

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERIA

Facultad de Ciencias




TESIS

Materia oscura en el modelo ν_R —331

Para obtener el Título Profesional de Licenciado en Física


Elaborado por

Guillermo Gerardo Rivera Gambini

 ORCID: 0000-0002-9381-7049

Asesor

Dr. Oscar Eduardo Castillo Ruiz

 ORCID: 0000-0001-9713-6040

LIMA—PERÚ

2025

Citar/How to cite	Rivera Gambini [1]
Referencia/Reference	[1] G. Rivera Gambini, “Materia oscura en el modelo $\nu_R - 331$ ” [Tesis de pregrado]. Lima (Perú): Universidad Nacional de Ingeniería, 2025.

Citar/How to cite	(Rivera, 2025)
Referencia/Reference	Rivera, G. (2025), Materia oscura en el modelo $\nu_R - 331$ [Tesis de pregrado, Universidad Nacional de Ingeniería]. Repositorio Institucional UNI.

Dedicatoria

Dedico este trabajo a mi mamá, a mi abuelo, a mi hermana y a mis hermanos, que siempre han estado ahí para apoyarme.

Agradecimientos

En primer lugar, me gustaría agradecer a mi familia por su infinita paciencia y constante apoyo a mis proyectos.

En seguida me gustaria agradecer a mi asesor el Dr. Oscar Eduardo Castillo Ruiz, al Dr. Orlando L. Pereyra Ravinez y al Dr. Rosendo Ochoa por su guía y tutoría después de tantos años de haber egresado de la UNI.

Me gustaría agradecer a Jim Cline y a Farilando Queiroz a quienes les debo gran parte de lo que he aprendido a lo largo de estos años.

No podrían faltar los amigos que están presente dentro y fuera del mundo académico. Entre ellos tenemos a Fernanda de Faria Rodrigues, Gabriel Rabelo Soares, Lucia Angel, Armando Pezo, Dennis Zavaleta, Marvyn Inga, Fiorella Aquino, Lis Corbacho y Caroline Mouis.

Resumen

El modelo estándar de física de partículas, a pesar de su notable éxito, no logra dar cuenta de la existencia de materia oscura, un componente fundamental del presupuesto energético del universo. Los modelos $3 - 3 - 1$, basados en el grupo de gauge $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X$, proporcionan un marco convincente para abordar varias preguntas abiertas en física de partículas, incluida la naturaleza de la materia oscura. En esta tesis, exploramos la viabilidad de un candidato de materia oscura dentro del modelo ν_R-331 , una realización específica del marco $3 - 3 - 1$ que acomoda naturalmente un candidato de materia oscura estable WIMP. Específicamente, analizamos las restricciones fenomenológicas sobre la abundancia de reliquias de materia oscura resolviendo la ecuación de Boltzmann para diferentes canales de interacción entre la materia oscura y las partículas del modelo estándar. Nuestros resultados demuestran que un candidato viable de materia oscura puede surgir naturalmente dentro de este modelo, ofreciendo una alternativa atractiva a las extensiones convencionales del modelo estándar.

Keywords: materia oscura, modelo 331, WIMP, fenomenología

Abstract

The standard model of particle physics, despite its remarkable success, fails to account for the existence of dark matter, a fundamental component of the universe's energy budget. The $3-3-1$ models, based on the gauge group $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X$, provide a compelling framework to address various open questions in particle physics, including the nature of dark matter. In this thesis, we explore the viability of a dark matter candidate within the ν_R-331 model, a specific realization of the $3-3-1$ framework that naturally accommodates a stable WIMP dark matter candidate. Specifically, we analyze the phenomenological constraints on the dark matter relic abundance by solving the Boltzmann equation for different interaction channels between dark matter and standard model particles. Our results demonstrate that a viable dark matter candidate can naturally arise within this model, offering an attractive alternative to conventional extensions of the standard model.

Keywords: dark matter, 331 model, WIMP, phenomenology

Tabla de Contenido

Resumen	v
Abstract	vi
Introducción	1
I. El Modelo Estándar	4
A. Introducción	4
B. El sector electrodébil	5
C. Tests del modelo estándar	6
D. Física del Higgs	12
E. Conclusiones	13
II. Más allá del Modelo Estándar	14
A. Materia oscura	14
1) Evidencias	14
2) Partícula masiva que interactúa débilmente (WIMP)	21
B. Detección directa e indirecta de materia oscura	23
1) Detección directa	23
2) Perfiles de materia oscura	25
3) Detección indirecta	26
C. Modelo ν_R -331	28
D. Conclusiones	35
III. Materia oscura tipo WIMP en el modelo ν_R-331	36
A. Introduction	36
B. Sección de choque térmica	37
1) Diagramas de Feynman	38

2) Sección de choque térmica $\langle\sigma v\rangle$	39
C. Densidad de reliquia	40
1) Resultados	42
D. Conclusiones	45
IV. Conclusiones	46
V. Recomendaciones	47
VI. Referencias bibliográficas	48
Anexos	56

Lista de Tablas

I	Números cuánticos del Modelo Estándar	5
II	Números cuánticos electrodébiles para el doblete de Higgs.	6
I	Espectro de masas a primer orden de los bosones en el modelo $\nu_R - 331$	33
II	Autoestados de masa a primer orden de los bosones en el $\nu_R - 331$	34

Lista de Figuras

Figura I: Campos cuánticos del Modelo Estándar	5
Figura II: Mapa del Large Electron-Positron Collider (LEP)	7
Figura III: Sección de choque hadrónica en la resonancia del boson Z	8
Figura IV: Sección de choque variando con el número de neutrinos	9
Figura V: Diagrama de Feynman para $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ con estado final $qq\ell\nu$. .	9
Figura VI: Sección de choque de $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	10
Figura VII: Distribución de masas reconstruidas del bosón W	11
Figura VIII: Par $\mu^+\mu^-$ producido en la colisión e^+e^-	11
Figura IX: Asimetría forward-backward	12
Figura X: Curva de rotación de la galaxia espiral NGC 3198	16
Figura XI: Cúmulo de galaxias Abell 2218	17
Figura XII: Fondo cósmico de microondas	18
Figura XIII: Cúmulo doble de galaxias 1E 0657-56: Bullet cluster	19
Figura XIV: El potencial gravitacional en el Bullet cluster	20
Figura XV: Microlentes: Curva de luz de una estrella en la nube de Magallanes . .	21
Figura XVI: Interacciones de la materia oscura	23
Figura XVII: Límites en la sección de choque de los WIMPs	24
Figura XVIII: Perfiles de densidad de materia oscura	25
Figura XIX: Espectro de rayos gamma (línea)	26
Figura XX: Límites para $\langle\sigma v\rangle$ provenientes de H.E.S.S.	27
Figura XXI: Aniquilación de materia oscura en el ν_R-331	38
Figura XXII: Posible canal de decaimiento de la materia oscura	39
Figura XXIII: Sección de choque térmica $\langle\sigma v\rangle$	40
Figura XXIV: Grados de libertad relativistas y de entropía	42
Figura XXV: Abundancia de materia oscura 1	42

Figura XXVI: Abundancia de materia oscura 2	43
Figura XXVII: Abundancia de materia oscura 3	44
Figura XXVIII: Sección de choque térmica y densidad de materia oscura	44

Índice de acrónimos

ME	Modelo Estándar
LHC	Large Hadron Collider
LEP	Large Electron-Positron Collider
CERN	Conseil Européen pour la Recherche nucléaire
FCNC	Flavor Changing Neutral Current
SSB	Spontaneous Symmetry Breaking
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle
DM	Dark Matter
NFW	Navarro-Frenk-White
H.E.S.S.	High Energy Stereoscopic System
CTA	Cherenkov Telescope Array

Introducción

Comprender el universo donde vivimos siempre ha sido de gran interés para la humanidad. Cerca de 200 a.C., el sabio griego Eratóstenes de Cirene pudo determinar la longitud de la circunferencia de la Tierra al contratar un profesional que midió la distancia entre Siena y Alejandría y hallar el ángulo de inclinación de la sombra de un palo fijado en el suelo en Alejandría al medio día el día del solsticio de verano cuando la sombra era nula en Siena.

En esa época en la antigua Grecia ya existía la teoría filosófica del Atomismo según la cual pequeñas partículas indivisibles, llamadas átomos, componen el universo. Sin embargo, no es hasta finales del siglo XVIII que John Dalton propuso una teoría atómica moderna donde los átomos se usan para explicar los diferentes elementos químicos y sus reacciones. En esta teoría los diferentes tipos de átomos seguían siendo considerados indivisibles.

Más adelante, a finales del siglo XIX, la teoría atómica cambiaría con los experimentos de J. J. Thomson quien propuso que los átomos tienen estructura. Así, creó su modelo atómico donde el átomo es una esfera cargada positivamente y en ella se encuentran distribuidos los electrones de manera tal que el conjunto total sea eléctricamente nulo.

Al descubrir el núcleo atómico, Ernest Rutherford creó un nuevo modelo para el átomo donde el núcleo era una pequeña región densa cargada positivamente y los electrones orbitan alrededor de ella. El modelo mejoró posteriormente con el descubrimiento de los neutrones por parte de James Chadwick. Actualmente se entiende que el núcleo atómico está formado por protones y neutrones.

Con la invención de la teoría de la relatividad especial de Einstein, la mecánica cuántica y su unión en la teoría cuántica de campos a inicios del siglo XX, se pudieron sentar las bases matemáticas rigurosas para entender mejor la estructura del átomo y sus interacciones. Se entendió que existen tres tipos de interacciones cuánticas: la electrodinámica

que mantiene a los electrones ‘alrededor’ del núcleo, la interacción fuerte que mantiene al núcleo unido a si mismo y la interacción débil que permite la transformación del núcleo en uno de otro tipo.

A finales de los años 1970 se había construido una teoría que era capaz de explicar todos los experimentos en física de partículas a la fecha: el modelo estándar de la física de partículas. Aquí, los protones y neutrones se entienden como compuestos de quarks unidos por la ‘fuerza’ nuclear fuerte que acabamos de mencionar.

La última pieza del ‘rompecabezas’ del modelo estándar era el bosón de Higgs que fue propuesto en 1964 y descubierto en el CERN en 2012 por las colaboraciones ATLAS [1] y CMS [2]. El bosón de Higgs es la partícula del campo de Higgs y tiene carga eléctrica neutra, tiempo de vida corto y spin cero. Sus interacciones con el leptón tau y el quark top fueron medidas en 2016 y 2018, respectivamente. Esto último es interesante porque el tau y el top son los fermiones más pesados del modelo estándar y por eso son los que interactúan más fuertemente con el campo de Higgs: *mientras más fuerte sea la interacción con el campo de Higgs, mayor será la masa de dicha partícula.*

Existe, sin embargo, una partícula que aparentemente no interacciona con el campo de Higgs. Esta partícula es el neutrino, el cual tiene masa nula en la teoría del modelo estándar. Esta partícula viene en tres ‘sabores’: electrónico, muónico y tauónico, y tienen la asombrosa propiedad de oscilar entre esos sabores. Este fenómeno llamado de *oscilación de neutrinos* es posible solo cuando los neutrinos tienen masa y estas son diferentes una de la otra.

Esta aparente contradicción con el mecanismo de generación de masa por medio de la interacción con el campo de Higgs puede desaparecer postulando nuevas partículas que acoplan con los neutrinos y el Higgs. Estas partículas tendrían que ser muy pesadas en comparación con las energías de los experimentos terrestres ya que no han sido detectadas. Se puede decir que, de existir, estas partículas pertenecerían a un sector oscuro, diferente del modelo estándar.

La idea de un sector oscuro no es nueva. A inicios del siglo XX, observaciones astronómicas permitieron concluir que hay un tipo de materia no lumínica la cual no se ha podido detectar directamente pero su influencia gravitacional está presente (y es dominante) en las galáxias y los cúmulos de galáxias. Es así como nace la propuesta de *materia oscura*, un nuevo (o nuevos) tipo(s) de materia que no es descrita por partículas del modelo estándar.

En este trabajo estudiaremos la materia oscura en una extensión del modelo estándar llamada *modelos* $3 - 3 - 1$ [3]. Estos modelos son ricos en nuevas partículas e interacciones, lo que es deseable para hacer fenomenología de altas energías. Estos modelos han sido exitosos en, por ejemplo, explicar que el número de familias fermiónicas sea igual a tres [4] y la cuantización de la carga eléctrica [5]. En particular, nos enfocaremos en el modelo ν_R -331 [6] y calcularemos la densidad de reliquia para un candidato a materia oscura dada por un escalar complejo con masa desde los cientos de GeV hasta decenas de TeV.

I. El Modelo Estándar

El propósito de este capítulo es definir el modelo estándar rápidamente, enfocándonos en el sector electrodébil, y mostrar que ha sobrevivido muchas pruebas experimentales. Esto hace del modelo estándar una teoría excelente, válida en un amplio rango de energías y el límite al cual otras teorías ‘más allá del modelo estándar’ deberían aproximarse a ‘bajas energías’.

A. Introducción

A finales de la década de 1970, el Modelo Estándar (ME) de la física de partículas, creado por Weinberg, Salam y Glashow, comenzó a consolidarse como la teoría básica de la materia. Aquí los constituyentes fundamentales son partículas de spin $1/2$ y son llamados *quarks* y *leptones*. Estas interacciones entre partículas es mediada por otras partículas de spin 0 (el bosón de Higgs) y 1 (fotones, gluones y los bosones W y Z) [7].

Hasta una década antes del ME, se pensaba que los protones, neutrones, piones, kaones y otras partículas que interactuaban fuertemente (hadrones) eran elementales. Sin embargo, el consenso que surgió más adelante fue que los hadrones estaban compuestos de bloques más básicos llamados quarks y se mantenían unidos mediante el intercambio de gluones [8].

En la figura I podemos ver los seis sabores f para los quarks, es decir, $f = u$ (arriba), d (abajo), c (encantado), s (extraño), t (cima) y b (fondo) en rosado, los seis leptones: el electrón (e), el muón (μ) y el tau (τ), más sus neutrinos asociados (ν_e, ν_μ, ν_τ) en verde, y los portadores de fuerza: el fotón (γ), el gluón (g) y los bosones Z y W en anaranjado. Finalmente, en amarillo tenemos el bosón de Higgs el cual está separado de los otros bosones por no ser un bosón de gauge. Esto último quiere decir que no está asociado al grupo de gauge del ME, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde C, L, Y representan color, quiralidad izquierda e

hipercarga, respectivamente.


















 <i>u</i> <small>up</small>	 <i>c</i> <small>charm</small>	 <i>t</i> <small>top</small>	 γ <small>photon</small>	 <i>H</i> <small>Higgs</small>
 <i>d</i> <small>down</small>	 <i>s</i> <small>strange</small>	 <i>b</i> <small>bottom</small>	 <i>g</i> <small>gluon</small>	
 ν_e <small>e-neutrino</small>	 ν_μ <small>μ-neutrino</small>	 ν_τ <small>τ-neutrino</small>	 <i>Z</i> <small>Z boson</small>	
 <i>e</i> <small>electron</small>	 μ <small>muon</small>	 τ <small>tau</small>	 <i>g</i> <small>W boson</small>	

Figura I: El ME explica cómo los componentes básicos de la materia (los quarks y los leptones) interactúan a través de tres de las cuatro fuerzas fundamentales.

B. El sector electrodébil

Las partículas del ME ganan masa por medio del mecanismo de Higgs, el cual es una realización de la quiebra espontánea de la simetría, $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$, donde Q es la carga eléctrica. En la tabla I podemos ver los números cuánticos del contenido de materia del ME donde I es el isospín débil e I_3 es su tercera componente. La carga eléctrica se calcula a partir de la relación Gell-Mann–Nishijima $Q = I_3 + Y/2$.

Tabla I: Números cuánticos electrodébiles de los fermiones en el modelo estándar. Las tres generaciones de los quarks y los leptones están representadas por un solo símbolo Q y L para los dobletes de $SU(2)_L$ y q_R, ℓ_R para los singletos. Los subíndices L y R denotan quiralidad izquierda y derecha, respectivamente.

Representaciones irreducibles fermiónicas de $SU(2)_L \times U(1)_Y$	I	I_3	Y	Q
$L \equiv \begin{pmatrix} \nu \\ \ell \end{pmatrix}_L$	$1/2$	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	-1	0
ℓ_R	0	0	-2	1
$Q \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$1/2$	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	$1/3$	$\begin{matrix} 2/3 \\ -1/3 \end{matrix}$
u_R	0	0	$4/3$	$2/3$
d_R	0	0	$-2/3$	$-1/3$

Con la simetría gauge del ME y el contenido de materia verificado experimentalmente

podemos construir la lagrangeana del sector electrodébil,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & i\bar{L}\not{D}L + i\bar{Q}\not{D}Q + i\bar{\ell}_R\not{D}\ell_R + i\bar{u}_R\not{D}u_R + i\bar{d}_R\not{D}d_R \\
& - \frac{1}{4}\vec{F}^{\mu\nu} \cdot \vec{F}_{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\
& + (D_\rho\Phi)^\dagger (D^\rho\Phi) + \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \\
& - \left[Y^\ell \bar{L}\Phi\ell + Y^u \bar{Q}(-i\sigma_2\Phi^*)u + Y^d \bar{Q}\Phi d + H.c. \right], \tag{I.1}
\end{aligned}$$

donde la derivada covariante es $D_\mu \equiv \partial_\mu + ig\vec{A}_\mu \cdot \vec{\sigma}/2 + ig'B_\mu Y/2$ y tanto \vec{A}_μ como B_μ son bosones de gauge de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente, σ_2 es la segunda matriz de Pauli y Φ es el doblete de Higgs cuyos números cuánticos son mostrados en la tabla II

Tabla II Números cuánticos electrodébiles para el doblete de Higgs.

Doblete de Higgs	I	I_3	Y	Q
$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	1/2	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	1	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix}$

Cabe notar que los neutrinos no son las únicas partículas del ME que permanecen sin masa después del rompimiento espontáneo de simetría. Los fotones y los gluones también permanecen no masivos, pero a diferencia de los neutrinos, esto se debe a que $SU(3)_C \times U(1)_Q$ permanece como una simetría del ME después de la quiebra de simetría. Este misterio relacionado al origen de las masas de los neutrinos es física está más allá del ME es una de las áreas de investigación más activas actualmente.

C. Tests del modelo estándar

A lo largo de su historia, el modelo estándar ha probado que funciona muy bien al superar varias pruebas. En esta sección comentaremos un poco sobre algunos de esos tests, básicamente aquellos que fueron hechos en el CERN¹.

El gran colisionador de electrones y positrones LEP² en el CERN operó de 1989 al 2000. Este acelerador circular contaba con un anillo de aproximadamente 27 km y habían cuatro detectores multipropósito: L3, ALEPH, OPAL y DELPHI (ver figura II).

¹Conseil Européen pour la Recherche nucléaire – Consejo Europeo para la Investigación Nuclear.

²Large Electron-Positron collider [LEP](#).

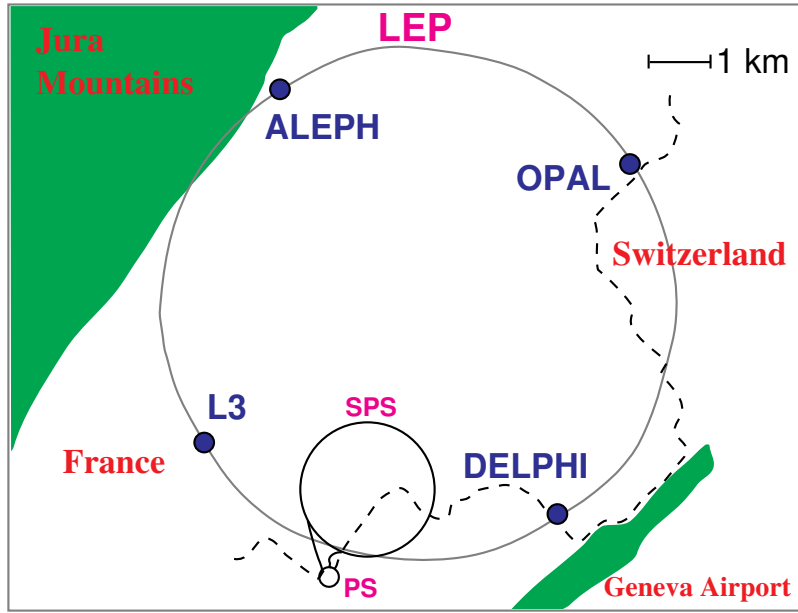


Figura II: Mapa del Large Electron-Positron Collider (LEP) [9].

