\gamma$

Los rayos gamma son una de las herramientas más importantes para la búsqueda indirecta de partículas provenientes de la aniquilación de DM del tipo WIMP. Debido a que los fotones provenientes de la aniquilación no poseen carga eléctrica, pueden viajar a través del medio interestelar sin sufrir deflexión por campos magnéticos, lo cual ayuda a preservar información precisa sobre la ubicación de la fuente y permite realizar un mapeo detallado del cielo. Además, la masa típica de los WIMPs ($\sim$ GeV–TeV) implica que una fracción significativa de su

energía puede transferirse a fotones altamente energéticos. Esta combinación de información espacial y espectral convierte a los rayos gamma en un mensajero ideal para identificar DM, especialmente en regiones de alta densidad [32].



*Figura 2.6: El observatorio HAWC (J. Goodman, nov. 2016). Tomado de [53].*

Algunos ejemplos de este tipo de experimentos, según el tipo de detectores, son:

- **Fermi**: Telescopio de rayos gamma que estudia el cosmos en un rango de energía de 10 keV a 300 GeV. Uno de sus instrumentos, llamado LAT, ofrece una mayor área efectiva, mejor resolución angular, un amplio campo de visión y tiempos muertos reducidos [54].
- **IACTs (H.E.S.S., MAGIC, VERITAS)**: Los Telescopios Cherenkov Atmosféricos de Imagen (IACTs) pueden detectar las lluvias atmosféricas generadas por partículas de alta energía al interactuar con la atmósfera terrestre. Las imágenes obtenidas por los IACTs pueden analizarse para distinguir entre los eventos producidos por rayos gamma y aquellos causados por hadrones, así como para inferir parámetros del evento, como la energía de la partícula primaria [55].
- **CTA**: El proyecto CTA (Cherenkov Telescope Array) construirá la próxima generación de instrumentos terrestres para la observación de rayos gamma de muy alta energía. Su propósito es operar como un observatorio abierto para la comunidad astrofísica, proporcionando una visión profunda del universo no térmico y de alta energía [56].
- **HAWC**: Se trata del observatorio a gran altura de agua Cherenkov, diseñado para detectar rayos gamma y rayos cósmicos con energías de TeV. Cuenta con una apertura que cubre más del 15 % del cielo, por lo que está expuesto a dos terceras partes del cielo durante cada ciclo de 24 horas [53].

Estos experimentos constituyen una base en la búsqueda indirecta de DM. Su capacidad para mapear el cielo en un amplio rango energético, distinguir señales astrofísicas de posibles aniquilaciones y tener una alta sensibilidad, los convierte en herramientas esenciales para contrastar predicciones teóricas de modelos de DM.

A lo largo de este capítulo se vio cómo la detección indirecta es uno de los pilares fundamentales en la búsqueda contemporánea de DM, al permitir estudiar sus posibles interacciones a partir de rayos gamma, neutrinos y rayos cósmicos. También se estudió cómo la combinación entre modelos de aniquilación, factores astrofísicos $J$ y la sensibilidad de experimentos

actuales ha permitido establecer algunas de las cotas más fuertes sobre la sección eficaz promediada térmicamente, por ello en este trabajo se hace uso de este tipo de detección.

No obstante, interpretar correctamente estas señales requiere un entendimiento preciso de la física de partículas subyacente, como ya se vio en la ecuación (2.12), así como de los mecanismos que determinan las propiedades de los candidatos a DM. Por ello, antes de adentrarnos en los modelos empleados en este trabajo, es importante repasar los fundamentos del Modelo Estándar, así como sus limitaciones para proponer un candidato de DM. En el siguiente capítulo se presenta este marco teórico.

# Capítulo 3

# Marco Esencial de la Física de Partículas

Parte importante de este trabajo viene ligada al campo de la Física de Partículas, a partir de él surgen las extensiones que dan lugar a nuevas partículas candidatas a DM.

Durante el siguiente capítulo se dará una breve explicación sobre las bases en las cuales se construyen estas extensiones y por qué la necesidad de las mismas.

## 3.1. Modelo Estándar

El estudio del universo a pequeñas escalas dio lugar a lo que hoy en día se conoce como el Modelo Estándar de la física de partículas (SM, por sus siglas en inglés) el cual une la mecánica cuántica y la relatividad a partir del principio de invariancia de norma.

Dicho modelo divide a las partículas conocidas hoy en día en bosones y fermiones. Los bosones son partículas de espín entero a partir de las cuales se puede describir a 3 de las 4 fuerzas fundamentales: electromagnética, débil y fuerte, esto mediante la teoría cuántica de campos asociándolas a los grupos $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [57].

Los bosones son las partículas encargadas de las fuerzas; los gluones son los portadores de la fuerza fuerte, que asociamos con las partículas a través de la propiedad llamada "color", los fotones se encargan de la fuerza electromagnética, que asociamos a través de la carga, y para la interacción débil se tienen a los bosones $Z^0$ y $W^{\pm}$, que se asocian por medio del "sabor" [57].

Por su parte, los fermiones son aquellas partículas con espín semientero y se pueden dividir en dos categorías según sus interacciones con la fuerza fuerte y su carga: quarks y leptones, que a su vez se clasifican en tres conjuntos llamados generaciones. Los quarks son partículas cuya característica principal es el confinamiento generado por la interacción fuerte, formando hadrones. Por su parte, los leptones sí pueden permanecer como partículas libres y tienen generaciones formadas por un leptón y su neutrino. Son tres de estas partículas las que componen la materia bariónica observable: los quarks *up*, *down* y el leptón *electrón*.

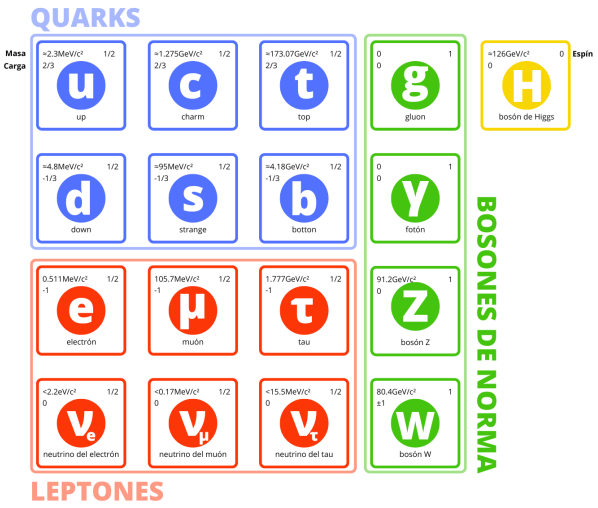



*Figura 3.1: Tabla del Modelo Estándar de la Física de Partículas.*

### 3.1.1. Estructura general

El SM es una teoría cuántico-relativista de norma local, surgió con el fin de describir las interacciones entre las partículas elementales. Se dice que es de norma porque los fermiones interactúan mediante bosones, cuántica porque describe el mundo a escalas menores que el átomo, y relativista porque incorpora la invariancia bajo las transformaciones de Lorentz [57, 58].

Esta teoría de norma es renormalizable y compatible con las simetrías de Lorentz y el grupo de simetría interna

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y, \tag{3.1}$$

lo que significa que todos los términos permitidos en el lagrangiano poseen dimensión menor o igual a cuatro unidades naturales, donde el grupo $SU(3)_C$ describe la interacción fuerte, que se encuentra mediada por ocho bosones de norma llamados gluones, $SU(2)_L$ está ligado a la interacción débil y afecta únicamente a partículas de quiralidad izquierda, y $U(1)_Y$ corresponde a la hipercarga débil $Y$.

En el sector electrodébil, la carga eléctrica está dada por la relación de Gell-Mann–Nishijima:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \tag{3.2}$$

una expresión que conecta las simetrías de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ con el electromagnetismo.

Los gluones se acoplan únicamente a partículas que portan carga de color, lo que da una propiedad distintiva, el confinamiento, que impide observar quarks y gluones como estados libres, obligándolos a formar hadrones neutros en color. Debido a ello, la interacción fuerte funciona de forma diferente a las interacciones electrodébiles, por lo que no juega un papel directo en la construcción de extensiones escalares, siendo estas invariantes bajo $SU(3)_C$ [57].

El lagrangiano que representa las interacciones del SM es:

$$\mathcal{L}_{\text{norma}} = -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{3.3}$$

donde $G^a_{\mu\nu}$, $W^a_{\mu\nu}$ y $B_{\mu\nu}$ son tensores de campo asociados a $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente y describen la curvatura del campo de norma [59]. Se definen como

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu + g_3 f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu, \tag{3.4}$$

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + g_2 \epsilon^{abc} W^b_\mu W^c_\nu, \tag{3.5}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \tag{3.6}$$

las constantes de estructura $f^{abc}$ y $\epsilon^{abc}$ pertenecen a los grupos $SU(3)_C$ y $SU(2)_L$, respectivamente, y aparecen en los tensores de campo como consecuencia de la no conmutatividad de sus generadores. En los tensores $G^a_{\mu\nu}$ y $W^a_{\mu\nu}$, las derivadas $\partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu$ y $\partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu$ representan la curvatura básica del campo de norma que describe cómo cambia el campo cuando se transporta por el espacio-tiempo. Los términos adicionales $g_3 f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu$ en la ecuación (3.1.1) y $g_2 \epsilon^{abc} W^b_\mu W^c_\nu$ en la ecuación (3.1.1) describen la autointeracción de los bosones de norma, característica de las teorías no abelianas, donde los bosones portan la carga asociada al grupo, mientras que el tensor $B_{\mu\nu}$ de la ecuación (3.6) solo contiene derivadas, ya que el grupo $U(1)_Y$ posee generadores que conmutan.

Para que el lagrangiano sea invariante bajo 3.1, es necesario especificar cómo los campos de materia se acoplan de manera consistente a los bosones de norma. Esto se logra mediante la introducción de la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_1 B_\mu Y - i g_2 W^a_\mu T^a - i g_3 G^a_\mu t^a, \tag{3.7}$$

esta garantiza que las transformaciones locales sean invariantes, siendo $g_1$ la fuerza de acoplamiento de la hipercarga, $Y$ el operador hipercarga, $g_2$ la fuerza de acoplamiento de la interacción débil, $g_3$ la fuerza de acoplamiento de la interacción fuerte, y $T^a$ y $t^a$ los generadores del grupo de simetría [58].

Es en la característica de invariancia de norma que surge un problema, ya que los términos de masa fermiónicos del tipo $m\bar{\Psi}\Psi$ no son invariantes bajo estas transformaciones locales. Esto lleva a la necesidad de introducir un mecanismo adicional que preserve la simetría de norma y otorgue masa a las partículas. Este mecanismo, conocido como mecanismo de Higgs se desarrollara a continuación.

## 3.2. Mecanismo de Higgs

Dado que el SM tiene un problema al dotar masa a las partículas, es posible solucionar este problema mediante la introducción de un doblete de campos escalares complejos a través del mecanismo de Higgs. Dicho doblete está dado por [59]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}, \tag{3.8}$$

donde el doblete transforma como $\Phi \sim (1,2)_{+1}$ bajo el grupo de norma (3.1), siendo $Y = +1$ la hipercarga correspondiente.

El lagrangiano para este campo está dado por

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi), \tag{3.9}$$

donde el primer término contiene la información cinética y de interacción de norma a través de la derivada covariante, mientras que el segundo término incluye la energía potencial

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \tag{3.10}$$

Cuando $\lambda > 0$ y $\mu^2 < 0$, la función adquiere un mínimo valor de expectación en el vacío (vev, por sus siglas en inglés) distinto de cero. El estado de mínima energía no es invariante bajo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, lo que da lugar a un rompimiento espontáneo de simetría en el vacío.

De la Ec. (3.8) se puede llegar a

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{1}{2}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2), \tag{3.11}$$

de donde se sigue

$$|\Phi|^2 = \Phi^\dagger \Phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}. \tag{3.12}$$

Asignando valores de expectación a $\Phi_1$, $\Phi_2$, $\Phi_3$ y $\Phi_4$; de (3.8) el término $\Phi_3$ es neutro y real, de forma que

$$\langle \Phi_3 \rangle = v, \qquad \langle \Phi_1 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = \langle \Phi_4 \rangle = 0. \tag{3.13}$$

La elección de que sólo la componente neutra adquiere un vev garantiza que el rompimiento espontáneo preserve la simetría de norma electromagnética $U(1)_{\text{em}}$. En este proceso, tres de los cuatro grados de libertad reales del doblete se convierten en bosones de Goldstone $G^\pm$ y $G^0$, los cuales son absorbidos por los campos de norma $W_\mu^\pm$ y $Z_\mu$, otorgándoles un término de masa no nulo.

Para trabajar en la norma unitaria, se introduce un nuevo campo escalar real $h$, con valor de expectación en el vacío nulo, de modo que el doblete de Higgs puede escribirse como

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \qquad \text{y} \qquad \langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \tag{3.14}$$

A partir del término cinético $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$, las masas de los bosones débiles surgen de manera natural:

$$m_W = \frac{1}{2} g_2 v, \qquad m_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2}\, v, \qquad m_\gamma = 0, \tag{3.15}$$

mientras que el fotón permanece sin masa debido a la combinación ortogonal dada por

$$A_\mu = s_W W_\mu^3 + c_W B_\mu, \qquad Z_\mu = c_W W_\mu^3 - s_W B_\mu, \tag{3.16}$$

con $\theta_W$ el ángulo de Weinberg.

El campo escalar físico $h$, correspondiente al bosón de Higgs, adquiere una masa

$$m_h^2 = 2\lambda v^2.$$

Una vez establecido el mecanismo de Higgs es posible dotar de masa a las partículas, empezando por los bosones $Z^0$ y $W^\pm$; para gluones y fotones esto no es necesario ya que tienen una masa nula.

### 3.2.1. Interacción de Yukawa

Para el caso de los fermiones, la interacción con el campo escalar $\Phi$ se da por medio de los acoplamientos de Yukawa; a través de esta interacción, los fermiones adquieren una masa proporcional al valor esperado en el vacío del campo de Higgs [59].

Para dotar de masa a los leptones mediante su interacción con el Higgs se requieren términos de Yukawa renormalizables, lo que restringe a los términos permitidos en el lagrangiano a interacciones de dimensión cuatro o menor. Se cumple esta condición, ya que los términos de Yukawa contienen un campo escalar y dos campos fermiónicos (de dimensión $3/2$), dando una dimensión total $3/2 + 3/2 + 1 = 4$. Además, deben ser invariantes bajo las simetrías de norma del SM, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

De esta forma, dado que $\Phi$ transforma como un doblete izquierdo bajo $SU(2)_L$, debe acoplarse al doblete leptónico izquierdo $L_L \equiv \binom{\nu_L}{e_L}$ y a un singlete leptónico derecho $e_R$ para que el término total sea invariante de norma. De manera que, el lagrangiano renormalizable e invariante bajo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ es:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} \subset -\left[y_e\, \bar{e}_R\, \Phi^\dagger L_L + y_e^*\, \bar{L}_L\, \Phi\, e_R\right]. \tag{3.17}$$

donde $y_e$ es el acoplamiento de Yukawa del electrón (para las otras dos familias es: $y_\mu$ y $y_\tau$), que es hermítico y de dimensión cuatro, lo que permite su inclusión al lagrangiano total del SM.

Tras el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, estos términos de Yukawa generan términos de masa para los fermiones, que al estar ligados directamente a su interacción con el Higgs dan una explicación de que los fermiones pesados tengan una mayor interacción con el Higgs.

En particular, la sustitución $\Phi \to \langle\Phi\rangle = (0,\, v/\sqrt{2})^T$ conduce a un término de masa para el electrón dado por

$$m_e = \frac{y_e\, v}{\sqrt{2}},$$

lo cual establece una relación directa entre la interacción de Yukawa y la masa del fermión.

## 3.3. Singletes escalares y motivación para su introducción

Un campo que no cambia al aplicar una transformación de cierto grupo recibe el nombre de singlete de dicho grupo, es decir, pertenece a la representación trivial de una dimensión. Un ejemplo son los leptones derechos, que son singletes bajo el grupo $SU(2)_L$, esto debido a que no son partícipes de la interacción débil. Los campos que se transforman bajo alguna simetría son multipletes; ejemplos de esto son los leptones izquierdos, que forman un doblete de $SU(2)_L$, $L_L \equiv \binom{\upsilon_L}{e_L}$, y la carga de color de los quarks, que es un triplete bajo $SU(3)_C$. Esto es de gran importancia para la construcción de nuevas extensiones que complementen al SM, ya que ayuda a determinar cómo las partículas interactúan entre sí por medio de los bosones de norma [60, 61].

La introducción de singletes escalares ($X$) es una de las extensiones más sencillas. Esto se debe a que se trata de campos invariantes bajo todas las simetrías de la ecuación (3.1); debido a ello, no poseen carga de color, isospín débil ni hipercarga, transformando como $X \to X$. Por esta razón, se acopla únicamente al doblete de Higgs, acoplamiento que toma la forma de un término bilineal en $X$ y cuadrático en $\Phi$, conocido como portal de Higgs, cuyo estudio se presentará más adelante.

Si a este singlete escalar, se le impone una simetría discreta $\mathbb{Z}_2$ de manera que $X \to -X$, los términos lineales y cúbicos en la expansión se eliminan, garantizando la estabilidad del campo; esto debido a que se impide su desintegración a otros campos del SM, lo cual es muy importante si hablamos de DM ya que la ausencia de estos términos asegura que el singlete sea estable a escalas cosmológicas, convirtiéndolo en un candidato viable para DM fría [60].

Posterior al rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, el singlete adquiere una masa física. Esto se puede ver partiendo de la expansión a el lagrangiano del SM debida a $X$ [62]:

$$\mathcal{L}_X = \frac{1}{2}(\partial_\mu X)(\partial^\mu X) - \frac{1}{2}m_X^2 X^2 - \frac{\lambda_X}{4}X^4 - \frac{\lambda_{HX}}{2}X^2\Phi^\dagger\Phi. \tag{3.18}$$

donde $\frac{1}{2}(\partial_\mu X)^2$ es el término cinético, $-\frac{1}{2}m_X^2 X^2$ corresponde al parámetro de masa del campo, $\frac{\lambda_X}{4}X^4$ es la auto interacción del singlete y $-\frac{\lambda_{HX}}{2}X^2\Phi^\dagger\Phi$ es el acoplamiento que mezcla al singlete con el sector de Higgs y permite que el rompimiento de la simetría electrodébil genere una contribución adicional a su masa.

Haciendo uso de (3.14) en la norma unitaria y sustituyendo en el lagrangiano (3.18) se obtienen expresiones tanto para el acoplamiento como la masa física $_{DM}$

$$-\frac{\lambda_{HX}}{2}X^2\Phi^\dagger\Phi = -\frac{\lambda_{HX}}{2}X^2\left(\frac{v^2}{2} + vh + \frac{h^2}{2}\right), \tag{3.19}$$

$$m_{DM}^2 \;=\; m_X^2 + \lambda_{HX}\, v^2. \tag{3.20}$$

Finalmente, los modelos que incorporan más de un singlete, ya sean reales o complejos, extienden de manera natural esta estructura. En el caso de esta tesis, la presencia de dos singletes escalares permite introducir nuevas interacciones, romper simetrías globales de forma espontánea y obtener de manera consistente un candidato estable a DM.

## 3.4. Portal de Higgs

Como ya se mencionó, una de las formas más simples y generales de conectar nuevos sectores con el Modelo Estándar (SM) es a través del portal de Higgs, teniendo una estructura universal, ya que, cualquier campo nuevo que sea un singlete bajo el grupo de gauge del SM puede acoplarse a $\Phi^\dagger\Phi$ mediante un acoplamiento escalar [63]. Dado que el campo de Higgs es el único escalar del SM, el operador $\Phi^\dagger\Phi$ constituye el único invariante renormalizable de dimensión dos disponible para acoplar extensiones singletes de manera consistente con la simetría electrodébil [64].

En el lagrangiano de (3.18) el acoplamiento renormalizable más general con el Higgs esta dado como:

$$\mathcal{L}_{\text{portal}} = -\,\lambda_{HX}\, X^2\,(\Phi^\dagger\Phi), \tag{3.21}$$

esto es lo que se conoce como portal escalar de Higgs, y es el término que determina por completo la interacción entre el sector oscuro y el sector visible, siendo de gran importancia en fenómenos cosmológicos y fenómenos en colisionadores [60, 65].

### Efectos del portal tras el rompimiento electrodébil

Posterior al rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, el término del portal se expande como:

$$\frac{1}{2}\lambda_{HX}v^2X^2 + \lambda_{HX}\,v\,h\,X^2 + \frac{1}{2}\lambda_{HX}h^2X^2. \tag{3.22}$$

Estos tres términos tienen una interpretación física directa:

- Corrección a la masa: El termino $\frac{1}{2}\lambda_{HX}v^2X^2$ modifica la masa física del singlete, estableciendo una relación entre el sector oscuro y la escala electrodébil.
- Acoplamiento trilineal: $hX^2$ es lo que controla procesos de producción y aniquilación mediados por un Higgs virtual.
- Acoplamiento cuatrilineal: $h^2X^2$ afecta procesos de dispersión y contribuye a la estabilidad del potencial.

Así estos términos definen por completo la fenomenología del portal, ya que, determinan la masa, fijan la fuerza de acoplamiento entre sectores, y controlan tanto la producción de partículas del nuevo estado como su aniquilación [63].

### Importancia del portal para DM

El portal de Higgs permite que el campo $X$ interactúe con el SM a la vez que mantiene un sector renormalizable, mientras que la aniquilaciónde DM ocurre principalmente a través de un Higgs virtual y esta controlada únicamente por la masa del singlete y el acoplamiento $\lambda_{HX}$, mecanismo que determina la abundancia reliquia debido a su relación con la sección eficaz de aniquilación, de esta forma genera señales indirectas en forma de rayos gamma, neutrinos y antimateria [60, 65].

Además modifica los decaimientos invisibles del Higgs, altera la anchura total del bosón y puede generar firmas características en colisionadores, lo que hace que estas teorías sean fuertemente testables desde múltiples frentes [60, 65].

## 3.5. Producción de rayos gamma en aniquilación de DM

La aniquilación de partículas de DM constituye uno de los mecanismos más prometedores para la producción indirecta de señales astrofísicas, particularmente en forma de rayos gamma. En modelos donde la DM interactúa con el Modelo Estándar a través del portal de Higgs, como en el caso de un singlete escalar, las aniquilaciones se producen típicamente como:

$$XX \rightarrow h \rightarrow \text{SM SM}, \tag{3.23}$$

dando lugar a distintos canales finales que eventualmente generan fotones.

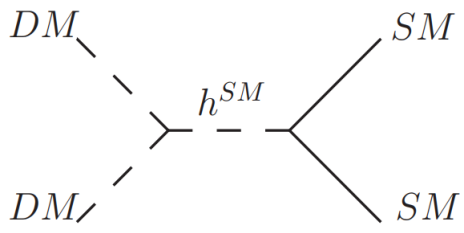



*Figura 3.2: Aniquilación de DM mediada por el Higgs hacia partículas del SM. Tomado de [66]*

### 3.5.1. Proceso de aniquilación de DM a SM

Ya se vio que en modelos donde la DM está compuesta por un singlete escalar, la aniquilación de dos partículas de DM se produce típicamente mediante un estado intermedio un Higgs virtual, un acoplamiento efectivo $XXh$, que permite procesos de la forma

$$XX \rightarrow h \rightarrow f\bar{f},\ W^+W^-,\ ZZ,\ gg,\ hh, \tag{3.24}$$

donde $f$ denota fermiones del SM. El bosón de Higgs actúa como mediador, por lo que la intensidad de la aniquilación y los canales accesibles dependen fuertemente de la masa de la DM y del acoplamiento $\lambda_{HX}$.

