



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Búsqueda de materia oscura ligera más allá del Modelo
Estándar

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADA EN FÍSICA APLICADA

por

Jennifer Huerta Salas

Asesorada por

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM - BUAP)

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE - BUAP)

Puebla Pue.
26 de noviembre de 2020



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Búsqueda de materia oscura ligera más allá del Modelo
Estándar

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADA EN FÍSICA APLICADA

por

Jennifer Huerta Salas

Asesorada por

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM - BUAP)

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE - BUAP)

Puebla Pue.

26 de noviembre de 2020

Título: Búsqueda de materia oscura ligera más allá del Modelo Estándar

Estudiante: JENNIFER HUERTA SALAS

COMITÉ

Dr. José Enrique Barradas Guevara
Presidente

Dr. Félix Francisco González Canales
Secretario

Dr. Jorge Mario Lamprea Garzón
Vocal

Dr. Óscar Mario Martínez Bravo
Vocal

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM - BUAP)
Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE - BUAP)
Asesores

Índice general

Resumen	VII
Introducción	IX
1. Modelo Estándar	1
1.1. Construyendo la materia	2
1.2. Neutrinos	3
1.2.1. El Modelo ν SSM	4
1.2.2. Mecanismo de subibaja o seesaw	4
1.3. Más allá del ME	4
2. Materia oscura	7
2.1. Composición del Cosmos	7
2.2. Estructuras galácticas como Universo visible	8
2.3. Evidencias para su existencia	10
2.3.1. En galaxias	11
2.3.2. En cúmulos de galaxias	13
2.3.3. Cosmología y estructuras a gran escala	14
2.4. Candidatos	20
2.4.1. Estudios alternativos	20
2.4.2. Materia oscura bariónica	21
2.4.3. Materia oscura no-bariónica	22
2.4.4. Materia oscura inerte	27
3. Un modelo de materia oscura y neutrinos	29
3.1. Lagrangiano del modelo	29
3.2. Parámetros	29
4. Resultados	31
5. Conclusiones	35
Apéndice A. Mecanismo <i>seesaw</i> invertido	37
Bibliografía	39

Resumen

En este trabajo proponemos el estudio de un candidato a materia oscura en el marco de un modelo extendido en los sectores fermiónico y de Higgs. Esta es una extensión del Modelo Estándar que incluye un neutrino N y un campo fermiónico singlete χ , el cual se propone como candidato a materia oscura, más un campo singlete escalar σ que viola la conservación del número leptónico (ν SSM). Para ello consideramos el mecanismo de subibaja (seesaw) inverso, donde la masa de los neutrinos adicionales ν y N , se hace dinámica por el escalar singlete σ . Ya que la escala natural para el valor de expectación de vacío escalar está cerca de la escala débil, nos enfocamos en la posibilidad de que el escalar singlete se conecte con la materia oscura, es decir, el escalar también es el mediador entre el sector oscuro y el Modelo Estándar. Específicamente, nos interesa materia oscura ligera con masas menores que $O(1)$ GeV, así como explorar su estabilidad. Realizamos un análisis numérico sobre el espacio de parámetros sujeto a las restricciones de detección indirecta y directa. Se discute la región factible del espacio de parámetros.

Introducción

Los neutrinos provenientes del sol han jugado un papel muy importante en la física de partículas. Gracias a ellos se ha podido explicar exitosamente el espectro continuo de la energía en la desintegración beta, así como la discrepancia entre el Modelo Estándar Solar y el Modelo Estándar de las Partículas Elementales (SM, por sus siglas en inglés) [1]. La teoría que mejor ha descrito cómo interactúan las partículas elementales es el SM, sin embargo, esta es una teoría en proceso de elaboración, ya que no se puede explicar el fenómeno observado de oscilación de neutrinos y/o la violación de CP leptónica [2].