Al final de la toma de datos con energías del centro de masa alrededor de la resonancia del bosón Z, cerca de 1000 bosones Z eran registrados cada hora por cada uno de los cuatro experimentos previamente mencionados. Esto hizo de LEP una fábrica de bosones Z y algunos de sus resultados fueron:

- **La resonancia del bosón Z:** La sección de choque de la colisión e^+e^- sufre un incremento de cerca de 3 ordenes de magnitud cuando la energía del centro de masa alcanza la masa del bosón Z, m_Z . Esto se debe a que el bosón Z acopla con todos los fermiones de manera similar a los fotones. Aparece entonces un competidor para este último al momento de mediar dicha interacción. Para energías abajo de ~ 40 GeV, el fotón domina. A energías mayores ambos son igual de importantes, pero cerca de la resonancia del bosón Z, este domina. Esto se entiende en el ME debido a que la amplitud total del proceso es $\mathcal{M} = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z$, $\mathcal{M}_\gamma \propto 1/q^2$, $\mathcal{M}_Z \propto 1/[q^2 - m_Z^2 + im_Z\Gamma_Z]$, Γ_Z es el ancho de decaimiento del bosón Z, siendo la sección total de choque es proporcional a $|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2$. De esta manera, cada mediador tiene su región donde domina pero también existen regiones donde interfieren y ninguno lo hace (ver la figura III).

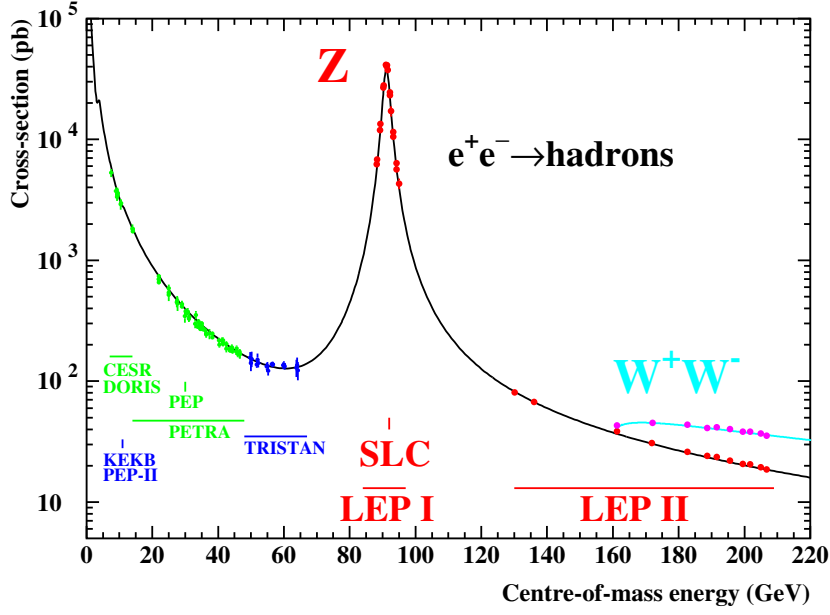


Figura III: Sección de choque hadrónica en la resonancia del bosón Z [9]. El pico en la sección de choque para $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ cerca de ~ 90 GeV no se puede explicar con la electrodinámica cuántica (QED). El bosón Z del ME puede explicar este aumento.

- **El ancho de decaimiento del bosón Z:** Aunque los neutrinos no sean observados en los experimentos previamente mencionados, ellos afectan significativamente el ancho de decaimiento del bosón Z, esto es [10]

$$\Gamma_Z = 3\Gamma_{\ell\ell} + \Gamma_{\text{hadrons}} + n_\nu\Gamma_{\nu\nu}, \quad (1.2)$$

asumiendo universalidad leptónica³.

En la figura IV se muestra que $n_\nu = 3$ da el mejor ajuste a los datos combinados de los cuatro experimentos. Este resultado está de acuerdo con otros resultados experimentales independientes como, por ejemplo, el número efectivo de neutrinos $N_{\text{eff}} = 2,99(17)$ obtenidos del estudio del fondo cósmico de microondas (CMB)⁴ hecho por la colaboración Planck [11]. Sin embargo, podría existir otros ‘neutrinos’ más pesados que no pueden ser producidos en los decaimientos del bosón Z y no afectan el número de especies relativísticas del universo en el momento de la formación del CMB.

³Esto quiere decir que las diferentes generaciones de leptones acoplan de la misma manera con los bosones de gauge.

⁴Ver el siguiente capítulo.

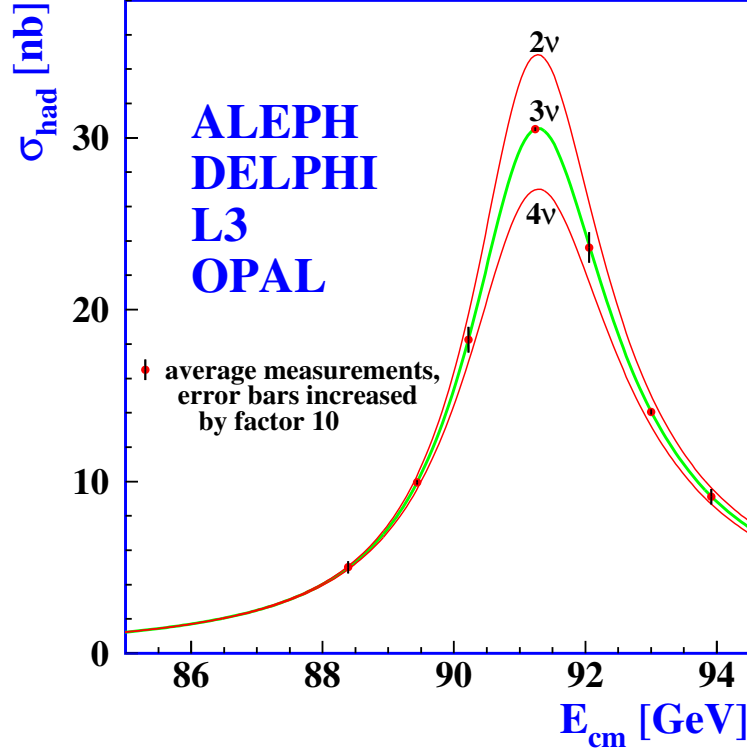


Figura IV: Sección de choque variando con el número de neutrinos [9]. Mediciones del ancho de decaimiento del bosón Z concuerdan con la predicción del ME cuando el número de neutrinos activos es 3. Actualmente no se han observado más de tres de estos neutrinos ni sus respectivos leptones a los que asociados.

- **Masa de los bosones W:** En LEP, a diferencia del bosón Z, la masas de los bosones W son obtenidas de la producción de pares W^+W^- . Cerca de $\sqrt{s} = 2m_W$, la sección de choque $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ depende fuertemente de m_W y Γ_W ya que los W están *on-shell*⁵, pero para energías del centro de masa \sqrt{s} mayores, se debe reconstruir las masas invariantes de los productos finales considerando a los bosones W tanto *on-shell* como virtuales (ver figura V).

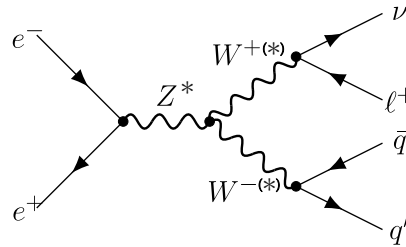


Figura V: Diagrama de Feynman para $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ con estado final de tipo $qq l \nu$. La colaboración L3 analizó estados finales conteniendo cuatro fermiones: $l \nu l \nu$, $qq l \nu$ y $qqqq$.

⁵Esto quiere decir que cumplen $E^2 = m^2 + p^2$.

En la figura VI podemos ver esta sección de choque $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ medida a $\sqrt{s} = 161$ GeV [12], 172 GeV [13], 183 GeV [14] y valores mayores [15]. Cuando los bosones W son virtuales, sus masas mudan en cada evento y son, en general, distintas entre sí. La figura VII muestra la distribución del promedio de estas masas para los eventos $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$. Los resultados de las simulaciones Monte Carlo del ME están muy de acuerdo con estos dos resultados experimentales⁶.

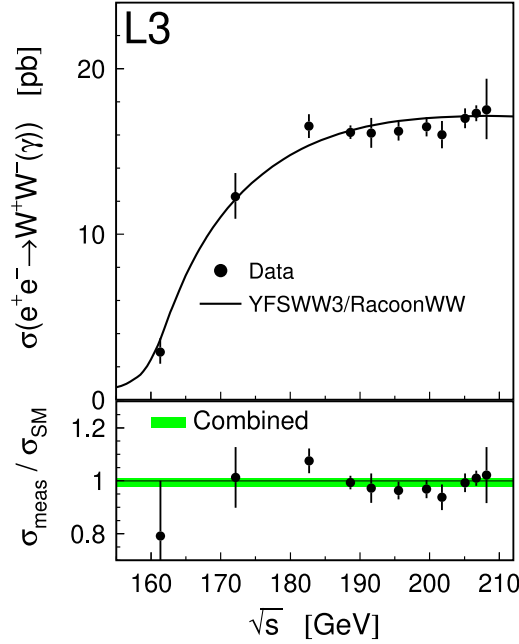


Figura VI: Sección de choque de $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ [15]. Los resultados experimentales para la sección de choque para $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ concuerdan con la predicción del ME.

- **Asimetría forward-backward:** Los productos de la colisión e^+e^- mediados por un bosón Z (por ejemplo, $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow \mu^+\mu^-$, ver figura VIII) aparecen haciendo un ángulo θ con relación al eje de los haces iniciales.

Esta distribución no es isotrópica en el ME ya que los acoplamientos del bosón Z con fermiones de mano derecha e izquierda son diferentes. Por ejemplo, para el proceso $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ tenemos (ignorando contribuciones de la QED cerca de $\sqrt{s} \sim m_Z$),

$$\mathcal{M} = -\frac{g_Z^2}{s - m_Z^2 + im_Z\Gamma_Z} g_{\mu\nu} \left[\bar{v} \gamma^\mu \frac{1}{2} (c_V^e - c_A^e \gamma^5) u \right] \left[\bar{u} \gamma^\mu \frac{1}{2} (c_V^\mu - c_A^\mu \gamma^5) v \right]$$

⁶Recientemente la colaboración CDF anunció una medida de la masa del W que discrepa con la predicción del ME [16]. Este resultado se aleja de los valores reportados por otros experimentos los cuales también son muy precisos y están de acuerdo con el ME.

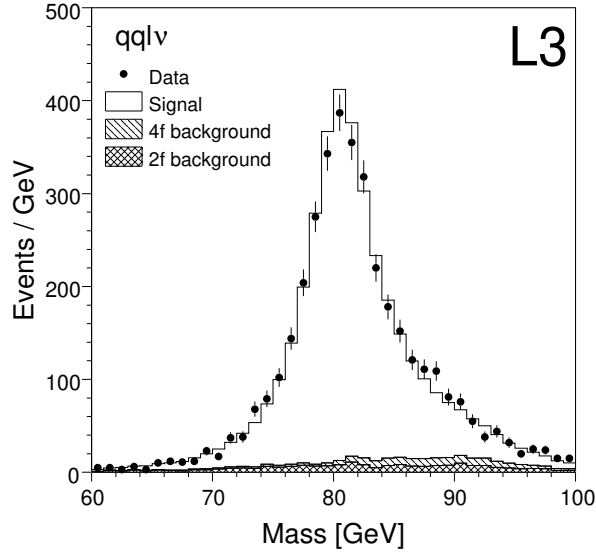


Figura VII: Distribución de masas reconstruidas del bosón W [17]. La distribución de la masa del W concuerda con las simulaciones Monte Carlo en el contexto del ME.

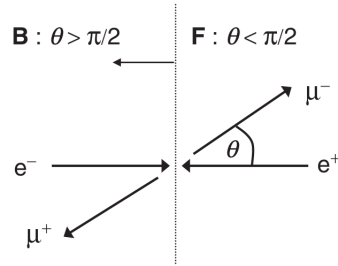


Figura VIII: Par $\mu^+\mu^-$ producido en la colisión e^+e^- [10].

y de ahí se obtiene

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto a(1 + \cos^2 \theta) + 2b \cos \theta \quad (I.3)$$

donde

$$a = [(c_L^e)^2 + (c_R^e)^2] [(c_L^\mu)^2 + (c_R^\mu)^2], \quad b = [(c_L^e)^2 - (c_R^e)^2] [(c_L^\mu)^2 - (c_R^\mu)^2] \quad (I.4)$$

Esta asimetría A_{FB} se mide calculando las secciones de choque *forward* σ_F y *backward* σ_B ,

$$\sigma_F \equiv 2\pi \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} d(\cos \theta), \quad \sigma_B \equiv 2\pi \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} d(\cos \theta), \quad (I.5)$$

de manera que

$$A_{FB} \equiv \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}. \quad (I.6)$$

En la figura IX se muestra evidencia experimental de esta asimetría en la sección

diferencial de choque en función de $\cos \theta$ para $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ justo como dice el ME.

Si el bosón Z acoplase de la misma manera con fermiones de mano derecha y de mano izquierda, entonces tendríamos $b = 0$ y la distribución angular sería simétrica $(1 + \cos^2 \theta)$ dando como resultado $A_{FB} = 0$.

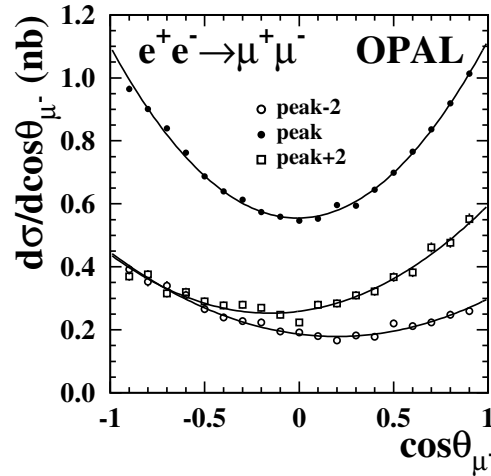


Figura IX: La asimetría *forward-backward* a pesar de ser pequeña es claramente un indicador de que el bosón Z acopla diferente con los fermiones de mano derecha e izquierda. $A_{FB} = 0$ para procesos mediados puramente por QED [18].

D. Física del Higgs

Descubierto en 2012 por las colaboraciones ATLAS [1] y CMS [2], el bosón de Higgs es la pieza final del modelo estándar. Esta partícula es especial en el sentido de que es la única partícula fundamental con spin cero que conocemos. Sus decaimientos han sido estudiados ampliamente; sin embargo, poco se sabe de su acople trilineal y además hay indicios de que podría haber otros escalares neutros más ligeros [19]-[21] o más pesados [22] que estarían al alcance de próximos experimentos.

Se conocerá más sobre el Higgs, por ejemplo, en futuros colisionadores de muones ya que tienen la ventaja de ser de precisión como los colisionadores de e^+e^- y llegarían a altas energías comparables a la de los del gran colisionador hadrónico ⁷.

⁷Un colisionador de muones a energía de centro de masa de 10 TeV es comparable con el LHC a 100 TeV <https://home.cern/science/accelerators/muon-collider>.

E. Conclusiones

El modelo estándar ha probado ser un gran logro de la ciencia moderna. En este capítulo, hemos visto como ha superado varios tests en colisionadores, lo cual justifica su nombre. Sin embargo, el no incluir a, por ejemplo, la interacción gravitacional, es una señal de que debemos ir más allá de este modelo.

II. Más allá del Modelo Estándar

Habiendo visto como el modelo estándar concuerda excelentemente con los resultados de experimentos terrestres a altas energías, veamos ahora algunas evidencias cosmológicas que apuntan a que debemos pensar en ir más allá de este modelo.

A. Materia oscura

Históricamente la investigación en materia oscura comenzó en 1933 cuando el astrónomo suizo Fritz Zwicky observó que ‘faltaba materia’ en el cúmulo de galaxias Coma [23]¹. Posteriormente otros investigadores descubrieron que esta materia faltante, denominada *materia oscura* por Zwicky, podría explicar observaciones cosmológicas como curvas de rotación planas en galaxias espirales [25], [26], el efecto de lentes gravitacionales de cúmulos de galaxias y el *bullet cluster* [27], entre otras². A continuación veremos brevemente cómo aparece la materia oscura en diferentes escenarios cosmológicos y por qué se piensa que su naturaleza no es de origen bariónico.

1. Evidencias

- 1 **Dispersión de velocidades en cúmulos de galaxias:** En su artículo de 1933 ‘El corrimiento al rojo de las nebulosas extragalácticas’, Fritz Zwicky estudió el cúmulo de galaxias Coma y demostró, mediante el teorema del virial, que la densidad de la materia oscura es mucho mayor que la de la materia luminosa. Suponiendo que el cúmulo de Coma es un sistema mecánicamente estacionario, el teorema del virial nos

¹La versión en inglés puede encontrarse aquí [24].

²Las teorías de la dinámica newtoniana modificada (MOND en inglés) son alternativas a la hipótesis de la materia oscura como partícula, pero no serán discutidas en este trabajo.

dice que la energía cinética media $\langle \mathcal{E}_k \rangle$ y potencial media $\langle \mathcal{E}_p \rangle$ están relacionadas por

$$\langle \mathcal{E}_k \rangle = -\frac{1}{2} \langle \mathcal{E}_p \rangle. \quad (\text{II.1})$$

Para fines de estimación, supongamos una distribución uniforme de masa ($\rho = \text{constante}$) en el cúmulo de Coma. De esta manera, si M y R representan su masa lumínica y radio, respectivamente, entonces su energía gravitacional U es

$$U = - \int_0^M G \frac{m(r)}{r} dm = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (\text{II.2})$$

De este resultado y la ecuación (II.1), obtenemos

$$\frac{1}{2} M \langle v^2 \rangle = \langle \mathcal{E}_k \rangle = -\frac{1}{2} \langle \mathcal{E}_p \rangle = -\frac{1}{2} U = \frac{3}{10} \frac{GM^2}{R}, \quad (\text{II.3})$$

lo que resulta en

$$\langle v^2 \rangle^{1/2} \approx 80 \text{ km/s}. \quad (\text{II.4})$$

Con este resultado, la dispersión de velocidades $\sigma = \left[\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2 \right]^{1/2} \leq \langle v^2 \rangle^{1/2}$ en el cúmulo de Coma está muy debajo de lo observado, *i.e.* 1500 a 2000 km/s [23], [24]. Este problema hizo que Zwicky concluyera que, como $\langle v^2 \rangle^{1/2} \propto \sqrt{M}$ de la ecuación (II.3), el cúmulo necesitaba que su masa fuera al menos *400 veces mayor* que la masa de su materia luminosa. A esta materia no observada él la llamó *materia oscura*.

2 Curvas de rotación planas: En una galaxia esférica³, de la mecánica newtoniana se espera la siguiente relación entre la velocidad de rotación v y la distancia a su centro r ,

$$v \propto \begin{cases} r, & \text{dentro de la galaxia} \\ r^{-1/2}, & \text{fuera de la galaxia} \end{cases}. \quad (\text{II.5})$$

Una curva de rotación es plana cuando v no cae como $r^{-1/2}$ en sus afueras sino se mantiene constante. En 1970, Vera Rubin y Kent Ford mostraron la primera evidencia de curvas de rotación planas en las galaxias [25]. En la figura X podemos ver la curva de rotación plana de la galaxia espiral NGC 3198.

Los modelos que intentan resolver esta discrepancia entre teoría y observación gene-

³Hay galaxias esféricas como algunas galaxias enanas, pero hay otras que no lo son como las enanas irregulares, las galaxias elípticas y las espirales.

ralmente toman en consideración dos distribuciones distintas de materia. Por ejemplo, para NGC 3198 se podría usar una distribución de materia luminosa de tipo disco y un halo (esférico) de materia oscura [28]. Como resultado, los modelos de dos componentes generalmente obtienen buenos ajustes (ver Fig.X).