Para $m_X < m_W$, los canales dominantes son fermiónicos, principalmente $XX \rightarrow b\bar{b}$ y $\tau^+\tau^-$ debido a la dependencia de los acoplamientos de Yukawa. Cuando $m_X > m_W$, se abren canales a bosones electrodébiles, que suelen dominar la sección eficaz debido a sus mayores grados de libertad. En particular, los procesos con bosones $W$ y $Z$ producen cascadas hadrónicas ricas en piones, lo que genera altos flujos de fotones secundarios [39].

El proceso completo de aniquilación involucra tres etapas físicas:

1. Producción del estado final primario: dos partículas de DM colisionan y producen un par de partículas del SM mediadas por el Higgs.
2. Cascada y hadronización: cuando los productos primarios son quarks o gluones, estos generan chorros hadrónicos en los cuales se producen abundantes mesones ligeros, como piones neutros.
3. Decaimientos finales: los piones neutros decaen casi exclusivamente en fotones, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, lo que constituye la fuente principal del espectro continuo de rayos gamma.

Estos procesos determinan tanto la forma espectral como la intensidad del flujo de fotones producidos por aniquilación.

### 3.5.2. Hadronización y producción de fotones

Cuando la aniquilación de partículas de materia oscura produce quarks o gluones en el estado final, estos no pueden propagarse libremente debido al confinamiento de la cromodinámica cuántica. En su lugar, los partones inician un proceso de cascada partónica seguido de hadronización [22, 67].

El hadrón más relevante entre los productos es el pión neutro, $\pi^0$, cuyo decaimiento dominante

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

es la principal fuente de fotones secundarios. Si $y = E_{\pi^0}/m_X$ y $x = E_\gamma/m_X$; entonces:

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}x} \simeq 2\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\,\frac{\mathrm{d}N_{\pi^0}}{\mathrm{d}y}, \tag{3.25}$$

que muestra directamente la contribución de los piones neutros al espectro continuo de fotones [67].

A lo largo de este capítulo se presentaron los elementos esenciales de la Física de Partículas necesarios para entender la interacción entre DM y el SM. Se revisó la estructura de norma del SM y la forma en que las partículas se organizan bajo sus simetrías, así como el papel

fundamental del mecanismo de Higgs en la generación de masas para bosones y fermiones mediante el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil.Se introdujeron los campos singletes escalares como una extensión mínima y renormalizable del SM, y se hizo énfasis en su importancia para este trabajo.

Para finalizar se describió el origen de los rayos gamma producidos en procesos de aniquilación, los cuales constituyen una de las herramientas observacionales más sensibles para estudiar escenarios de DM débilmente interactuante. Proporcionando la base teórica necesaria para analizar la fenomenología de los modelos estudiados en esta tesis.

# Capítulo 4

# Herramientas Numéricas y Entorno Computacional para el Análisis de DM

En este capítulo se presentan las herramientas computacionales empleadas a lo largo de este trabajo. Para la implementación del modelo, la obtención de sus acoplamientos, el cálculo de observables relevantes y la estimación del flujo de rayos gamma fueron utilizados una combinación de programas especializados y rutinas de automatización que se describirán a continuación.

## 4.1. Cálculos Analíticos Iniciales de los Modelos con *Mathematica*

Previo a la implementación en programas especializados, fue necesario realizar una serie de derivaciones y comprobaciones analíticas utilizando *Mathematica* [68]. En esta etapa se llevaron a cabo diversos cálculos preliminares, como son:

- **Análisis del potencial escalar.** Se examinó la estructura general del potencial agregado por los modelos, clasificando los parámetros dependientes e independientes.
- **Cálculo de las condiciones de mínimo.** Mediante derivadas y solución de sistemas de ecuaciones, se llegó a expresiones para algunos de los parámetros libres en función de otros ya definidos.
- **Derivación y diagonalización de matrices de masa.** Se construyeron y diagonalizaron algebraicamente las matrices de masa para el sector escalar lo que permitió obtener términos físicos para las masas y los posibles ángulos de mezcla entre los campos.

La utilización de *Mathematica* permitió realizar un estudio analítico detallado que sentó la base para la implementación numérica de los modelos y para la interpretación física de los resultados obtenidos en etapas posteriores.

## 4.2. Construcción del Modelo y Obtención de Interacciones en FeynRules

En esta sección se describe el programa FeynRules y el procedimiento seguido para implementar los modelos. Para ello, se definen explícitamente los campos y parámetros que conforman el sector extendido, así como la estructura del potencial escalar. A partir de esto se obtienen las interacciones del modelo, las cuales constituyen la base para el cálculo de las observables de DM.

### 4.2.1. ¿Qué es FeynRules?

FeynRules es un paquete desarrollado en *Mathematica* para implementar modelos de física de partículas a partir de su Lagrangiano. Partiendo de la definición de los campos, parámetros, simetrías y potenciales del modelo, el programa calcula de manera automática las reglas de Feynman necesarias para realizar los cálculos fenomenológicos, además de las salidas de archivos compatibles con herramientas de simulación como CalcHEP, MadGraph5 y MicrOMEGAs. [69, 70].

Esto resulta de importancia en teorías más allá del Modelo Estándar garantizando consistencia algebraica, permitiendo verificar propiedades fundamentales como la hermiticidad del Lagrangiano y asegurando la correcta conservación de cargas y números cuánticos. Por ello fue empleado para implementar el sector escalar extendido, definir los parámetros y la estructura del potencial, y obtener los vértices asociados a las nuevas interacciones entre los campos.

### 4.2.2. Potencial implementado en FeynRules

Para implementar el modelo fue necesario definir el nuevo potencial escalar dentro del archivo (.fr) de entrada de FeynRules. Este potencial contiene las interacciones entre el campo de Higgs del Modelo Estándar y los nuevos campos escalares adicionales, así como los parámetros de masa y autointeracción correspondientes, la implementación consiste en traducir estos términos a lenguaje Mathematica. El potencial completo se declara en como una extensión al Lagrangiano (Figura4.1) escalar del SM, archivo ya contenido en el programa.

```
LVs := Block[ii, feynmangaugerules, feynmangaugerules = If[Not[FeynmanGauge], G0 | GP
| GPbar ->0, ];
ExpandIndices[
 1/2 del[SS, mu].del[SS, mu] + 1/2 del[SX, mu].del[SX, mu] - (lHS SS^2 Phibar[ii]Phi[ii] +
lHXSX^2 Phibar[ii]Phi[ii] + (1/2)MSS^2 SS^2 + (1/4)lSSS^4 - (1/2)MXX^2 SX^2 + (1/4)lXSX^4 +
lSXSS^2 SX^2),
 FlavorExpand ->SU2D, SU2W ] /. feynmangaugerules
```

*Figura 4.1: Segmento de código correspondiente al Lagrangiano de la extensión para escalares reales en FeynRules*

Una vez definido el potencial en el archivo .fr, FeynRules puede:

- expandir $Vevs$ alrededor del vacío,
- identificar los términos cuadráticos responsables de la matriz de masas,

- obtener los términos cúbicos y cuárticos que definen las interacciones físicas,
- generar automáticamente los vértices de interacción en los formatos deseados.

Esto garantiza que las reglas de Feynman generadas son consistentes con la estructura teórica del potencial escalar.

**Archivos para MicrOMEGAs**

Una vez lista la implementación es posible exportar la construcción del modelo a un formato compatible con CalcHEP (.mdl), el cual a su vez puede ser utilizado por MicrOMEGAs [71] para calcular los observables cosmológicos asociados al candidato de DM.

Los archivos generados son cinco:

- vars1.mdl: El archivo de variables y parámetros contiene todos los parámetros numéricos, o con valor definido, del modelo: masas, acoplamientos, constantes físicas, parámetros libres y derivados.
- prtcls1.mdl: El Archivo de partículas tiene la lista completa de partículas del modelo y sus características: nombre, espín, masa, ancho, carga, color, e incluye tanto las partículas pertenecientes al SM como las nuevas.
- lgrng1.mdl: Un archivo dedicado al Lagrangiano del modelo, contiene términos cinéticos, términos del potencial, interacciones trilineales y cuárticas, además de los vértices que MicrOMEGAs usará para generar los procesos de aniquilación.
- func1.mdl: Contiene las funciones auxiliares como definiciones simbólicas o funciones derivadas que dependen de parámetros del modelo, por ejemplo, expresiones para masas, ángulos de mezcla y parámetros definidos en función de otros.
- extlib1.mdl: Para agregar librerías externas este archivo es opcional, especifica funciones externas o bibliotecas adicionales que el modelo puede necesitar, no fue usado en este caso.

A partir de estos archivos se procede a trabajar en MicrOMEGAs.

## 4.3. Cálculo de Observables Cosmológicas en MicrOMEGAs

Una vez implementado el modelo en FeynRules y exportado se utilizó el paquete MicrOMEGAs [72], en la siguiente sección se presenta su uso para la evaluación de observables cosmológicas asociados al candidato a DM. En particular, se calcula la densidad reliquia y las secciones eficaces de aniquilación.

### 4.3.1. ¿Qué es y cómo funciona MicrOMEGAs?

Este software está diseñado para calcular de manera precisa los observables asociados a modelos de DM dentro de extensiones al SM, esto resolviendo de manera numérica las ecuaciones que gobiernan la evolución térmica del universo.

Las rutinas de interés son:

- El cálculo de la densidad reliquia $\Omega_{\rm DM}h^2$, la cual MicrOMEGAs calcula resolviendo numéricamente la ecuación de Boltzmann para la densidad numérica $n$ del candidato a DM,

gobernada por

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\langle\sigma v\rangle \left(n^2 - n_{\rm eq}^2\right), \tag{4.1}$$

dando una solución por medio de la abundancia comóvil $Y = n/s$, de la misma forma a la mostrada en la sección 1.2.2. MicrOMEGAs integra desde temperaturas altas (donde $Y \simeq Y_{\rm eq}$) hasta temperaturas bajas, pasando por la región de congelamiento térmico. A partir del valor final $Y_0$ se obtiene la abundancia relicta actual mediante

$$\Omega_{\rm DM}h^2 = 2.742 \times 10^8 \left(\frac{m_{\rm DM}}{\rm GeV}\right) Y_0, \tag{4.2}$$

el valor que proporciona MicrOMEGAs [72].

- Determinar la sección eficaz de aniquilación promediada térmicamente $\langle\sigma v\rangle$ en el régimen del *frezee-out*; para este cálculo MicrOMEGAs parte de las secciones eficaces de aniquilación $2 \to 2$ permitidas por el modelo, previamente definidas en los vértices del archivo del Lagrangiano.

  Para un solo candidato a DM de masa $m_{\rm DM}$, el promedio térmico, a temperatura $T$ se obtiene evaluando la integral relativista sobre la energía invariante $s$ [72],

$$\langle\sigma v\rangle(T) \;=\; \frac{1}{8m_{\rm DM}^4 T\, K_2^2\left(\frac{m_{\rm DM}}{T}\right)} \int_{4m_{\rm DM}^2}^{\infty} ds\; \sigma_{\rm ann}(s)\,(s - 4m_{\rm DM}^2)\,\sqrt{s}\; K_1\!\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right), \tag{4.3}$$

  donde $K_1$ y $K_2$ son funciones de Bessel modificadas y $\sigma_{\rm ann}(s)$ es la sección eficaz total de aniquilación, construida como suma de todos los canales posibles.

  El valor de $\langle\sigma v\rangle$ cercano a la temperatura de congelamiento es el que se usa en ecuación (4.3.1) para determinar la densidad reliquia [71].

- La obtención de las razones de ramificación (BR) para los canales de aniquilación relevantes. Para esto MicrOMEGAs identifica automáticamente todos los procesos de aniquilación del candidato de DM en pares de partículas del modelo y calcula para cada canal $i$ su contribución parcial a la sección eficaz total de aniquilación, $\sigma_i(s)$. A partir de esto, el código determina:

$$\mathrm{BR}_i = \frac{\langle\sigma v\rangle_i}{\sum_j \langle\sigma v\rangle_j}, \tag{4.4}$$

  donde $\langle\sigma v\rangle_i$ es la sección eficaz promediada térmicamente asociada al canal $i$. Así MicrOMEGAs proporciona un listado ordenado de los canales de aniquilación dominantes y sus BR, información indispensable para el cálculo de flujos de rayos gamma y otras señales de detección indirecta [72].

### 4.3.2. Procedimiento de uso de MicrOMEGAs

Para el análisis cosmológico del modelo se llevaron a cabo una serie de pasos sistemáticos que permitieron automatizar la exploración del espacio de parámetros y extraer los observables relevantes para el estudio de DM. A continuación se detallan.

1. **Carga del modelo generado en FeynRules.** Se incorporaron los archivos tipo `.mdl` en el directorio correspondiente de MicrOMEGAs. Así el programa identifica automáticamente los campos, acoplamientos, masas y la partícula candidata a DM.
2. **Generación automatizada de archivos de entrada con Python.** Para realizar un barrido en el espacio de parámetros, especialmente en la masa del candidato escalar, se

construyeron archivos de entrada que especificaban para cada punto: el valor de la masa del candidato de DM, los parámetros libres del potencial escalar y las condiciones iniciales requeridas por el ejecutable de MicrOMEGAs, como se puede ver en la Figura 4.4.

```
Msigs 50.0
Msigx 80
Msc 50.0
Mxc 0
MH 125
MSS 70.71066249185144
MXX 98.96690547100324
lHX 0.016449830366268892
lHS 2.4360586547455495e-10
lX 0.017597940888122728
lam 0.43710851860462147
```

*Figura 4.2: Archivo de entrada para MicrOMEGAs*

Un script de Python generó automáticamente los archivos modificando los valores.

3. **Ejecución en ciclo de MicrOMEGAs variando la masa.** Para explorar el intervalo de masas $50$ GeV $\leq m_{\rm DM} \leq 1000$ GeV se utilizó un ciclo en bash para que el ejecutable principal usara cada archivo de entrada.

4. **Extracción de datos numéricos mediante Python.** Las salidas de MicrOMEGAs, generadas en formato de texto, fueron procesadas con Python para extraer:

   - la abundancia relicta $\Omega_{\rm DM}h^2$,
   - la sección eficaz térmicamente promediada $\langle\sigma v\rangle$,
   - las fracciones de ramificación (BR) de los canales dominantes.

   Los datos fueron organizados en tablas y almacenados para su análisis posterior.

5. **Generación de gráficas de observables cosmológicos.** Con los datos procesados, se construyeron gráficas que muestran:

   - el comportamiento de la densidad reliquia y la sección eficaz en función de la masa,
   - las fracciones de ramificación de los canales de aniquilación más relevantes,

   Por medio de estas gráficas que se pueden encontrar en las secciones 5.2.3 y 6.2.3 se puede identificar las regiones viables del espacio de parámetros proporcionando la información necesaria para los cálculos de flujos en CLUMPY.

La información obtenida durante estas corridas es utilizada posteriormente para generar los archivos de entrada de CLUMPY.

## 4.4. Predicciones para el flujo por aniquilación en Sph a partir de simulaciones en CLUMPY

A lo largo de la siguiente sección se habla sobre como el software CLUMPY [73] integra los temas antes vistos y su importancia en el desarrollo de este trabajo.

CLUMPY está dedicado al cálculo de señales de aniquilación y decaimiento de DM a través de rayos $\gamma$ o neutrinos, presentando halos de DM a diferentes escalas según el objeto de estudio. Debido a esto, CLUMPY cuenta con diversos módulos.

Las predicciones calculadas para cada simulación en CLUMPY son:

- **Factores astrofísicos**: calcula los factores J, para aniquilación de DM y D para decaimiento de DM, en distribuciones esféricas o triaxiales.
- **Flujos de neutrinos y rayos** $\gamma$: calcula el flujo de contribuciones galácticas o extragalácticas a partir tanto de la información sobre las características astrofísicas de las fuentes como del modelo de física de partícula que describa el proceso de aniquilación.
- **Análisis de Jeans**: ejecuta un análisis de Jeans para la reconstrucción de perfiles de DM a partir de datos sobre la distribución de velocidades estelares.

Para el desarrollo de esta tesis se considerará el factor $J$, ya que se está trabajando con partículas candidatas a DM estables cuyos productos provienen de la aniquilación. También se centrará en el flujo de rayos gamma, dado que son los productos de aniquilación más limpios y adecuados para la búsqueda indirecta de DM.

### 4.4.1. Flujos de rayos $\gamma$ y neutrinos

En CLUMPY el flujo de rayos $\gamma$ o $\nu$ para diferentes energías $E$ provenientes de la aniquilación o decaimiento de partículas de DM en el universo, expresado como $d\Phi_{\gamma,\nu}/dE$, depende de:

- Un término de Física de Partículas, $\frac{\mathrm{d}\Phi^{PP}_{\gamma,\nu}}{\mathrm{d}E}(E,z)$, el cual caracteriza el flujo producido por un solo proceso de aniquilación o decaimiento relacionado con las propiedades y acoplamientos del candidato a DM.
- Un factor astrofísico que codifica la distribución de la DM a lo largo de la línea de visión, cuya forma matemática varía según el objeto de estudio (si es galáctico o extragaláctico, o si se trata de un único halo frente a una población de halos),

$$I_{\gamma,\nu}(E) = \frac{\mathrm{d}\Phi\gamma,\nu}{\mathrm{d}E\ \mathrm{d}\Omega}. \tag{4.5}$$

Formalmente, el factor astrofísico $J$ para el caso de aniquilación se define como la integral de de proyección a lo largo de la linea de visión del cuadrado de la densidad de DM $\rho(\psi,\theta,l,\alpha,\beta)$, sobre el ángulo sólido subtendido en el plano de observación $\Delta\Omega = 2\pi\,(1-\cos\alpha_{\mathrm{int}}\,)$ en la coordenada $(l,\alpha,\beta)$,

$$J(\psi,\theta,\Delta\Omega) = \int_0^{\Delta\Omega}\int_{\mathrm{l.o.s}} \mathrm{d}l\ \mathrm{d}\Omega \times \rho^2. \tag{4.6}$$

#### Flujo Galáctico

La señal de la galaxia proviene tanto del halo principal suave como de los subhalos, con una densidad total promedio $\langle\rho_{\mathrm{tot}}\rangle(r) = \rho_{\mathrm{sm}}(r) + \langle\rho_{\mathrm{subs}}\rangle(r)$, donde $\rho_{\mathrm{sm}}$ representa el componente suave y $\langle\rho_{\mathrm{sub}}\rangle$ es la densidad promedio de las subestructuras en cada radio $r$. La contribución astrofísica al flujo de aniquilación se puede escribir de manera explícita como:

$$J^{\mathrm{gal}} = \int_0^{\Delta\Omega}\int_{l_{\mathrm{min}}}^{l_{\mathrm{max}}} \left(\rho_{\mathrm{sm}} + \sum_i \rho^i_{\mathrm{cl}}\right)^2 \mathrm{d}l\,\mathrm{d}\Omega, \tag{4.7}$$

donde $\rho^i_{\rm cl}$ corresponde a la densidad interna del cúmulo $i$-ésimo contenido en el elemento de volumen diferencial $\mathrm{d}V = l^2\,\mathrm{d}l\,\mathrm{d}\Omega$. De la (4.7) ecuación surgen tres términos (sólo componente suave, contribución de la subestructura y el producto cruzado):

$$\begin{aligned} J^{\rm gal}_{\rm sm} &\equiv \int_0^{\Delta\Omega}\int_{l_{\rm min}}^{l_{\rm max}} \rho^2_{\rm sm}\mathrm{d}l\,\mathrm{d}\Omega\,, \\ J^{\rm gal}_{\rm subs} &\equiv \int_0^{\Delta\Omega}\int_{l_{\rm min}}^{l_{\rm max}} \left(\sum_i \rho^i_{\rm cl}\right)^2 \mathrm{d}l\,\mathrm{d}\Omega\,, \\ J^{\rm gal}_{\rm cross-prod} &\equiv 2\int_0^{\Delta\Omega}\int_{l_{\rm min}}^{l_{\rm max}} \rho_{\rm sm}\sum_i \rho^i_{\rm cl}\mathrm{d}l\,\mathrm{d}\Omega\,. \end{aligned} \tag{4.8}$$

**Flujo de un solo halo**

Si se considera que el halo es local, $z \sim 0$ o que su extensión es lo suficientemente pequeña, $\Delta z/z \ll 1$, se pueden separar las contribuciones espectrales y astrofísicas en el cálculo del flujo. El flujo para aniquilación de DM para un halo individual, con el espectro elemental de la fuente $\frac{\mathrm{d}\Phi^{PP}_{\gamma,\nu}}{\mathrm{d}E}(E,z)$ es:

$$\frac{\mathrm{d}\Phi_{\rm ann}}{\mathrm{d}E_{\gamma,\nu}}(E_{\gamma,\nu},\,\Delta\Omega) \;=\; \frac{\mathrm{d}\Phi^{PP\ \rm annihil.}_{\gamma,\nu}(E)}{\mathrm{d}E} \times (1+z)^3 \int_0^{\Delta\Omega}\int_{\rm l.o.s.} \rho^2_{\rm halo}\,\mathrm{d}l\,\mathrm{d}\Omega\,. \tag{4.9}$$

### 4.4.2. Los factores $J$ para los flujos

CLUMPY evalúa el factor $J$ mediante integración numérica de la densidad de DM a lo largo de la línea de visión para cada dirección $(l,\Omega)$:

$$J_{\rm num}(\Delta\Omega) = \sum_i \rho^2_{\rm DM}(r_i)\,\Delta l_i\,\Delta\Omega_i, \tag{4.10}$$

el término $\rho^2_{\rm DM}(r_i)$ muestra como la tasa de aniquilación es proporcional al cuadrado de la densidad numérica $n^2$, siendo $\Delta l_i$ el espesor diferencial asociado a cada segmento a lo largo de la línea de visión, es decir, el tamaño del elemento discreto en la dirección $l$, que determina cuánto aporta ese punto específico a la integral total y $\Delta\Omega_i$ representa el elemento de ángulo sólido correspondiente a la dirección en el cielo considerada para ese segmento, de forma que al sumar sobre todos los elementos $i$, CLUMPY reconstruye numéricamente la integral continua del factor $J$, obteniendo su valor integrado dentro del ángulo sólido $\Delta\Omega$. Los resultados pueden obtenerse como:

- $J(\theta)$ : función del ángulo observado.
- $J_{\rm int}$ : valor integrado dentro de un $\Delta\Omega$ dado.
- $J_{\rm mean}$ : promedio angular.

### 4.4.3. Implementación de CLUMPY

La implementación del software CLUMPY [73] constituye la etapa final del análisis numérico, ya que permite transformar la información procedente de la Física de Partículas —obtenida con MicrOMEGAs— en predicciones astrofísicas observables. El propósito principal es calcular los factores-$J$ y los perfiles de intensidad $I_\gamma(\theta)$ para galaxias enanas esferoidales (dSph), así como estimar el flujo de rayos gamma esperado por aniquilación de DM en sus halos.

El procedimiento seguido para utilizar CLUMPY se detalla a continuación.

1. **Construcción de la tabla de parámetros estructurales de cada dSph.**

   Como entrada mínima, CLUMPY requiere un archivo que especifique la estructura del halo de DM para cada galaxia. Para ello se construyó una tabla recopilando los parámetros estructurales derivados de estudios dinamo–cinemáticos de dSph: coordenadas $(l, b)$, distancia heliocéntrica, radio característico $r_s$, densidad característica $\rho_s$ y el perfil utilizado (por ejemplo, NFW o Zhao).