Por otra parte, evidencias observacionales indican la existencia de una mayor cantidad de masa en galaxias y cúmulos de galaxias de la que nosotros podemos ver en las estrellas y el gas cósmico. El enigma de la masa faltante ha sido un problema desde que Zwicky en 1933 midió las masas de sistemas extragalácticos [3]. Dadas las evidencias de la dinámica galáctica (curvas de rotación), cúmulos de galaxias, formación de estructura, así como de la nucleosíntesis del Big-Bang y la radiación cósmica de fondo, se sugiere que los bariones únicamente pueden explicar 1/6 de la materia, la mayoría de la masa faltante debe ser no bariónica.

Si bien los neutrinos prueban la densidad cosmológica de la materia oscura si sus masas suman 0.12 eV, tales partículas no pueden tener (esencialmente a partir del Principio de Pauli) una densidad espacio-fase suficientemente alta para explicar la formación de estructura y los halos galácticos de materia oscura [4]. Los científicos teóricos han considerado nueva física más allá del SM para proponer candidatos a materia oscura. Existe un gran número de modelos que intentan describir esta partícula, dentro de los más populares están: neutrinos estériles, el sneutrino, el neutralino y el gravitino en el contexto de las teorías supersimétricas, el axión, escenarios mínimos de materia oscura, modelos de materia oscura Kaluza-Klein [5], el modelo de dos dobletes inerte [6]-[14].

En esta tesis se estudia un candidato a materia oscura en el marco de un modelo extendido en los sectores fermiónico y de Higgs. Dicho candidato propuesto se incluye como un campo fermiónico singlete χ , el cual, junto con un neutrino N más un campo singlete escalar σ , que viola la conservación del número leptónico (ν SSM), conforman una extensión del SM. Para ello, se considera el mecanismo de subibaja (seesaw) inverso [21], donde el escalar singlete σ interactúa con la masa de los neutrinos adicionales ν y N . Ya que la escala natural para el valor de expectación de vacío escalar está cerca de la escala débil, se examina que el escalar singlete conecte con la materia oscura, es decir, el escalar también es el mediador entre el sector oscuro y el SM.

En el primer capítulo se revisan los fundamentos del SM así como sus extensiones. En el capítulo siguiente (capítulo 2) se resumen los análisis más relevantes acerca de la existencia de materia oscura, así como los posibles candidatos que la conforman. En el capítulo posterior (capítulo 3) se habla sobre el modelo de esta tesis (ν SSM), enfocado en un sector fermiónico extendido con neutrinos masivos. Se habla sobre el mecanismo del seesaw inverso, se construye el lagrangiano del modelo, la matriz de masa y la matriz de mezclas de los neutrinos. Aquí mismo se calculan las masas de los neutrinos de manera teórica, mientras que en el capítulo 4 se calculan a través de las regiones de parámetros permitidas para los neutrinos con masa ligera. Finalmente, en el capítulo 5 se comparan los resultados con los datos teóricos y experimentales reportados a la fecha.

Capítulo 1

Modelo Estándar

El Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés) es la teoría que mejor explica la física de partículas así como de sus interacciones. Su principio básico es la invariancia de gauge, la cual pone en el mismo cuadro a las partículas que conforman la materia, con sus interacciones y sus mediadores: los bosones de gauge. Este modelo está basado en el grupo de simetría de norma [15]:

$$G_{ME} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y, \quad (1.1)$$

el cual es el producto de los grupos de simetría $SU(3)_C$, de las interacciones fuertes, y $SU(2)_L \times U(1)_Y$, de las interacciones electrodébiles. En este último grupo, se encuentra como un subgrupo, el de las interacciones electromagnéticas $U(1)_{em}$; lo que unifica las ambas fuerzas [26].