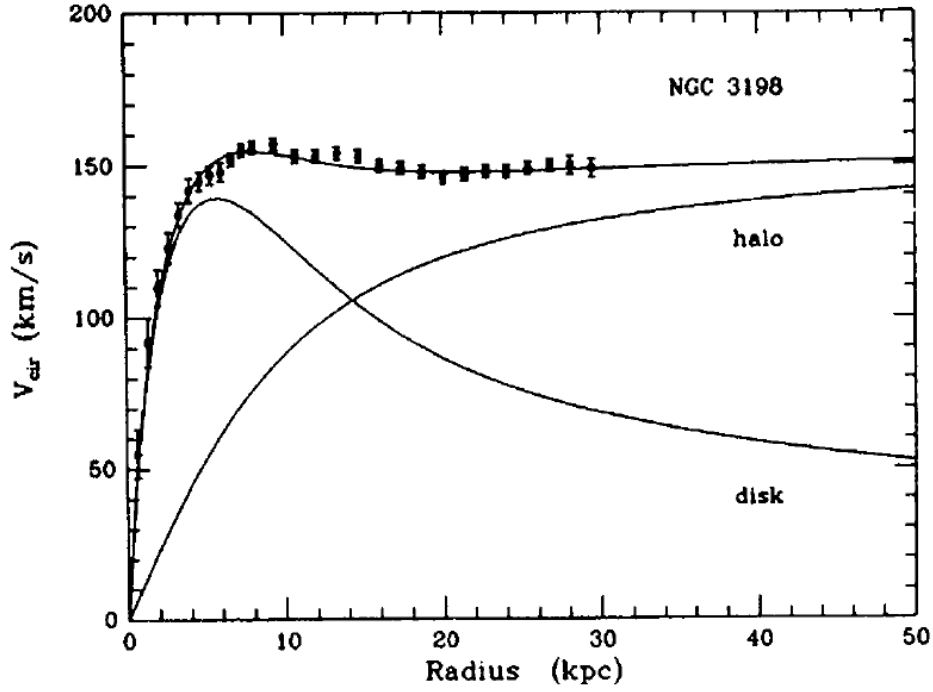


Figura X: Curva de rotación de la galaxia espiral NGC 3198 [28]. La curva de rotación de la galaxia espiral NGC 3198 no puede modelarse con éxito únicamente mediante un disco de materia bariónica. Se debe agregar un halo de materia invisible para que coincida con las observaciones.

3 Relaciones masa-luz: La forma del universo siempre ha sido de gran interés para la humanidad. Es posible saber si es abierto, cerrado o plano determinando la relación entre su densidad de masa ρ y la densidad crítica $\Omega = \rho/\rho_c$. Un universo plano $\Omega = 1$ es consistente con las observaciones [29].

Si consideramos que la masa del universo es principalmente la suma de las masas de sus partes visibles, es *decir* las galaxias, entonces al encontrar la relación masa-luz de una sola galaxia (suponiendo que esto sea igual para todo el universo) y multiplicarla por la luminosidad del universo debería darnos la masa del universo y, en consecuencia, Ω .

La luminosidad de los objetos astronómicos en el universo revela una densidad de luminosidad total de $\rho_L = 2,0 \pm 0,7 \times 10^8 h L_\odot Mpc^{-3}$ [30]. Como la densidad crítica está dada por $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G = 2,77537(13) \times 10^{11} \Omega h^2 M_\odot Mpc^{-3}$ [31], para un universo

plano la relación masa-luz es [32]

$$\left(\frac{M}{L}\right)_{\text{plano}} = 1390h \times \left(\frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}\right), \quad (\text{II.6})$$

donde M_{\odot} y L_{\odot} son la masa y luminosidad del sol, respectivamente, y $h = 0,674$ [29].

Para el cúmulo de galaxias Coma, $M/L \simeq 300h$ en unidades solares [23], [24]. Dado que este valor está lejos del resultado obtenido en la ecuación (II.6), se necesitan más objetos masivos de baja luminosidad para obtener nuestro universo plano observado.

4 Lentes gravitacionales: Los cúmulos de galaxias se pueden utilizar como telescopios porque la gravedad puede ‘doblar’ la luz. Estos cúmulos de galaxias desviarán la luz proveniente de, digamos, una sola galaxia o un grupo de ellas (ver Fig.XI), y la medida de la deflexión nos dará la masa del cúmulo. Los resultados de la lente parecen coincidir con la relación masa-luz $M/L \simeq 300h$ obtenida del estudio del cúmulo de Coma [23], [24], lo que refuerza la afirmación de que falta masa en los cúmulos de galaxias.

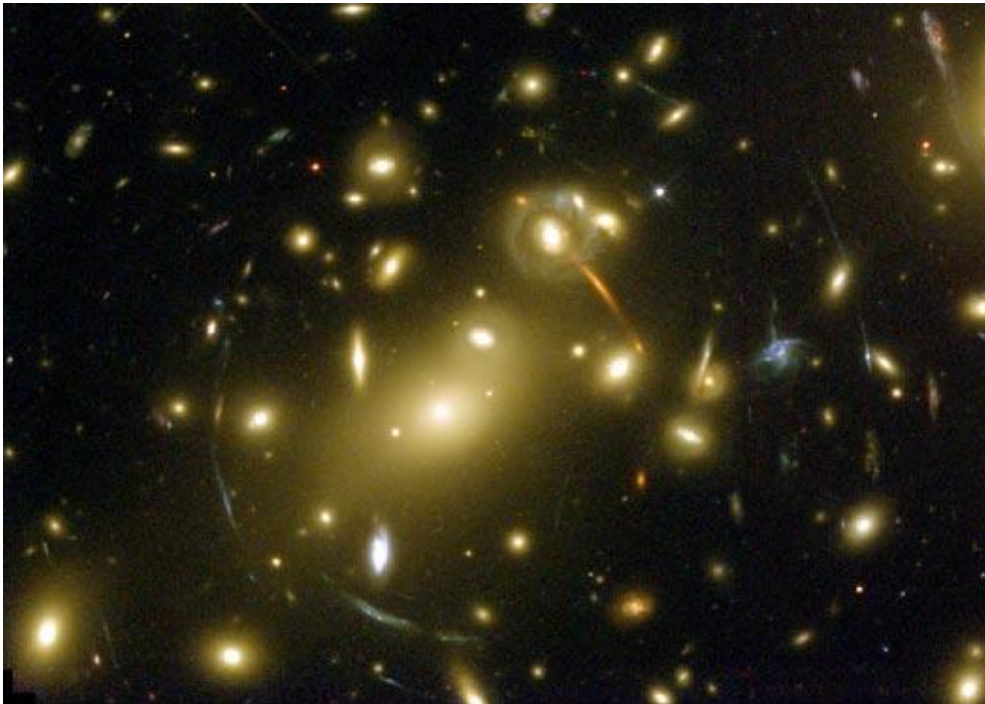


Figura XI: Cúmulo de galaxias Abell 2218 [33]. La luz procedente de objetos luminosos situados detrás del cúmulo de galaxias Abell 2218 es desviada por éste creando arcos tenues.

5 El fondo cósmico de microondas (CMB): Las mediciones de la temperatura del

fondo cósmico de microondas hecho por el satélite de Planck⁴ dio como resultado las densidades relativas $\Omega_b h^2 = 0,02205(28)$ para los bariones y $\Omega_{DM} h^2 = 0,1199(27)$ para la materia oscura fría. Ambos resultados son inferidos en el contexto del modelo cosmológico estándar Λ CDM [34]. A partir de estos resultados, se puede ver que no sólo la materia barionica no es el componente dominante en la densidad de energía del universo, sino que además la mayor parte esta última es de composición desconocida.

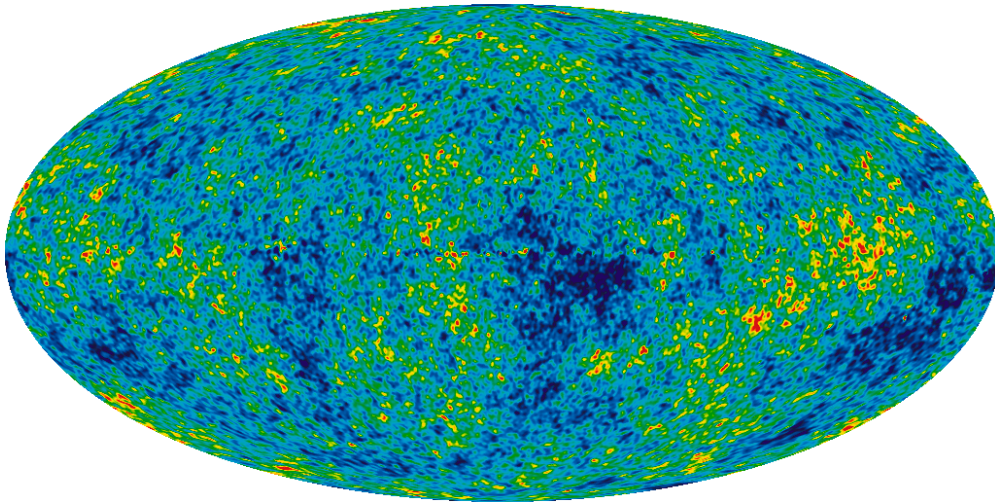


Figura XII: Fondo cósmico de microondas [35]. La imagen detallada del universo primitivo revela fluctuaciones de temperatura de 13,77 mil millones de años, que fueron las semillas que crearon las galaxias.

6 La estructura a gran escala del Universo: Como el parámetro de densidad bariónica Ω_b es muy pequeño en comparación con los otros 'ingredientes' del universo, habría requerido grandes fluctuaciones en el universo primordial en la densidad bariónica para formar el número actual de galaxias observadas [32]. Estas grandes fluctuaciones también significarían grandes anisotropías en el fondo cósmico de microondas. En consecuencia, la formación de galaxias en un medio puramente bariónico queda totalmente descartada por la observación de pequeñas anisotropías en el CMB (Fig.XII). Por otra parte, la materia oscura fría puede formar pozos gravitacionales ideales para la formación de galaxias. Esto se debe a que ella puede desacoplarse del plasma primordial mucho antes que los bariones, lo que daría tiempo al crecimiento de inhomogeneidades y el subsecuente colapso gravitacional necesario [36].

7 El cúmulo de balas: En los trabajos más recientes sobre cosmología observacional

⁴Planck es la misión de la Agencia Espacial Europea para mapear el cielo midiendo la temperatura y las anisotropías de polarización de la radiación cósmica de microondas.

destacan la presencia de materia oscura en colisiones de cúmulos de galaxias. En la figura XIII vemos la colisión de dos cúmulos de galaxias fusionándose en un cúmulo doble (cúmulo de galaxias 1E 0657-56), que se conoce como *bullet cluster* por el gas caliente en forma de bala que se asemeja a una bala supersónica produciendo ondas de choque.

Los principales ingredientes de estas colisiones son galaxias, nubes de gas caliente y materia oscura. Como las galaxias están muy distantes unas de las otras, no participan mucho en las colisiones. Sin embargo, los gases calientes chocan, produciendo un frente de choque (Fig. XIII) y, lo más importante, separándose de la materia oscura. ¿Cómo podemos saber esto? Como se puede ver en la figura XIV, el mapa del potencial gravitacional indica claramente la presencia de dos objetos *invisibles* masivos que dominan en términos de masa en este sistema y se encuentran lejos del componente lumínico dominante (el gas ionizado).

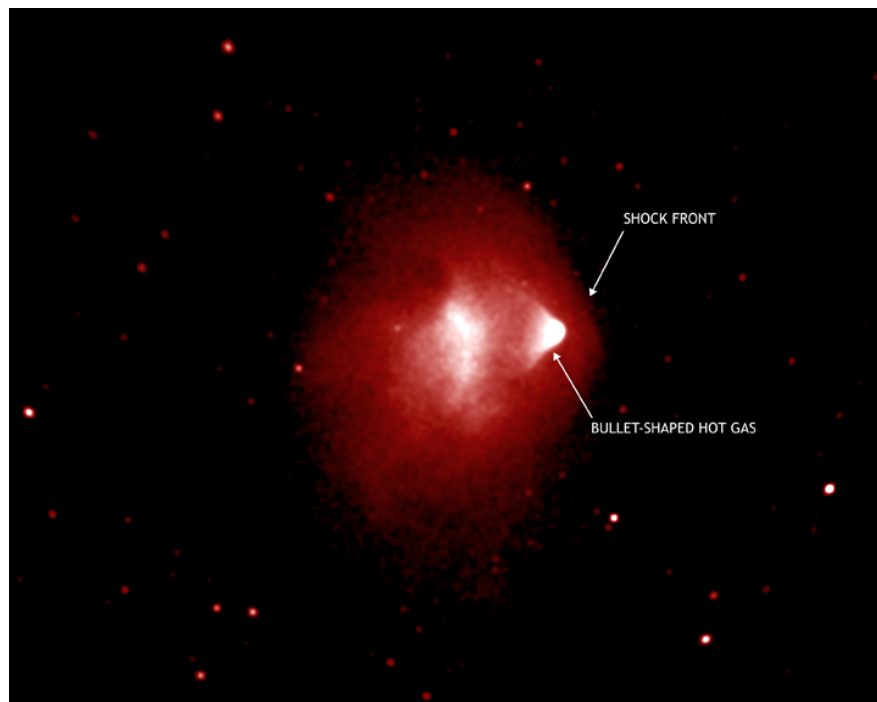


Figura XIII: Cúmulo doble de galaxias 1E 0657-56: el *bullet cluster* [27]. En la colisión de dos cúmulos de galaxias, el gas ionizado caliente del cúmulo más pequeño adquiere la forma de una bala, produciendo así un frente de choque en forma de arco.

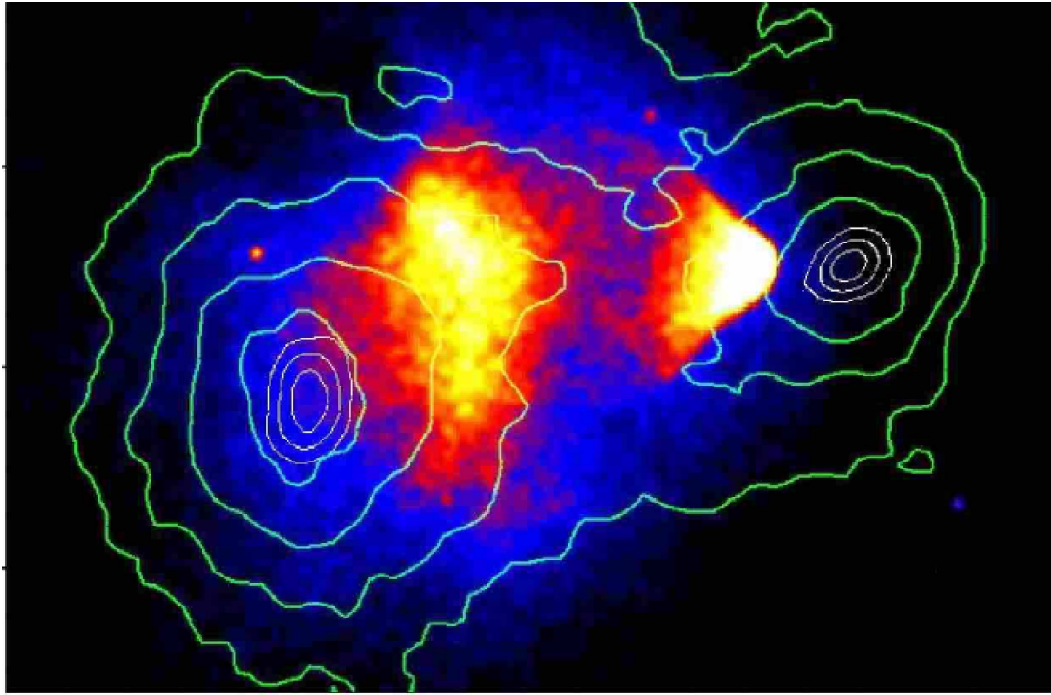


Figura XIV: Mapa del potencial gravitacional en la colisión de dos cúmulos de galaxias [27]. La colisión de dos grandes cúmulos no podría exhibir esta forma de potencial gravitacional si no fuera por la materia oscura que es dominante y se ha separado del gas y las estrellas.

8 **Microlentes:** Este fenómeno astronómico se basa en el efecto de lente gravitacional y utiliza el movimiento relativo entre la fuente y la lente para ‘aclarar’ temporalmente la señal combinada. Esto significa que es posible encontrar objetos que emiten poca o ninguna luz monitoreando las curvas de luz provenientes de la fuente, las cuales son desviadas y distorsionadas.

En la figura XV vemos como aparecen dos picos (amplificación $A > 1$) momentáneos en las bandas azul y roja en la curva de luz de una estrella en la Gran Nube de Magallanes. La curva teórica proveniente de un modelo de halo oscuro en nuestra galaxia [37] hace un fit excelente a las amplificaciones en las dos bandas [38]. Esta no es una prueba definitiva de la presencia de materia oscura pero sí de que existe un halo oscuro masivo alrededor de la Vía Láctea.

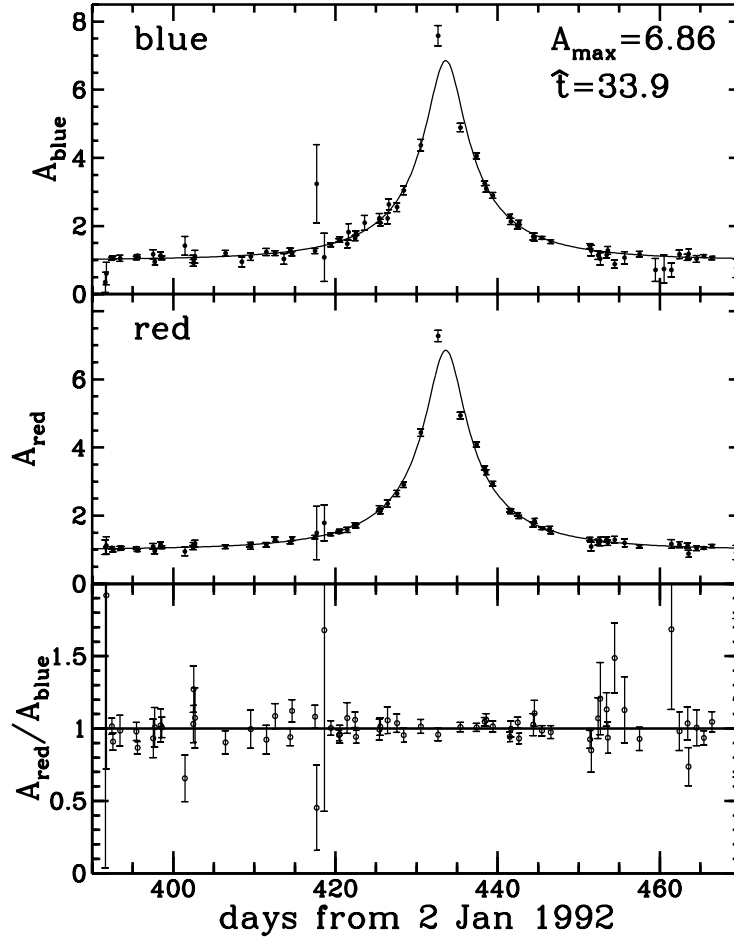


Figura XV: Curva de luz de una estrella en la nube de Magallanes [38]. La luz de fuente, en este caso una estrella, es amplificada por un objeto que no ha podido ser observado directamente. Este evento favorece la hipótesis de un halo oscuro alrededor de nuestra galaxia.

2. Partícula masiva que interactúa débilmente (WIMP)

Como acabamos de ver, existen fuertes evidencias de la presencia dominante, en términos cosmológicos, de (por lo menos) un tipo de materia desconocida la cual se le denomina materia oscura. A pesar de no saber con exactitud de qué está formada esta materia oscura, se puede deducir sus propiedades de manera general en el modelo cosmológico estándar [39]. A continuación listamos estas propiedades.

1. **Estabilidad.** Las observaciones locales y a gran escala muestran que la materia oscura representa aproximadamente el 85 % del total de materia. Como el tiempo de vida del universo es aproximadamente 13.8 Gyr, esta materia oscura debe ser estable o, caso contrario, tener un tiempo de vida media mucho mayor que la edad del universo.
2. **Interacciones débiles.** Hasta el momento no se ha observado ninguna señal de in-

teracciones de materia oscura con la materia del modelo estándar en experimentos de detección directa como LUX, PandaX-II o XENONnT. Sumándole el hecho de que la materia oscura debe tener carga eléctrica nula para explicar, por ejemplo, las curvas de rotación de las galáxias, se puede concluir que las interacciones de la materia oscura con la materia ordinaria debe ser muy débil.