   Un ejemplo del formato empleado se encuentra en la Figura 4.3.

   f Name Type l b d[kpc] z Rdelta[kpc] rho$_s[Msol/kpc^3]r_s[kpc]profile$
   URSA$_M INORDSPH 105.044.866 - 10.561.006 e 80.49 kZHAO 1.03.01.0$

   *Figura 4.3: Formato de entrada de los parámetros de galaxias usados en CLUMPY*

   Este archivo sirve como referencia para todos los cálculos posteriores del factor-$J$ y del flujo.

2. **Generación automatizada de archivos de entrada mediante Python.**

   A partir de los resultados obtenidos en MicrOMEGAs, se construyeron archivos de entrada para CLUMPY en formato .txt, cada archivo contiene la información física necesaria para evaluar el flujo gamma, a saber:

   - gPP_BR: razones de ramificación (branching ratios) de los canales de aniquilación,
   - gPP_DM_ANNIHIL_SIGMAV_CM3PERS: sección eficaz térmicamente promediada $\langle \sigma v \rangle$,
   - gPP_DM_MASS_GEV: masa del candidato de DM,
   - gSIM_OUTPUT_DIR: directorio donde se guardarán los resultados.

   Estos archivos fueron generados de forma automatizada utilizando un script de Python [74], el cual leyó los valores de masa, $\langle \sigma v \rangle$ y BRs calculados para cada punto del barrido en MicrOMEGAs y los transfirió al formato requerido por CLUMPY. Este paso permitió vincular directamente los resultados de física de partículas con las predicciones astrofísicas.

3. **Ejecución automatizada de CLUMPY en modo -h3.**

   CLUMPY cuenta con distintos modos de operación. El modo -h3 se utiliza para ejecutar simulaciones sobre uno o varios halos definidos por el usuario mediante archivos externos, por lo que es el adecuado para analizar galaxias enanas esferoidales.

   Para procesar todos los archivos generados previamente, se empleó un ciclo en bash:

   ```
   for f in *.txt
   do
   echo "$f%.*"
    clumpy -h3 -i $f | tee salidas_ clumpy/$f%.*
   done
   ```

   *Figura 4.4: bash para correr recursivamente CLUMPY*

   Este procedimiento permitió ejecutar automáticamente CLUMPY para cada conjunto de parámetros (masa, BRs y sección eficaz), generando para cada galaxia:

- el perfil de intensidad $I_\gamma(\theta)$,
- el factor-$J(\theta)$,
- el valor integrado $J_{\rm int}$,
- la intensidad promedio $\langle I_\gamma \rangle$.

Estos resultados son necesarios para construir los perfiles angulares y comparar las distintas galaxias.

4. **Extracción de datos relevantes mediante** `Python`**.**

   Las salidas de `CLUMPY`, generadas en formato de texto y organizadas por carpetas, fueron procesadas mediante scripts de `Python` para extraer los observables astrofísicos de interés. En particular, se recopilaron:

   - el perfil de intensidad $I_\gamma(\theta)$ para distintos ángulos de apertura,
   - el factor-$J$ como función del ángulo,
   - el valor integrado del factor-$J$ dentro de un ángulo sólido,
   - la intensidad promedio $\langle I_\gamma \rangle$ dentro del área observada.

   Estos datos se organizaron en tablas y se utilizaron para generar las gráficas que se presentan en las secciones 5.3.1 y 6.3.1 del capítulo de resultados.

Este procedimiento permitió integrar de manera consistente la información de física de partículas y astrofísica, generando predicciones para el flujo de rayos gamma en galaxias enanas esferoidales bajo modelos escalares de DM.

Finalmente se puede decir que en conjunto, las herramientas y procedimientos descritos en este capítulo sustentan la base computacional utilizada para el estudio de DM en este trabajo. En los siguientes capítulos se dará un análisis detallado de las extensiones escalares consideradas, así como en la interpretación de los resultados obtenidos mediante las técnicas previamente expuestas.

# Capítulo 5

# Modelo Estándar extendido con dos singletes escalares reales

En este capítulo se desarrolla una extensión al Modelo Estándar, la cual está basada en el artículo *"An update on the two singlet dark matter model"* de los autores T. Basak, B. Coleppa y K. Loho. En ella se agregan dos singletes escalares reales. Se realiza una breve introducción al modelo y se replican los cálculos para la matriz de masa y las gráficas de los parámetros $\lambda_X$ y $\lambda_H$, esto apoyado en los programas `Mathematica` [68] y Python [74], y replicando los cálculos del mencionado artículo. Aunado a ello, se realiza la búsqueda de cotas para otros parámetros, así como la implementación del modelo en `FeynRules` [69] y el estudio de una partícula candidata a DM por medio de `MicrOmegas` [71] y `CLUMPY` [73].

## 5.1. Modelo

La expansión al Modelo Estándar se genera a partir de dos singletes escalares reales $S$ y $X$ bajo una simetría $Z_2 \times Z_2'$ tal que

$$S \xrightarrow{Z_2'} -S, \qquad S \xrightarrow{Z_2} S \qquad \text{y} \qquad X \xrightarrow{Z_2} -X, \qquad X \xrightarrow{Z_2'} X$$

donde $Z_2$ se rompe espontáneamente lo cual produce que $X$ trabaje como una partícula mediadora, mientras $Z_2'$ se mantiene intacta, obteniendo a partir de $S$ una partícula estable que se convierte en un buen candidato a DM [75]. Según los autores T. Basak, B. Coleppa y K. Loho [61] la extensión al lagrangiano escalar para sumar estos nuevos escalares es de la forma:

$$\mathcal{L}_{esc} = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi + \frac{1}{2}\partial^\mu X \partial_\mu X + \frac{1}{2}\partial^\mu S \partial_\mu S - V_S \tag{5.1}$$

con potencial escalar

$$\begin{aligned} V_S \;=\; & -\tfrac{1}{2}\mu_\Phi^2 \Phi^\dagger\Phi + \tfrac{1}{4}\lambda_H(\Phi^\dagger\Phi)^2 - \tfrac{1}{2}\mu_X^2 X^2 + \tfrac{1}{4}\lambda_X X^4 + \tfrac{1}{2}\mu_S^2 S^2 + \tfrac{1}{4}\lambda_S S^4 \\ & + \lambda_{HX}\Phi^\dagger\Phi X^2 + \lambda_{HS}\Phi^\dagger\Phi S^2 + \lambda_{SX} S^2 X^2 \end{aligned} \tag{5.2}$$

donde $\Phi$ es el doblete de Higgs del Modelo Estándar, $\lambda_H$, $\lambda_S$, $\lambda_X$, $\lambda_{HS}$, $\lambda_{HX}$, $\lambda_{SX}$ y $\mu_\Phi$, $\mu_S$, $\mu_X$ son los parámetros de auto acoplamiento, acoplamiento y masa, del Higgs y de los dos nuevos singletes.

Los campos $\Phi$ y $X$ adquieren valores de expectación $v_h$ y $v_X$, respectivamente, quedando como:

$$X = h_1 + v_X \tag{5.3}$$

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ h_0 + v_h \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

donde $h_1$ y $h_0$ representan excitaciones al rededor de los vevs [61].

Partiendo del doblete $\Phi = \begin{pmatrix} \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$ y de los singletes $S$ y $X$ se puede reescribir el lagrangiano como:

$$\begin{aligned} V_S \;=\; & \tfrac{1}{16}\phi_1^4\lambda_H + \tfrac{1}{16}\phi_2^4\lambda_H + \tfrac{1}{16}\phi_3^4\lambda_H + \tfrac{1}{16}\phi_4^4\lambda_H + \tfrac{1}{8}\phi_1^2\phi_2^2\lambda_H + \tfrac{1}{8}\phi_1^2\phi_3^2\lambda_H + \tfrac{1}{8}\phi_2^2\phi_3^2\lambda_H + \tfrac{1}{8}\phi_1^2\phi_4^2\lambda_H \\ & + \tfrac{1}{8}\phi_2^2\phi_4^2\lambda_H + \tfrac{1}{8}\phi_3^2\phi_4^2\lambda_H - \tfrac{1}{4}\phi_1^2\mu_H^2 - \tfrac{1}{4}\phi_2^2\mu_H^2 - \tfrac{1}{4}\phi_3^2\mu_H^2 - \tfrac{1}{4}\phi_4^2\mu_H^2 + \tfrac{1}{2}s^2\phi_1^2\lambda_{\text{HS}} + \tfrac{1}{2}s^2\phi_2^2\lambda_{\text{HS}} \\ & + \tfrac{1}{2}s^2\phi_3^2\lambda_{\text{HS}} + \tfrac{1}{2}s^2\phi_4^2\lambda_{\text{HS}} + \tfrac{1}{2}x^2\phi_1^2\lambda_{\text{HX}} + \tfrac{1}{2}x^2\phi_2^2\lambda_{\text{HX}} + \tfrac{1}{2}x^2\phi_3^2\lambda_{\text{HX}} + \tfrac{1}{2}x^2\phi_4^2\lambda_{\text{HX}} + \tfrac{s^4\lambda_S}{4} \\ & + \tfrac{1}{2}s^2\mu_S^2 + s^2x^2\lambda_{\text{SX}} + \tfrac{x^4\lambda_X}{4} - \tfrac{1}{2}x^2\mu_X^2 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Se hace uso de el Hessiano del potencial evaluado en el mínimo con el fin de llegar a la matriz de masa

$$(M^2)_{ij} \;=\; \left.\frac{\partial^2 V_S}{\partial\psi_i\,\partial\psi_j}\right|_{\psi=\langle\psi\rangle} \tag{5.6}$$

donde $\psi_{i,j} = (s, x, \Phi_h)$ Después de evaluar el potencial en la ecuación anterior por primera vez, dado que únicamente $\phi_3$ y $x$ adquieren valor de expectación se tienen solo dos derivadas con valor diferente a cero.

$$\frac{\partial V_S}{\partial\phi_3} = \frac{1}{4}v_h^3\,\lambda_H + v_h\,v_X^2\,\lambda_{HX} - \frac{1}{2}v_h\,\mu_H^2, \qquad \frac{\partial V_S}{\partial x} = v_h^2\,v_X\,\lambda_{HX} + v_X^3\,\lambda_X - v_X\,\mu_X^2 \tag{5.7}$$

A partir de ello es es posible establecer las condiciones de tadpole para $v_X$ y $v_h$

$$v_X \;= \frac{\sqrt{\lambda_H\mu_X^2 - 2\mu_H^2\lambda_{\text{HX}}}}{\sqrt{\lambda_H\lambda_X - 4\lambda_{\text{HX}}^2}} \qquad v_h \;= \frac{\sqrt{2\mu_H^2\lambda_X - 4\lambda_{\text{HX}}\mu_X^2}}{\sqrt{\lambda_H\lambda_X - 4\lambda_{\text{HX}}^2}} \tag{5.8}$$

De la misma derivada se obtiene las ecuaciones para los parámetros de masa

$$\mu_X = \sqrt{v_h^2\lambda_{\text{HX}} + v_X^2\lambda_X} \tag{5.9}$$

$$\mu_H = \sqrt{\frac{1}{2}v_h^2\lambda_H + 2\lambda_{\text{HX}}v_X^2} \tag{5.10}$$

Posteriormente, evaluando por segunda vez $V_S$ en (5.6) se llega a la matriz de masas:

$$M^2 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}v_h^2\lambda_H & 0 & 2v_h\lambda_{\text{HX}}v_X & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2v_h\lambda_{\text{HX}}v_X & 0 & 2v_X^2\lambda_X & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & v_h^2\lambda_{\text{HS}} + \mu_S^2 + 2\lambda_{\text{SX}}v_X^2 \end{pmatrix} \tag{5.11}$$

de donde se obtiene la siguiente ecuación en la cual $M_S$ es la masa del candidato

$$\mu_S = \sqrt{2M_S^2 - v_h^2\lambda_{\text{HS}} - 2\lambda_{\text{SX}}v_X^2} \tag{5.12}$$

Reduciendo (5.1) se llega a la matriz de mezcla para $H$ y $X$,

$$M^2_{HX} = \begin{pmatrix} \frac{1}{4}v_h^2\lambda_H & v_h\lambda_{\mathrm{HX}}v_X \\ v_h\lambda_{\mathrm{HX}}v_X & v_X^2\lambda_X \end{pmatrix} \tag{5.13}$$

La cual es diagonalizable llegando a las siguientes masas para las partículas tipo Higgs

$$M^2_X = \frac{1}{8}\left(v_h^2\lambda_H + 4v_X^2\lambda_X - \sqrt{v_h^4\lambda_H^2 - 8v_h^2\lambda_H v_X^2\lambda_X + 64v_h^2\lambda^2_{\mathrm{HX}}v_X^2 + 16v_X^4\lambda_X^2}\right) \tag{5.14}$$

$$M^2_H = \frac{1}{8}\left(v_h^2\lambda_H + 4v_X^2\lambda_X + \sqrt{v_h^4\lambda_H^2 - 8v_h^2\lambda_H v_X^2\lambda_X + 64v_h^2\lambda^2_{\mathrm{HX}}v_X^2 + 16v_X^4\lambda_X^2}\right) \tag{5.15}$$

Mismas a las que se asignan los valores $M_H = 125$ GeV correspondiente al valor del bosón de Higgs [1], y $M_X = 80$ GeV, esto considerando $M_X > m_h/2 \simeq 62.5$ GeV donde el canal $H \to XX$ ya no es cinemáticamente permitido, evitando las restricciones experimentales sobre el ancho invisible del Higgs[1].

Dado que existe una mezcla se puede obtener el angulo de mezcla $\theta$ haciendo uso de la matriz $R = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$,

$$\tan 2\theta = \frac{2v_h\lambda_{\mathrm{HX}}v_X}{\frac{1}{4}v_h^2\lambda_H - v_X^2\lambda_X}. \tag{5.16}$$

De esta forma la extensión escalar considerada introduce dos singletes reales, permitiendo la diagonalización del sector escalar para identificar al candidato a DM, así como los estados físicos tipo Higgs y su ángulo de mezcla. Este desarrollo constituye la base empleada para la implementación del modelo en `FeynRules` y el posterior análisis fenomenológico.

## 5.2. Implementación y análisis fenomenológico del modelo

A partir de lo anterior se procede a la construcción del modelo en `FeynRules` [69], con el fin de obtener los vértices de interacción y los acoplamientos efectivos entre los nuevos campos y el SM. Posteriormente, dichos resultados se utilizan para calcular observables relevantes mediante `MicrOMEGAs` [71].

### 5.2.1. Obtención de acoplamientos en `FeynRules`

Como ya se vio en el capítulo 4, `FeynRules` es una paquetería desarrollada en Mathematica que permite implementar modelos de física de partículas a partir de su Lagrangiano. En ella se definen los campos, simetrías y parámetros, con lo cual el programa calcula de manera automática los vértices de interacción y genera los archivos necesarios para trabajar en otros programas, como `CalcHEP`, `MadGraph` o `MicrOMEGAs`.

En este trabajo se utilizó `FeynRules` para obtener los acoplamientos asociados al modelo, verificando la consistencia de las interacciones derivadas del potencial escalar, también se obtuvieron los archivos necesarios para trabajar en `MicrOMEGAs`. Esto partiendo del potencial escalar definido en la Sección 5.1, definiendo los nuevos singletes $S$ y $X$, el valor de expectación $v_X$ y los parámetros involucrados.

Los vértices que involucran al candidato a DM se encuentran en la Tabla 5.1. La tabla completa de los acoplamientos obtenidos se encuentran en el Apéndice A.

[1] El ancho invisible del Higgs ($\Gamma_{inv}$) es la parte del ancho total de desintegración del Higgs que corresponde a canales no detectables experimentalmente [61, 76].

| Campos | Vértice |
|---|---|
| $S_1\, S_2\, S_3\, S_4$ | $-6i\lambda_S$ |
| $S_1\, S_2\, X_3$ | $-2i\lambda_{HS}\, v_h \cos\theta + 4i\lambda_{SX}\, v_X \sin\theta$ |
| $H_1\, S_2\, S_3$ | $-4i\lambda_{SX}\, v_X \cos\theta - 2i\lambda_{HS}\, v_h \sin\theta$ |
| $H_1\, H_2\, S_3\, S_4$ | $-4i\lambda_{SX} \cos^2\theta - 2i\lambda_{HS} \sin^2\theta$ |
| $S_1\, S_2\, X_3\, X_4$ | $-2i\lambda_{HS} \cos^2\theta - 4i\lambda_{SX} \sin^2\theta$ |
| $H_1\, S_2\, S_3\, X_4$ | $4i\lambda_{SX} \cos\theta \sin\theta - 2i\lambda_{HS} \cos\theta \sin\theta$ |

*Tabla 5.1: Vértices que involucran al campo escalar $S$.*

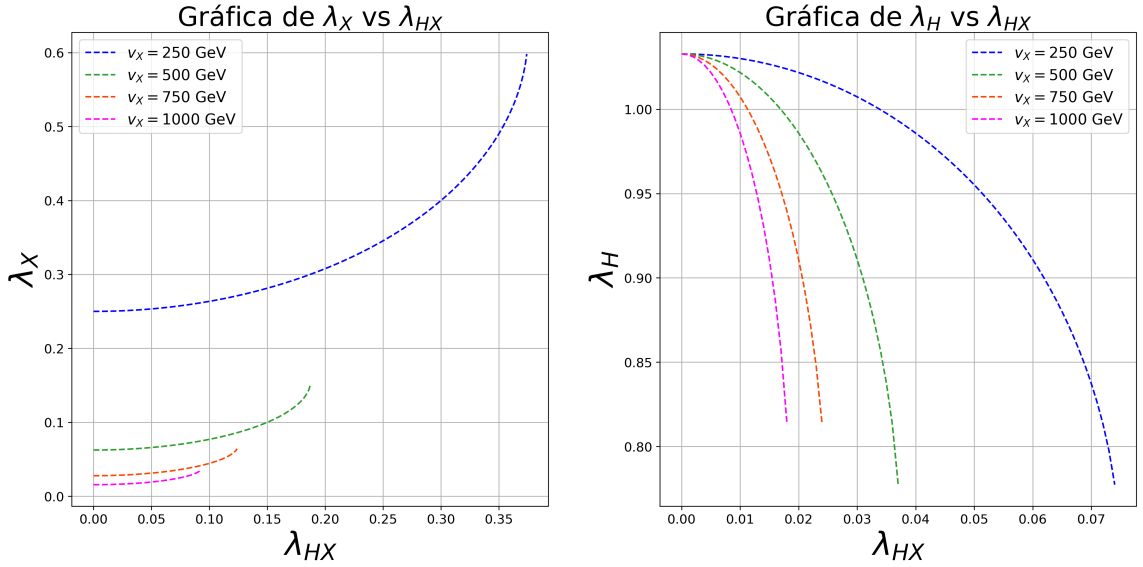
### 5.2.2. Exploración de parámetros del potencial

El modelo cuenta con 9 parámetros por definir ($\lambda_X$, $\lambda_S$, $\lambda_H$, $\lambda_{HX}$, $\lambda_{HS}$, $\lambda_{SX}$, $M_H$, $M_X$, y $v_X$) de los cuales se procura dejar el menor numero posible libres.

A partir de (5.14) y (5.15) se llega a ecuaciones para $\lambda_X$ y $\lambda_H$ a partir de las cuales se busca un rango de valores para los parámetros $\lambda_H$, $\lambda_X$, $\lambda_{HX}$ y $v_x$.

$$\lambda_X = \frac{-\sqrt{(M_H^2 - M_X^2)^2 - 4v_h^2\lambda_{\mathrm{HX}}^2 v_X^2} + M_H^2 + M_X^2}{2v_X^2} \tag{5.17}$$

$$\lambda_H = \frac{2\left(\sqrt{(M_H^2 - M_X^2)^2 - 4v_h^2\lambda_{\mathrm{HX}}^2 v_X^2} + M_H^2 + M_X^2\right)}{v_h^2} \tag{5.18}$$




(a) Relacion de los parámetros $\lambda_X$ y $\lambda_{HX}$ fijando $M_H = 125$, $M_X = 80$, $v_h = 246$ y cuatro valores de $v_x$ (250GeV, 500GeV, 750GeV, 1000GeV).

(b) Relación de los parámetros $\lambda_H$ y $\lambda_{HX}$ fijando $M_H = 125$, $M_X = 80$, $v_h = 246$ y cuatro valores de $v_x$ (250 GeV, 500 GeV, 750 GeV, 1000 GeV).

*Figura 5.1: De la gráfica en la Fig. 5.1(a) se observa que al disminuir $v_x$ los valores para las lambdas aumentan, también se puede notar que la relación entre $\lambda_{HX}$ y $\lambda_X$ es directamente proporcional. En la gráfica de la Fig. 5.1(b) el comportamiento entre $v_x$ y las lambdas permanece igual, pero la relación entre $\lambda_{HX}$ y $\lambda_X$ es inversamente proporcional. En ambos casos $v_x = 1000$ GeV y $v_x = 750$ GeV permiten valores de lambdas aceptables.*

A partir de las gráficas mostradas en la Figura 5.1 se seleccionan dos valores para $v_x$, 750 GeV y 1000 GeV. De las gráficas en la Figura 5.2 se establece que para $v_x = 750\,\text{GeV}$, $\lambda_{HX}$ se encuentra en el intervalo $[0, 0.024)$ y para $v_x = 1000\,\text{GeV}$ tenemos valores para $\lambda_{HX}$ en $[0, 0.018)$.