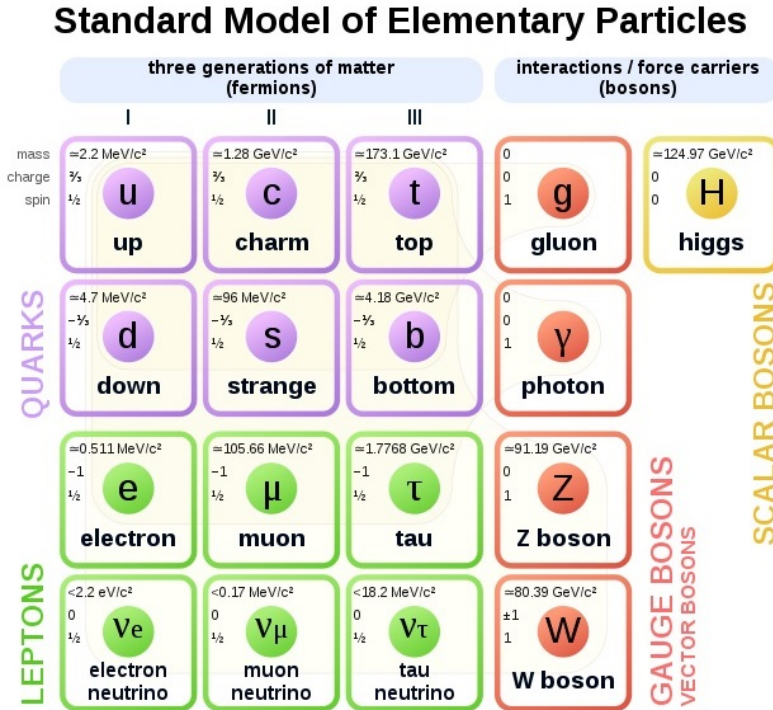


Figura 1.1: Modelo Estándar de las partículas elementales [26].

El modelo consta con 12 partículas fermiónicas: 6 quarks (u, d, c, s, t, b) y 6 leptones (e, μ, τ con

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.1. CONSTRUYENDO LA MATERIA

sus respectivos neutrinos). Así como con 14 partículas bósonicas encargadas de las cuatro fuerzas de la naturaleza: portadores de la fuerza fuerte o carga de color, están los 8 gluones; conductores de la fuerza electrodébil son el fotón (encargado de las interacciones electromagnéticas) y los bosones $Z^0, W^\pm$ (encargados de las interacciones débiles). El gravitón como portador de la fuerza de gravedad y el cual aún no se detecta en colisionadores y el bosón de Higgs, encargado de dar masa a las partículas.

1.1. Construyendo la materia

Existen seis “sabores” de quarks, las cuales son clasificadas de acuerdo a su carga, encanto C (charm en inglés), extrañeza S (strangeness en inglés), cima T (top en inglés) y fondo B (bottom en inglés). Estos están divididos en tres familias o generaciones, como se muestran en la figura 1.1:

q	u	d	c	s	t	b
Q	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
C	0	0	1	0	0	0
S	0	0	0	-1	0	0
T	0	0	0	0	1	0
B	0	0	0	0	0	-1

Tabla 1.1: Clasificación de quarks en el SM [26].

También existen seis antiquarks con los signos invertidos. Además, cada quark y antiquark tiene uno de los tres ‘colores’. En total, existen 36 quarks distintos.

Similarmente, existen seis leptones clasificados de acuerdo a su carga Q , número electrónico L_e , número muónico L_μ y número tauónico L_τ . Estos también están divididos en tres familias, como se muestran en la figura 1.1:

l	e	ν_e	μ	ν_μ	τ	ν_τ
Q	-1	0	-1	0	-1	0
L_e	1	1	0	0	0	0
L_μ	0	0	1	1	0	0
L_τ	0	0	0	0	1	1

Tabla 1.2: Clasificación de leptones del SM

Nuevamente, al invertir los signos se pueden apreciar los seis antileptones. El positrón, por ejemplo, lleva una carga +1 y con número electrónico -1. Por lo que, en total, existen 12 leptones.

Estos fermiones constan con dos estados de helicidad, izquierdo y derecho:

$$\begin{aligned}\psi_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi, \\ \psi_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi,\end{aligned}\tag{1.2}$$

Ambos se simbolizan de distinta forma bajo el grupo $SU(2)_L$. A los componentes izquierdos se les representa por medio de dobletes, mientras que a los derechos con singletes, es decir,

$$L_L = \begin{bmatrix} \nu_e \\ e^- \end{bmatrix}_L, Q_L = \begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L, e_R^-, u_R, d_R,\tag{1.3}$$

donde solo se muestran las partículas de la primera familia. Las otras dos familias se escriben similar, pero con sus respectivas partículas. Es impresionante pensar que, para crear la materia como la conocemos ¡únicamente se necesita de la primera familia de fermiones!