3. **Mecanismo de producción.** Observaciones del fondo cósmico de microondas revelan que la materia oscura estaba presente en aquella época temprana del universo. Esto quiere decir que la materia oscura debe haber sido producida por algún mecanismo en el universo temprano antes de la formación del CMB, por ejemplo, freeze-out (ver apéndice). La densidad actual de materia oscura debe ser explicada por este mecanismo.
4. **Adecuado para la formación de estructuras.** La materia oscura es uno de los principales actores en la formación de galaxias ya que provee el pozo de potencial para capturar la materia ordinaria. Para que esto suceda, la materia oscura debe ser no relativista y muy abundante en la época de igualdad materia-radiación.
5. **Autointeracciones.** Como vimos en el ítem 2, las interacciones de la materia oscura con la materia ordinaria debe ser muy débil. Sin embargo, esto no descarta la posibilidad de que la materia oscura pueda interactuar consigo misma o con partículas de un sector oscuro. En particular, para explicar las observaciones del cúmulo de balas (bullet cluster) se debe tener $\sigma/m < 1 \text{ cm}^2/\text{g}$ [40].

Una clase popular de candidatos a materia oscura son partículas masivas que interactúan débilmente (WIMP)⁵. Estas partículas generalmente tienen una sección de choque ‘correcta’ $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ para masas de GeV–TeV, lo que las hace fuertes candidatos [41]. Los WIMPs obtienen su densidad de reliquia del proceso de desacoplamiento del plasma primordial en las primeras etapas de la historia del universo lo que les da una densidad comóvil constante la cual se mantiene hasta el presente.

⁵Weakly Interactive Massive Particle.

B. Detección directa e indirecta de materia oscura

La búsqueda de materia oscura se da a través de experimentos de detección directa, detección indirecta y producción en colisionadores. Si bien la materia oscura interactúa muy poco con las partículas del modelo estándar, procesos a nivel de loop podrían dar señales de ella. En la figura XVI se muestra como estos procesos provenientes de nueva física podrían producir partículas de materia oscura en experimentos con colisionadores como el LHC y como puede darse la detección directa e indirecta de materia oscura. Si bien estas búsquedas son complementarias, cada una de ellas es un tema muy amplio y por eso dejaremos este estudio para futuros trabajos. Sin embargo, comentaremos un poco sobre estas búsquedas de materia oscura.

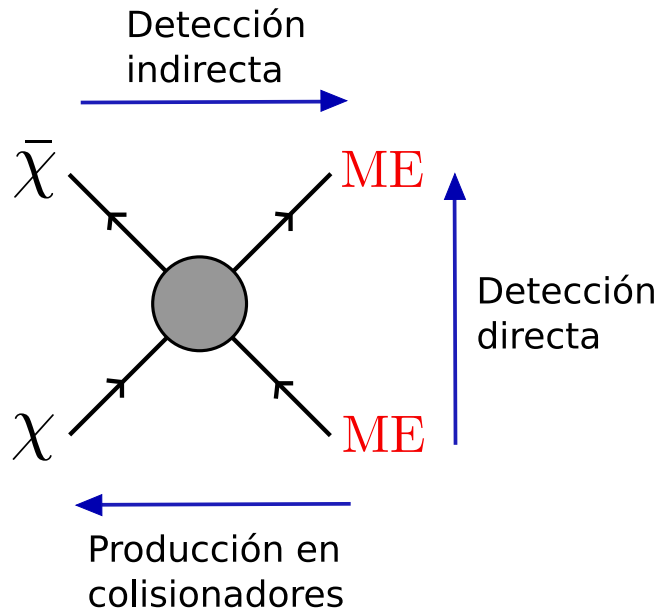


Figura XVI: Diferentes tipos de interacción de la materia oscura (χ) con partículas del modelo estándar (ME). Nótese que los procesos horizontales determinan la densidad de materia oscura proveniente del freeze-out térmico ya que este proceso cambia el número de partículas de materia oscura.

1. Detección directa

La detección directa de materia oscura es un enfoque experimental que busca identificar interacciones entre partículas de materia oscura y materia ordinaria. Este tipo de detección se basa en la hipótesis de que las partículas de materia oscura, como los WIMPs, podrían interactuar débilmente con núcleos atómicos a través de colisiones elásticas, causando un retroceso nuclear detectable. Para ello, los experimentos utilizan detectores ex-

2. Perfiles de materia oscura

La materia oscura en las galáxias se encuentra distribuida en toda su extensión y por este motivo estas se modelan típicamente usando un halo de materia oscura. La forma de este halo depende del tipo de galáxia. Perfiles comúnmente usados en la literatura son Navarro-Frenk-White (NFW) [44] y Einasto [45], los cuales provienen de simulaciones de N-cuerpos de alta resolución, ver figura XVIII.

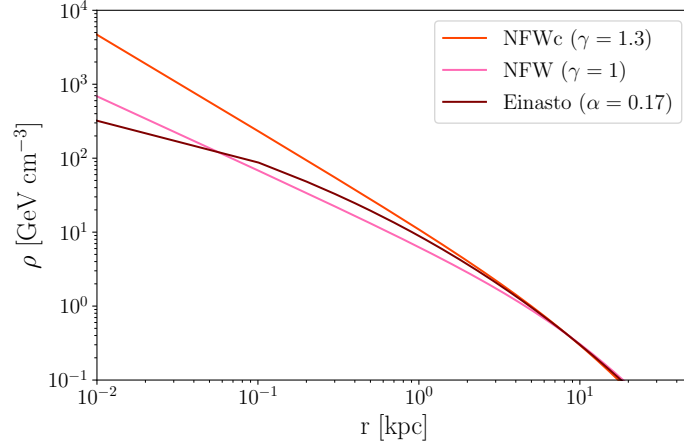


Figura XVIII: Perfiles de densidad de materia oscura: NFW, Einasto y NFW cored (NFWc) [46].

NFW es el perfil de materia oscura más popular ya que se basa en materia oscura fría que ‘no colisiona’⁷, esto es interacciones puramente gravitacionales. Este perfil consigue reproducir bien las curvas de rotación de varias galáxias, sin embargo, en el centro de ellas aparece un problema: la densidad central de NFW es mayor de la requerida para explicar la parte central de las curvas de rotación de las galáxias. Ante esto, otras opciones aparecen, tales como NFWc⁸ y Einasto. La primera viene de generalizar NFW usando

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/r_s)^\gamma (1 + r/r_s)^{3-\gamma}}, \quad (\text{II.7})$$

donde γ es un parámetro libre: $\gamma = 1$ para NFW y $\gamma = 1,3$ para NFWc. Para Einasto tenemos

$$\rho(r) = \rho_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_0} \right)^\alpha - 1 \right] \right\}. \quad (\text{II.8})$$

⁷Collisionless cold dark matter.

⁸Contracted NFW.

3. Detección indirecta

La materia oscura, a pesar de ser estable en escalas cosmológicas, podría dar señales de su presencia al aniquilarse en regiones de alta concentración como el centro galáctico o galáxias enanas y producir partículas del modelo estándar que podamos detectar en la Tierra. El programa de detección indirecta de materia oscura se basa en identificar fotones, neutrinos y rayos cósmicos provenientes de estas aniquilaciones⁹. Los fotones y los neutrinos son de particular interés porque viajan en línea recta (a diferencia de los rayos cósmicos que son cargados eléctricamente) y por eso se puede saber de dónde vienen. Los neutrinos, a pesar de ser muy numerosos, son difíciles de detectar ya que estos tienen secciones de choque muy pequeñas. Por otro lado, los fotones tienen secciones de choque mayores y pueden ser producidos con un espectro de energía continuo o discreto (línea) proveniente de aniquilaciones de materia oscura ($\mathcal{DM}\mathcal{DM} \rightarrow \gamma\gamma$) donde la energía de los fotones es $E_\gamma = m_{\mathcal{DM}}$. En la figura XIX se muestra como ejemplo el flujo de fotones para una materia oscura de 300 GeV [47].

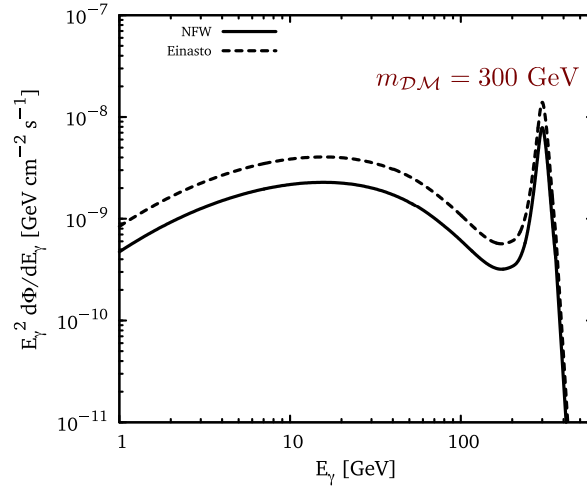


Figura XIX: Espectro de rayos gamma para un modelo donde la materia oscura tiene 300 GeV de masa. El pico que se distingue del espectro continuo viene de la producción directa $\mathcal{DM}\mathcal{DM} \rightarrow \gamma\gamma$ donde $E_\gamma = m_{\mathcal{DM}} = 300$ GeV. Imagen adaptada de [47].

La forma de calcular este flujo de fotones¹⁰ llegando a la Tierra es (vea, por ejemplo, [48]-[50])

$$\frac{d\Phi_\gamma}{d\Omega dE} = \frac{1}{2} \frac{r_\odot}{4\pi} \left(\frac{\rho_\odot}{m_{\mathcal{DM}}} \right)^2 J \sum_f \langle \sigma v \rangle_f \frac{dN_\gamma^f}{dE}, \quad (\text{II.9})$$

⁹También se buscan los productos de decaimientos de materia oscura, pero no abordaremos ese tema en este trabajo.

¹⁰Flujo diferencial de una dirección angular $d\Omega$.

donde $r_{\odot} = 8,33$ kpc es la posición del sol respecto al centro galáctico, $\rho_{\odot} = 0,3$ GeV/cm³ es la densidad de la materia oscura cerca al sol [51], $m_{\mathcal{DM}}$ es la masa de la materia oscura, dN_{γ}^f/dE es el espectro de energía de los fotones producidos por aniquilación, el factor J está dado por

$$J = \int_{\text{l.o.s.}} \frac{ds}{r_{\odot}} \left(\frac{\rho(r(s, \theta))}{\rho_{\odot}} \right)^2, \quad (\text{II.10})$$

y $\langle \sigma v \rangle_f$ es la sección de choque térmicamente promediada en el canal con estado final f . Esta ecuación es válida para partículas de materia oscura que sean auto-conjugadas, por ejemplo fermiones de Majorana. Cuando este no sea el caso, debe promediarse sobre partículas y antipartículas, entonces aparece un factor multiplicativo extra, $1/2$.

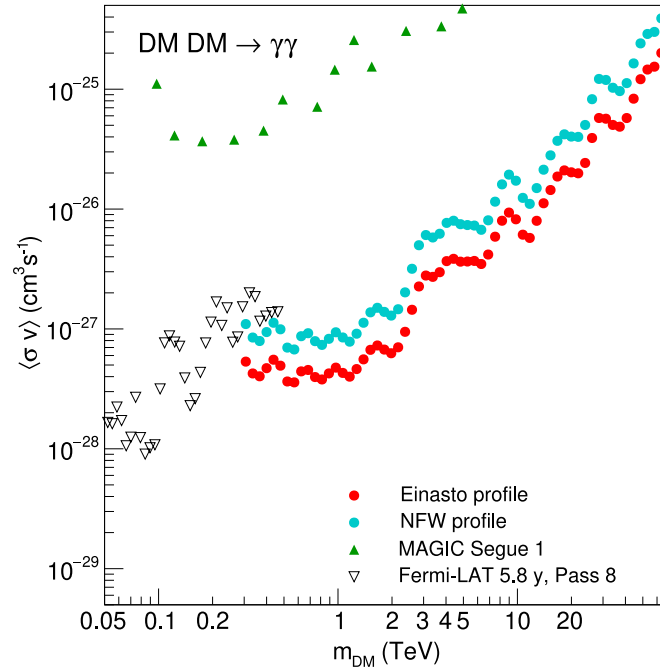


Figura XX: Limite superior para $\langle \sigma v \rangle$ para el proceso de aniquilación de materia oscura en rayos gammas proveniente de 10 años de observaciones del halo galáctico interno. Imagen adaptada de [52].

C. Modelo ν_R -331

Los modelos $3-3-1$ surgen al reemplazar el grupo de gauge del modelo estándar $G_{\text{SM}} \equiv SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ por $G_{3-3-1} \equiv SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X$, donde C y L son color y quiralidad izquierda, respectivamente, y X representa una nueva carga diferente de la hipercarga Y del modelo estándar.

Aquí, el operador de carga eléctrica se puede escribir como [53],

$$Q_\beta(X) = aT_3 + \beta T_8 + X\mathbb{1}_{3 \times 3}, \quad (\text{II.11})$$

donde T_3 y T_8 son las matrices diagonales de Gell-Mann, y $\mathbb{1}_{3 \times 3}$ es la matriz identidad.

Para fines prácticos, en este trabajo seguiremos [54] tomando¹¹ $a = 1$, $\beta = -1/\sqrt{3}$ y trabajando con el sector escalar más simple para modelos sin cargas eléctricas exóticas [55], [56]. A este modelo se le conoce en la literatura como modelo $\nu_R - 331$ [6].

En este modelo, por ejemplo, los neutrinos de mano derecha N_a ($a = 1, 2, 3$) se encuentran juntos con los leptones del modelo estándar en el mismo multiplete de $SU(3)_L$,

$$\begin{aligned} \text{Leptones : } L_{aL} = \begin{pmatrix} \nu_a \\ \ell_a \\ N_a^c \end{pmatrix}_L & \sim (1, \mathbf{3}, -1/3), \\ \ell_{aR} & \sim (1, 1, -1), \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

mientras que en el sector de quarks aparecen nuevos quarks ‘tipo up’ y ‘tipo down’,

$$\begin{aligned} \text{Quarks : } Q_L = \begin{pmatrix} u_1 \\ d_1 \\ u_4 \end{pmatrix}_L & \sim (\mathbf{3}, \mathbf{3}, 1/3), \quad Q_{bL} = \begin{pmatrix} d_b \\ u_b \\ d_{b+2} \end{pmatrix}_L \sim (\mathbf{3}, \bar{\mathbf{3}}, 0), \\ u_{sR} & \sim (3, 1, 2/3), \quad d_{tR} \sim (3, 1, -1/3), \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

donde $b = 2, 3$, $s = 1, \dots, 4$ y $t = 1, \dots, 5$. Nótese que hay cuatro quarks tipo up y cinco tipo down ya que están organizados en tres tripletes y por eso el número total de quarks es nueve.

¹¹Otros valores para β son $\sqrt{3}$, $-\sqrt{3}$ y $1/\sqrt{3}$.

En el sector escalar mínimo tenemos tres tripletes escalares que se transforman bajo el grupo de gauge G_{3-3-1} de esta manera,

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_1^+ \\ \rho_2^0 \\ \rho_3^+ \end{pmatrix} \sim (1, \mathbf{3}, 2/3) \quad (\text{II.14})$$

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_1^0 \\ \eta_2^- \\ \eta_3^0 \end{pmatrix} \sim (1, \mathbf{3}, -1/3) \quad (\text{II.15})$$

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_1^0 \\ \chi_2^- \\ \chi_3^0 \end{pmatrix} \sim (1, \mathbf{3}, -1/3) \quad (\text{II.16})$$

Para el $\nu_R - 331$, usualmente se asume una simetría \mathbb{Z}_2 donde todos los campos son pares bajo esta simetría con excepción del triplete escalar χ , un quark tipo up y dos quarks tipo down,

$$\mathbb{Z}_2^{3-3-1} : \chi \rightarrow -\chi, u_{4R} \rightarrow -u_{4R}, d_{4R} \rightarrow -d_{4R}, d_{5R} \rightarrow -d_{5R}. \quad (\text{II.17})$$

Esta simetría es motivada por la fenomenología ya que mitiga problemas de corrientes neutras que cambian de sabor¹² [57] y permite la implementación del mecanismo de Peccei-Quinn [58].

De esta manera, en el potencial escalar tendremos términos invariantes por \mathbb{Z}_2 y otros que no lo son,

$$V^{3-3-1} = V_{\mathbb{Z}_2} + V_{\not{\mathbb{Z}}_2}. \quad (\text{II.18})$$

Los términos invariantes por \mathbb{Z}_2 son de dimensión de masa 2 y 4,

$$V_{\mathbb{Z}_2} = V_{\mathbb{Z}_2}^{(2)} + V_{\mathbb{Z}_2}^{(4)}, \quad (\text{II.19})$$

¹²Flavor changing neutral currents (FCNC).

$$\begin{aligned}
V_{\mathbb{Z}_2}^{(2)} &= -\mu_\rho^2 (\rho^\dagger \rho) - \mu_\eta^2 (\eta^\dagger \eta) - \mu_\chi^2 (\chi^\dagger \chi), \\
V_{\mathbb{Z}_2}^{(4)} &= \lambda_1 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 + \lambda_3 (\chi^\dagger \chi)^2 \\
&+ \lambda_4 (\rho^\dagger \rho) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_5 (\eta^\dagger \eta) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_6 (\rho^\dagger \rho) (\eta^\dagger \eta) \\
&+ \lambda_7 (\rho^\dagger \chi) (\chi^\dagger \rho) + \lambda_8 (\eta^\dagger \chi) (\chi^\dagger \eta) + \lambda_9 (\rho^\dagger \eta) (\eta^\dagger \rho) \\
&+ \lambda_{10} (\eta^\dagger \chi)^2 + \text{H.c.},
\end{aligned} \tag{II.20}$$

mientras que los que no respetan \mathbb{Z}_2 , son de dimensión 2, 3 y 4,

$$V_{\mathbb{Z}_2} = V_{\mathbb{Z}_2}^{(2)} + V_{\mathbb{Z}_2}^{(3)} + V_{\mathbb{Z}_2}^{(4)}. \tag{II.21}$$

Los términos de dimensión de masa 2 y 3 son términos de ruptura suave¹³ y por eso los agrupamos en V_{soft} ,

$$\begin{aligned}
V_{\mathbb{Z}_2}^{(4)} &= \lambda_{11} (\chi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \eta) + \lambda_{12} (\chi^\dagger \eta) (\chi^\dagger \chi) \\
&+ \lambda_{13} (\chi^\dagger \eta) (\rho^\dagger \rho) + \lambda_{14} (\chi^\dagger \rho) (\rho^\dagger \eta) + \text{H.c.}, \\
V_{soft} &= -\mu_{\eta\chi}^2 (\eta^\dagger \chi) + \frac{f}{\sqrt{2}} \varepsilon_{ijk} \rho_i \eta_j \chi_k + \text{H.c.}
\end{aligned} \tag{II.22}$$

De esta manera, el potencial escalar formado por los términos invariantes por \mathbb{Z}_2 y los términos de ruptura suave es,

$$\begin{aligned}
V^{3-3-1} &= -\mu_\rho^2 (\rho^\dagger \rho) - \mu_\eta^2 (\eta^\dagger \eta) - \mu_\chi^2 (\chi^\dagger \chi) - \mu_{\eta\chi}^2 (\eta^\dagger \chi) \\
&+ \lambda_1 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 + \lambda_3 (\chi^\dagger \chi)^2 \\
&+ \lambda_4 (\rho^\dagger \rho) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_5 (\eta^\dagger \eta) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_6 (\rho^\dagger \rho) (\eta^\dagger \eta) \\
&+ \lambda_7 (\rho^\dagger \chi) (\chi^\dagger \rho) + \lambda_8 (\eta^\dagger \chi) (\chi^\dagger \eta) + \lambda_9 (\rho^\dagger \eta) (\eta^\dagger \rho) \\
&+ \lambda_{10} (\eta^\dagger \chi)^2 + \frac{f}{\sqrt{2}} \varepsilon_{ijk} \rho_i \eta_j \chi_k + \text{H.c.}
\end{aligned} \tag{II.23}$$

En [54] se muestra como la redefinición de los campos escalares dada por $\rho_i \rightarrow e^{-i\delta_{15}} \rho_i$, $\eta_i \rightarrow e^{-i\delta_{10}/4} \eta_i$, $\chi_i \rightarrow e^{i\delta_{10}/4} \chi_i$ donde $\lambda_{10} = |\lambda_{10}| e^{i\delta_{10}}$ y $f = |f| e^{i\delta_{15}}$ deja el potencial invariante con excepción del término proporcional a $\mu_{\eta\chi}^2$. Sin embargo, más adelante se verá que este parámetro es nulo al resolver las ecuaciones *tadpole*. Sabiendo esto, por simplicidad,

¹³Soft-breaking term. Una simetría global se rompe suavemente cuando los términos de dimensión de masa 4 del lagrangiano son invariantes por esta simetría, pero los de dimensión 2 ó 3 no lo son. La introducción de términos de ruptura suave en el modelo no estropea su renormalizabilidad (vea [59]).

asumiremos que todas los parámetros son reales y trabajaremos con el siguiente potencial escalar¹⁴ al que llamaremos potencial del $\nu_R - 331$,

$$\begin{aligned}
V^{3-3-1} = & -\mu_\rho^2 (\rho^\dagger \rho) - \mu_\eta^2 (\eta^\dagger \eta) - \mu_\chi^2 (\chi^\dagger \chi) \\
& + \lambda_1 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 + \lambda_3 (\chi^\dagger \chi)^2 \\
& + \lambda_4 (\rho^\dagger \rho) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_5 (\eta^\dagger \eta) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_6 (\rho^\dagger \rho) (\eta^\dagger \eta) \\
& + \lambda_7 (\rho^\dagger \chi) (\chi^\dagger \rho) + \lambda_8 (\eta^\dagger \chi) (\chi^\dagger \eta) + \lambda_9 (\rho^\dagger \eta) (\eta^\dagger \rho) \\
& + |\lambda_{10}| (\eta^\dagger \chi)^2 + \frac{|f|}{\sqrt{2}} \varepsilon_{ijk} \rho_i \eta_j \chi_k + \text{H.c.},
\end{aligned} \tag{II.24}$$

Nótese que H.c. solo se aplica a los dos últimos términos. Como $|\lambda_{10}| \geq 0$ y $|f| > 0$, a partir de ahora omitiremos el símbolo de valor absoluto por motivos de notación y simplemente asumiremos λ_{10} como no negativo y f como positivo.