Los parámetros $\lambda_{HS}$ y $\lambda_{SX}$ pueden ser fijados a partir de la sección eficaz de aniquilación con calor canónico de $3 \times 10^{-26}\,\text{cm}^3\text{s}$ y que se puede calcular mediante [75]:

$$\langle \sigma(SS \to HH + XX)v \rangle \approx \left[ \frac{\lambda_{SSXX}^2 + \lambda_{SSHH}^2 + \lambda_{HXSS}^2}{32\pi M_S^2} \right] \tag{5.19}$$

Se utilizan los valores para $\lambda_{SSXX}^2$, $\lambda_{SSHH}^2$ y $\lambda_{HXSS}^2$ provenientes de la tabla 5.1, llegando a la expresión

$$< \sigma v >= \frac{\left(\cos\theta^4 + \sin\theta^4 + 4\sin\theta^2\cos\theta^2\right)\left(\frac{1}{4}\lambda_{HS}^2 + \lambda_{SX}^2\right) - 2\lambda_{HS}\lambda_{SX}\sin\theta^2\cos\theta^2}{32\pi M_S^2} \tag{5.20}$$

Sustituyendo $\theta$ con la ecuación (5.16) y útilizando los valores máximos de la Tabla 5.2 para $M_H$, $M_X$, $\lambda_{HX}$, $v_h$ y $v_X$ se llega a ecuaciones para $< \sigma v >$ que dependen unicamente de $\lambda_{SX}$, $\lambda_{HS}$ y $M_S$.

$$< \sigma v >_{SR1}= \frac{0.847903\left(\frac{\lambda_{\text{HS}}^2}{4} + \lambda_{\text{SX}}^2\right) - 0.233542\lambda_{\text{HS}}\lambda_{\text{SX}}}{32\pi M_S^2} \tag{5.21}$$

$$< \sigma v >_{SR2}= \frac{1.9312\left(\frac{\lambda_{\text{HS}}^2}{4} + \lambda_{\text{SX}}^2\right) - 0.4608\lambda_{\text{HS}}\lambda_{\text{SX}}}{32\pi M_S^2} \tag{5.22}$$

A partir de las ecuaciones anteriores y utilizando el valor $< \sigma v >= 3 \times 10^{-26}$ se llega a expresiones para $M_S$ dependientes únicamente de $\lambda_{HS}$ y $\lambda_{SX}$, de las cuales se obtienen las gráficas mostradas en la Figura 5.3, de las cuales se consideran los valores por debajo de $M_S < 1000$ GeV. De esta forma se tienen los resultados mostrados en la Tabla 5.2.

| Escenario | $M_H$ | $M_X$ | $\lambda_{HX}$ | $\lambda_{SX}$ | $\lambda_{HS}$ | $v_h$ | $v_X$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| SR1 | 125GeV | 80 GeV | 0 a 0.024 | 0 a $1.95 \times 10^{-9}$ | 0 a $3.9 \times 10^{-9}$ | 246 GeV | 750 GeV |
| SR2 | 125GeV | 80 GeV | 0 a 0.018 | 0 a $1.27 \times 10^{-9}$ | 0 a $2.55 \times 10^{-9}$ | 246 GeV | 1000 GeV |

*Tabla 5.2: Parámetros utilizados para los escenarios SR1 y SR2.*

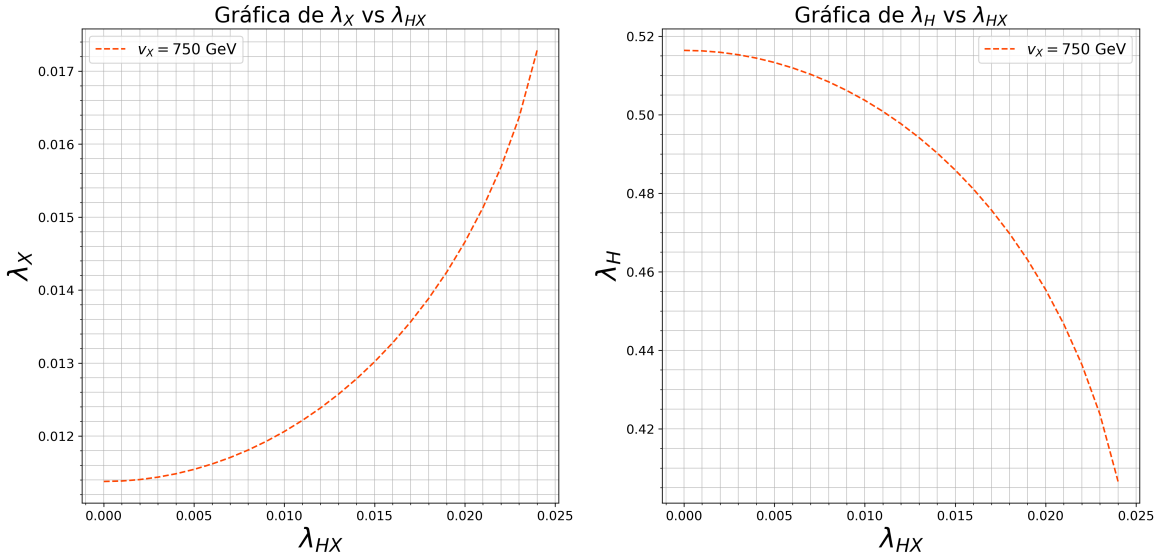
En la Tabla 5.2 se encuentran los valores para los parámetros libres, los siguientes cálculos fueron realizados con el escenario SR2.

### 5.2.3. Análisis de densidad reliquia con `MicrOMEGAs`

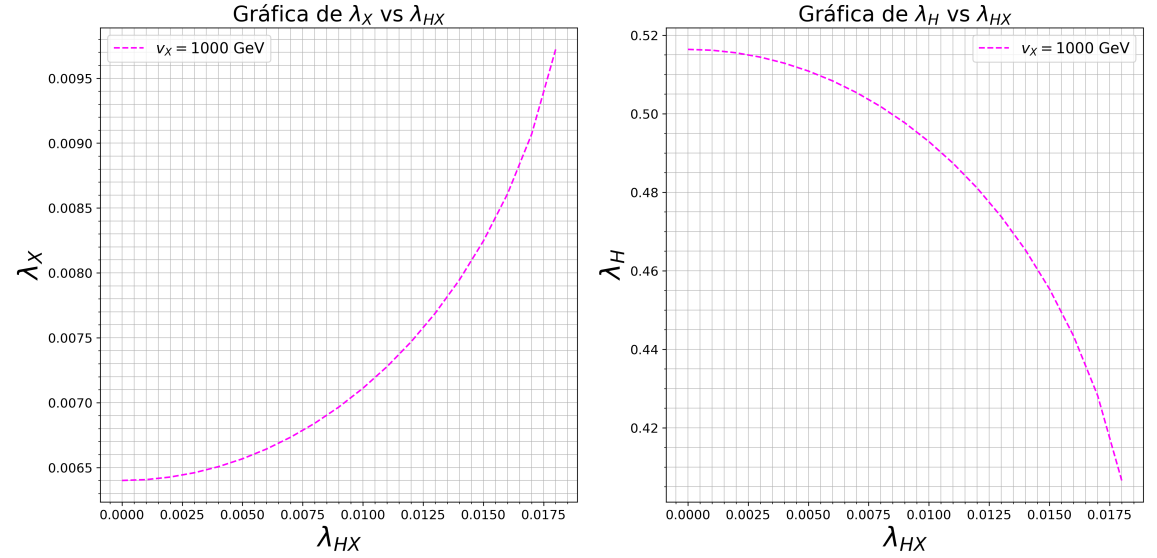
Haciendo uso del sofware `MicrOMEGAs` se obtienen resultados para analizar la viabilidad del Escalar S como candidato a DM en base al valor canónico de $\Omega h^2$, además de las contribuciones de los canales de aniquilación a la sección eficaz de aniquilación, así como la comparación de esta con el valor canónico para $\langle v\sigma \rangle$.

Este programa utiliza los archivos generados en `FeynRules` para la Física de Partículas y a través de Python se generan archivos de entrada que asignan valores a los parámetros del modelo, en este caso haciendo uso del escenario SR2 la Tabla 5.2. Posteriormente se hace un barrido para $M_S$ en el intervalo $[50, 1000]$ GeV generando 100,000 puntos.

En la gráfica de la Figura 5.4 se muestra la dependencia de la densidad reliquia $\Omega h^2$ con la masa del candidato $M_S$. Es posible observar que, para masas menores a $300$ GeV, la densidad

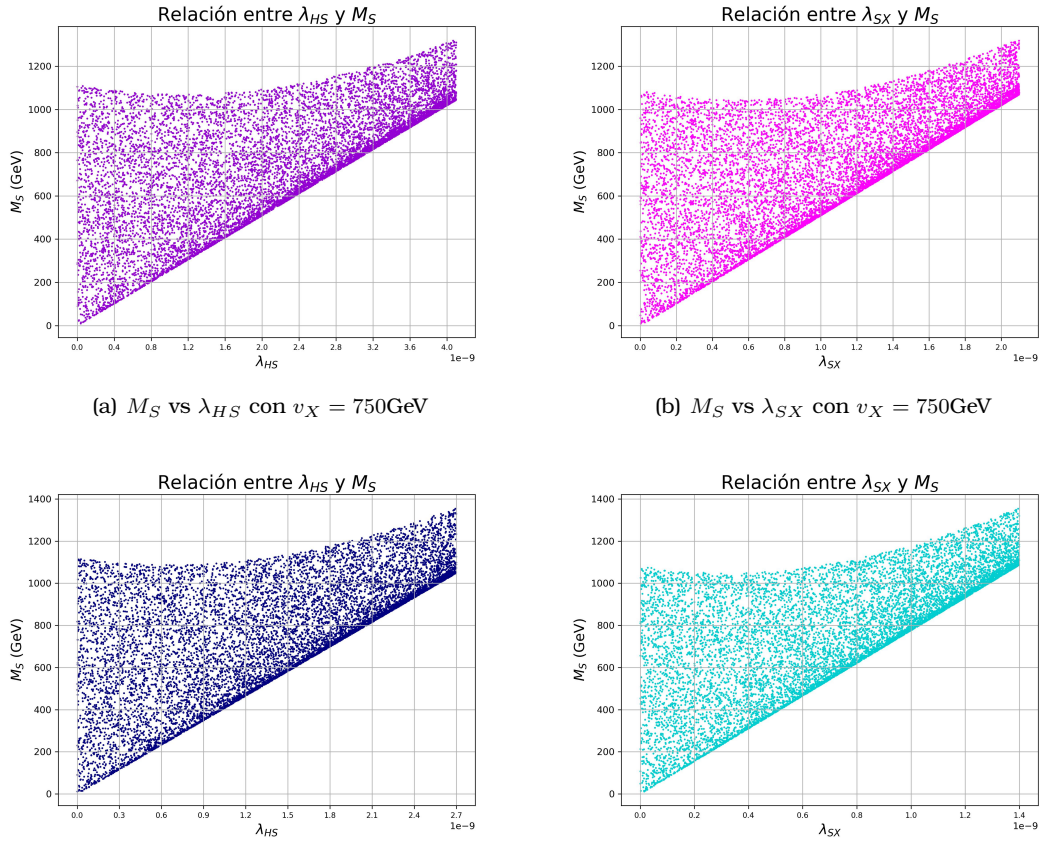



(a) $\lambda_X$ y $\lambda_H$ en función de $\lambda_{HX}$, fijando $M_H = 125$, $M_X = 80$, $v_h = 246$ y $v_x = 750$GeV.




(b) $\lambda_X$ y $\lambda_H$ en función de $\lambda_{HX}$, fijando $M_H = 125$, $M_X = 80$, $v_h = 246$ y $v_x = 1000$GeV.

*Figura 5.2: En las gráficas 5.2(a) y 5.2(b) se observa con mayor precisión el rango de aceptación para $\lambda_{HX}$ considerando $v_x = 750$ GeV (0 a 0.024) y $v_x = 1000$ GeV (0 a 0.018).*




(a) $M_S$ vs $\lambda_{HS}$ con $v_X = 750$GeV

(b) $M_S$ vs $\lambda_{SX}$ con $v_X = 750$GeV

(c) $M_S$ vs $\lambda_{HS}$ con $v_X = 1000$GeV

(d) $M_S$ vs $\lambda_{SX}$ con $v_X = 1000$GeV

*Figura 5.3: Gráficas de $M_S$ en función de $\lambda_{SH}$ y $\lambda_{SX}$ con $< \sigma v >= 3 \times 10^{-26}$ .*

reliquia disminuye rápidamente, esto indica una alta tasa de aniquilación hacia los canales del Modelo Estándar disponibles en esa región, principalmente $SS \to W^+W^-$ y $SS \to ZZ$. Conforme la masa aumenta, la densidad reliquia va en aumento.

Se observa un pico en torno a $M_S \simeq 600$ GeV, este corresponde a la región de resonancia, en la cual el doble de la masa del candidato a DM se aproxima a la masa del bosón escalar más pesado, $2M_S \approx M_H$. En este punto, la aniquilación se encuentra fuertemente suprimida, dando lugar a un exceso en la densidad.

En la ampliación de la gráfica se encuentra la región compatible con la cota experimental obtenida por el satélite Planck [3], zona donde el modelo permite un único candidato viable para DM.

Para un resultado mas preciso se realizó un filtro en el intervalo $0.119 < \Omega h^2 < 0.121$ obteniendo un total de 110 valores dentro de la cota de aceptación.

En la Figura 5.5 se muestra la gráfica para los valores para la masa del candidato dentro de la cota de densidad reliquia $\Omega h^2 = 0.120 \pm 0.001$ [43], teniendo un valor máximo para $M_S$ de $475.34$ GeV y uno mínimo de $472.67$ GeV.

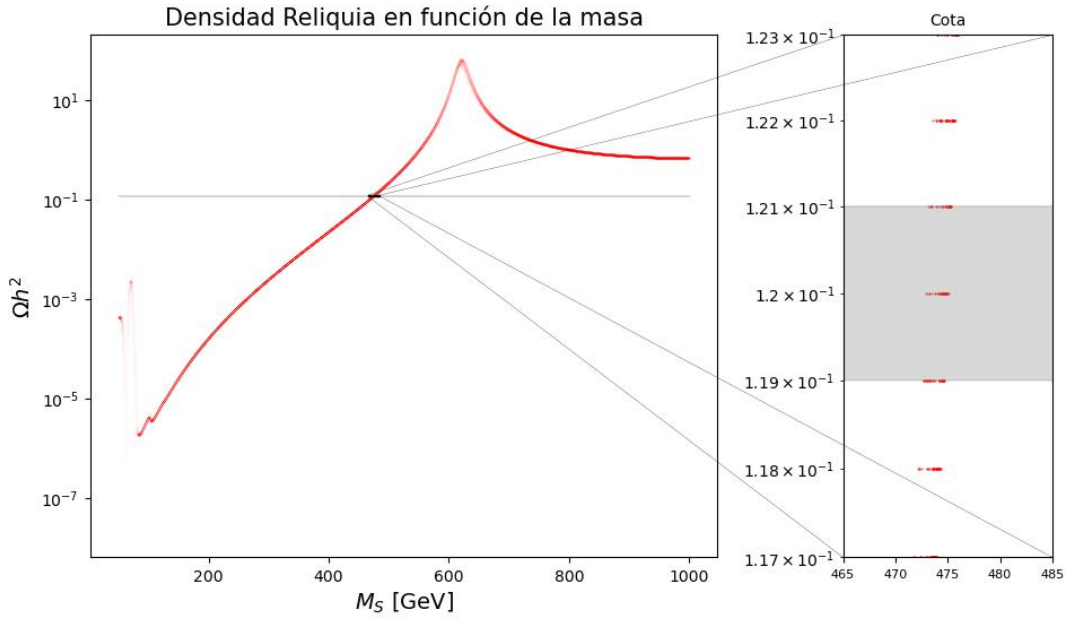



*Figura 5.4: Densidad reliquia en función de la masa. En el recuadro de la izquierda se observa un acercamiento a la región de aceptación para un único candidato.*

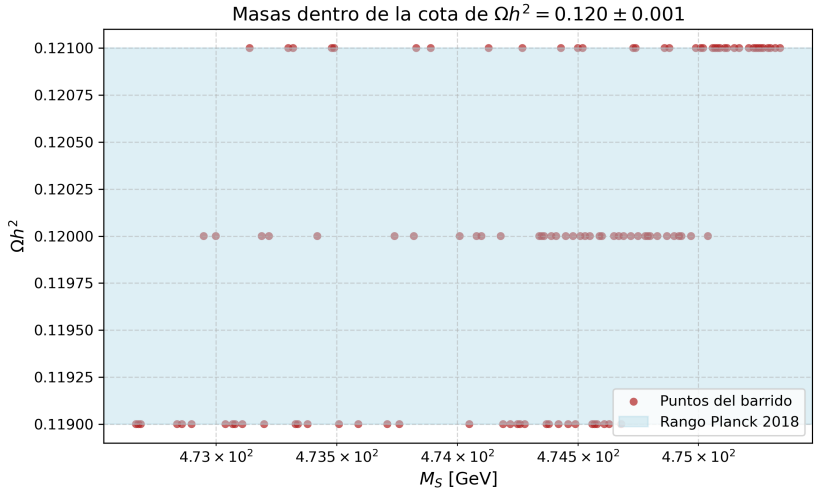



*Figura 5.5: Densidad reliquia en función de la masa dentro de la cota de densidad reliquia.*

En el caso de la sección eficaz, se puede notar de la gráfica mostrada en la Figura 5.6 que alrededor de los valores de masa mencionados anteriormente, el orden de magnitud de $\langle \sigma v \rangle$ se encuentra cercano a $10^{-26}\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}$, lo cual coincide con el valor esperado para una partícula de DM térmica que reproduce la densidad reliquia observada en el Universo.

Este comportamiento es el esperado y característico del escenario térmico que se utilizó, el freeze-out.

El decaimiento de la sección eficaz alrededor de $M_S \simeq 600$ GeV corresponde a la ya mencionada región de resonancia. En este punto, la aniquilación se ve fuertemente suprimida.

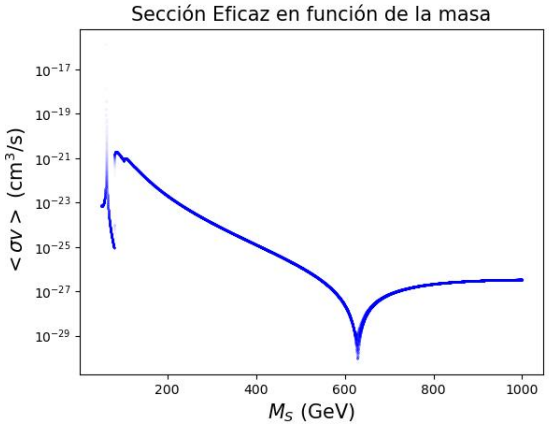



*Figura 5.6: Sección eficaz en función de la masa.*

**Canales de Aniquilación**

Otra de las salidas importantes obtenidas de `MicrOmegas` son las razones de ramificación para los canales de aniquilación que se pueden ver en la gráfica de la Figura 5.7, los cuales son de gran importancia para el cálculo del flujo de rayos $\gamma$, pues diferentes canales producen espectros de fotones con intensidades y formas características..

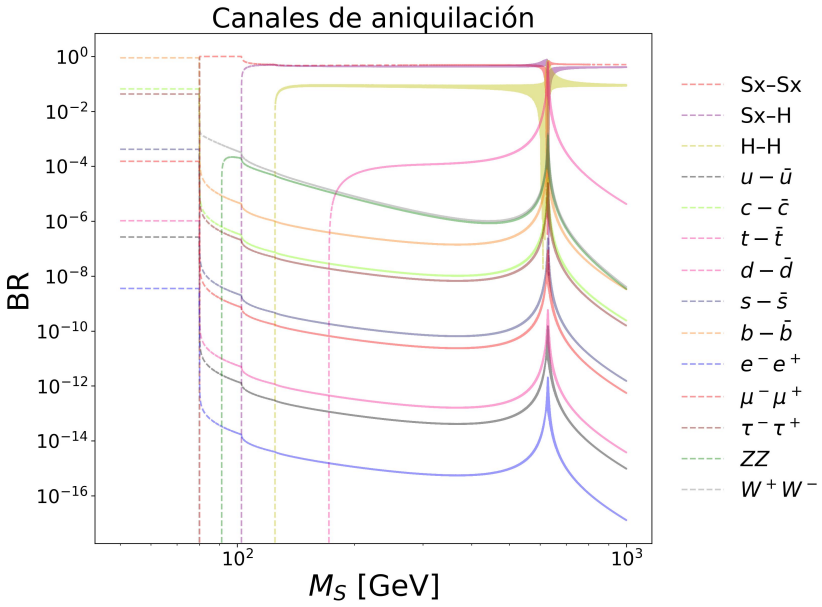



*Figura 5.7: Canales de aniquilación posibles en el modelo.*

Estos canales de aniquilación obtenidos mediante `MicrOMEGAs` permiten identificar qué procesos dominan la producción de partículas del SM por la aniquilación de pares de partículas de

DM. Cada curva de la Figura 5.7 muestra los BR's asociados a cada canal específico de aniquilación en función de la masa del candidato a DM, a masas pequeñas la aniquilación tiende a producir pares de fermiones, mientras que a masas mayores los principales productos son partículas vectoriales y escalares.

## 5.3. Flujo de rayos gamma con CLUMPY

Como ya se mencionó en el capítulo 2 la detección indirecta de materia oscura consiste en el análisis del flujo de rayos gamma producido por los procesos de aniquilación o decaimiento de las partículas de DM en regiones astrofísicas con alta densidad de DM.

El programa CLUMPY [73] permite modelar este flujo a partir de la distribución espacial de la DM en distintos perfiles de halo y calcular el llamado factor-$J$, el cual proporciona la contribución astrofísica de la densidad de DM a lo largo de la línea de visión.

A partir de este factor, es posible estimar el flujo diferencial de rayos gamma esperado para un modelo dado de aniquilación como se muestra en la (2.12).

A continuación se presentan los resultados obtenidos para el modelo de dos singletes escalares reales, considerando diferentes halos de DM en el perfil NFW, dichos halos fueron modelados a partir de los datos en la Tabla 5.3.

| Nombre | $l$ | $b$ | $d$ [kpc] | $z$ | $R_\Delta$ [kpc] | $\rho_s$ [$M_\odot$/kpc$^3$] | $r_s$ [kpc] | $\alpha$ | $\beta$ | $\gamma$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| URSA_MINOR | 105.0 | 44.8 | 66 | -1 | 0.56 | $1.006 \times 10^8$ | 0.49 | 1.0 | 3.0 | 1.0 |
| SCULPTOR | 287.5 | -83.2 | 79 | -1 | 0.52 | $8.80 \times 10^7$ | 0.38 | 1.0 | 3.0 | 1.0 |
| DRACO | 86.4 | 34.7 | 82 | -1 | 0.40 | $8.70 \times 10^7$ | 0.28 | 1.0 | 3.0 | 1.0 |
| SEXTANS | 243.5 | 42.3 | 86 | -1 | 1.36 | $1.093 \times 10^8$ | 0.91 | 1.0 | 3.0 | 1.0 |
| CARINA | 260.1 | -22.2 | 101 | -1 | 0.48 | $9.92 \times 10^7$ | 0.27 | 1.0 | 3.0 | 1.0 |
| FORNAX | 237.1 | -65.7 | 138 | -1 | 1.34 | $1.029 \times 10^8$ | 0.56 | 1.0 | 3.0 | 1.0 |
| LEO_II | 220.2 | 67.2 | 205 | -1 | 0.30 | $1.072 \times 10^8$ | 0.08 | 1.0 | 3.0 | 1.0 |

*Tabla 5.3: Parámetros astrofísicos de las galaxias enanas esferoidales utilizadas. Todas ellas se modelaron con un perfil de densidad tipo Zhao con parámetros* $(\alpha, \beta, \gamma) = (1, 3, 1)$*, equivalente al perfil NFW [31].*

### 5.3.1. Intensidad del flujo de rayos $\gamma$ el perfil NFW

En las siguientes gráficas se muestra la intensidad del flujo de rayos gamma en función del ángulo de apertura $\theta$ para las galaxias de la Tabla 5.3, considerando el perfil de densidad tipo NFW y distintos valores de la masa del candidato de DM que corresponden a los encontrados en la zona de aceptación para un único candidato según densidad reliquia.

Se observan dos gráficas por galaxia, en la primera es notable el punto en que la DM disminuye drásticamente dado el radio de observación. En la segunda se muestra un corte antes de esta caída, para ángulos pequeños, la intensidad se mantiene elevada debido a la alta concentración de DM en el centro del halo, decreciendo abruptamente conforme aumenta $\theta$.

#### Ursa Minor

En el caso de Ursa Minor, la distribución de DM presenta una concentración central notable, lo que se refleja en una intensidad del factor-$J$ elevada para ángulos pequeños y una caída marcada conforme aumenta $\theta$.