Dado que los componentes izquierdos y derechos se representan de distinta manera, no es posible escribir el término de masa con ellos y tampoco lo es para los bosones. De lo contrario, se podría romper la invariancia de gauge y por lo tanto, la renormalización de la teoría. Es por lo que, para prevenir esto, es necesario introducir un mecanismo que conserve la invariancia de gauge de la lagrangiana. Esto se logra con un mecanismo que rompe espontáneamente la simetría, el aclamado mecanismo de Higgs. Más adelante se explicará que para los neutrinos derechos se puede escribir un término de masa de Majorana $\psi^T C \psi$, el cual es invariante de gauge.

1.2. Neutrinos

Entre los bloques elementales constructores de materia, los neutrinos son únicos en el aspecto en que no tienen carga eléctrica. Gracias a esta característica, tienen interacciones débiles y pueden atravesar la materia sin salir afectados; de esta forma, prueban ser constituyentes del Universo temprano. Su origen proviene de fuentes naturales como la fusión nuclear interna del Sol, las interacciones de rayos cósmicos con la atmósfera terrestre, la radioactividad natural de la Tierra y explosiones de supernovas, sin mencionar los producidos por el mismo Big Bang [18].

En el ME, se tienen tres neutrinos, uno por cada familia, con quiralidad puramente izquierda y sin masa; lo que equivale a la conservación del número leptónico. Existe un “sabor” de neutrino para cada leptón de cada familia del ME. El primero es el del electrón ν_e , siguiéndole el del muón ν_μ y por último el del tau ν_τ .

En estos constructores de materia, existen dos tipos de fermiones: de Dirac y de Majorana. Un fermión de Majorana es aquel que es su propia antipartícula y el concepto fue formulado por E. Majorana en 1937. Mientras tanto, los fermiones de Dirac son aquellos que no son sus propias antipartículas. A excepción de los neutrinos en el ME, ninguna partícula elemental es su propia antipartícula; lo que nos indica que se espera que estos sean del tipo Majorana sin importar el mecanismo utilizado para describir su adquisición de masa[22].

Matemáticamente, un espinor de Dirac puede ser escrito como espinores de dos componentes, χ y ϕ :

$$\psi_D = \begin{bmatrix} \chi \\ i\sigma_2 \phi^* \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

donde σ es una matriz de Pauli y

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\rho_1 + i\rho_2) \quad (1.5)$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\rho_1 - i\rho_2) \quad (1.6)$$

siendo ρ un espinor que obedece las ecuación de onda de Klein-Gordon.

De esta manera, el fermión de Dirac se muestra equivalente a dos fermiones de Majorana de misma masa [22]. En esta tesis, se considera un modelo en el que las masas de los neutrinos aparecen en ausencia de los singletes del grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, los llamados ‘*neutrinos derechos*’. Una muy buena aproximación es el modelo seesaw de gran escala [17]. Para n neutrinos del tipo Majorana, la matriz de mezcla de los leptones tiene la misma forma que para los neutrinos de Dirac:

$$\mathbf{V}^{LEP} = \omega_0(\alpha) \prod_{i < j}^n \omega_{ij}(n_{ij}) \omega_0^\dagger(\alpha) \quad (1.7)$$

donde $\omega_0(\alpha) = \exp(i \sum_{a=1}^n \alpha_a A_a^b)$ es una matriz diagonal unitaria descrita por $n - 1$ parámetros reales α_a . $A_a^b = (A_a^b)_{ij} = \delta_{ai} \delta_{bj}$ y cada factor $\omega_{ij}(n_{ij}) = \exp(\sum_{i=1}^n n_{ij} A_a^b - n_{ij}^* A_b^a)$ es una rotación compleja en ij .