En los modelos $3-3-1$ es usual asumir que el rompimiento espontáneo de simetría¹⁵ se da en dos pasos,

$$SU(3)_L \times U(1)_X \xrightarrow{v_\chi} SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{v_{\text{SM}} = \sqrt{v_\rho^2 + v_\eta^2}} U(1)_{\text{em}}, \tag{II.25}$$

donde $v_{\text{SM}} \simeq 246$ GeV y los VEVs de los tripletes escalares son,

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_\rho \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \eta \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_\eta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \chi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_\chi \end{pmatrix}. \tag{II.26}$$

En principio, η_3^0 y χ_1^0 también podrían obtener un VEV, pero en este caso bosones de Nambu-Goldstone (NG) aparecen en el espectro de la teoría [60].

Después del rompimiento espontáneo de simetría, aparecen nuevas partículas. Algunas de ellas son muy pesadas ya que sus masas son proporcionales a la escala de energía de los $3-3-1$ y otras poseen masas que podrían estar cercanas a la masa del bosón de Higgs. Calculamos estas masas para los escalares y bosones vectoriales, y las mostramos

¹⁴Nótese que en [54] el orden de los campos η y ρ en el término de soft-breaking está invertido y por eso lleva un signo negativo.

¹⁵Spontaneous symmetry breaking (SSB).

en la tabla I. Allí hemos usado las siguientes definiciones provenientes de [61],

$$\tan \beta \equiv \frac{v_\eta}{v_\rho}, \quad \tan \theta_{331} \equiv \frac{2g_X}{\sqrt{3}g}, \quad c_W \equiv \frac{1}{2} \sqrt{1 + 3c_{331}^2}, \quad (\text{II.27})$$

donde $c_W = \cos \theta_W$, θ_W es el ángulo de Weinberg. La primera y segunda definición son dadas por conveniencia, mientras que la tercera hace que la masa del bosón Z concuerde con la del modelo estándar en el límite $v_\chi \rightarrow \infty$, *i.e.* $m_Z = g v_{\text{SM}}/2c_W$.

En varios trabajos se muestran que la escala de energía de los $3 - 3 - 1$ debe ser mayor a (por lo menos) 10 TeV [62]-[64]. Por otro lado, la escala de soft-breaking f que aparece en el término trilinear del potencial escalar ha sido poco estudiada y su valor no está muy restringido, pudiendo este ser mucho menor a la escala electrodébil $f \ll v_{\text{SM}}$, del orden de la escala electrodébil $f \sim \mathcal{O}(v_{\text{SM}})$, del orden de la escala de energía de los $3 - 3 - 1$ $f \sim \mathcal{O}(v_\chi)$ o mayor a todas las otras escalas de energía $f \gg v_\chi$ [65].

En este trabajo, nos enfocaremos en el siguiente caso: $f v_\chi \sim \mathcal{O}(v_{\text{SM}}^2)$, el cual es interesante para la fenomenología de materia oscura, como veremos más adelante, y aparte permite simplificar algunos cálculos como, por ejemplo, el cálculo de los autoestados de masa de los escalares y los bosones vectoriales, los cuales se muestran en el cuadro II. Los cálculos de estas masas se encuentra en el apéndice.

Para concluir esta sección presentamos el sector de Yukawa del $\nu_R - 331$. Debido a la simetría \mathbb{Z}_2^{3-3-1} introducida anteriormente, el sector de Yukawa queda escrito como

$$-\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = \mathcal{L}_{\text{Yuk}}^\rho + \mathcal{L}_{\text{Yuk}}^\eta + \mathcal{L}_{\text{Yuk}}^\chi \quad (\text{II.28})$$

donde

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}}^\rho = \alpha_a \bar{Q}_L d_{aR} \rho + \alpha_{ba} \bar{Q}_{bL} u_{aR} \rho^* + Y_{aa'} \varepsilon_{ijk} (\bar{L}_{aL})_i (L_{a'L})_j^c \rho_k^* + Y'_{aa'} \bar{L}_{aL} e_{a'R} \rho + \text{H.c.}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}}^\eta = \beta_a \bar{Q}_L u_{aR} \eta + \beta_{ba} \bar{Q}_{bL} d_{aR} \eta^* + \text{H.c.}$$

(II.29)

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}}^\chi = \gamma_4 \bar{Q}_L u_{4R} \chi + \gamma_{b(b+2)} \bar{Q}_{bL} d_{(b+2)R} \chi^* + \text{H.c.}$$

Aquí ε_{ijk} es el símbolo de Levi-Civita, $a, a' = 1, 2, 3$ y $b = 2, 3$. Nótese que η_3^0 interactúa con los quarks ligeros solo a través del acople con los quarks pesados u_{4L}, d_{4L} y d_{5L} . Esto lo convierte en un potencial candidato a materia oscura como veremos en el próximo capítulo.

Tabla I: Espectro de masas a primer orden de los bosones en el modelo $\nu_R - 331$.

Escalares	Bosones vectoriales
<p>Ligeros (escala electrodébil):</p> $m_h^2 = \frac{1}{2}v_{\text{SM}}^2 \left(a + b - \sqrt{(a-b)^2 + c^2} \right) \simeq (125 \text{ GeV})^2$ <p>donde:</p> $a = 2\lambda_1 c_\beta^2 + \frac{t_\beta}{2} \frac{f v_\chi}{v_{\text{SM}}^2}$ $b = 2\lambda_2 s_\beta^2 + \frac{1}{2t_\beta} \frac{f v_\chi}{v_{\text{SM}}^2}$ $c = \lambda_6 s_{2\beta} - \frac{f v_\chi}{v_{\text{SM}}^2}$	<p>Ligeros (escala electrodébil):</p> $m_\gamma = 0$ $m_Z^2 \simeq \frac{1}{1+3c_{331}^2} g^2 v_{\text{SM}}^2 = \frac{1}{4c_W^2} g^2 v_{\text{SM}}^2$ $m_{W^\pm}^2 = \frac{1}{4} g^2 v_{\text{SM}}^2$
<p>Medianos (\gtrsim escala electrodébil):</p> $m_H^2 = \frac{1}{2}v_{\text{SM}}^2 \left(a + b + \sqrt{(a-b)^2 + c^2} \right)$ $m_A^2 \simeq \frac{1}{s_{2\beta}} f v_\chi$ $m_{H^\pm}^2 = \frac{1}{2}v_{\text{SM}}^2 \lambda_9 + \frac{1}{s_{2\beta}} f v_\chi$	<p>Medianos (\gtrsim escala electrodébil):</p> <p>no hay</p>
<p>Pesados (\gg escala electrodébil):</p> $m_{H_3}^2 \simeq 2\lambda_3 v_\chi^2$ $m_{\eta_R}^2 \simeq \frac{1}{2} (\lambda_8 + 2\lambda_{10}) v_\chi^2$ $m_{\eta_I}^2 \simeq \frac{1}{2} (\lambda_8 - 2\lambda_{10}) v_\chi^2$ $m_{\eta^\pm}^2 \simeq \frac{1}{2} \lambda_7 v_\chi^2$	<p>Pesados (\gg escala electrodébil) :</p> $m_{Z'}^2 \simeq \frac{1+3c_{331}^2}{12c_{331}^2} g^2 v_\chi^2 = \frac{c_W^2}{4c_W^2-1} g^2 v_\chi^2$ $m_{Y_1}^2 = \frac{1}{4} g^2 \left(s_\beta^2 v_{\text{SM}}^2 + v_\chi^2 \right)$ $m_{Y_2}^2 = \frac{1}{4} g^2 \left(s_\beta^2 v_{\text{SM}}^2 + v_\chi^2 \right)$ $m_{W'^\pm}^2 = \frac{1}{4} g^2 \left(c_\beta^2 v_{\text{SM}}^2 + v_\chi^2 \right)$

Tabla II: Autoestados de masa a primer orden de los bosones en el $\nu_R - 331$.

Escalares	Bosones vectoriales
<p>Ligeros (escala electrodébil):</p> $h = s_{\theta+} \text{Re}(\rho_2^0) + c_{\theta+} \text{Re}(\eta_1^0)$ <p>donde:</p> $t_{\theta\pm} = \xi \pm \sqrt{1 + \xi^2} \text{sign}(1 - \lambda_6 s_{2\beta})$ $\xi = \frac{\cot_{2\beta} + 2(\lambda_2 s_{\beta}^2 - \lambda_1 c_{\beta}^2)}{1 - \lambda_6 s_{2\beta}}$ <p><u>Nota:</u> resultado válido solo cuando $f v_{\chi} = v_{\text{SM}}^2$</p>	<p>Ligeros (escala electrodébil):</p> $A_{\mu} = \frac{\sqrt{3}}{2} s_{331} A_{3\mu} - \frac{1}{2} s_{331} A_{8\mu} + c_{331} B_{\mu}$ $Z_{\mu} = \frac{1}{2} (\sqrt{3} c_{331} s_a - c_a) A_{3\mu} - \frac{1}{2} (\sqrt{3} c_a + c_{331} s_a) A_{8\mu} - s_a s_{331} B_{\mu}$ $W_{\mu}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{1\mu} \mp i A_{2\mu})$
<p>Medianos (\gtrsim escala electrodébil):</p> $H = s_{\theta-} \text{Re}(\rho_2^0) + c_{\theta-} \text{Re}(\eta_1^0)$ $A \simeq s_{\beta} \text{Im}(\rho_2^0) + c_{\beta} \text{Im}(\eta_1^0)$ $H^{\pm} = s_{\beta} \rho_1^{\pm} + c_{\beta} \eta_2^{\pm}$ <p><u>Nota:</u> resultado para H válido solo cuando $f v_{\chi} = v_{\text{SM}}^2$</p>	<p>Medianos (\gtrsim escala electrodébil):</p> <p style="text-align: center;">no hay</p>
<p>Pesados (\gg escala electrodébil):</p> $H_3 = \text{Re}(\chi_3^0)$ $\eta_R \simeq \text{Re}(\eta_3^0)$ $\eta_I \simeq \text{Im}(\eta_3^0)$ $\eta^{\pm} \simeq \rho_3^{\pm}$	<p>Pesados (\gg escala electrodébil) :</p> $Z'_{\mu} = \frac{1}{2} (\sqrt{3} c_{331} c_a + s_a) A_{3\mu} + \frac{1}{2} (\sqrt{3} s_a - c_{331} c_a) A_{8\mu} - c_a s_{331} B_{\mu}$ $Y_{1\mu} = A_{4\mu}$ $Y_{2\mu} = A_{5\mu}$ $W_{\mu}^{\prime\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{6\mu} \mp i A_{7\mu})$

D. Conclusiones

El modelo estándar ha probado ser un gran logro de la ciencia moderna. Sin embargo, en este modelo no existe una partícula que pueda explicar la gran cantidad de materia oscura en el universo. Para hacer esto, es necesario trabajar extensiones de este modelo. Los modelos 3-3-1 proveen un marco teórico para resolver estos misterios ya que posee varias nuevas partículas en su espectro así como nuevas interacciones.

III. Materia oscura tipo WIMP en el modelo ν_R -331

En este capítulo estudiaremos un candidato a materia oscura tipo WIMP en el ν_R -331, calcularemos su densidad de reliquia al resolver su ecuación de Boltzmann y compararemos el resultado con los valores del modelo cosmológico estándar Λ CDM.

A. Introducción

Como vimos en el capítulo anterior, el campo η_3^0

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_1^0 \\ \eta_2^- \\ \eta_3^0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.1})$$

solo acopla con quarks ligeros a través del acople con los quarks pesados¹ u_4, d_4 y d_5 ,

$$\mathbf{Q}_{1L} = \begin{pmatrix} u_1 \\ d_1 \\ u_4 \end{pmatrix}_L, \mathbf{Q}_{2L} = \begin{pmatrix} d_2 \\ u_2 \\ d_4 \end{pmatrix}_L, \mathbf{Q}_{3L} = \begin{pmatrix} d_3 \\ u_3 \\ d_5 \end{pmatrix}_L, \quad (\text{III.2})$$

via el siguiente lagrangiano de Yukawa

$$-\mathcal{L}_{\text{Yuk}}^{\eta_3^0} = \beta_a \bar{u}_{4L} u_{aR} \eta_3^0 + \beta_{2a} \bar{d}_{4L} d_{aR} \eta_3^0 + \beta_{3a} \bar{d}_{5L} d_{aR} \eta_3^0 \quad (a = 1, 2, 3). \quad (\text{III.3})$$

Los escalares físicos

$$\eta_R = \frac{v_\eta}{v_\chi} \text{Re}(\chi_1^0) + \text{Re}(\eta_3^0) \quad y \quad \eta_I = -\frac{v_\eta}{v_\chi} \text{Im}(\chi_1^0) + \text{Im}(\eta_3^0) \quad (\text{III.4})$$

¹Asumiendo que el tercer miembro de cada triplete (o antitriplete) de fermiones es un autoestado de masa [66], [67]. También se puede usar una simetría \mathbb{Z}_2 que prohíba la mezcla entre quarks del ME y los nuevos u_4, d_4 y d_5 [61].

se aproximan a la parte real e imaginaria de η_3^0 ya que $v_\chi \gg v_\eta$ por ser la mayor escala de energía del modelo,

$$\eta_R \approx \text{Re}(\eta_3^0), \quad \eta_I \approx \text{Im}(\eta_3^0). \quad (\text{III.5})$$

Sin embargo, sus masas aún permanecen diferentes

$$m_{\eta_R}^2 \approx \frac{1}{2} \left(\lambda_8 + 2\lambda_{10} \right) v_\chi^2 \quad y \quad m_{\eta_I}^2 \approx \frac{1}{2} \left(\lambda_8 - 2\lambda_{10} \right) v_\chi^2, \quad (\text{III.6})$$

por lo que a partir de ahora trabajaremos en el límite de $\lambda_{10} \rightarrow 0$, ya que en ese caso el candidato a materia oscura será el escalar complejo η_3^0 ,

$$\mathcal{DM} \equiv \eta_3^0 = \text{Re}(\eta_3^0) + i \text{Im}(\eta_3^0) \quad (\text{III.7})$$

con masa

$$m_{\mathcal{DM}} = m_{\eta_R} = m_{\eta_I} = \sqrt{\frac{\lambda_8}{2}} v_\chi. \quad (\text{III.8})$$

B. Sección de choque térmica

El promedio térmico de la sección de choque de aniquilación multiplicada por la rapidéz relativa de las partículas de materia oscura² $\langle \sigma v \rangle$ es una cantidad muy importante para la fenomenología. Esta es parte fundamental de la ecuación de Boltzmann para calcular la densidad de reliquia de la materia oscura, $\Omega_{\mathcal{DM}}$ (ver apéndice),

$$\dot{n} + 3Hn = \langle \sigma v \rangle (n_{\text{eq}}^2 - n^2). \quad (\text{III.9})$$

Resolviendo esta ecuación obtenemos la densidad numérica de las partículas de materia oscura n y con ello

$$\Omega_{\mathcal{DM}} = \frac{\rho}{\rho_c} = \frac{m_{\mathcal{DM}}}{\rho_c} (n_{\eta_R} + n_{\eta_I}). \quad (\text{III.10})$$

Para gases no relativistas, una buena aproximación para obtener la sección de choque térmica se obtiene al expandir la sección de choque en potencias de $x^{-1} \equiv T/m_{\mathcal{DM}}$. Esto se logra aproximando la energía del centro de masa \sqrt{s} como

$$s \approx 4m_{\mathcal{DM}}^2 + m_{\mathcal{DM}}^2 v_{\text{rel}}^2, \quad (\text{III.11})$$

²A partir de ahora la llamaremos de forma abreviada como sección de choque térmica.

donde $v_{\text{rel}} = 2v$ es la ‘velocidad’ relativa entre las partículas de materia oscura,

$$E_K = \frac{3}{2}k_B T = \frac{1}{2}m_{\mathcal{DM}}v^2, \quad (\text{III.12})$$

y k_B es la constante de Boltzmann.

La forma exacta de la sección de choque térmica fue publicada en la referencia [68] y esta se muestra en la ecuación III.21.

1. Diagramas de Feynman

En el ν_R-331 que hemos descrito, nuestro candidato a materia oscura podría aniquilarse a nivel de árbol a través de los procesos mostrados en la figura XXI, y también podría

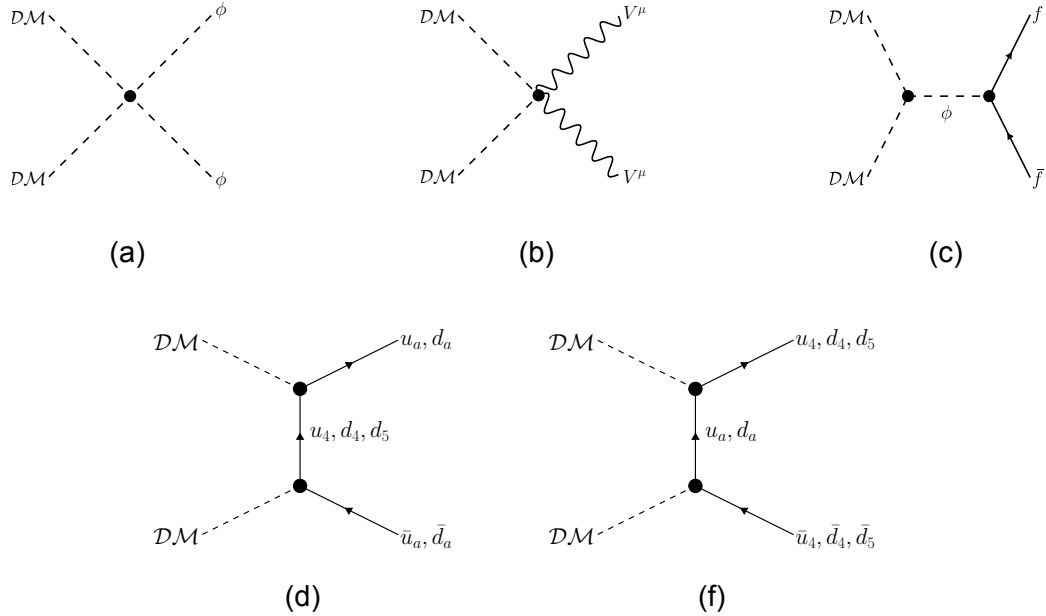


Figura XXI: Aniquilación de materia oscura: procesos que cambian el número de partículas de materia oscura a nivel de árbol. En (a) tenemos $\phi = h, H, H_3, A, H^\pm, \eta^\pm$, en (b) $V^\mu = Z^\mu, Z'^\mu, Y_1^\mu, Y_2^\mu, W'^\mu$, en (c) $\phi = h, H, H_3$ y en (d) tenemos $u_a = u, c, t$ y $d_a = d, s, b$.

decaer en quarks por medio del vértice mostrado en la figura XXII. Debido a que estamos buscando un candidato a materia oscura, este debería ser estable o tener un tiempo de vida media mucho mayor a la edad del universo. Tomaremos la primera opción al hacer que estos decaimientos sean cinemáticamente prohibidos, $m_{\mathcal{DM}} < m_Q + m_q$, donde $Q = u_4, d_4, d_5$ y $q = u, d, c, s, t, b$, ya que en el otro caso deberíamos hacer muchos ajustes finos.