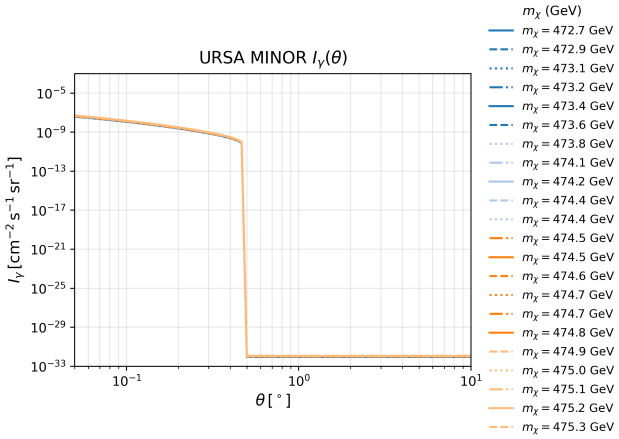



*Figura 5.8: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Ursa Minor, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

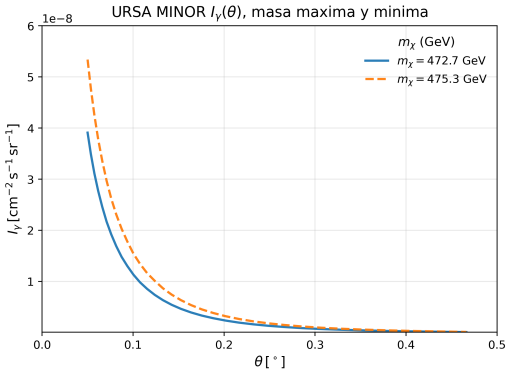



*Figura 5.9: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Ursa Minor.*

### Sculptor

En la galaxia Sculptor, la estructura del halo dominado por DM genera una disminución progresiva de la intensidad del factor-$J$ conforme crece el ángulo de apertura, manteniéndose en valores mayores en la región central.

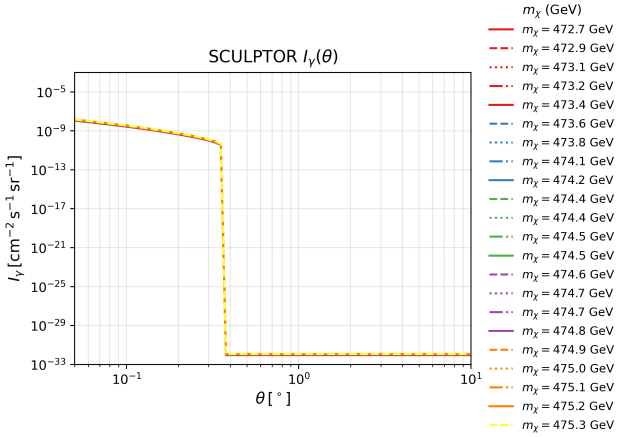



*Figura 5.10: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Sculptor, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

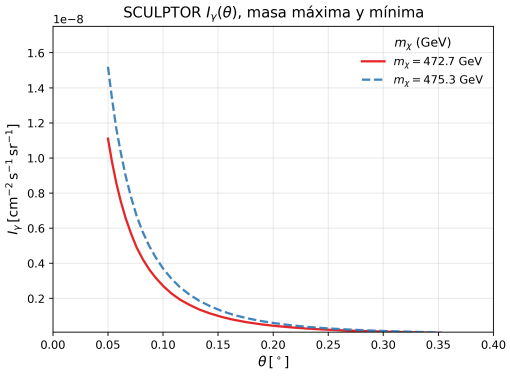



*Figura 5.11: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Sculptor.*

### Draco

Para la galaxia Draco, la concentración de DM en la región central produce una intensidad del factor-$J$ alta para ángulos pequeños, seguida de una pronunciada caída conforme aumenta $\theta$.

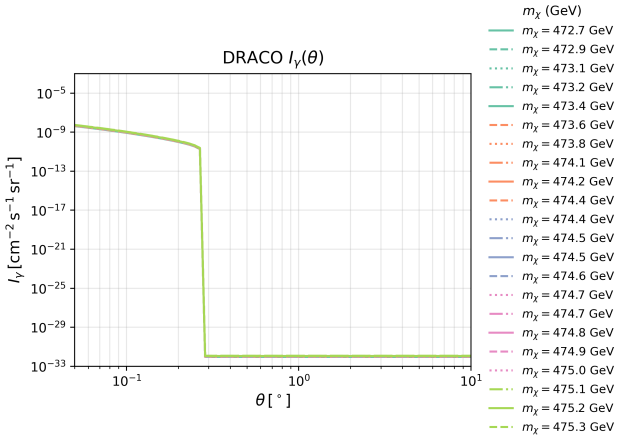



*Figura 5.12: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Draco, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

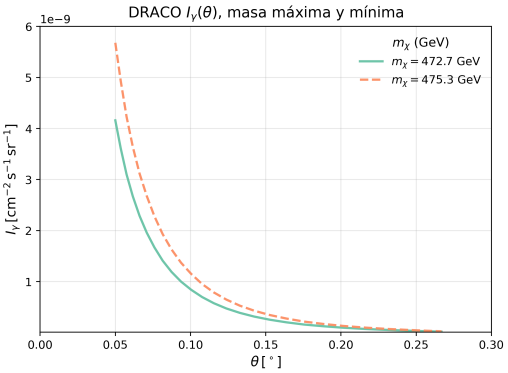



*Figura 5.13: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Draco.*

### Sextans

En la galaxia Sextans, la intensidad del factor-$J$ se mantiene alta en ángulos pequeños debido a la alta concentración central de materia oscura, disminuyendo rápidamente conforme aumenta $\theta$.

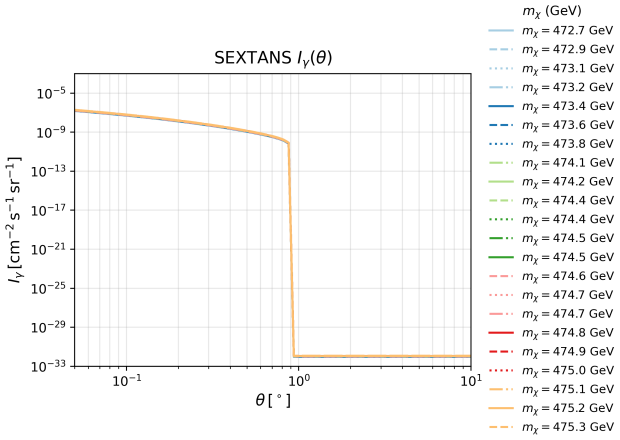



*Figura 5.14: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Sextans, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

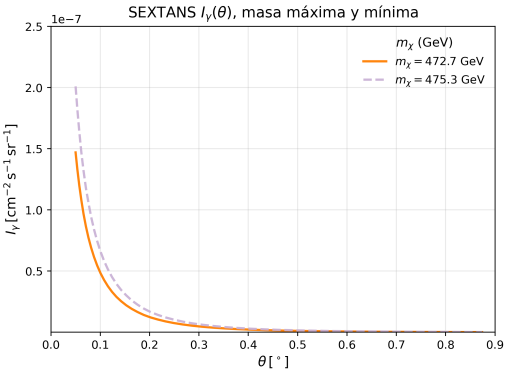



*Figura 5.15: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Sextans.*

### Carina

La galaxia Carina muestra una intensidad del factor-$J$ con una marcada caída conforme aumenta $\theta$, manteniéndose significativa únicamente en la región central del halo.

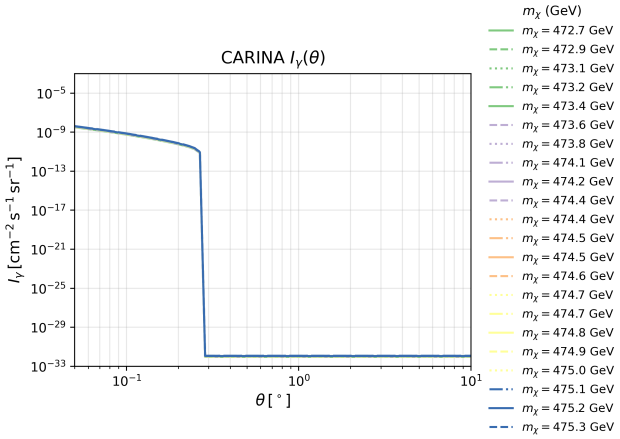



*Figura 5.16: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Carina, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

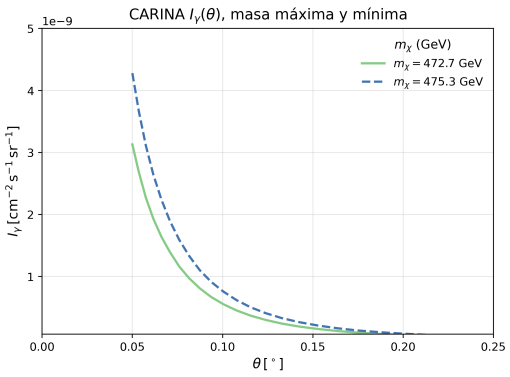



*Figura 5.17: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Carina.*

### Fornax

En la galaxia Fornax, la intensidad del factor-$J$ exhibe el comportamiento característico de un halo con perfil NFW, teniendo valores altos en la región central y una disminución pronunciada a medida que aumenta $\theta$.

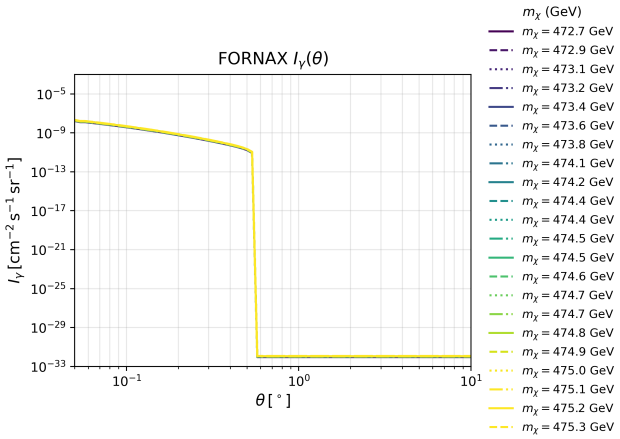



*Figura 5.18: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Fornax, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

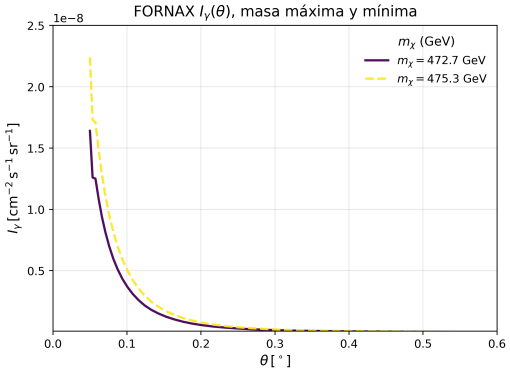



*Figura 5.19: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Fornax.*

### Leo II

En Leo II, la intensidad del factor-$J$ se mantiene en niveles elevados únicamente para ángulos muy pequeños, disminuyendo de forma marcada y semilineal a medida que aumenta $\theta$.

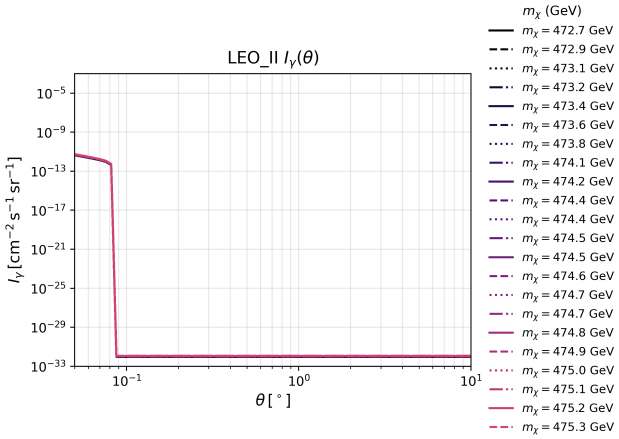



*Figura 5.20: Intensidad del factor-J en función de la distancia angular al centro de la galaxia Leo II, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

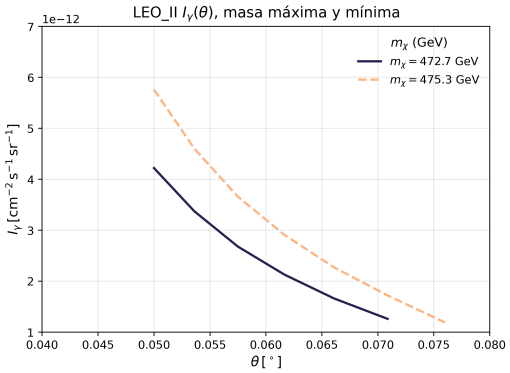



*Figura 5.21: Comparación de la intensidad del factor-J para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Leo II.*

## 5.4. Resultados

De las gráficas se puede notar que Ursa Minor es un gran laboratorio para la búsqueda de DM. Si se obtienen las intensidades promedio $\langle I_\gamma \rangle$, que se muestran en la Tabla 5.4, se observa que Ursa Minor y Sextans presentan los valores más altos, siendo del orden $10^{-9}$ a $10^{-8}\,1/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s\,sr}$, lo que las convierte en los objetivos más prometedores para la búsqueda de señales de aniquilación de DM, por su parte Fornax y Sculptor muestran también intensidades relativamente elevadas, mientras que Draco y Carina exhiben valores intermedios, y Leo II presenta la intensidad más baja.

| Galaxia | $\langle I_\gamma \rangle$ (1/cm$^2$ s sr) |
|---|---|
| SEXTANS | $1.55 \times 10^{-8}$ |
| URSA MINOR | $3.75 \times 10^{-9}$ |
| FORNAX | $1.34 \times 10^{-9}$ |
| SCULPTOR | $9.53 \times 10^{-10}$ |
| DRACO | $3.23 \times 10^{-10}$ |
| CARINA | $2.28 \times 10^{-10}$ |
| LEO II | $1.96 \times 10^{-13}$ |

*Tabla 5.4: Comparativa de las intensidades promedio para diferentes galaxias enanas esferoidales.*

Dado que la galaxia más prometedora en detección indirecta es Sextans, se generó una gráfica para la intensidad del flujo promedio en función de la masa, la cual se muestra en la Figura 5.22.

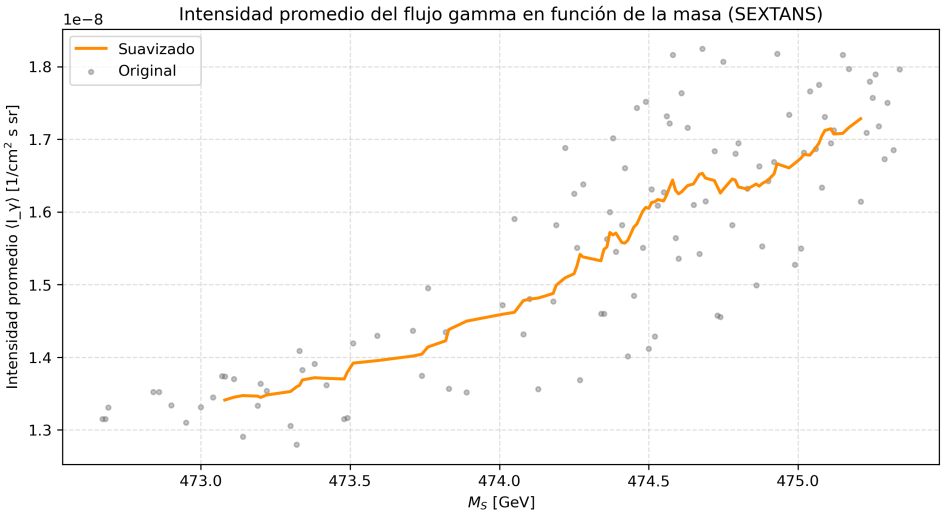



*Figura 5.22: Intensidad promedio $\langle I_\gamma \rangle$ en función de la masa del candidato de DM para la galaxia Sextans, obtenida a partir del barrido realizado con* `CLUMPY`.

Se aplicó un suavizado del cual se observa que, aunque los valores individuales presentan dispersión, la tendencia muestra un aumento progresivo de $\langle I_\gamma \rangle$ a medida que crece la masa del candidato.

Este comportamiento refleja que al incrementar la masa, la contribución relativa de la aniquilación en la región central del halo se vuelve ligeramente mayor, produciendo un flujo gamma promedio más elevado, lo cual muestra que para Sextans, las masas más grandes dentro del intervalo explorado generan un flujo gamma superior.

En este capítulo se integraron los elementos teóricos y computacionales necesarios para el análisis indirecto de DM en el modelo extendido con dos singletes escalares reales. Haciendo uso de los parámetros del sector escalar y de las masas obtenidas en la región de aceptación por densidad reliquia, se estudió la intensidad de los halos de DM asociados a diversas galaxias enanas esferoidales, utilizando perfiles de densidad bien establecidos en la literatura. Esto permitió caracterizar la concentración de DM en cada sistema.

# Capítulo 6

# Modelo Estándar extendido con dos singletes escalares complejos

En este capítulo se desarrolla un modelo en el cual se agregan dos singletes escalares complejos al SM. Para esta extensión se realizan los mismos cálculos que en el caso del capítulo 5, considerando como candidato para este caso a la parte real de uno de los dos nuevos singletes escalares agregados.

## 6.1. Modelo

Para la expansión al Modelo Estándar a partir de dos singletes escalares complejos se anexan

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_s + is) \qquad \text{y} \qquad X = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_x + \sigma_x + ix) \tag{6.1}$$

ambos también bajo una simetría $Z_2 \times Z_2'$ de forma que

$$S \xrightarrow{Z_2'} -S, \qquad S \xrightarrow{Z_2} S \qquad \text{y} \qquad X \xrightarrow{Z_2} -X, \qquad X \xrightarrow{Z_2'} X$$

donde $Z_2$ se rompe espontáneamente, mientras $Z_2'$ se mantiene intacta, obteniendo a partir de $S$ partículas estables, siendo la parte real la que se convierte en un buen candidato a DM. La expansión realizada a el lagrangiano del SM es de la forma

$$\mathcal{L}_{esc} = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi + \frac{1}{2}(\partial^\mu S)^* \partial_\mu S + \frac{1}{2}(\partial^\mu X)^* \partial_\mu X - V_{SX} \tag{6.2}$$

con

$$\begin{aligned} V_{SX} \quad = \quad & -\tfrac{\mu_H^2}{2}(\Phi^\dagger\Phi) + \tfrac{\mu_S^2}{2}S^*S - \tfrac{\mu_X^2}{2}X^*X + \tfrac{\lambda_H}{4}(\Phi^\dagger\Phi)^2 + \tfrac{\lambda_S}{4}(S^*S)^2 \\ & + \tfrac{\lambda_X}{4}(X^*X)^2 + \lambda_{HS}(\Phi^\dagger\Phi)S^*S + \lambda_{HX}(\Phi^\dagger\Phi)X^*X + \lambda_{SX}S^*SX^*X \end{aligned} \tag{6.3}$$

donde $\Phi$ es el doblete de Higgs del Modelo Estándar, $\lambda_H$, $\lambda_S$, $\lambda_X$, $\lambda_{HS}$, $\lambda_{HX}$, $\lambda_{SX}$ y $\mu_\Phi$, $\mu_S$, $\mu_X$ son los parámetros de auto acoplamiento, acoplamiento y masa, del Higgs y de los dos nuevos singletes. Los campos $\Phi$ y $X$ adquieren valores de expectación $v_h$ y $v_x$, respectivamente.

Partiendo del doblete $\Phi = \begin{pmatrix} \frac{\phi_1+i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{\phi_3+i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$ y de los singletes complejos $S$ y $X$ se puede reescribir el potencial como:

$$\begin{aligned} V_{SX} =& \frac{1}{16}s^4\lambda_S + \frac{1}{4}s^2x^2\lambda_{SX} + \frac{1}{16}x^4\lambda_X + \frac{1}{4}s^2\mu_S^2 - \frac{1}{4}x^2\mu_X^2 + \frac{1}{8}s^2\lambda_S\sigma_s^2 + \frac{1}{4}x^2\lambda_{SX}\sigma_s^2 \\ &+ \frac{1}{4}\mu_S^2\sigma_s^2 + \frac{1}{16}\lambda_S\sigma_s^4 + \frac{1}{4}s^2\lambda_{SX}\sigma_x^2 + \frac{1}{8}x^2\lambda_X\sigma_x^2 - \frac{1}{4}\mu_X^2\sigma_x^2 + \frac{1}{4}\lambda_{SX}\sigma_s^2\sigma_x^2 + \frac{1}{16}\lambda_X\sigma_x^4 \\ &+ \frac{1}{4}s^2\lambda_{HS}\phi_1^2 + \frac{1}{4}x^2\lambda_{HX}\phi_1^2 - \frac{1}{4}\mu_H^2\phi_1^2 + \frac{1}{4}\lambda_{HS}\sigma_s^2\phi_1^2 + \frac{1}{4}\lambda_{HX}\sigma_x^2\phi_1^2 + \frac{1}{16}\lambda_H\phi_1^4 \\ &+ \frac{1}{4}s^2\lambda_{HS}\phi_2^2 + \frac{1}{4}x^2\lambda_{HX}\phi_2^2 - \frac{1}{4}\mu_H^2\phi_2^2 + \frac{1}{4}\lambda_{HS}\sigma_s^2\phi_2^2 + \frac{1}{4}\lambda_{HX}\sigma_x^2\phi_2^2 + \frac{1}{8}\lambda_H\phi_1^2\phi_2^2 \\ &+ \frac{1}{16}\lambda_H\phi_2^4 + \frac{1}{4}s^2\lambda_{HS}\phi_3^2 + \frac{1}{4}x^2\lambda_{HX}\phi_3^2 - \frac{1}{4}\mu_H^2\phi_3^2 + \frac{1}{4}\lambda_{HS}\sigma_s^2\phi_3^2 + \frac{1}{4}\lambda_{HX}\sigma_x^2\phi_3^2 \\ &+ \frac{1}{8}\lambda_H\phi_1^2\phi_3^2 + \frac{1}{8}\lambda_H\phi_2^2\phi_3^2 + \frac{1}{16}\lambda_H\phi_3^4 + \frac{1}{4}s^2\lambda_{HS}\phi_4^2 + \frac{1}{4}x^2\lambda_{HX}\phi_4^2 - \frac{1}{4}\mu_H^2\phi_4^2 \\ &+ \frac{1}{4}\lambda_{HS}\sigma_s^2\phi_4^2 + \frac{1}{4}\lambda_{HX}\sigma_x^2\phi_4^2 + \frac{1}{8}\lambda_H\phi_1^2\phi_4^2 + \frac{1}{8}\lambda_H\phi_2^2\phi_4^2 + \frac{1}{8}\lambda_H\phi_3^2\phi_4^2 + \frac{1}{16}\lambda_H\phi_4^4 \end{aligned} \tag{6.4}$$

Después de la primera derivada se llega a los parámetros de masa:

$$\mu_X = \sqrt{v_h^2\lambda_{HX} + \frac{1}{2}v_X^2\lambda_X} \tag{6.5}$$

$$\mu_H = \sqrt{\frac{1}{2}v_h^2\lambda_H + v_X^2\lambda_{HX}} \tag{6.6}$$

Obteniendo una matriz de masa en el orden $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, \sigma_x, \sigma_s, x, s$:

$$M_C^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}v_h^2\lambda_H & 0 & v_hv_X\lambda_{HX} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v_hv_X\lambda_{HX} & 0 & \frac{1}{2}v_X^2\lambda_X & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}\left(v_h^2\lambda_{HS} + v_X^2\lambda_{SX} + \mu_S^2\right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}\left(v_h^2\lambda_{HS} + v_X^2\lambda_{SX} + \mu_S^2\right) \end{pmatrix} \tag{6.7}$$

a partir de donde se obtiene una expresión para $\mu_S$.

$$M_S^2 = M_{\sigma_s}^2 = \frac{1}{2}\left(v_h^2\lambda_{HS} + v_X^2\lambda_{SX} + \mu_S^2\right) \tag{6.8}$$

La matriz de mezcla para $H$ y $X$

$$M_{CHX}^2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}v_h^2\lambda_H & v_hv_X\lambda_{HX} \\ v_hv_X\lambda_{HX} & \frac{1}{2}v_X^2\lambda_X \end{pmatrix} \tag{6.9}$$

de la cual se obtienen expresiones para ´las masas $M_H$ y $M_X$

$$M_H^2 = \frac{1}{4}\left(v_h^2\lambda_H + v_X^2\lambda_X + \sqrt{v_h^4\lambda_H^2 + v_X^4\lambda_X^2 + 2v_h^2v_X^2\left(8\lambda_{HX}^2 - \lambda_H\lambda_X\right)}\right) \tag{6.10}$$

$$M_X^2 = \frac{1}{4}\left(v_h^2\lambda_H + v_X^2\lambda_X - \sqrt{v_h^4\lambda_H^2 + v_X^4\lambda_X^2 + 2v_h^2v_X^2\left(8\lambda_{HX}^2 - \lambda_H\lambda_X\right)}\right) \tag{6.11}$$

a las cuales se asignan los mismos valores que en el caso anterior $M_H = 125$ GeV y $M_X = 80$ GeV.