La principal diferencia, es que la masa no es invariante bajo las reestructuras de los campos de neutrinos. En consecuencia, no hay libertad para eliminar $n - 1$ fases y eso significa que hay fuentes adicionales para violación de CP en las teorías de gauge con neutrinos de Majorana.

1.2.1. El Modelo ν SSM

Para discutir realmente los experimentos de oscilación de neutrinos, se debe tomar en cuenta los efectos sobre la materia. Esto es claro para el caso de los neutrinos solares, pues deben cruzar el interior del Sol, así como la materia terrestre antes de llegar a algún detector subterráneo, como Super-Kamiokande [79]. Al atravesar la materia, estos interactuarán con las partículas en el medio; la presencia de electrones cambiará sus niveles de energía de los eigenestados de masa, por lo que debe ser tomado en cuenta al considerar las oscilaciones de neutrinos que viajan a través de la materia [23].

1.2.2. Mecanismo de subibaja o seesaw

Una forma efectiva de la matriz de mezcla leptónica en esquemas generales con neutrinos de Majorana es el mecanismo de subibaja o seesaw, donde el isosinglete y el isodoublet como términos de masa coexisten [24]. El modelo más general es descrito por (n, m) , siendo n el número de isodoublets bajo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ y m el número de isosingletes leptónicos. Estos singletes leptónicos de dos componentes contienen, en general, un término de masa de Majorana invariante de gauge, de Lorentz, que rompe con la simetría del número leptónico. Como resultado, la matriz de mezcla, que describe la interacción débil de leptones cargados, resulta una matriz rectangular K que no es unitaria.

En un esquema con $m < n$, $n-m$ neutrinos permanecerán sin masa, mientras que $2m$ adquirirán masas de Majorana, la mitad ligeros y la mitad pesados. En el caso que $m > n$ y $m = 2n$, corresponde al modelo inverso del seesaw [96].

1.3. Más allá del ME

El modelo bajo el grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ no parece ser la teoría completa de las partículas por varias razones. En primer instancia, razones teóricas. Por ejemplo, esta contiene muchos parámetros libres que siguen sin ser explicados, como el espectro de masa y de sabor de los quarks; la violación de paridad y la cuantización de carga que fueron introducidas para este fin. Por otra parte, están las explicaciones experimentales que apuntan hacia una extensión del Modelo Estándar. Como lo son el descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos [23], la evidencia de materia oscura en el Cosmos [25], la asimetría bariónica observada en el Universo y la evidencia de la inflación cósmica [78], así como la energía oscura [19].

Un caso abierto en la Cosmología es, precisamente, el entendimiento de la asimetría de materia y antimateria. Un modelo atractivo para darle solución, es el de generar una asimetría de leptón-antileptón fuera del equilibrio de los decaimientos de las partículas mensajeras que violan CP y que son encargadas de dar masa a los neutrinos. Esto solo podría ocurrir en un Universo muy temprano, convirtiendo la asimetría del número leptónico en una asimetría bariónica. En una imagen como esta, los neutrinos serían responsables del origen de la materia.

Agregado a esto, a través del último siglo, los neutrinos han sido una gran herramienta para el entendimiento de interacciones débiles y la formulación del ME en la física de partículas. Por lo que no es arriesgado imaginar que también podrían dirigir el camino hacia la “teoría del todo”. Entre los retos que se presentan hoy en día para la física de partículas, varios tienen que ver con este sector. Por ejemplo: la naturaleza de los neutrinos, en cuanto a la violación del número leptónico; el origen de su masa, pues comparados con los fermiones, estos son demasiado ligeros; su patrón de mezcla; violación de CP, así como de sabor en un leptón cargado, y sus propiedades en los aceleradores de altas energías.

Es entonces que todo lo descrito anteriormente sugiere que el Modelo Estándar es una teoría efectiva para bajas energías, la cual se rompe en cierto punto. Este es el reto que queda abierto, la física que se encuentra más allá de esta escala y que, en principio, tiene dos caminos distintos: uno es el de continuar en la dirección de búsqueda por un nivel mucho más fundamental que el del

ME, lo cual la complementaría, mientras que el segundo es la posibilidad de extender las simetrías básicas de los campos y sus interacciones, como lo describe la Teoría de Gran Unificación (GUT, por sus siglas en inglés).