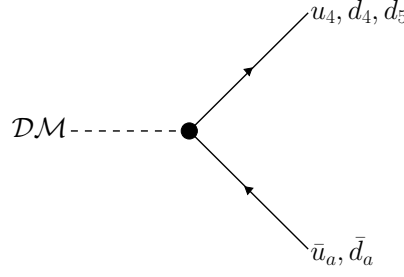


Figura XXII: Diagrama de Feynman que podría inducir al decaimiento del candidato a materia oscura en quarks.

2. Sección de choque térmica $\langle \sigma v \rangle$

Generalmente el candidato a materia oscura es la partícula más ligera del sector oscuro y por este motivo trabajaremos con la siguiente jerarquía: $m_{\mathcal{DM}} < m_{H_3}, m_{\eta^\pm}, m_{Y_1}, m_{Y_2}, m_{Z'}, m_{W'}$. Esto restringe varios de los procesos mostrados en la figura XXI.

A continuación mostramos las secciones de choque térmicas aproximadas para los diagramas de la figura XXI que consideramos cinemáticamente permitidos.

$$\langle \sigma_{\mathcal{DM} \mathcal{DM} \rightarrow \phi \phi} v \rangle \approx \frac{g_4^2}{32\pi m_{\mathcal{DM}}^2} \left(1 - \left(\frac{m_\phi}{m_{\mathcal{DM}}} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (\text{III.13})$$

$$\langle \sigma_{\mathcal{DM} \mathcal{DM} \rightarrow f \bar{f}} v \rangle \approx \frac{g_\phi^2 g_f^2}{32\pi (m_\phi^2 - 4m_{\mathcal{DM}}^2)^2} \left(1 - \left(\frac{m_f}{m_{\mathcal{DM}}} \right)^2 \right)^{3/2} \quad (\text{III.14})$$

$$\langle \sigma_{\mathcal{DM} \mathcal{DM} \rightarrow q \bar{q}} v \rangle \approx \frac{g_q^4 (m_Q + m_q)^2}{16\pi (m_Q^2 - m_q^2 + m_{\mathcal{DM}}^2)^2} \left(1 - \left(\frac{m_q}{m_{\mathcal{DM}}} \right)^2 \right)^{3/2} \quad (\text{III.15})$$

donde g_4, g_ϕ, g_f y g_q son el acople cuártico, con escalares, con fermiones y con quarks, respectivamente.

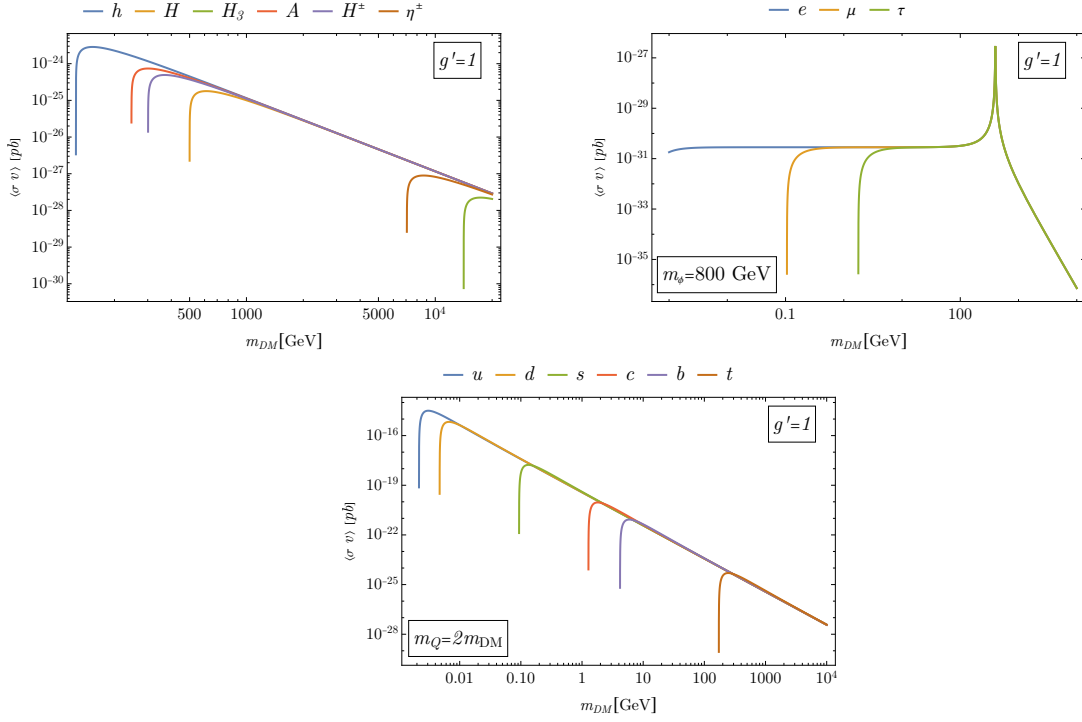


Figura XXIII: Sección de choque térmica $\langle\sigma v\rangle$ para los diagramas de Feynman (a), (c) y (d) de la figura XXI. **(Izquierda)** Las masas de los escalares están de acuerdo con la restricción de que la masa del Higgs debe estar en $m_h = 125,20 \pm 0,11$ GeV. **(Derecha)** Consideramos solo leptones y fijamos la masa del escalar intermedio $m_H = 800$ GeV. **(Abajo)** Fijamos la masa del quark pesado intermedio como el doble de la masa de la materia oscura $m_Q = 2m_{DM}$. Cuando la masa de la materia oscura es más pesada que la del quark top, todas las secciones de choque térmicas son del mismo valor.

C. Densidad de reliquia

Para calcular la densidad actual de materia oscura Ω_{DM} debemos resolver la ecuación de Boltzmann,

$$\frac{d\Upsilon}{dx} = -\frac{x \langle\sigma v\rangle s}{H(m)} (\Upsilon^2 - \Upsilon_{eq}^2), \quad (\text{III.16})$$

donde m : masa de la materia oscura, T : temperatura del plasma primordial, $x \equiv m/T$, n : densidad numérica de materia oscura, s : densidad de entropía,

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_{*S}(T) T^3, \quad (\text{III.17})$$

$g_{*S}(T)$ son los grados de libertad de entropía (ver figura XXIV), $\Upsilon \equiv n/s$, H : parámetro de Hubble-Lemaître en la época de radiación (ver apéndice),

$$H = \frac{1,66}{M_{Pl}} \sqrt{g_*(T)} T^2, \quad (\text{III.18})$$

$g_*(T)$ son los grados de libertad relativistas, $M_{\text{Pl}} = 1/\sqrt{G_N}$, $H(m) = x^2 H(T)$, Υ_{eq} : la función de equilibrio para especies no relativistas [68],

$$\Upsilon_{\text{eq}}(x) = \frac{45}{2\pi^4} (2s+1) \frac{x^2}{g_{*S}(T)} K_2(x), \quad (\text{III.19})$$

donde s : spin de la materia oscura, $K_2(x)$: función de Bessel modificada de segundo tipo, $\langle \sigma v \rangle$: sección de choque de aniquilación térmica total [36],

$$\sigma = \sum_X \sigma(\mathcal{DM} \overline{\mathcal{DM}} \rightarrow X \bar{X}), \quad (\text{III.20})$$

donde se asume que todas las especies X tienen distribuciones térmicas y potencial químico nulo.

Para calcular $\langle \sigma v \rangle$ usamos [68],

$$\langle \sigma v_{\text{Mol}} \rangle = \frac{1}{8m^4 T K_2^2(m/T)} \int_{4m^2}^{\infty} \sigma(s - 4m^2) \sqrt{s} K_1(\sqrt{s}/T) ds, \quad (\text{III.21})$$

donde $v_{\text{Mol}} = (|\vec{v}_1 - \vec{v}_2|^2 - |\vec{v}_1 \times \vec{v}_2|^2)^{1/2}$. Con esto obtenemos $\rho_{\mathcal{DM}} = m_{\mathcal{DM}} n$ y finalmente $\Omega_{\mathcal{DM}} = \rho_{\mathcal{DM}}/\rho_{c,0}$.

Las observaciones cosmológicas indican que la materia oscura debe ser (en su mayoría) fría. Esto quiere decir que la cantidad $x = m_{\mathcal{DM}}/T$, donde $m_{\mathcal{DM}}$ es la masa de la materia oscura y T es la temperatura del plasma primordial, debe ser mayor que la unidad al momento del freeze-out. Generalmente $x_{f.o} \sim \mathcal{O}(10)$ para WIMPs [41]. Por ejemplo, para un materia oscura de $m_{\mathcal{DM}} = 1 \text{ TeV}$ y $x_{f.o} = 20$, tenemos

$$x_{f.o} = \frac{m_{\mathcal{DM}}}{T} = \frac{1 \text{ TeV}}{T} = 20 \implies T = 50 \text{ GeV} \quad (\text{III.22})$$

al momento del freeze-out. A esta temperatura, las partículas del modelo estándar son relativistas con excepción de los bosones vectoriales masivos, el Higgs y el quark top.

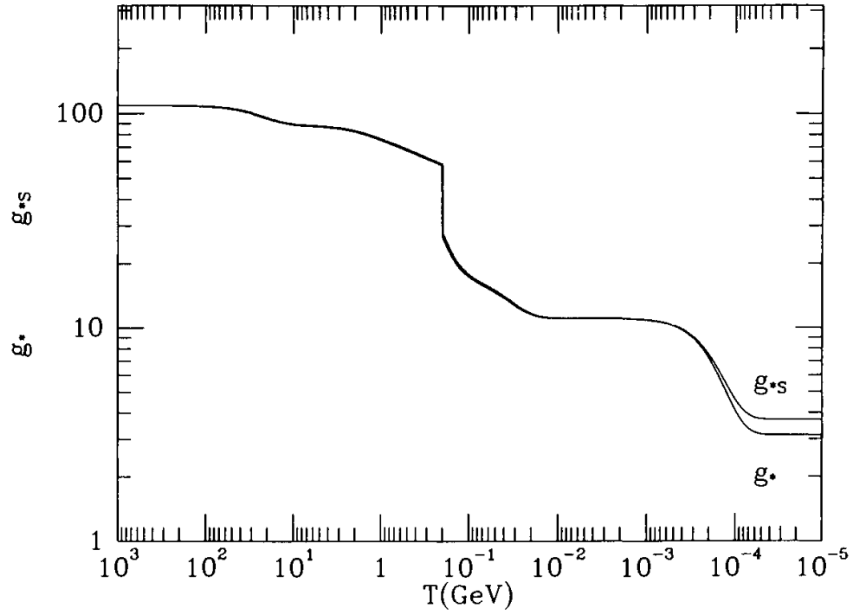


Figura XXIV: Grados de libertad relativistas g_* y grados de libertad de entropía g_{*S} [36].

1. Resultados

Debido a que existen varios tipos de procesos que pueden determinar la abundancia de la materia oscura en este modelo y, además, los estados finales son variados, decidimos simplificar el problema al elegir que solo uno de ellos sea dominante.

Primeramente, elegimos el proceso mostrado en el diagrama (a) de la figura XXI donde el proceso de aniquilación en escalares se da por un acople cuártico. En la figura XXV mostramos dos casos donde conseguimos la abundancia correcta de materia oscura para $m_{\mathcal{DM}}$ cerca de 800(1200) GeV y $m_\phi = 0.9(0.1) m_{\mathcal{DM}}$, cuando el acople es la unidad.

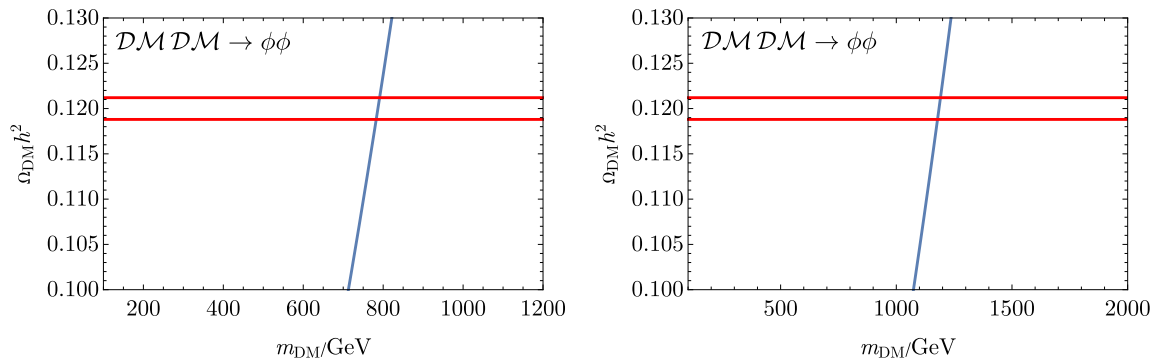


Figura XXV: Abundancia de materia oscura dada por el proceso de la figura XXI (a) cuando el acople cuártico entre los escalares ϕ y la materia oscura es $g' = 1$ y los otros acoples de los demás diagramas son nulos. A la izquierda tenemos el caso $m_\phi = 0.9 m_{\mathcal{DM}}$ y a la derecha $m_\phi = 0.1 m_{\mathcal{DM}}$. Las líneas rojas delimitan la región de valores permitidos para $\Omega_{\mathcal{DM}} h^2$.

A continuación, mostramos los resultados para el diagrama (c) donde la materia oscura se aniquila en fermiones. Este proceso es mediado por un escalar ϕ . Debido a que es el canal s , se espera una resonancia cuando $m_{\mathcal{DM}} = 2m_\phi$. Esto se muestra en la figura XXVI así como en la figura XXIII para la sección de choque térmica. En este resultado, hemos trabajado con $m_\phi = 800$ GeV y hemos ampliado la zona de interés (alrededor de $m_\phi/2 = 400$ GeV) para mostrar las regiones donde reproducimos la correcta abundancia de materia oscura. Nótese que no mostramos los valores de las masas de los fermiones ya que estos influyen muy poco debido al factor $(m_f/m_{\mathcal{DM}})^2$.

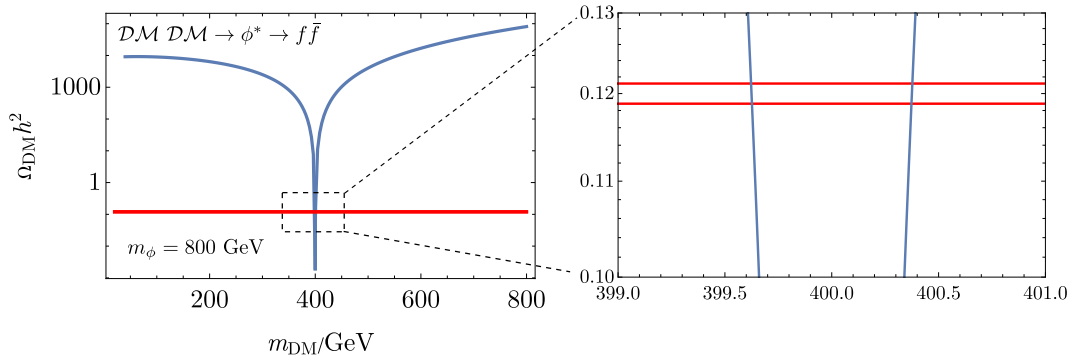


Figura XXVI: Abundancia de materia oscura dada por el proceso de la figura XXI (c) cuando $m_\phi = 800$ GeV y los acoplos $\mathcal{DM} - \phi$ y $\phi - f$ son iguales a 1 (los otros son nulos). A la izquierda tenemos el scan completo en $m_{\mathcal{DM}}$ y a la derecha hacemos zoom a la región donde se cumplen los valores experimentales. Las líneas rojas delimitan la región de valores permitidos para $\Omega_{\mathcal{DM}} h^2$.

Finalmente, trabajamos con el proceso dado por el del diagrama (d) de la figura XXI el cual relaciona a la materia oscura con quarks del modelo estándar y los nuevos quarks super pesados $Q = u_4, d_4, d_5$ de los modelos $3 - 3 - 1$. En la referencia [61] se hace notar que debido a este acople, este candidato a materia oscura sería bueno ya que no acopla directamente con otros fermiones del modelo estándar, evitando límites experimentales actuales. Nuestros resultados se muestran en la figura XXVII donde vemos que para masas $m_Q = 2(10)m_{\mathcal{DM}}$ obtenemos la abundancia correcta cuando $m_{\mathcal{DM}}$ está alrededor de 480(125) GeV.

El diagrama (f) está cinemáticamente prohibido debido a que elegimos $m_{\mathcal{DM}} < m_Q$ para evitar el decaimiento inducido por el diagrama mostrado en la figura XXII, garantizando la estabilidad de la materia oscura.

Si consideramos todos los canales de aniquilación y los benchmarks previamente estudiados, obtenemos el resultado mostrado en la figura XXVIII. En este caso, la sección

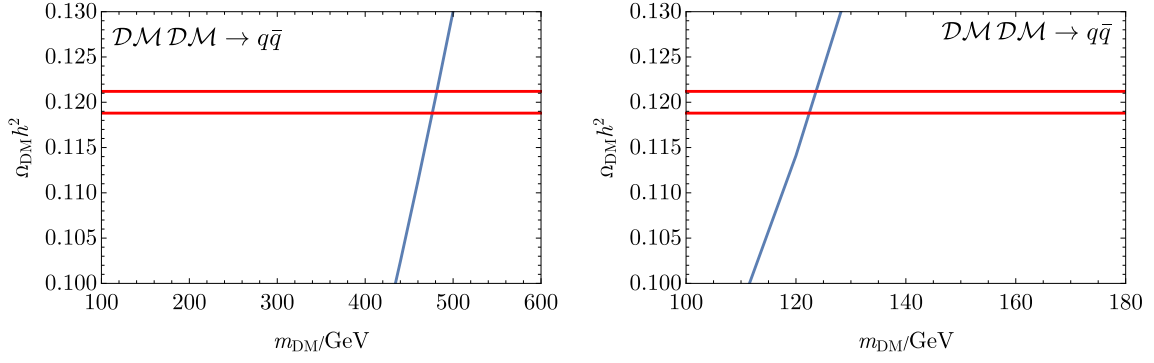


Figura XXVII: Abundancia de materia oscura via aniquilación por el canal t mostrado en la figura XXI (d) cuando el acople entre los quarks ligeros q , quarks pesados Q y la materia oscura \mathcal{DM} es $g' = 1$, y los otros acoples son nulos. A la izquierda tenemos el caso $m_Q = 2 m_{\mathcal{DM}}$ y a la derecha $m_Q = 10 m_{\mathcal{DM}}$. Las líneas rojas delimitan la región de valores permitidos para $\Omega_{\mathcal{DM}} h^2$.

de choque térmica es dominada por el proceso con acople cuártico de la figura XXI (a). De esta manera, la masa de la materia oscura para la correcta abundancia de reliquia está alrededor de 1.3 TeV como en la figura XXV.

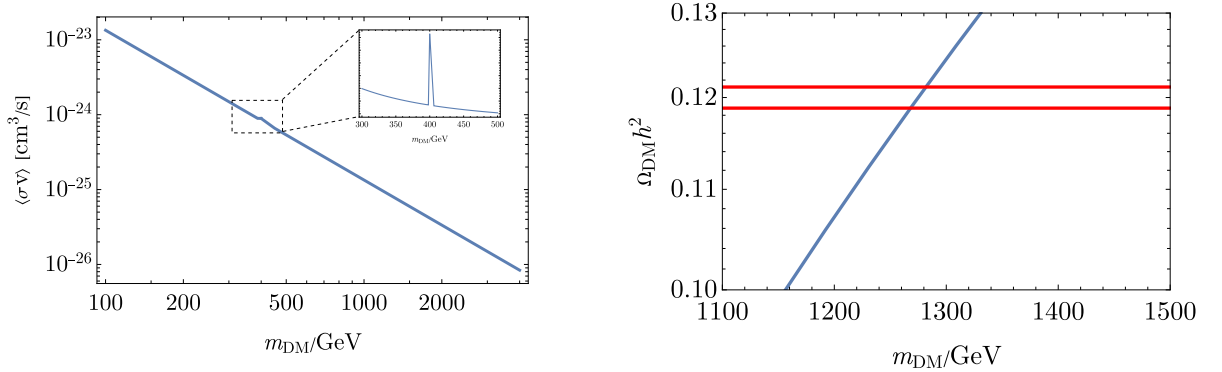


Figura XXVIII: Sección de choque térmica y densidad de materia oscura considerando todos los canales de aniquilación de manera ‘democrática’ ($g' = 1$ en todos los casos).