Para el ángulo de mezcla se llega a la expresión

$$\tan(2\theta) = \frac{4 v_h v_X \lambda_{HX}}{v_h^2 \lambda_H - v_X^2 \lambda_X} \tag{6.12}$$

Un aspecto notable de la matriz (6.7) es el elemento $M^2_{C7\times7} = 0$ esto implica una partícula tipo Goldston responsable de algún $Z'$, mismo que se explicaría al agregar una simetría $U'(1)$ al Modelo Estándar, sin embargo esta nueva simetría no sera considerada en los cálculos realizados a lo largo del siguiente capítulo.

De lo anterior se puede decir que la extensión con dos singletes escalares complejos introduce un sector escalar enriquecido en el que la parte real de $S$ actúa como candidato a materia oscura estable, mientras que las partes reales de $H$ y $X$ se mezclan dando lugar a los autoestados físicos con masas $M_H$ y $M_X$, así como un ángulo de mezcla bien definido.

Por su parte, la estructura de la matriz de masas hace evidente la presencia de un modo tipo Goldstone asociado a una posible simetría adicional, la cual no será considerada en el análisis fenomenológico posterior. Al igual que en el caso real, estas relaciones entre parámetros, masas y mezclas, proporcionan la base teórica sobre la cual se sustentan los códigos utilizados en la implementación del modelo en `FeynRules` y en los cálculos numéricos de los siguientes apartados.

## 6.2. Implementación y análisis fenomenológico del modelo

Al igual que en la sección anterior se hace uso de FeynRules [69] para la construcción del modelo y de `MicrOMEGAs` [71] para calcular observables.

### 6.2.1. Obtención de acoplamientos en `FeynRules`

Con la construcción del modelo se obtienen las reglas de Feynman y considerando a la parte real de $S$ el candidato a DM los acoplamientos que involucran a $\sigma_S$ son (Los vértices faltantes se encuentran en el Apéndice ApAc) Para la obtención de los vértices mostrados en la

| Campos | Vértice |
|---|---|
| $s_1\, s_2\, \sigma_{s3}\, \sigma_{s4}$ | $-\frac{i}{2}\lambda_S$ |
| $\sigma_{s1}\, \sigma_{s2}\, \sigma_{s3}\, \sigma_{s4}$ | $-\frac{3i}{2}\lambda_S$ |
| $\sigma_{s1}\, \sigma_{s2}\, x_3\, x_4$ | $-i\lambda_{SX}$ |
| $\sigma_{s1}\, \sigma_{s2}\, \sigma_{x3}$ | $-i\lambda_{HS}\, v_h \cos\theta + i\sqrt{2}\lambda_{SX}\, v_x \sin\theta$ |
| $H_1\, \sigma_{s2}\, \sigma_{s3}$ | $-i\sqrt{2}\lambda_{SX}\, v_x \cos\theta - i\lambda_{HS}\, v_h \sin\theta$ |
| $H_1\, H_2\, \sigma_{s3}\, \sigma_{s4}$ | $-i\lambda_{SX} \cos^2\theta - i\lambda_{HS} \sin^2\theta$ |
| $\sigma_{s1}\, \sigma_{s2}\, \sigma_{x3}\, \sigma_{x4}$ | $-i\lambda_{HS} \cos^2\theta - i\lambda_{SX} \sin^2\theta$ |
| $H_1\, \sigma_{s2}\, \sigma_{s3}\, \sigma_{x4}$ | $-i\lambda_{HS} \cos\theta \sin\theta + i\lambda_{SX} \cos\theta \sin\theta$ |

*Tabla 6.1: Vértices que involucran a $\sigma_s$.*

Tabla 6.1 se hizo uso de `FeynRules` permitiendo verificar la consistencia de las interacciones derivadas del potencial escalar, de igual forma se obtuvieron los archivos (tipo .mdl) necesarios para trabajar en `MicrOMEGAs`.

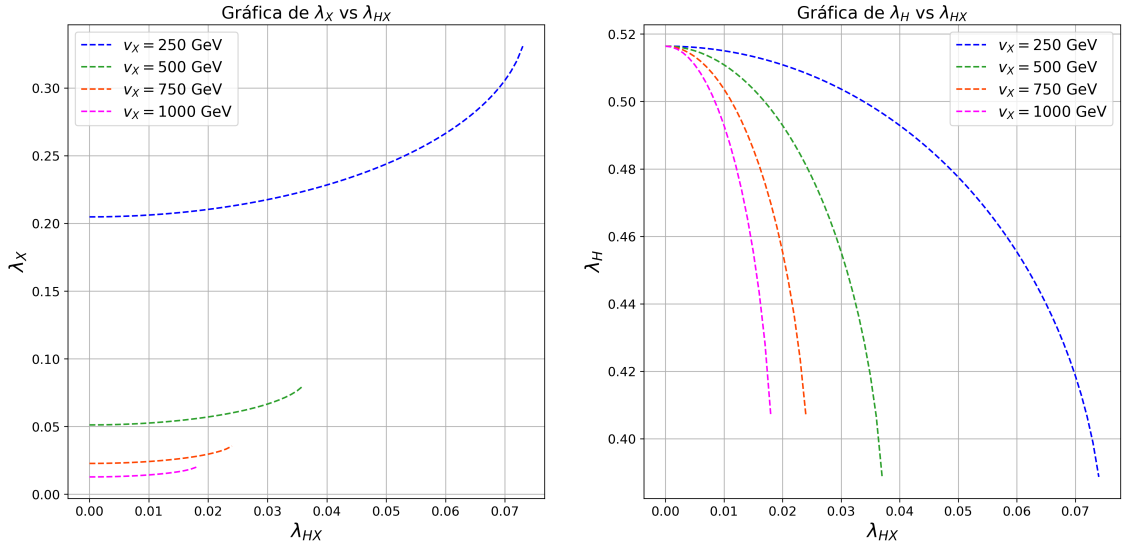
### 6.2.2. Exploración de parámetros del potencial

Para otorgar valores a los parámetros del modelo a partir de las ecuaciones (6.8), (6.10), (6.11) se llega a

$$\lambda_{SX} = -\frac{-2M_{\sigma_s}^2 + v_h^2\lambda_{HS} + \mu_S^2}{v_X^2} \tag{6.13}$$

$$\lambda_X = \frac{(M_H^2 + M_X^2)v_X^2 - \sqrt{(M_H^2 - M_X^2)^2 v_X^4 - 4v_h^2 v_X^6 \lambda_{HX}^2}}{v_X^4} \tag{6.14}$$

$$\lambda_H = \frac{(M_H^2 + M_X^2)v_X^2 + \sqrt{(M_H^2 - M_X^2)^2 v_X^4 - 4v_h^2 v_X^6 \lambda_{HX}^2}}{v_h^2 v_X^2} \tag{6.15}$$




(a) Relación de los parámetros $\lambda_X$ y $\lambda_{HX}$ para el caso de dos singletes escalares complejos, fijando $M_H = 125$, $M_X = 80$, $v_h = 246$ y cuatro valores de $v_x$ (250 GeV, 500 GeV, 750 GeV, 1000 GeV).

(b) Relación de los parámetros $\lambda_H$ y $\lambda_{HX}$ para el caso de dos singletes escalares complejos, fijando $M_H = 125$, $M_X = 80$, $v_h = 246$ y cuatro valores de $v_x$ (250 GeV, 500 GeV, 750 GeV, 1000 GeV).

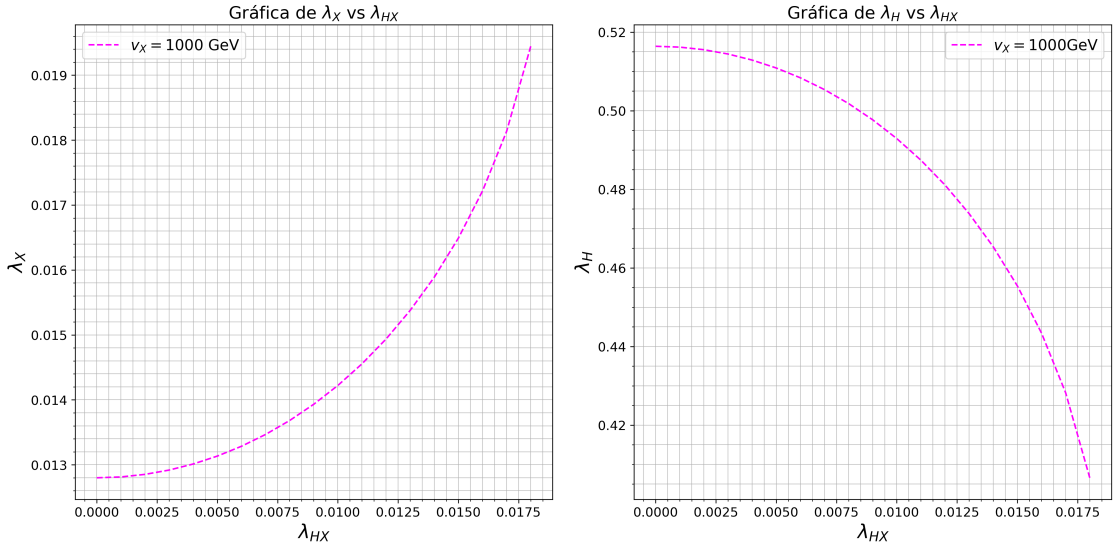
*Figura 6.1: De la gráfica 6.1(a) se observa que al disminuir $v_x$ los valores para las lambdas aumentan, también se puede notar que la relación entre $\lambda_{HX}$ y $\lambda_X$ es directamente proporcional. En la gráfica 6.1(b) el comportamiento entre $v_x$ y las lambdas permanece igual, pero la relación entre $\lambda_{HX}$ y $\lambda_X$ es inversamente proporcional. En ambos casos $v_x = 1000$ GeV permite valores de lambdas aceptables.*

Considerando que se tiene $< \sigma(\sigma_s\sigma_s \to HH + \sigma_x\sigma_x + xx)v >$ se puede escribir la sección eficaz promediada térmicamente como [77]

$$< \sigma(\sigma_s\sigma_s \to HH + \sigma_x\sigma_x + xx)v > \approx \left[\frac{\lambda_{\sigma_s\sigma_s xx}^2 + \lambda_{\sigma_s\sigma_s HH}^2 + \lambda_{\sigma_s\sigma_s\sigma_x\sigma_x}^2 + \lambda_{\sigma_s\sigma_s H\sigma_x}^2}{32\pi M_{\sigma_s}^2}\right] \tag{6.16}$$

utilizando el valor canónico y los acoplamientos de la Tabla 6.1 y los valores ya mencionados para $M_H$, $M_X$, $\lambda_{HX}$, $v_h$ y $v_X$ se llega a

$$< \sigma v > \approx \frac{\left(\cos\theta^4 + \sin\theta^4 + 4\sin\theta^2\cos\theta^2\right)\left(\frac{1}{4}\lambda_{HS}^2 + \lambda_{SX}^2\right) - 2\lambda_{HS}\lambda_{SX}\sin\theta^2\cos\theta^2}{32\pi M_{\sigma_s}^2} \tag{6.17}$$



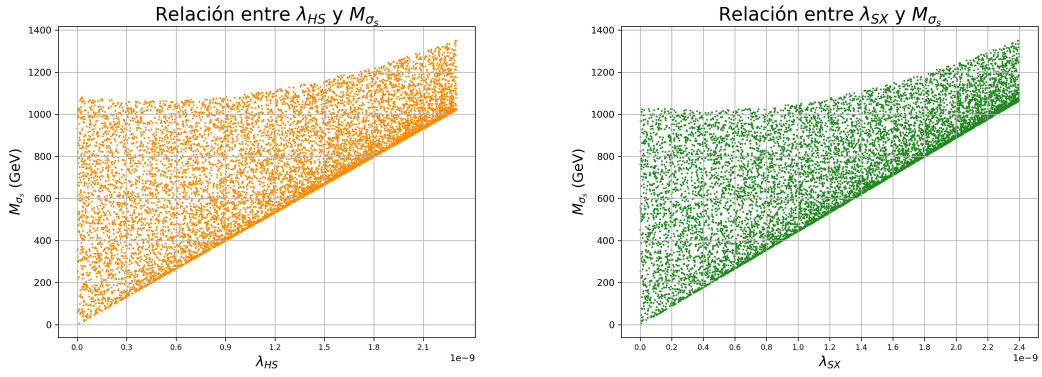

(a) $\lambda_X$ y $\lambda_H$ en función de $\lambda_{HX}$, fijando $M_H = 125$, $M_X = 80$, $v_h = 246$ y $v_x = 1000$GeV.

*Figura 6.2: En las gráficas 6.2(a) se observa con mayor precisión el rango de aceptación para $\lambda_{HX}$ considerando $v_x = 1000$ GeV (0 a 0.018).*

$$< \sigma v > \approx \frac{1}{32\pi M_{\sigma_s}^2}\left[\frac{1}{2}\left(\lambda_{HS}\cos^2\theta - \lambda_{SX}\sin^2\theta\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\lambda_{HS}\cos\theta\sin\theta + \lambda_{SX}\cos\theta\sin\theta\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\lambda_{HS}\sin^2\theta + \lambda_{SX}\cos^2\theta\right)^2 + \left(\lambda_{HS}\cos\theta\sin\theta - \lambda_{SX}\cos\theta\sin\theta\right)^2\right]$$

$$< \sigma v > \approx \frac{0.00611951\lambda_{HS}^2 - 0.00229183\lambda_{HS}\lambda_{SX} + 0.00611951\lambda_{SX}^2}{M_{\sigma_s}^2} \tag{6.18}$$

de donde se obtiene cotas para $\lambda_{SX}$ y $\lambda_{HS}$




(a) $M_{\sigma_s}$ vs $\lambda_{HS}$ con $v_X = 1000$GeV

(b) $M_{\sigma_s}$ vs $\lambda_{SX}$ con $v_X = 1000$GeV

*Figura 6.3: Gráficas de $M_{\sigma_s}$ en función de $\lambda_{SH}$ y $\lambda_{SX}$ con $< \sigma v >= 3 \times 10^{-26}$, se observa que en ambos casos el valor $2.2 \times 10^{-9}$ es factible.*

| Escenario | $M_H$ | $M_X$ | $\lambda_{HX}$ | $\lambda_{SX}$ | $\lambda_{HS}$ | $v_h$ | $v_X$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| SC | 125 GeV | 80 GeV | 0 a 0.018 | 0 a $2.2 \times 10^{-9}$ | 0 a $2.25 \times 10^{-9}$ | 246 GeV | 1000 GeV |

*Tabla 6.2: Tabla de parámetros para dos singletes complejos.*

### 6.2.3. Análisis de densidad reliquia con `MicrOMEGAs`

Haciendo uso del software `MicrOmegas` [71] se obtienen resultados con el fin de analizar la viabilidad de $\sigma_S$ como candidato a DM, además de la sección eficaz de aniquilación y las contribuciones de los canales de aniquilación.

Los siguientes resultados fueron obtenidos considerando el escenario SC de la Tabla 6.2, variando aleatoriamente los parámetros $\lambda_{HX}$ y $\lambda_{SX}$. Para $M_{\sigma_s}$ una variación creciente lineal de 100,000 puntos en un rango de 50 GeV a 1000 GeV.

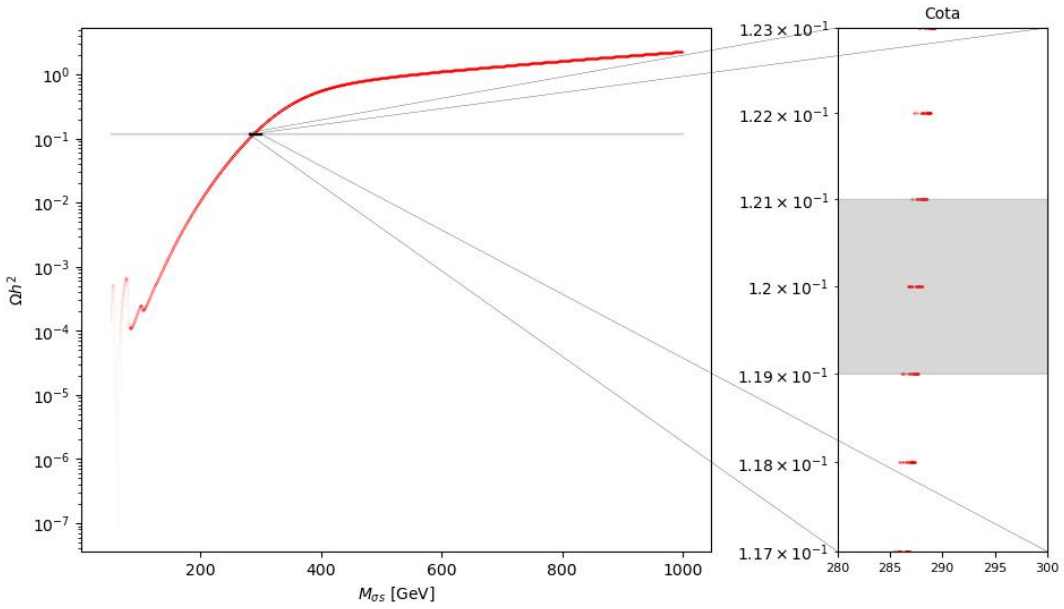



*Figura 6.4: Densidad reliquia en función de la masa. En el recuadro de la izquierda se observa un acercamiento a la región de aceptación para un único candidato.*

En la gráfica de la Figura 6.4 se muestra la variación de la densidad reliquia $\Omega h^2$ en función de la masa del candidato de DM $M_{\sigma s}$.

Se puede ver que, a medida que aumenta la masa del candidato, la densidad reliquia crece rápidamente hasta alcanzar una región en la que se aproxima al valor canónico de $\Omega_{\mathrm{DM}} h^2 = 0.120 \pm 0.001$, en el recuadro de la derecha se observa una ampliación de la zona de interés donde se localiza la región de aceptación para un candidato único.

Para un resultado mas preciso se realizó un filtro basado en la densidad reliquia, conservando únicamente masas que produjeran un valor de la misma dentro del rango de aceptación, obteniendo un total de 126 valores dentro de la cota. De 6.5 se tiene una masa mínima de 286.12 GeV y una máxima de 288.53 GeV, coincidiendo con el intervalo previamente identificado en la gráfica que se muestra en la Figura6.4.

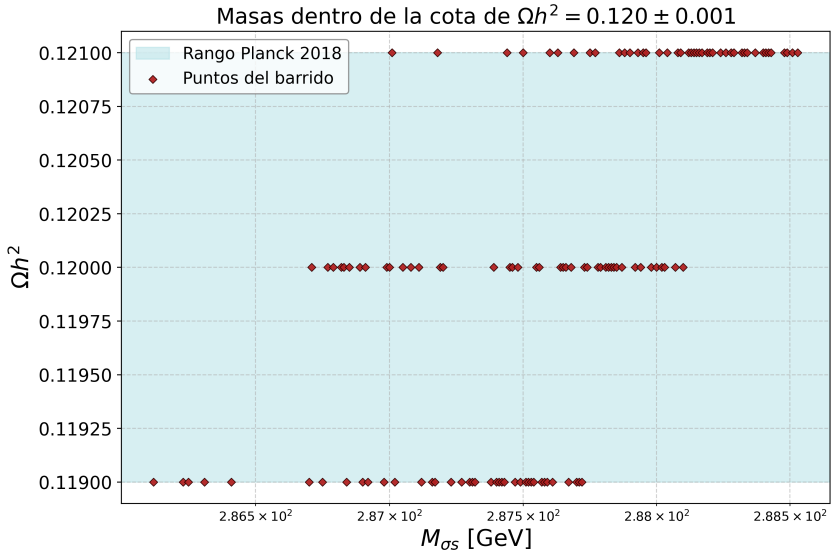



*Figura 6.5: Densidad reliquia en función de la masa dentro de la cota de densidad reliquia.*

Por su parte, para el caso de la sección eficaz en la Figura 6.6 muestra como la curva presenta un comportamiento decreciente ya que a medida que la masa aumenta, la sección eficaz disminuye progresivamente, reduciendo la tasa de aniquilación y elevando el valor de $\Omega h^2$.

Como era de esperarse después de los resultados de la gráfica en la Figura 6.4 es alrededor de los $286$ GeV que se tiene una sección eficaz del orden de $10^-26$ lo cual coincide con el valor canónico esperado.

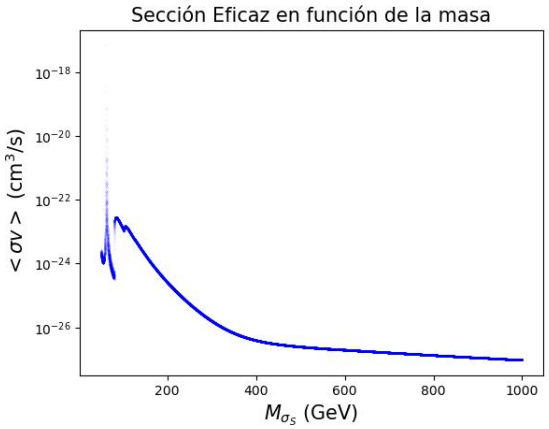



*Figura 6.6: Sección eficaz en función de la masa.*

**Canales de aniquilación**

También fueron obtenidos los canales de aniquilación del modelo, mismos que se pueden ver en la Figura 6.7, importantes para el cálculo del flujo de rayos $\gamma$.

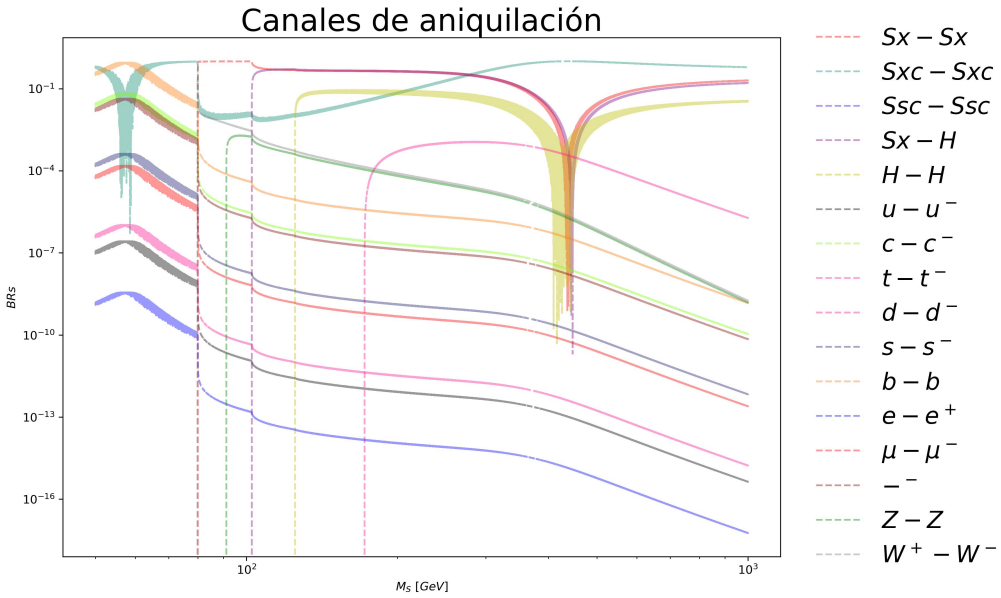



*Figura 6.7: Canales de aniquilación posibles en el modelo.*

Para masas pequeñas, los canales dominantes corresponden a la producción de pares de fermiones del Modelo Estándar. Conforme $M_{\sigma_S}$ aumenta los canales hacia bosones masivos se vuelven preferentes. Finalmente, en el régimen de altas masas, los canales escalares del sector nuevo adquieren un coeficiente de ramificación cercano a la unidad, mientras que las aniquilaciones hacia partículas del SM se suprimen.

## 6.3. Flujo de rayos gamma con CLUMPY

A continuación se presentan los resultados obtenidos para el modelo de dos singletes escalares complejos, considerando los halos de la Tabla 5.3.

### 6.3.1. Intensidad del flujo de rayos  el perfil NFW

Como en el modelo anterior las siguientes gráficas muestran la intensidad del flujo de rayos gamma en función del ángulo de apertura  para las galaxias ya mencionadas, esto considerando el perfil de densidad tipo NFW y distintos valores de la masa del candidato de DM que corresponden a los encontrados en la zona de aceptación para un único candidato según densidad reliquia.

También se incluyen dos gráficas por galaxia, la primera donde se gráfica un gran numero de valores de masa y en la cual se puede notar el punto en que la DM disminuye drásticamente dado el radio de observación. En la segunda se muestran solo los dos valores máximo y mínimo de la masa y un corte antes de esta caída.

### Ursa Minor

La intensidad del factor-$J$ como función del ángulo de apertura $\theta$ para la galaxia Ursa Minor, muestra un comportamiento elevado para ángulos pequeños debido a la alta concentración de materia oscura en el centro del halo, mientras que para $\theta \gtrsim 10^{-1}$ la señal cae abruptamente al disminuir la densidad hacia las regiones externas.

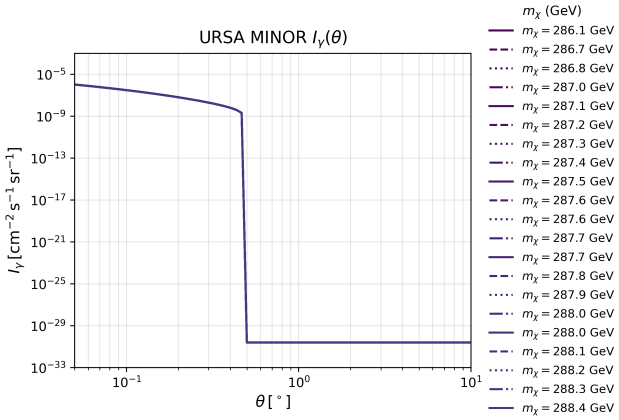



*Figura 6.8: Intensidad del factor-J en función de la distancia angular al centro de la galaxia Ursa Minor, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

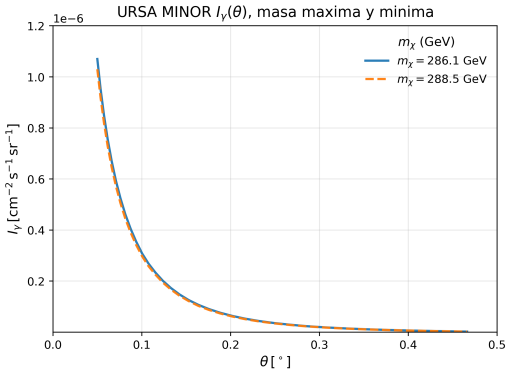



*Figura 6.9: Comparación de la intensidad del factor-J para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Ursa Minor.*

### Sculptor

Para la galaxia Sculptor, la intensidad se mantiene alta para ángulos pequeños, mientras que decrece bruscamente conforme aumenta $\theta$, siguiendo la caída de densidad del perfil NFW.

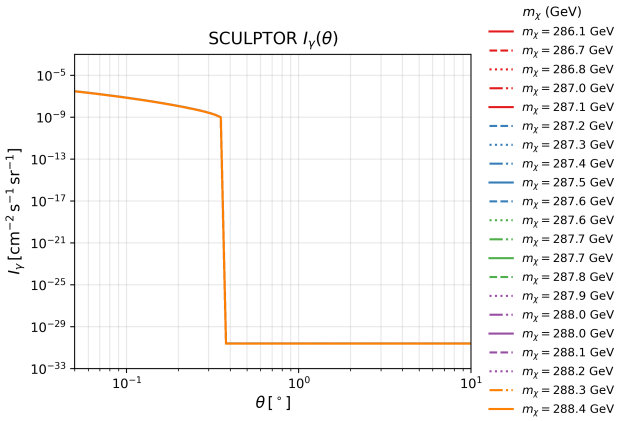



*Figura 6.10: Intensidad del factor-J en función de la distancia angular al centro de la galaxia Sculptor, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

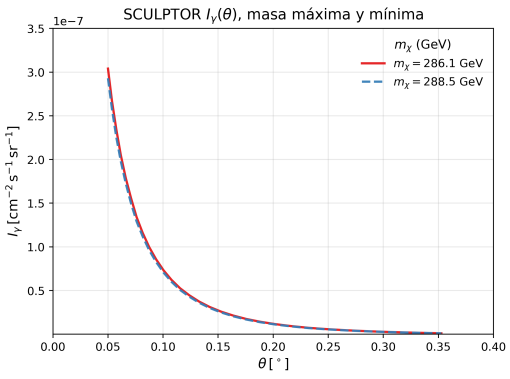



*Figura 6.11: Comparación de la intensidad del factor-J para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Sculptor.*

### Draco

En la galaxia Draco, como en los casos anteriores, la señal de la intensidad es mayor en ángulos pequeños y presenta una caída abrupta conforme aumenta $\theta$.

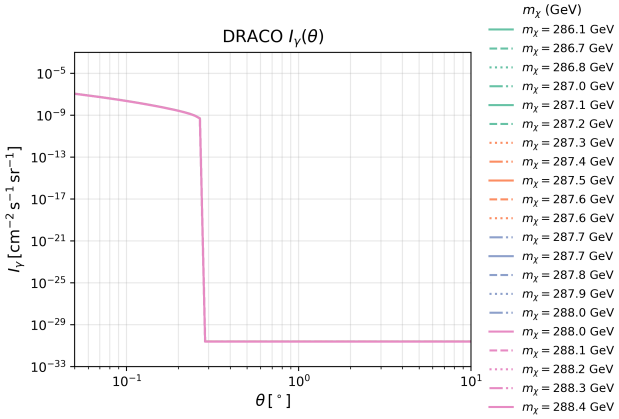



*Figura 6.12: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Draco, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

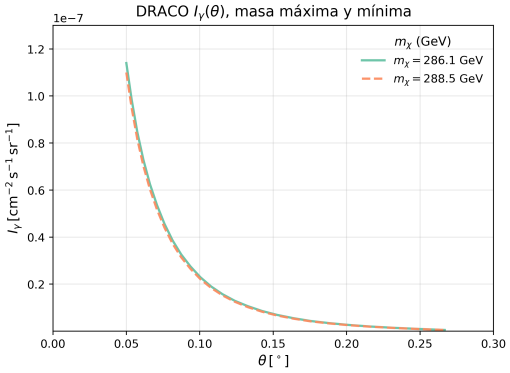



*Figura 6.13: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Draco.*

### Sextans

En la intensidad del factor-$J$ para la galaxia Sextans la señal muestra valores altos en ángulos pequeños y una caída rápida conforme aumenta $\theta$.

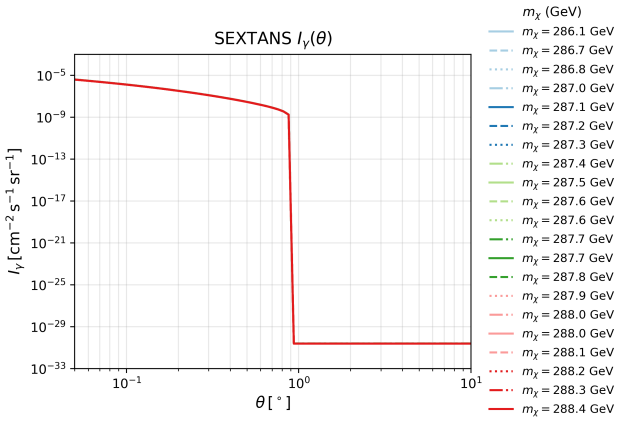



*Figura 6.14: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Sextans, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

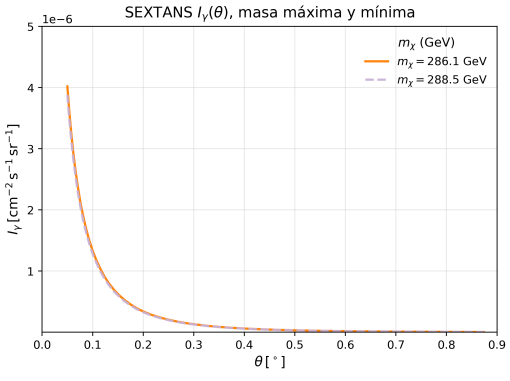



*Figura 6.15: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Sextans.*

### Carina

Para la galaxia Carina la señal mantiene el comportamiento característico para el perfil NFW, con una intensidad elevada para ángulos pequeños y una disminución abrupta conforme aumenta $\theta$.

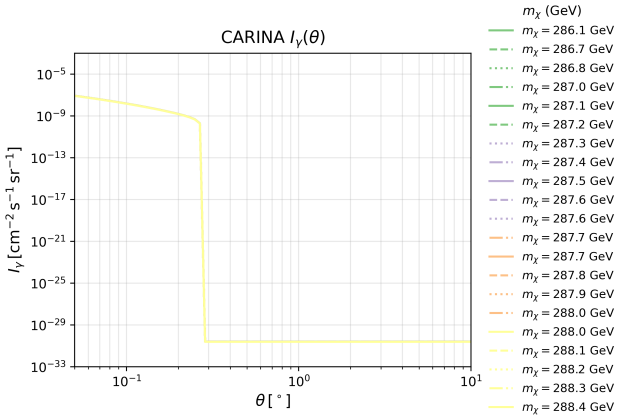



*Figura 6.16: Intensidad del factor-J en función de la distancia angular al centro de la galaxia Carina, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

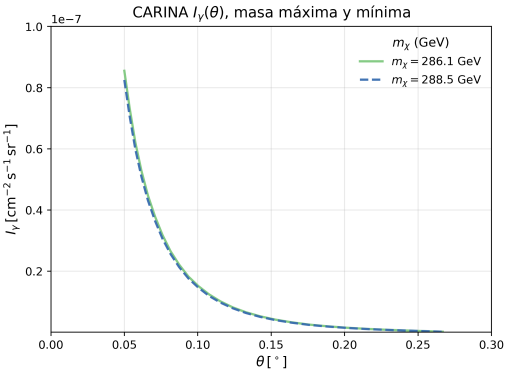



*Figura 6.17: Comparación de la intensidad del factor-J para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Carina.*

### Fornax

En la galaxia Fornax la intensidad es mayor a ángulos pequeños y tiene una caída abrupta al aumentar $\theta$, reflejando la disminución de la densidad de DM hacia las regiones externas del halo.

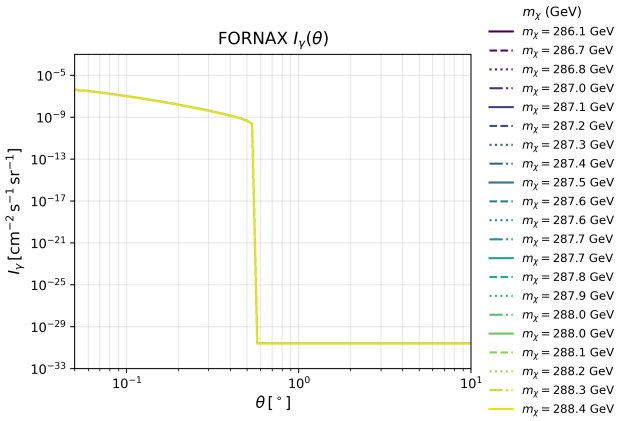



*Figura 6.18: Intensidad del factor-J en función de la distancia angular al centro de la galaxia Fornax, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

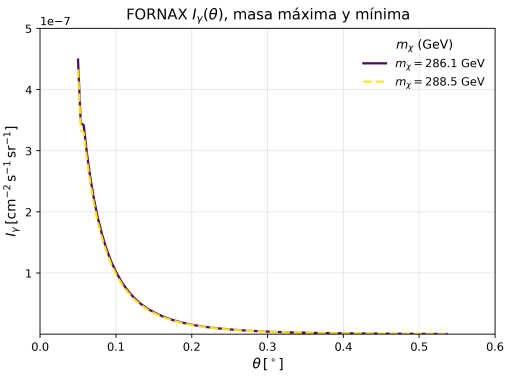



*Figura 6.19: Comparación de la intensidad del factor-J para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Fornax.*

**Leo II**

Debido a su baja densidad central la intensidad del factor-$J$ para la galaxia Leo II, es significativamente menor que en las demás dSph analizadas, manteniéndose casi constante durante la mayor parte del rango angular antes de decaer abruptamente.

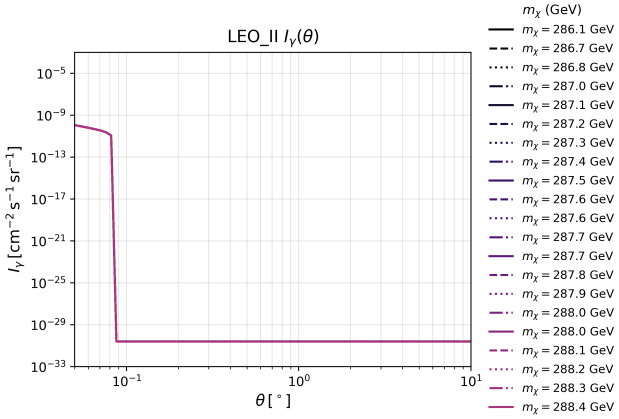



*Figura 6.20: Intensidad del factor-$J$ en función de la distancia angular al centro de la galaxia Leo II, considerando distintos valores de la masa del candidato de DM.*

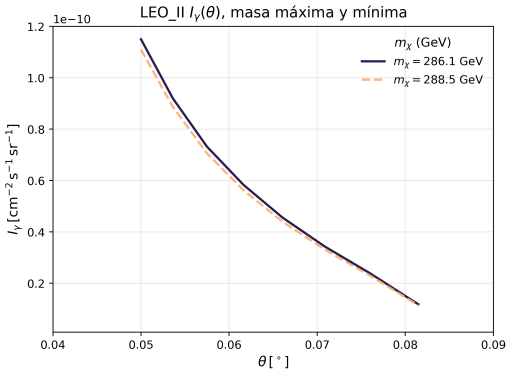



*Figura 6.21: Comparación de la intensidad del factor-$J$ para las masas mínima y máxima del candidato de DM en la galaxia Leo II.*

De las gráficas anteriores se pueden comparar las masas mínima y máxima del candidato de DM para cada galaxia, observándose que ambas curvas coinciden, lo que indica que la variación en la masa no afecta de manera apreciable el comportamiento angular del factor-$J$.

## 6.4. Resultados

De la Tabla 6.3 se observa que al igual que para el modelo anterior las galaxias Sextans y Ursa Minor presentan las mayores intensidades promedio, lo que las convierte en los objetivos más prometedores para la búsqueda de señales de aniquilación de DM bajo este modelo. Las galaxias Fornax y Sculptor también muestran intensidades relativamente elevadas, mientras que Draco y Carina exhiben valores intermedios. Por su parte, Leo II presenta la intensidad más baja, con un valor del orden de $10^{-12}\,1/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}\,\mathrm{sr}$, lo que la sitúa como la menos favorable dentro del conjunto analizado.

| Galaxia | $\langle I_\gamma \rangle$ (1/cm$^2$ s sr) |
|---|---|
| SEXTANS | $3.52 \times 10^{-7}$ |
| URSA MINOR | $8.52 \times 10^{-8}$ |
| FORNAX | $3.05 \times 10^{-8}$ |
| SCULPTOR | $2.17 \times 10^{-8}$ |
| DRACO | $7.33 \times 10^{-9}$ |
| CARINA | $5.18 \times 10^{-9}$ |
| LEO II | $4.46 \times 10^{-12}$ |

*Tabla 6.3: Comparativa de las intensidades promedio $\langle I_\gamma \rangle$ para diferentes galaxias enanas esferoidales, obtenidas considerando un perfil de densidad tipo NFW.*

Estos resultados reflejan las diferencias en las distribuciones de densidad de DM entre las galaxias enanas esferoidales, destacando el papel del perfil NFW en la estimación del factor-$J$ y, por consiguiente, en la intensidad del flujo esperado de radiación gamma.

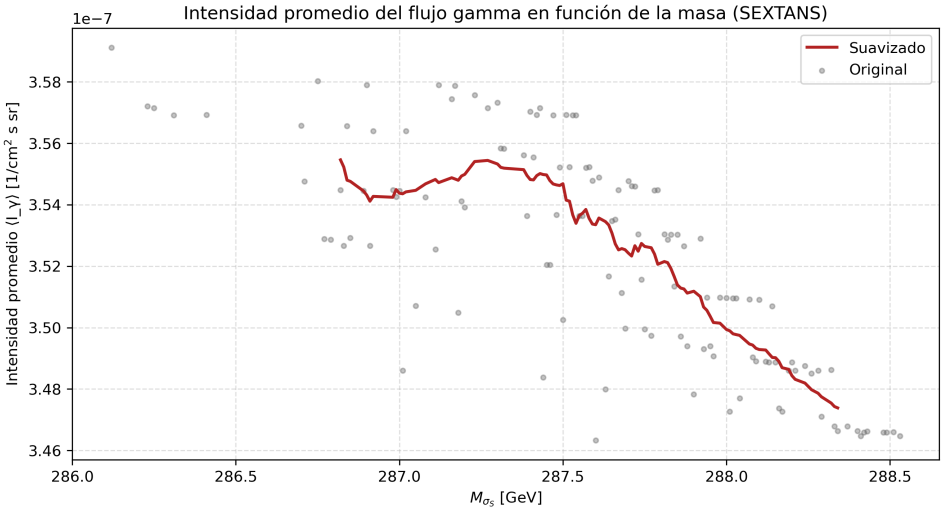



*Figura 6.22: Intensidad promedio $\langle I_\gamma \rangle$ en función de la masa del candidato de DM para la galaxia Sextans, obtenida a partir del barrido realizado con `CLUMPY`.*

La Figura 6.22 muestra la intensidad promedio del flujo gamma $\langle I_\gamma \rangle$ en función de la masa del candidato de DM para la galaxia Sextans, seleccionada en base a los datos de la Tabla 6.3. La curva en rojo representa una versión suavizada.

Se observa que, la intensidad promedio presenta una disminución conforme aumenta la masa del candidato de DM. Esta gráfica en conjunto con la generada para el caso de escalares reales ilustran cómo, incluso manteniendo fija la estructura del halo, el flujo gamma esperado puede variar significativamente debido a la masa del candidato.

A lo largo de este capítulo se desarrolló e implementó una extensión al SM con dos singletes escalares complejos, en el cual la parte real del campo $S$ actúa como candidato estable a DM. A partir del potencial escalar se obtuvieron las masas del sector de Higgs y se definieron los

parámetros que serian usados para el estudio fenomenológico. Con el modelo implementado en `FeynRules` fue posible extraer los acoplamientos relevantes y generar los archivos necesarios para los cálculos numéricos con `MicrOMEGAs`, a partir de esto se realizó el análisis de densidad reliquia identificando una región de masas viables, para la cual la sección eficaz reproduce el valor canónico esperado. Asimismo, el estudio de los factores-$J$ con `CLUMPY` mostró que las galaxias enanas Sextans y Ursa Minor son las fuentes más prometedoras para búsquedas indirectas de DM dentro de las estudiadas.

# Conclusiones

El trabajo aquí presentado tuvo como base estudiar extensiones del Modelo Estándar que incorporan nuevos singletes escalares al Modelo Estándar, esto con el fin de proponer candidatos viables a materia oscura y analizar su fenomenología a nivel de partículas y en escenarios astrofísicos.

En primer lugar, se abordó un modelo con dos singletes escalares reales, esto partiendo de un trabajo ya realizado por los autores Basak, Coleppab y Lohob, y que permitió establecer las bases del mecanismo de interacción. Este modelo reprodujo correctamente el comportamiento esperado de la densidad reliquia en especial en el rango de masas que va de $472.67$ GeV a $475.34$ GeV, donde el modelo, bajo bajo los parámetros establecidos, puede satisfacer las cotas cosmológicas observadas por Planck [3].

$$\Omega_{\mathrm{DM}} h^2 = 0.120 \pm 0.001.$$

Posteriormente, se desarrolló un modelo extendido con dos singletes escalares complejos, para el cual se realizaron las mismas pruebas obteniendo un rango de masas dentro de la zona de aceptación para un solo candidato que va de $285$ GeV a $295$ GeV.

Las gráficas obtenidas para densidad reliquia y sección eficaz en función de la masa mostraron un comportamiento similar para ambos modelos: una aniquilación eficiente a bajas masas y una supresión progresiva para masas elevadas, destacando que para el modelo complejo las masas en el rango de aceptación son menores, lo cual se esperaba dado que existen mas intermediarios para la aniquilación lo cual eleva la sección eficaz.

Complementariamente, se realizó el estudio de detección indirecta mediante `CLUMPY`, esto por medio de las intensidades promedio $\langle I_\gamma \rangle$ en función de $\theta$ para diferentes galaxias enanas esferoidales. Como resultado entre los objetivos analizados, las galaxias Sextans y Ursa Minor destacaron como las más prometedoras para la búsqueda de señales gamma de aniquilación de materia oscura, con intensidades del orden de $10^{-8}$ y $10^{-9}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}$, respectivamente, en el modelo real, y de $10^{-7}$ y $10^{-8}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}$ en el modelo complejo.

De esto podemos decir que entre ambos modelos, el modelo complejo tiene una mayor probabilidad de detección, lo cual era esperable dada su mayor sección eficaz de aniquilación.

También es posible ver la consistencia de los datos con el perfil NFW utilizado, ya que es notable una mayor concentración de materia oscura en los centros de las galaxias que disminuye al aumentar la distancia.

En conjunto, los resultados obtenidos muestran que ambos modelos de extensiones con dos singletes escalares ofrecen escenarios teóricamente consistentes, estables y capaces de reproducir la densidad reliquia observada, además de proporcionar predicciones compatibles con los límites actuales de detección indirecta.