D. Conclusiones

En este capítulo hemos estudiado al candidato a materia oscura \mathcal{DM} dado por el escalar complejo $\mathcal{DM} = \eta_3^0$ con masa de orden $\mathcal{O}(\text{GeV} - \text{TeV})$. Para hacerlo estable, lo hicimos más ligero que los quarks pesados del $\nu_R - 331$, prohibiendo su decaimiento por razones cinemáticas.

Vimos que hay tres maneras en que este escalar puede aniquilarse y producir la abundancia de reliquia de las observaciones cosmológicas. Mostramos varios casos ilustrativos donde cada diagrama de Feynman es dominante (esto es, hacemos los demás acoples nulos) y verificamos que se puede hallar $\Omega_{\mathcal{DM}} h^2$ en el intervalo $[0,1188, 0,1212]$.

También trabajamos el caso más general cuando todos los diagramas contribuyen ‘democráticamente’ (todos los acoples iguales a 1) y hallamos la correcta abundancia de reliquia.

IV. Conclusiones

Los modelos $3 - 3 - 1$ nos permiten explicar fenómenos como la gran cantidad de una materia no luminosa, llamada materia oscura, la cual es dominante en el universo. Esta explicación escapa al modelo estándar, pero gracias a su gran contenido de nuevas partículas e interacciones, los modelos como el $\nu_R - 331$, lo pueden hacer por medio de uno o más candidatos a materia oscura.

En este trabajo hemos calculado la densidad de reliquia de un candidato a materia oscura en el modelo $\nu_R - 331$ dado por un escalar complejo η_3^0 que acopla con otros escalares del modelo ($h, H, H_3, H^\pm, \eta^\pm$), los bosones vectoriales (Z, Z', Y_1, Y_2, W'), los quarks conocidos u, s y t , así como los nuevos quarks super pesados del modelo (Q).

Vimos que hay tres procesos principales que determinan la abundancia de la materia oscura en este caso: $DM DM \rightarrow \phi\phi$, $DM DM \rightarrow \phi^* \rightarrow f\bar{f}$ y $DM DM \rightarrow q\bar{q}$. Hemos trabajado con cada uno de ellos y hemos encontrado regiones del espacio de parámetros donde estamos de acuerdo con las observaciones experimentales para la densidad de materia oscura. En particular, hemos trabajado en el caso que la materia oscura sea más ligera que los quarks super pesados del modelo para así asegurar su estabilidad. Es posible relajar esta hipótesis ya que solo requerimos que la materia oscura tenga un tiempo de vida medio mayor a la edad del universo.

Trabajos futuros pueden ser hechos en base a esta tesis. Por ejemplo, el estudio de detección directa e indirecta de este candidato a materia oscura requiere analizar resultados experimentales de las colaboraciones XENONnT, LUX, PandaX y DarkSide-20k y Fermi-LAT, H.E.S.S, MAGIC, VERITAS, los cuales cubren masas de materia oscura en el orden de cientos de GeV a decenas de TeV, y futuros experimentos como CTA.

V. Recomendaciones

En este estudio se ha demostrado que la totalidad de la materia oscura del universo puede originarse a partir de un campo escalar que surge de manera natural en los modelos $3 - 3 - 1$. Se calculó la abundancia de reliquia asociada a dicho candidato y se verificó que, para ciertos valores de los parámetros del modelo, los resultados obtenidos son consistentes con las observaciones cosmológicas actuales. Como trabajo futuro, queda pendiente la exploración completa del espacio de parámetros. Para ello, se deberá implementar el modelo en herramientas como FeynRules [69], [70] o LanHEP [71], [72], y posteriormente utilizar micrOMEGAs [73], [74] para realizar los cálculos de la densidad de reliquia.

Otro posible desarrollo a partir de esta tesis es el estudio de la detección indirecta de materia oscura. En particular, se podría analizar la producción de rayos gamma resultantes de la aniquilación de partículas de materia oscura en regiones de alta densidad, como las galaxias enanas, y evaluar su compatibilidad con los datos observacionales de los experimentos H.E.S.S. y Fermi-LAT. Asimismo, sería relevante estimar proyecciones de límites provenientes de experimentos futuros como el CTA.

Referencias bibliográficas

- [1] G. Aad y col., “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys. Lett. B*, vol. 716, págs. 1-29, 2012. doi: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). arXiv: [1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [hep-ex].
- [2] S. Chatrchyan y col., “Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC”, *Phys. Lett. B*, vol. 716, págs. 30-61, 2012. doi: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). arXiv: [1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [hep-ex].
- [3] F. Pisano y V. Pleitez, “SU(3)⊗U(1) model for electroweak interactions”, *Phys. Rev. D*, vol. 46, págs. 410-417, 1 jul. de 1992. doi: [10.1103/PhysRevD.46.410](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.410). dirección: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.46.410>.
- [4] R. Foot, O. F. Hernandez, F. Pisano y V. Pleitez, “Lepton masses in an SU(3)-L x U(1)-N gauge model”, *Phys. Rev. D*, vol. 47, págs. 4158-4161, 1993. doi: [10.1103/PhysRevD.47.4158](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.47.4158). arXiv: [hep-ph/9207264](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9207264).
- [5] C. A. de Sousa Pires y O. P. Ravinez, “Charge quantization in a chiral bilepton gauge model”, *Phys. Rev. D*, vol. 58, pág. 035008, 1998. doi: [10.1103/PhysRevD.58.035008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.035008). arXiv: [hep-ph/9803409](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803409).
- [6] M. Singer, J. W. F. Valle y J. Schechter, “Canonical Neutral Current Predictions From the Weak Electromagnetic Gauge Group SU(3) X u(1)”, *Phys. Rev. D*, vol. 22, pág. 738, 1980. doi: [10.1103/PhysRevD.22.738](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.738).
- [7] S. Weinberg, “A Model of Leptons”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, págs. 1264-1266, 1967. doi: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [8] L. Hoddeson, “The rise of the standard model: Particle physics in the 1960s and 1970s”, 1992.

- [9] A. collaboration, D. collaboration, L. Collaboration, O. collaboration, S. collaboration, L. E. W. Group y col., "Precision electroweak measurements on the Z resonance", *arXiv preprint hep-ex/0509008*, 2005.
- [10] M. Thomson, *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [11] N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown y col., "Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters", *Astronomy & Astrophysics*, vol. 641, A6, 2020.
- [12] M. Acciarri, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez y col., "Pair-production of W bosons in $e^+ e^-$ interactions at $s = 161$ GeV", *Physics Letters B*, vol. 398, n.º 1-2, págs. 223-238, 1997.
- [13] M. Acciarri, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez y col., "Measurement of W-pair cross sections in $e^+ e^-$ interactions at $s = 172$ GeV and W-decay branching fractions", *Physics Letters B*, vol. 407, n.º 3-4, págs. 419-431, 1997.
- [14] M. Acciarri, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez y col., "Measurement of W-pair cross sections in $e^+ e^-$ interactions at $s = 183$ GeV and W-decay branching fractions", *Physics Letters B*, vol. 436, n.º 3-4, págs. 437-452, 1998.
- [15] P. Achard, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez y col., "Measurement of the cross section of W-boson pair production at LEP", *Physics Letters B*, vol. 600, n.º 1-2, págs. 22-40, 2004.
- [16] T. Aaltonen y col., "High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector", *Science*, vol. 376, n.º 6589, págs. 170-176, 2022. doi: [10.1126/science.abk1781](https://doi.org/10.1126/science.abk1781).
- [17] L. Collaboration, "Measurement of the mass and the width of the W boson at LEP", *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, vol. 45, n.º 3, págs. 569-587, 2006.
- [18] O. collaboration y G. Abbiendi, "Precise determination of the Z resonance parameters at LEP: "Zedometry"", *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, vol. 19, n.º 4, págs. 587-651, 2001.
- [19] A. M. Sirunyan y col., "Search for a standard model-like Higgs boson in the mass range between 70 and 110 GeV in the diphoton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ and 13 TeV", *Phys. Lett. B*, vol. 793, págs. 320-347, 2019. doi: [10.1016/j.physletb.2019.03.064](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.03.064). arXiv: [1811.08459 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1811.08459).

- [20] “Search for a standard model-like Higgs boson in the mass range between 70 and 110 GeV in the diphoton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, 2023.
- [21] A. Hayrapetyan y col., “Search for a standard model-like Higgs boson in the mass range between 70 and 110 GeV in the diphoton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Phys. Lett. B*, vol. 860, pág. 139 067, 2025. doi: [10.1016/j.physletb.2024.139067](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.139067). arXiv: [2405.18149](https://arxiv.org/abs/2405.18149) [hep-ex].
- [22] A. Kundu, P. Mondal y G. Moulataka, “Indications for new scalar resonances at the LHC and a possible interpretation”, nov. de 2024. arXiv: [2411.14126](https://arxiv.org/abs/2411.14126) [hep-ph].
- [23] F. Zwicky, “Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln”, *Helvetica Physica Acta*, vol. 6, págs. 110-127, 1933.
- [24] F. Zwicky, “Republication of: The redshift of extragalactic nebulae”, *General Relativity and Gravitation*, vol. 41, n.º 1, págs. 207-224, 2009.
- [25] V. C. Rubin y J. Ford W. Kent, “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions”, *The Astrophysical Journal*, vol. 159, pág. 379, feb. de 1970. doi: [10.1086/150317](https://doi.org/10.1086/150317).
- [26] V. C. Rubin, W. K. Ford Jr y N. Thonnard, “Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV-Systematic dynamical properties, SA through SC”, *Astrophysical Journal, Part 2-Letters to the Editor*, vol. 225, Nov. 1, 1978, p. L107-L111., vol. 225, págs. L107-L111, 1978.
- [27] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez y col., “A direct empirical proof of the existence of dark matter”, *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 648, n.º 2, pág. L109, 2006, <https://doi.org/10.1086/508162>.
- [28] T. S. Van Albada, K. Begeman, R. Sanscisi y J. N. Bahcall, “Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198”, *Dark Matter in the Universe*, 2004.
- [29] R. L. Workman y col., “Review of Particle Physics”, *PTEP*, vol. 2022, pág. 083C01, 2022. doi: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [30] G. Efstathiou, R. S. Ellis y B. A. Peterson, “Analysis of a complete galaxy redshift survey–II. The field-galaxy luminosity function”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 232, n.º 2, págs. 431-461, 1988.

- [31] C. Patrignani, P. D. Group y col., “Review of particle physics”, *Chinese physics C*, vol. 40, n.º 10, pág. 100 001, 2016.
- [32] J. A. Peacock, *Cosmological physics*. Cambridge university press, 1999.
- [33] A. Fruchter, *Abell 2218: A Galaxy Cluster Lens*, <https://apod.nasa.gov/apod/ap011007.html>.
- [34] P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan y col., “Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters”, *Astronomy & Astrophysics*, vol. 571, A16, 2014.
- [35] N. S. Team, *WMAP Nine year microwave sky*, <https://www.nasa.gov/>.
- [36] E. W. Kolb y M. S. Turner, *The Early Universe*. 1990, vol. 69, isbn: 978-0-201-62674-2. doi: [10.1201/9780429492860](https://doi.org/10.1201/9780429492860).
- [37] B. Paczynski, “Gravitational microlensing by the galactic halo”, *The Astrophysical Journal*, vol. 304, págs. 1-5, 1986.
- [38] C. Alcock, C. W. Akerlof, R. A. Allsman y col., “Possible gravitational microlensing of a star in the Large Magellanic Cloud”, *Nature*, vol. 365, n.º 6447, pág. 621, 1993, <https://doi.org/10.1038/365621a0>.
- [39] G. Arcadi, D. Cabo-Almeida, M. Dutra y col., “The Waning of the WIMP: Endgame?”, mar. de 2024. arXiv: [2403.15860](https://arxiv.org/abs/2403.15860) [hep-ph].
- [40] M. Markevitch, A. H. Gonzalez, D. Clowe y col., “Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56”, *Astrophys. J.*, vol. 606, págs. 819-824, 2004. doi: [10.1086/383178](https://doi.org/10.1086/383178). arXiv: [astro-ph/0309303](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309303).
- [41] S. Profumo, *An introduction to particle dark matter*. World Scientific Publishing Company, 2017.
- [42] M. Cirelli, A. Strumia y J. Zupan, “Dark Matter”, jun. de 2024, [arXiv:2406.01705](https://arxiv.org/abs/2406.01705). arXiv: [2406.01705](https://arxiv.org/abs/2406.01705) [hep-ph].
- [43] J. Cooley, “Overview of Non-Liquid Noble Direct Detection Dark Matter Experiments”, *Phys. Dark Univ.*, vol. 4, F. Avignone y W. Haxton, eds., págs. 92-97, 2014. doi: [10.1016/j.dark.2014.10.005](https://doi.org/10.1016/j.dark.2014.10.005). arXiv: [1410.4960](https://arxiv.org/abs/1410.4960) [astro-ph.IM].
- [44] J. F. Navarro, C. S. Frenk y S. D. M. White, “The Structure of cold dark matter halos”, *Astrophys. J.*, vol. 462, págs. 563-575, 1996. doi: [10.1086/177173](https://doi.org/10.1086/177173). arXiv: [astro-ph/9508025](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9508025).

- [45] J. Einasto, “Kinematics and dynamics of stellar systems”, *Trudy Inst. Astrofiz. Alma-Ata*, vol. 51, pág. 87, 1965.
- [46] L. Angel, G. Gambini, L. Guedes, F. S. Queiroz y V. de Souza, “Constraining gamma-ray lines from dark matter annihilation using Fermi-LAT and H.E.S.S. data”, *JCAP*, vol. 04, pág. 028, 2024. doi: [10.1088/1475-7516/2024/04/028](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2024/04/028). arXiv: [2311.17827](https://arxiv.org/abs/2311.17827) [hep-ph].
- [47] C. B. Jackson, G. Servant, G. Shaughnessy, T. M. P. Tait y M. Taoso, “Gamma-ray lines and One-Loop Continuum from s-channel Dark Matter Annihilations”, *JCAP*, vol. 07, pág. 021, 2013. doi: [10.1088/1475-7516/2013/07/021](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2013/07/021). arXiv: [1302.1802](https://arxiv.org/abs/1302.1802) [hep-ph].
- [48] M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor y col., “PPPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection”, *JCAP*, vol. 03, pág. 051, 2011, [Erratum: *JCAP* 10, E01 (2012)]. doi: [10.1088/1475-7516/2012/10/E01](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2012/10/E01). arXiv: [1012.4515](https://arxiv.org/abs/1012.4515) [hep-ph].
- [49] F. S. Queiroz, “Dark Matter Overview: Collider, Direct and Indirect Detection Searches”, en *51st Rencontres de Moriond on EW Interactions and Unified Theories*, ARISF, 2016, págs. 427-436. arXiv: [1605.08788](https://arxiv.org/abs/1605.08788) [hep-ph].
- [50] T. R. Slatyer, “Les Houches Lectures on Indirect Detection of Dark Matter”, *SciPost Phys. Lect. Notes*, vol. 53, pág. 1, 2022. doi: [10.21468/SciPostPhysLectNotes.53](https://doi.org/10.21468/SciPostPhysLectNotes.53). arXiv: [2109.02696](https://arxiv.org/abs/2109.02696) [hep-ph].
- [51] S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe y col., “Monitoring stellar orbits around the Massive Black Hole in the Galactic Center”, *The Astrophysical Journal*, vol. 692, n.º 2, pág. 1075, 2009.
- [52] H. Abdallah y col., “Search for γ -Ray Line Signals from Dark Matter Annihilations in the Inner Galactic Halo from 10 Years of Observations with H.E.S.S.”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, n.º 20, pág. 201 101, 2018. doi: [10.1103/PhysRevLett.120.201101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.201101). arXiv: [1805.05741](https://arxiv.org/abs/1805.05741) [astro-ph.HE].
- [53] V. Pleitez, “Challenges for the 3-3-1 models”, en *5th Colombian Meeting on High Energy Physics*, dic. de 2021. arXiv: [2112.10888](https://arxiv.org/abs/2112.10888) [hep-ph].

- [54] B. L. Sánchez-Vega, G. Gambini y C. E. Alvarez-Salazar, “Vacuum stability conditions of the economical $3 - 3 - 1$ model from copositivity”, *The European Physical Journal C*, vol. 79, n.º 4, pág. 299, 2019, [arXiv:2010.12583](#).
- [55] R. Foot, H. N. Long y T. A. Tran, “ $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ and $SU(4)_L \otimes U(1)_N$ gauge models with right-handed neutrinos”, *Phys. Rev. D*, vol. 50, n.º 1, R34-R38, 1994. doi: [10.1103/PhysRevD.50.R34](#). arXiv: [hep-ph/9402243](#).
- [56] W. A. Ponce, J. B. Florez y L. A. Sanchez, “Analysis of $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X$ local gauge theory”, *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 17, págs. 643-660, 2002. doi: [10.1142/S0217751X02005815](#). arXiv: [hep-ph/0103100](#).
- [57] D. Gomez Dumm, F. Pisano y V. Pleitez, “Flavor changing neutral currents in $SU(3) \times U(1)$ models”, *Mod. Phys. Lett. A*, vol. 9, págs. 1609-1615, 1994. doi: [10.1142/S0217732394001441](#). arXiv: [hep-ph/9307265](#).
- [58] J. C. Montero y B. L. Sanchez-Vega, “Natural PQ symmetry in the 3-3-1 model with a minimal scalar sector”, *Phys. Rev. D*, vol. 84, pág. 055019, 2011. doi: [10.1103/PhysRevD.84.055019](#). arXiv: [1102.5374 \[hep-ph\]](#).
- [59] P. M. Ferreira, B. Grzadkowski, O. M. Ogreid y P. Osland, “Softly broken symmetries in the 2HDM – an invariant formulation”, *JHEP*, vol. 01, pág. 143, 2023. doi: [10.1007/JHEP01\(2023\)143](#). arXiv: [2209.00152 \[hep-ph\]](#).
- [60] B. L. Sánchez-Vega, E. R. Schmitz y J. C. Montero, “New constraints on the 3-3-1 model with right-handed neutrinos”, *The European Physical Journal C*, vol. 78, n.º 2, pág. 166, 2018, [arXiv:2010.12583](#).
- [61] H. Okada, N. Okada, Y. Orikasa y K. Yagyu, “Higgs phenomenology in the minimal $SU(3)_L \times U(1)_X$ model”, *Phys. Rev. D*, vol. 94, n.º 1, pág. 015002, 2016. doi: [10.1103/PhysRevD.94.015002](#). arXiv: [1604.01948 \[hep-ph\]](#).
- [62] C. Salazar, R. H. Benavides, W. A. Ponce y E. Rojas, “LHC Constraints on 3-3-1 Models”, *JHEP*, vol. 07, pág. 096, 2015. doi: [10.1007/JHEP07\(2015\)096](#). arXiv: [1503.03519 \[hep-ph\]](#).
- [63] F. S. Queiroz, C. Siqueira y J. W. F. Valle, “Constraining Flavor Changing Interactions from LHC Run-2 Dilepton Bounds with Vector Mediators”, *Phys. Lett. B*, vol. 763,

- págs. 269-274, 2016. doi: [10.1016/j.physletb.2016.10.057](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.10.057). arXiv: [1608.07295](https://arxiv.org/abs/1608.07295) [hep-ph].
- [64] C. E. Alvarez-Salazar y O. L. G. Peres, “Constraining the $3 - 3 - 1$ model with heavy neutral leptons using $(g - 2)_\mu$ and dark matter observables”, *Phys. Rev. D*, vol. 103, n.º 3, pág. 035 029, 2021, [arXiv:1906.06444](https://arxiv.org/abs/1906.06444). doi: [10.1103/PhysRevD.103.035029](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.035029). arXiv: [1906.06444](https://arxiv.org/abs/1906.06444) [hep-ph].
- [65] J. P. Pinheiro y C. A. de S. Pires, “On the Higgs spectra of the 3-3-1 model”, *Phys. Lett. B*, vol. 836, pág. 137 584, 2023. doi: [10.1016/j.physletb.2022.137584](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2022.137584). arXiv: [2210.05426](https://arxiv.org/abs/2210.05426) [hep-ph].
- [66] A. J. Buras, F. De Fazio, J. Girrbach y M. V. Carlucci, “The Anatomy of Quark Flavour Observables in 331 Models in the Flavour Precision Era”, *JHEP*, vol. 02, pág. 023, 2013. doi: [10.1007/JHEP02\(2013\)023](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2013)023). arXiv: [1211.1237](https://arxiv.org/abs/1211.1237) [hep-ph].
- [67] Q.-H. Cao y D.-M. Zhang, “Collider Phenomenology of the 3-3-1 Model”, nov. de 2016. arXiv: [1611.09337](https://arxiv.org/abs/1611.09337) [hep-ph].
- [68] P. Gondolo y G. Gelmini, “Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis”, *Nuclear Physics B*, vol. 360, n.º 1, págs. 145-179, 1991, [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90438-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90438-4).
- [69] N. D. Christensen y C. Duhr, “FeynRules - Feynman rules made easy”, *Comput. Phys. Commun.*, vol. 180, págs. 1614-1641, 2009. doi: [10.1016/j.cpc.2009.02.018](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.02.018). arXiv: [0806.4194](https://arxiv.org/abs/0806.4194) [hep-ph].
- [70] N. D. Christensen y col., *FeynRules User's Guide*, 2023. dirección: <https://feynrules.irmp.ucl.ac.be/>.
- [71] A. Semenov, “LanHEP: A package for automatic generation of Feynman rules in gauge models”, *Comput. Phys. Commun.*, vol. 115, págs. 124-139, 1998. doi: [10.1016/S0010-4655\(98\)00043-7](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(98)00043-7). arXiv: [hep-ph/9808489](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9808489).
- [72] A. Semenov, *LanHEP Documentation*, 2023. dirección: <http://theory.sinp.msu.ru/~semenov/lanhep.html>.
- [73] G. Bélanger y col., “micrOMEGAs: A program for calculating the relic density in the MSSM”, *Comput. Phys. Commun.*, vol. 149, págs. 103-120, 2002. doi: [10.1016/S0010-4655\(02\)00596-9](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(02)00596-9). arXiv: [hep-ph/0112278](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0112278).