Asimismo, los resultados obtenidos motivan la exploración de escenarios más amplios, como el estudio de la partícula tipo Golsdtone surgida del modelo complejo y la incorporación del sector fermiónico que podrían vincular la Materia Oscura con el origen de las masas de los neutrinos y con posibles señales observables en futuras búsquedas astrofísicas y experimentales.

# Apéndice A

# Acoplamientos

## A.1. Acoplamientos SM-2 escalares reales

Los acoplamientos nuevos para el modelo de dos escalares reales son

| **Interacción** | **Acoplamiento** |
|---|---|
| $\bar{q}qX$ | $-\frac{i}{\sqrt{2}}\cos\theta\left(y_d^* P_- + y_d P_+\right)\delta_{m_1 m_2}$ |
| $\bar{u}uX$ | $-\frac{i}{\sqrt{2}}\cos\theta\left(y_u^* P_- + y_u P_+\right)\delta_{m_1 m_2}$ |
| $\bar{\ell}\ell X$ | $-\frac{i}{\sqrt{2}}\cos\theta\left(y_\ell^* P_- + y_\ell P_+\right)$ |
| $XXW^+W^-$ | $\frac{ie^2\cos^2\theta}{2s_w^2}\eta_{\mu_3\mu_4}$ |
| $XXZZ$ | $\frac{ie^2\cos^2\theta}{2s_w^2 c_w^2}\eta_{\mu_3\mu_4}$ |
| $XW^+W^-$ | $\frac{ie^2 v_h\cos\theta}{2s_w^2}\eta_{\mu_2\mu_3}$ |
| $XZZ$ | $\frac{ie^2 v_h\cos\theta}{2s_w^2 c_w^2}\eta_{\mu_2\mu_3}$ |

*Tabla A.1: Acoplamientos de $X$ con fermiones y bosones de gauge a árbol.*

| **Interacción** | **Acoplamiento** |
|---|---|
| $S\,S\,S\,S$ | $-6i\,\lambda_S$ |
| $S\,S\,X$ | $-2i\,\lambda_{HS}v_h\cos\theta + 4i\,\lambda_{SX}v_X\sin\theta$ |
| $H\,S\,S$ | $-4i\,\lambda_{SX}v_X\cos\theta - 2i\,\lambda_{HS}v_h\sin\theta$ |
| $H\,H\,S\,S$ | $-4i\,\lambda_{SX}\cos^2\theta - 2i\,\lambda_{HS}\sin^2\theta$ |
| $S\,S\,X\,X$ | $-2i\,\lambda_{HS}\cos^2\theta - 4i\,\lambda_{SX}\sin^2\theta$ |
| $H\,S\,S\,X$ | $4i\,\lambda_{SX}\cos\theta\sin\theta - 2i\,\lambda_{HS}\cos\theta\sin\theta$ |
| $H\,H\,H\,X$ | $-6i\,\lambda_{HX}\cos^3\theta\sin\theta + 6i\,\lambda_X\cos^3\theta\sin\theta - \frac{3}{2}i\,\lambda_H\cos\theta\sin^3\theta + 6i\,\lambda_{HX}\cos\theta\sin^3\theta$ |
| $H\,X\,X$ | $-2i\,\lambda_{HX}v_X\cos^3\theta - \frac{3}{2}i\,\lambda_H v_h\cos^2\theta\sin\theta + 4i\,\lambda_{HX}v_h\cos^2\theta\sin\theta + 4i\,\lambda_{HX}v_X\cos\theta\sin^2\theta - 6i\,\lambda_X v_X\cos\theta\sin^2\theta - 2i\,\lambda_{HX}v_h\sin^3\theta$ |
| $X\,X\,X$ | $-\frac{3}{2}i\,\lambda_H v_h\cos^3\theta + 6i\,\lambda_{HX}v_X\cos^2\theta\sin\theta - 6i\,\lambda_{HX}v_h\cos\theta\sin^2\theta + 6i\,\lambda_X v_X\sin^3\theta$ |
| $H\,H\,X\,X$ | $-2i\,\lambda_{HX}\cos^4\theta - \frac{3}{2}i\,\lambda_H\cos^2\theta\sin^2\theta + 8i\,\lambda_{HX}\cos^2\theta\sin^2\theta - 6i\,\lambda_X\cos^2\theta\sin^2\theta - 2i\,\lambda_{HX}\sin^4\theta$ |
| $X\,X\,X\,X$ | $-\frac{3}{2}i\,\lambda_H\cos^4\theta - 12i\,\lambda_{HX}\cos^2\theta\sin^2\theta - 6i\,\lambda_X\sin^4\theta$ |
| $H\,X\,X\,X$ | $-\frac{3}{2}i\,\lambda_H\cos^3\theta\sin\theta + 6i\,\lambda_{HX}\cos^3\theta\sin\theta - 6i\,\lambda_{HX}\cos\theta\sin^3\theta + 6i\,\lambda_X\cos\theta\sin^3\theta$ |

*Tabla A.2: Acoplamientos de los nuevos campos escalares con el sector escalar.*

## A.2. Acoplamientos SM-2 escalares Complejos

Los acoplamientos nuevos para el modelo de dos escalares complejos son

| **Interacción** | **Acoplamiento** |
|---|---|
| $s\,s\,s\,s$ | $-\frac{3i}{2}\lambda_S$ |
| $s\,s\,\sigma_s\,\sigma_s$ | $-\frac{i}{2}\lambda_S$ |
| $\sigma_s\,\sigma_s\,\sigma_s\,\sigma_s$ | $-\frac{3i}{2}\lambda_S$ |
| $s\,s\,x\,x$ | $-i\,\lambda_{SX}$ |
| $\sigma_s\,\sigma_s\,x\,x$ | $-i\,\lambda_{SX}$ |
| $x\,x\,x\,x$ | $-\frac{3i}{2}\lambda_X$ |
| $s\,s\,\sigma_x$ | $-i\,\lambda_{HS}v_h\cos\theta + i\sqrt{2}\lambda_{SX}v_x\sin\theta$ |
| $\sigma_s\,\sigma_s\,\sigma_x$ | $-i\,\lambda_{HS}v_h\cos\theta + i\sqrt{2}\lambda_{SX}v_x\sin\theta$ |
| $H\,s\,s$ | $-i\sqrt{2}\,\lambda_{SX}v_x\cos\theta - i\,\lambda_{HS}v_h\sin\theta$ |
| $H\,\sigma_s\,\sigma_s$ | $-i\sqrt{2}\,\lambda_{SX}v_x\cos\theta - i\,\lambda_{HS}v_h\sin\theta$ |
| $\sigma_x\,x\,x$ | $-i\,\lambda_{HX}v_h\cos\theta + \frac{i\,\lambda_X v_x\sin\theta}{\sqrt{2}}$ |
| $H\,x\,x$ | $-\frac{i\,\lambda_X v_x\cos\theta}{\sqrt{2}} - i\,\lambda_{HX}v_h\sin\theta$ |
| $H\,H\,s\,s$ | $-i\,\lambda_{SX}\cos^2\theta - i\,\lambda_{HS}\sin^2\theta$ |
| $H\,H\,\sigma_s\,\sigma_s$ | $-i\,\lambda_{SX}\cos^2\theta - i\,\lambda_{HS}\sin^2\theta$ |
| $s\,s\,\sigma_x\,\sigma_x$ | $-i\,\lambda_{HS}\cos^2\theta - i\,\lambda_{SX}\sin^2\theta$ |
| $\sigma_s\,\sigma_s\,\sigma_x\,\sigma_x$ | $-i\,\lambda_{HS}\cos^2\theta - i\,\lambda_{SX}\sin^2\theta$ |
| $H\,H\,x\,x$ | $-\frac{1}{2}i\,\lambda_X\cos^2\theta - i\,\lambda_{HX}\sin^2\theta$ |
| $\sigma_x\,\sigma_x\,x\,x$ | $-i\,\lambda_{HX}\cos^2\theta - \frac{1}{2}i\,\lambda_X\sin^2\theta$ |

| **Interacción** | **Acoplamiento** |
|---|---|
| $H\,H\,\sigma_x$ | $-i\,\lambda_{HX} v_h \cos^3\theta - 2i\sqrt{2}\,\lambda_{HX} v_x \cos^2\theta \sin\theta + \frac{3i\,\lambda_X v_x \cos^2\theta \sin\theta}{\sqrt{2}} - \frac{3}{2} i\,\lambda\, v_h \cos\theta \sin^2\theta + 2i\,\lambda_{HX} v_h \cos\theta \sin^2\theta + i\sqrt{2}\,\lambda_{HX} v_x \sin^3\theta$ |
| $\sigma_x\,\sigma_x\,\sigma_x$ | $-\frac{3}{2} i\,\lambda\, v_h \cos^3\theta + 3i\sqrt{2}\,\lambda_{HX} v_x \cos^2\theta \sin\theta - 3i\,\lambda_{HX} v_h \cos\theta \sin^2\theta + \frac{3i\,\lambda_X v_x \sin^3\theta}{\sqrt{2}}$ |
| $H\,\sigma_x\,\sigma_x$ | $-i\sqrt{2}\,\lambda_{HX} v_x \cos^3\theta - \frac{3}{2} i\,\lambda\, v_h \cos^2\theta \sin\theta + 2i\,\lambda_{HX} v_h \cos^2\theta \sin\theta + 2i\sqrt{2}\,\lambda_{HX} v_x \cos\theta \sin^2\theta - \frac{3i\,\lambda_X v_x \cos\theta \sin^2\theta}{\sqrt{2}} - i\,\lambda_{HX} v_h \sin^3\theta$ |
| $H\,H\,\sigma_x\,\sigma_x$ | $-i\,\lambda_{HX} \cos^4\theta - \frac{3}{2} i\,\lambda\, \cos^2\theta \sin^2\theta + 4i\,\lambda_{HX} \cos^2\theta \sin^2\theta - \frac{3}{2} i\,\lambda_X \cos^2\theta \sin^2\theta - i\,\lambda_{HX} \sin^4\theta$ |
| $\sigma_x\,\sigma_x\,\sigma_x\,\sigma_x$ | $-\frac{3}{2} i\,\lambda\, \cos^4\theta - 6i\,\lambda_{HX} \cos^2\theta \sin^2\theta - \frac{3}{2} i\,\lambda_X \sin^4\theta$ |

*Tabla A.3: Acoplamientos de los nuevos campos escalares con el sector escalar.*

# Apéndice B

# Constantes

## B.1. Valores para constantes cosmológicas

| **Parámetro** | **Símbolo** | **Valor** |
|---|---|---|
| Constante de Hubble | $H_0 = 100\,h\ [\mathrm{km\ s^{-1}Mpc^{-1}}]$ | $67.4 \pm 0.5$ |
| Densidad de materia oscura fría | $\Omega_{\mathrm{CDM}} h^2$ | $0.120 \pm 0.001$ |
| Densidad bariónica | $\Omega_b h^2$ | $0.0224 \pm 0.0001$ |
| Densidad de materia | $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_\chi$ | $0.315 \pm 0.007$ |
| Curvatura | $\Omega_k$ | $0.001 \pm 0.002$ |
| Densidad de energía de vacío | $\Omega_\Lambda h^2$ | $0.3107 \pm 0.0082$ |
| Constante cosmológica | $\Lambda\ [\mathrm{eV}^2]$ | $(4.24 \pm 0.11) \times 10^{-66}$ |

*Tabla B.1: Valores de los parámetros cosmológicos a partir de las mediciones de Planck 2018 results (2020) [3, 19].*

# Bibliografía


[1] S. Navas et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 110(3):030001, 2024.

[2] M. Cirelli, A. Strumia, and J. Zupan. Dark matter, 2024.

[3] Planck Collaboration. Planck2018 results: Vi. cosmological parameters. *Astronomy amp; Astrophysics*, 641:A6, September 2020.

[4] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6:110–127, 1933.

[5] V. C. Rubin and W. K. Ford. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *Astrophysical Journal*, 159:379, 1970.

[6] H. Andernach and F. Zwicky. English and spanish translation of zwicky's (1933) the redshift of extragalactic nebulae, 2017.

[7] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *Astrophys. J.*, 86:217–246, 1937.

[8] J. C. Kapteyn. First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System. , 55:302, May 1922.

[9] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal*, 648(2):L109–L113, August 2006.

[10] S. Dodelson. *Modern Cosmology*. Academic Press, Amsterdam, 2003.

[11] J. R. Primack. Dark matter and structure formation in the universe, 1997.

[12] A. Del Popolo. Dark matter, density perturbations, and structure formation. *Astronomy Reports*, 51(3):169–196, March 2007.

[13] M. Kamionkowski. Possible relics from new physics in the early universe: Inflation, the cosmic microwave background, and particle dark matter, 1998.

[14] B. D. Fields, P. Molaro, and S. Sarkar. Big-Bang Nucleosynthesis. *Chin. Phys. C*, 38:339–344, 2014.

[15] C. J. Copi, D. N. Schramm, and M. S. Turner. Big-bang nucleosynthesis and the baryon density of the universe. *Science*, 267(5195):192–199, January 1995.

[16] T.-T. Yu. 2024 TASI Lectures: A Dark Matter Primer. 6 2025.

[17] S. Dodelson and L. M. Widrow. Sterile neutrinos as dark matter. *Physical Review Letters*, 72(1):17–20, January 1994.

[18] E. W. Kolb and M. S. Turner. *The Early Universe*, volume 69. Taylor and Francis, 5 2019.

[19] A. Montanari and E. Moulin. *The Dark Matter Mystery*. 2024.

[20] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405(5–6):279–390, January 2005.

[21] D. J. Griffiths. *Introduction to Quantum Mechanics (2nd Edition)*. Pearson Prentice Hall, 2nd edition, April 2004.

[22] L. Bergström. Dark matter candidates. *New Journal of Physics*, 11(10):105006, October 2009.

[23] K. M. Zurek. Asymmetric dark matter: Theories, signatures, and constraints. *Physics Reports*, 537(3):91–121, April 2014.

[24] M. Klasen, M. Pohl, and G. Sigl. Indirect and direct search for dark matter. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 85:1–32, November 2015.

[25] F. S. Queiroz. Dark Matter Overview: Collider, Direct and Indirect Detection Searches. In *51st Rencontres de Moriond on EW Interactions and Unified Theories*, pages 427–436. ARISF, 2016.

[26] M. G. Walker, M. Mateo, E. W. Olszewski, J. Peñarrubia, N. W. Evans, and G. Gilmore. A Universal Mass Profile for Dwarf Spheroidal Galaxies. *Astrophys. J.*, 704:1274–1287, 2009. [Erratum: Astrophys.J. 710, 886–890 (2010)].

[27] J. Binney and S. Tremaine. *Galactic Dynamics: Second Edition*. 2008.

[28] D. Lynden-Bell. Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems. , 136:101, January 1967.

[29] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. The structure of cold dark matter halos. *The Astrophysical Journal*, 462:563, May 1996.

[30] P. Salucci. The distribution of dark matter in galaxies. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 27(1), February 2019.

[31] A. Charbonnier, C. Combet, M. Daniel, S. Funk, J. A. Hinton, D. Maurin, C. Power, J. I. Read, S. Sarkar, M. G. Walker, and M. I. Wilkinson. Dark matter profiles and annihilation in dwarf spheroidal galaxies: prospectives for present and future-ray observatories - i. the classical dwarf spheroidal galaxies: -ray from dark matter annihilation in dsphs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 418(3):1526–1556, November 2011.

[32] J. M. Gaskins. A review of indirect searches for particle dark matter. *Contemporary Physics*, 57(4):496–525, June 2016.

[33] M. Mateo. Dwarf galaxies of the Local Group. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 36:435–506, 1998.

[34] X. Wu and submitted to ApJ. The mass distribution of dwarf spheroidal galaxies from stellar kinematics: Draco, ursa minor and fornax, 2007.

[35] F. Bezrukov, D. Gorbunov, and E. Koreshkova. Decays and annihilation of galactic dark matter: determine $D$-, $J_s$-, $J_p$- and $J_d$-factors with dark matter profiles inferred from GravSphere fit to stellar observations. 9 2025.

[36] G. Battaglia, A. Helmi, E. Tolstoy, M. Irwin, V. Hill, and P. Jablonka. The kinematic status and mass content of the Sculptor dwarf spheroidal galaxy. *Astrophys. J. Lett.*, 681:L13, 2008.

[37] J. Hartke. *Kinematics of the dwarf spheroidal galaxies Draco and Ursa minor*. Msc thesis in astronomy, University of Groningen, 2015.

[38] H. Yang et al. The Dark Matter Content of Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies: Draco, Sextans, and Ursa Minor. *Astrophys. J.*, 993(2):249, 2025.

[39] M. Cirelli. Indirect searches for dark matter. *Pramana*, 79(5):1021–1043, October 2012.

[40] The Fermi-LAT Collaboration. Searching for dark matter annihilation from milky way dwarf spheroidal galaxies with six years of fermi large area telescope data. *Physical Review Letters*, 115(23), November 2015.

[41] MAGIC Collaboration. Limits to dark matter annihilation cross-section from a combined analysis of magic and fermi-lat observations of dwarf satellite galaxies. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(02):039–039, February 2016.

[42] H.E.S.S. Collaboration. Search for dark matter annihilations towards the inner galactic halo from 10 years of observations with h.e.s.s. *Physical Review Letters*, 117(11), September 2016.

[43] Cherenkov Telescope Array Consortium. *Science with the Cherenkov Telescope Array*. WORLD SCIENTIFIC, February 2018.

[44] KM3NeT Collaboration. Km3net: opens a new window on our universe. `https://www.km3net.org/`. Consultado el 7 de octubre de 2025.

[45] IceCube Collaboration / University of Wisconsin–Madison. Icecube neutrino observatory. `https://icecube.wisc.edu/`. Consultado el 6 de octubre de 2025.

[46] Baikal-GVD Collaboration / JINR. Baikal-gvd (general volume detector). `https://baikalgvd.jinr.ru/`. Consultado el 7 de octubre de 2025.

[47] University of Tokyo Super-Kamiokande / Institute for Cosmic Ray Research. Super-kamiokande official website. `https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/sk/`. Consultado el 7 de octubre de 2025.

[48] University of Tokyo Hyper-Kamiokande / Institute for Cosmic Ray Research. Hyper-kamiokande: Overview / outline. `https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/hk/about/outline/`. Consultado el 7 de octubre de 2025.

[49] Pierre Auger Collaboration. Pierre auger observatory. `https://www.auger.org/`. Consultado el 7 de octubre de 2025.

[50] AMS Collaboration / AMS Project. Ams in a nutshell. `https://ams02.space/what-is-ams/ams-in-nutshell`. Consultado el 7 de octubre de 2025.

[51] Université de Genève DAMPE Collaboration / Département de Physique Nucléaire et Corpusculaire. Dampe (dark matter particle explorer). `https://dpnc.unige.ch/dampe/`. Consultado el 7 de octubre de 2025.

[52] GAPS Collaboration. Gaps | the experiment – science. `https://gaps1.astro.ucla.edu/gaps/science.html`. Consultado el 7 de octubre de 2025.

[53] HAWC Collaboration / institución responsable. High altitude water cherenkov observatory (hawc). `https://www.hawc-observatory.org/`. Consultado el 6 de octubre de 2025.

[54] NASA / Goddard Space Flight Center. Fermi: Science – overview. `https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/overview.html`, 2016. Consultado el 6 de octubre de 2025.

[55] S. Polyakov, A. Demichev, A. Kryukov, and E. Postnikov. Processing images from multiple iacts in the taiga experiment with convolutional neural networks. In *Proceedings of The 5th International Workshop on Deep Learning in Computational Physics — PoS(DLCP2021)*, DLCP2021, page 016. Sissa Medialab, December 2021.

[56] INSPIRE-HEP. Experiment record 1339486. `https://inspirehep.net/experiments/1339486`. Consultado el 6 de octubre de 2025.

[57] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. 2008.

[58] M. E. Peskin and D. V. Schroeder. *An Introduction to quantum field theory*. Addison-Wesley, Reading, USA, 1995.

[59] H. E. Logan. TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model. 6 2014.

[60] V. Silveira and A. Zee. SCALAR PHANTOMS. *Phys. Lett. B*, 161:136–140, 1985.

[61] T. Basak, B. Coleppa, and K. Loho. An update on the two singlet dark matter model. *Journal of High Energy Physics*, 2021(6), June 2021.

[62] W.-L. Guo and Y.-L. Wu. The real singlet scalar dark matter model. *Journal of High Energy Physics*, 2010(10), October 2010.

[63] C. Englert, T. Plehn, D. Zerwas, and P. M. Zerwas. Exploring the Higgs portal. *Phys. Lett. B*, 703:298–305, 2011.

[64] B. Patt and F. Wilczek. Higgs-field portal into hidden sectors. 5 2006.

[65] J. McDonald. Gauge singlet scalars as cold dark matter. *Physical Review D*, 50(6):3637–3649, September 1994.

[66] V. Keus, S. King, S. Moretti, and D. Sokolowska. Dark matter with two inert doublets plus one higgs doublet. *Journal of High Energy Physics*, 2014, 07 2014.

[67] M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor, G. Hutsi, M. Kadastik, P. Panci, M. Raidal, F. Sala, and A. Strumia. PPPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection. *JCAP*, 03:051, 2011. [Erratum: JCAP 10, E01 (2012)].

[68] Wolfram Research, Inc. Mathematica, version 12. `https://www.wolfram.com/mathematica`, 2023. Software, licencia académica.

[69] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, and B. Fuks. Feynrules 2.0 - a complete toolbox for tree-level phenomenology. *Comput. Phys. Commun.*, 185:2250–2300, 2014.

[70] N. D. Christensen and C. Duhr. FeynRules - Feynman rules made easy. *Comput. Phys. Commun.*, 180:1614–1641, 2009.

[71] G. Bélanger, F. Boudjema, A. Goudelis, A. Pukhov, and B. Zaldivar. micromegas, version 6.1.15. `https://lapth.cnrs.fr/micromegas`, 2018. Software de computadora.

[72] G. Alguero, D. Barducci, G. Bélanger, A. Belyaev, F. Boudjema, S. Chakraborti, J. Da Silva, A. Goudelis, S. Kraml, U. Laa, A. Mjallal, A. Pukhov, A. Semenov, and B. Zaldivar. *The micrOMEGAs User's Manual, Version 6.2*, March 2025. User's manual for micrOMEGAs 6.2.

[73] V. Bonnivard, C. Combet, D. Maurin, M. G. Walker, J. Peñarrubia, B. Famaey, R. Ibata, K. Malhan, N. Martin, and M. A. Sánchez-Conde. Clumpy. `https://lpsc.in2p3.fr/clumpy`, 2016. Software de computadora.

[74] T. Kluyver, B. Ragan-Kelley, F. Pérez, B. Granger, M. Bussonnier, J. Frederic, K. Kelley, J. Hamrick, J. Grout, S. Corlay, P. Ivanov, D. Avila, S. Abdalla, and C. Willing. Jupyter notebooks – a publishing format for reproducible computational workflows. In F. Loizides and B. Schmidt, editors, *Positioning and Power in Academic Publishing: Players, Agents and Agendas*, pages 87–90. IOS Press, 2016.

[75] A. Arhrib and M. Maniatis. The two-real-singlet dark matter model. *Physics Letters B*, 796:15–19, September 2019.

[76] J. Wang. Determining the masses of invisible particles: Application to higgs boson invisible decay. *Physical Review D*, 89(9), May 2014.

[77] G. Arcadi, M. Dutra, P. Ghosh, M. Lindner, Y. Mambrini, M. Pierre, S. Profumo, and F. S. Queiroz. The waning of the wimp? a review of models, searches, and constraints. *The European Physical Journal C*, 78(3), March 2018.