- [74] G. Bélanger y col., “micrOMEGAs5.0: Freeze-in”, *Comput. Phys. Commun.*, vol. 231, págs. 173-186, 2018. doi: [10.1016/j.cpc.2018.04.027](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2018.04.027). arXiv: [1801.03509](https://arxiv.org/abs/1801.03509) [hep-ph].
- [75] E. B. Gliner, “Algebraic properties of the energy-momentum tensor and vacuum-like states of matter”, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 22, pág. 378, 1966.
- [76] Y. B. Zel’dovich, Y. B. Zeldovich y A. Krasinski, “The cosmological constant and the theory of elementary particles”, *Gen. Rel. Grav.*, vol. 11, pág. 209, 1968.

Anexos

Anexo 1: Cosmología básica	1
Anexo 2: Matrices de masa en el $\nu_R - 331$	5

Anexo 1: Cosmología básica

El Modelo Estándar Cosmológico

Nuestro Universo parece homogéneo e isotrópico a gran escala. Por esta razón, los modelos cosmológicos basados en la Relatividad General describen su geometría y evolución en términos de dos parámetros cosmológicos, es decir, la curvatura espacial κ y el factor de escala $R(t)$, como se puede ver en la métrica de Robertson-Walker

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]. \quad (1)$$

Las ecuaciones cosmológicas del movimiento surgen de las ecuaciones de Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (2)$$

donde $R_{\mu\nu}$ es el tensor de Ricci definido por

$$R_{\mu\nu} = \partial_\lambda \Gamma_{\mu\nu}^\lambda - \partial_\mu \Gamma_{\nu\lambda}^\lambda + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \Gamma_{\lambda\sigma}^\sigma - \Gamma_{\mu\sigma}^\lambda \Gamma_{\lambda\nu}^\sigma, \quad (3)$$

los símbolos de Christoffel $\Gamma_{\nu\lambda}^\mu$ están definidos por

$$\Gamma_{\nu\lambda}^\mu = \frac{1}{2}g^{\mu\rho}(\partial_\nu g_{\rho\lambda} + \partial_\lambda g_{\rho\nu} - \partial_\rho g_{\nu\lambda}), \quad (4)$$

$g_{\mu\nu}$ es la métrica del espacio-tiempo, $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ es la curvatura escalar, $T_{\mu\nu}$ es el tensor energía–tensión para todos los campos presentes (materia, radiación), y Λ es la constante cosmológica [75], [76].

Coherencia con las simetrías de la métrica exige que $T_{\mu\nu}$ sea diagonal, mientras que la isotropía exige igualdad en sus componentes espaciales. La realización más simple de

tal tensor de energía-tensión es la de un fluido perfecto.

$$T_{\nu}^{\mu} = \text{diag}(\rho, -p, -p, -p), \quad (5)$$

donde $\rho(t)$ y $p(t)$ son la densidad de energía y la presión, respectivamente. Con esta fuente, las ecuaciones de Einstein conducen a las ecuaciones de Friedmann.

$$H^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho - \frac{\kappa}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (6)$$

y

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p), \quad (7)$$

donde $H(t) = \dot{a}/a$ es el parámetro de Hubble-Lemaître y $a(t) = R(t)/R(t_0)$ es el factor de escala adimensional. De estas ecuaciones es posible derivar una tercera ecuación,

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + p), \quad (8)$$

que también puede derivarse de la conservación de energía $T_{;\mu}^{\mu\nu} = 0$ o de la primera ley de la Termodinámica. Por último, pero no menos importante, la ecuación de estado (EoS)¹ de la materia.

$$p = p(\rho), \quad (9)$$

debe especificarse. Esta EoS no está determinada por la Relatividad General, sino por el contenido de materia del universo. Ejemplos típicos son $p = 0$ para partículas no relativistas, $p = \rho/3$ para partículas relativistas y $p = -\rho$ para el vacío. El Modelo Estándar Cosmológico (Λ CDM) considera todas estas contribuciones al contenido de energía del Universo, lo que resulta en

$$H(z) = H_0 \left[\Omega_{\Lambda,0}(1+z)^{3+3\omega} + (1 - \Omega_{m,0} - \Omega_{R,0} - \Omega_{\Lambda,0})(1+z)^2 + \Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{R,0}(1+z)^4 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

donde el tiempo y el corrimiento al rojo z están relacionados por $1+z = 1/a(t)$, H_0 es el valor actual del parámetro Hubble-Lemaître, $\Omega_{m,0}$, $\Omega_{R,0}$, $\Omega_{\Lambda,0}$ son las densidades relativas

¹Equation of state.

de materia, radiación y vacío ($\Omega_{i,0} = \rho_i/\rho_{c,0}$ donde $i = m, R, \Lambda$) actuales ($t = 0$), $\rho_c = 3H^2/(8\pi G)$ es la densidad crítica, y ω es la Parámetro EoS definido por $\omega = p/\rho$.

Termodinámica del universo temprano

El universo primordial era muy denso y muy caliente y mu probablemente las partículas estaban en equilibrio térmico. En este escenario, las partículas de masa m y g grados de libertad tenían una densidad numérica n , densidad de energía ρ y presión p dadas por

$$\begin{aligned} n &= \frac{g}{(2\pi)^3} \int f dk^3, \\ \rho &= \frac{g}{(2\pi)^3} \int E f dk^3, \\ p &= \frac{g}{(2\pi)^3} \int \frac{\vec{k}^2}{2E} f dk^3, \end{aligned} \quad (11)$$

donde $f(\vec{k})$ es la función de distribución de Bose-Einstein o Fermi-Dirac y $E^2 = \vec{k}^2 + m^2$. En el límite no-relativista (de particular interés para el estudio de la materia oscura) la temperatura T es mucho menor que la masa m . Aquí tenemos,

$$\begin{aligned} n &= g \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} \exp[-(m - \mu)/T], \\ \rho &= m n, \\ p &= n T \ll \rho. \end{aligned} \quad (12)$$

Desacoplamiento térmico y freeze-out

A medida que el universo se expande y se enfría, las partículas en el plasma primordial dejan de estar en equilibrio térmico. Esto ocurre cuando la expansión del universo H es más rápida que la tasa de interacción $\Gamma \equiv n \langle \sigma |\vec{v}| \rangle$ entre las partículas,

$$\Gamma \lesssim H. \quad (13)$$

Aquí tenemos que n, σ, \vec{v} son la densidad numérica de partículas, la sección de choque de la reacción que mantiene en equilibrio a la partícula de interés, la velocidad relativa entre un par de partículas que colisionan, respectivamente².

²El símbolo $\langle \dots \rangle$ representa el promedio térmico. Vea [68].

Para calcular cuando ocurrió el desacoplamiento de la materia oscura del plasma primordial y cual es su densidad actual, se debe resolver la ecuación de Boltzmann

$$\frac{x}{\Upsilon_{\text{eq}}} \frac{d\Upsilon}{dx} = -\frac{\Gamma}{H} \left[\left(\frac{\Upsilon}{\Upsilon_{\text{eq}}} \right)^2 - 1 \right], \quad (14)$$

donde $\Upsilon \equiv n/s$, s es la densidad de entropía y el parámetro x es definido como el cociente entre la masa de la partícula y la temperatura del plasma primordial, *i.e.* $x \equiv m/T$.

En la figura XXIX tenemos un ejemplo típico para un WIMP. Aquí Υ del WIMP (en azul) sigue la función de equilibrio Υ_{eq} (líneas punteadas en negro) hasta el momento del desacoplamiento del plasma primordial para seguidamente volverse constante (*freeze-out*).

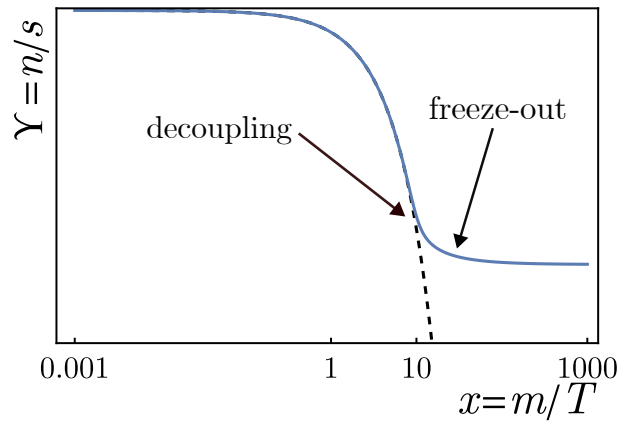


Figura XXIX: Desacoplamiento del plasma primordial y *freeze-out* de un WIMP.

Anexo 2: Matrices de masa del $\nu_R - 331$

Matrices de masa en el $\nu_R - 331$

Sea la derivada covariante,

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + igA_\mu^a T^a + ig_X X B_\mu, \quad (15)$$

donde T^a ($a = 1 - 8$) son las matrices de Gell-Mann con normalización $\text{tr}(T^a T^b) = \delta_{ab}/2$ y X es la carga $U(1)_X$ de ρ, η y χ , calculamos la relación entre los autoestados de masa $\{A_\mu, Z_\mu, Z'_\mu, W_\mu^\pm, W'^\pm_\mu, Y_{1\mu}, Y_{2\mu}\}$ y los de simetría $\{B_\mu, A_\mu\}$,

$$(A_\mu, Z_{1\mu}, Z_{2\mu}) = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} \sin \theta_{331} & -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \cos \theta_{331} \\ -\frac{1}{2} \sin \theta_{331} & -\frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} \cos \theta_{331} \\ \cos \theta_{331} & 0 & -\sin \theta_{331} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{3\mu} \\ A_{8\mu} \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (16)$$

donde θ_{331} está definido por $\tan \theta_{331} = \frac{2g_X}{\sqrt{3}g}$ y además

$$(Z_\mu, Z'_\mu) = \begin{pmatrix} c_a & s_a \\ -s_a & c_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_{1\mu} \\ Z_{2\mu} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Aquí $c_a \equiv \cos a$, $s_a \equiv \sin a$ ³ y

$$\tan 2a = \frac{2\sqrt{3} \cos \theta_{331} (v_\chi^2 - s_\beta^2 v_{\text{SM}}^2)}{-4(v_\chi^2 + v_{\text{SM}}^2) + 3(v_\chi^2 + s_\beta^2 v_{\text{SM}}^2)(1 + \cos^2 \theta_{331})}. \quad (18)$$

Para los otros bosones de gauge tenemos

$$Y_{1\mu} = A_{4\mu}, Y_{2\mu} = A_{5\mu}, W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{1\mu} \mp i A_{2\mu}), W'^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{6\mu} \mp i A_{7\mu}) \quad (19)$$

³Cuando $v_{\text{SM}} \ll v_\chi$, tenemos $s_a \approx \frac{1}{2c_W}$.

La matriz de masa para los bosones vectoriales en la base $\{A_\mu, Z_{1\mu}, Z_{2\mu}, Y_{1\mu}, Y_{2\mu}\}$, donde A_μ es el fotón, es

$$\mathcal{M}^2 = \frac{g^2}{4} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & v_{\text{SM}}^2 s_\beta^2 + v_\chi^2 & \frac{v_{\text{SM}}^2 s_\beta^2 - v_\chi^2}{\sqrt{3}c_{331}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{v_{\text{SM}}^2 s_\beta^2 - v_\chi^2}{\sqrt{3}c_{331}} & \frac{(3c_\beta^2 + 1)v_{\text{SM}}^2 + v_\chi^2}{3c_{331}^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v_{\text{SM}}^2 c_\beta^2 + v_\chi^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & v_{\text{SM}}^2 c_\beta^2 + v_\chi^2 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Para los escalares pares por CP, la matriz de masa es \mathcal{M}_p^2 en la base $\{\text{Re}(\rho_2^0), \text{Re}(\eta_1^0), \text{Re}(\chi_3^0), \text{Re}(\chi_1^0), \text{Re}(\eta_3^0)\}$ es:

$$\mathcal{M}_p^2 = \frac{1}{4} f v_\chi \begin{pmatrix} \frac{v_\eta}{v_\rho} + \frac{4\lambda_1 v_\rho^2}{f v_\chi} & \frac{2\lambda_6 v_\eta v_\rho}{f v_\chi} - 1 & \frac{2\lambda_4 v_\rho}{f} - \frac{v_\eta}{v_\chi} & 0 & 0 \\ \frac{2\lambda_6 v_\eta v_\rho}{f v_\chi} - 1 & \frac{4\lambda_2 v_\eta^2}{f v_\chi} + \frac{v_\rho}{v_\eta} & \frac{2\lambda_5 v_\eta}{f} - \frac{v_\rho}{v_\chi} & 0 & 0 \\ \frac{2\lambda_4 v_\rho}{f} - \frac{v_\eta}{v_\chi} & \frac{2\lambda_5 v_\eta}{f} - \frac{v_\rho}{v_\chi} & \frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi^2} + \frac{4\lambda_3 v_\chi}{f} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{v_\eta(v_\eta v_\chi(2\lambda_{10} + \lambda_8) + f v_\rho)}{f v_\chi^2} & \frac{v_\eta(2\lambda_{10} + \lambda_8)}{f} + \frac{v_\rho}{v_\chi} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{v_\eta(2\lambda_{10} + \lambda_8)}{f} + \frac{v_\rho}{v_\chi} & \frac{v_\rho}{v_\eta} + \frac{v_\chi(2\lambda_{10} + \lambda_8)}{f} \end{pmatrix} \quad (21)$$

Para simplificar los cálculos y obtener expresiones analíticas útiles, se define el límite de alineamiento para \mathcal{M}_p^2 al hacer [61],

$$\frac{2\lambda_4 v_\rho}{f} - \frac{v_\eta}{v_\chi} = 0, \quad \frac{v_\rho}{v_\chi} - \frac{2\lambda_5 v_\eta}{f} = 0, \quad (22)$$

donde \mathcal{M}_p^2 se vuelve una matriz diagonal por bloques. Resolviendo estas ecuaciones para λ_4 y λ_5 obtenemos,

$$\lambda_4 = \frac{t_\beta}{2} \frac{f}{v_\chi}, \quad \lambda_5 = \frac{1}{2t_\beta} \frac{f}{v_\chi}, \quad (23)$$

y, como λ_4 y $\lambda_5 < 4\pi$, se obtienen límites para β , f y v_χ . Sin embargo, valores para β cerca de cero o de $\pi/2$ no son interesantes por ser ajustes finos y hacen que las masas de H y A diverjan. En este trabajo evitamos estudiar estos casos y, por lo tanto, en el límite $f \ll v_\chi$ tenemos que ambos λ 's son positivos y muy cercanos a cero, quedando lejos de sus límites superiores y manteniendo la teoría en la región perturbativo.

Como resultado, obtenemos

$$\begin{aligned}
m_h^2 &= \frac{1}{2} v_{\text{SM}}^2 \left(a + b - \sqrt{(a-b)^2 + c^2} \right) \\
m_H^2 &= \frac{1}{2} v_{\text{SM}}^2 \left(a + b + \sqrt{(a-b)^2 + c^2} \right) \\
m_{H_3}^2 &= 2\lambda_3 v_\chi^2 + \frac{f}{4v_\chi} s_{2\beta} v_{\text{SM}}^2 \\
m_{\eta_R}^2 &= \frac{v_\eta^2 + v_\chi^2}{2v_\eta v_\chi} \left(2v_\eta v_\chi \lambda_{10} + f v_\rho + v_\eta v_\chi \lambda_8 \right)
\end{aligned} \tag{24}$$

donde $a = 2\lambda_1 c_\beta^2 + \frac{t_\beta}{2} \frac{f v_\chi}{v_{\text{SM}}^2}$, $b = 2\lambda_2 s_\beta^2 + \frac{1}{2t_\beta} \frac{f v_\chi}{v_{\text{SM}}^2}$ y $c = \lambda_6 s_{2\beta} - \frac{f v_\chi}{v_{\text{SM}}^2}$. Los valores propios⁴ son (sin normalizar)

$$\begin{aligned}
H_3 &= \text{Re}(\chi_3^0), \\
\eta_R &= \frac{v_\eta}{v_\chi} \text{Re}(\chi_1^0) + \text{Re}(\eta_3^0).
\end{aligned} \tag{25}$$

Para los escalares impares por CP, la matriz de masa es \mathcal{M}_i^2 en la base $\{\text{Im}(\rho_2^0), \text{Im}(\eta_1^0), \text{Im}(\chi_3^0), \text{Im}(\chi_1^0), \text{Im}(\eta_3^0)\}$ tenemos:

$$\mathcal{M}_i^2 = \frac{1}{4} f v_\chi \begin{pmatrix} \frac{v_\eta}{v_\rho} & 1 & \frac{v_\eta}{v_\chi} & 0 & 0 \\ 1 & \frac{v_\rho}{v_\eta} & \frac{v_\rho}{v_\chi} & 0 & 0 \\ \frac{v_\eta}{v_\chi} & \frac{v_\rho}{v_\chi} & \frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{v_\eta(v_\eta v_\chi(\lambda_8 - 2\lambda_{10}) + f v_\rho)}{f v_\chi^2} & \frac{v_\eta(2\lambda_{10} - \lambda_8)}{f} - \frac{v_\rho}{v_\chi} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{v_\eta(2\lambda_{10} - \lambda_8)}{f} - \frac{v_\rho}{v_\chi} & \frac{v_\rho}{v_\eta} + \frac{v_\chi(\lambda_8 - 2\lambda_{10})}{f} \end{pmatrix}$$

Aqui obtenemos

$$\begin{aligned}
m_A^2 &= \frac{v_\rho v_\chi}{2v_\eta} f + \frac{v_\eta(v_\rho^2 + v_\chi^2)}{2v_\rho v_\chi} f, \\
m_{\eta_I}^2 &= \frac{v_\eta^2 + v_\chi^2}{2v_\eta v_\chi} \left(v_\rho f + v_\eta v_\chi (\lambda_8 - \lambda_{10}) \right),
\end{aligned} \tag{26}$$

donde (sin normalizar)

$$\begin{aligned}
A &= \frac{v_\chi}{v_\rho} \text{Im}(\rho_2^0) + \frac{v_\chi}{v_\eta} \text{Im}(\eta_1^0) + \text{Im}(\chi_3^0), \\
\eta_I &= -\frac{v_\eta}{v_\chi} \text{Im}(\chi_1^0) + \text{Im}(\eta_3^0).
\end{aligned} \tag{27}$$

⁴Los valores propios h y H son muy grandes para escribirse aqui, pero se ha encontrado aproximaciones para ellos en el caso $f v_\chi = v_{\text{SM}}^2$, el cual es mostrado en el cuadro II.