En el siguiente capítulo se presenta una descripción de la materia oscura, concepto medular en este trabajo de tesis.

Capítulo 2

Materia oscura

Hasta ahora, el *Big Bang* es el modelo con mayor aceptación en la Cosmología, pues narra la historia del Universo desde el espacio-tiempo donde la densidad de materia-energía era muy grande. Esta es una descripción de la geometría y evolución del Universo, así como el origen de las estructuras que lo conforman, y por ello se denomina como el Modelo Cosmológico Estándar. De todo lo originado por *la gran explosión*, actualmente, el 4.5 % del Universo está conformado por átomos (responsables del gas, polvo intergaláctico e interestelar, estrellas, planetas y de la vida); el 23 % por *materia oscura*, que a diferencia de los átomos, no emite ni absorbe luz y se detecta únicamente a través de las interacciones gravitacionales que tiene con otras estructuras; y el 72.5 % restante por *energía oscura*, la cual es la responsable de la aceleración de la expansión del Universo.

2.1. Composición del Cosmos

Esta rama de la ciencia, la Cosmología, estudia cada una de las características del Universo, cuyo objetivo principal es establecer el estado térmico, químico y estructural del Cosmos actual en términos de lo que alguna vez fue el inicio del Universo, es decir, el Universo temprano. Este sistema se considera suficientemente complejo debido a todos los objetos que lo conforman, estos van desde el polvo de granos carbónicos hasta los quásares. Sin embargo, los científicos en esta rama describen al Universo con las siguientes características [25]:

- Una densidad muy pequeña de $\rho \sim 10^{-26} \text{ kg/m}^3$ junto con una producción de luz de $J \sim 10^{-39} \text{ W/m}^3$.
- Una estructura química muy particular, donde la mayoría de las partículas la conforman fotones fríos o neutrinos, y donde un gran porcentaje de la energía está dada por materia bariónica ordinaria, así como la no tan ordinaria materia oscura fría, más una energía del vacío efectiva (o constante cosmológica) (ver Tabla 2.1).
- Un estado térmico inestable el cual está caracterizado por tener temperaturas distintas tanto para fotones, como para neutrinos, así como una falta de núcleos pesados ligados fuertemente.
- Una composición jerárquica de estructuras las cuales están ligadas gravitacionalmente. Entre estas se encuentran los planetas, estrellas, agujeros negro, galaxias y las estructuras que se conforman por ellas, como los cúmulos de galaxias.
- Un Universo que se expande continuamente, refiriéndose al incremento de las distancias entre galaxias con respecto al tiempo.

CAPÍTULO 2. MATERIA OSCURA

2.2. ESTRUCTURAS GALÁCTICAS COMO UNIVERSO VISIBLE

Esta última afirmación tan solo implica que el Universo poseía mayor densidad en un estado temprano (es decir, en el pasado) de lo que es actualmente. Existen múltiples evidencias, tanto empíricas como las dadas por las leyes de la física que manifiestan una expansión que ha estado ocurriendo al menos desde una época en la que la densidad del Cosmos era 40 órdenes de magnitud mayor a la que ahora se detecta. Esto quiere decir, que poseía una temperatura¹ de $k_B T > 10$ MeV, en otras palabras, en un estado temprano de nuestro Universo se podrían observar estrellas y galaxias fundirse dentro de un plasma uniforme de partículas elementales.

Especies (i)	$n_i(\text{cm}^{-3})$	$\Omega_i = \rho_i/\rho_c$
Fotones de CBR	$n_\gamma = 410.7$	$\Omega_\gamma = 2.473 \times 10^{-5} h^{-2}$
ν_e, ν_μ, ν_τ	$n_\nu = (3/11)n_\gamma$	$\Omega_\nu < 0.0025 h^{-2}$
Bariones	$n_b \sim 2.482 \times 10^{-7}$	$\Omega_b = 0.02207 h^{-2}$
Materia oscura fría	?	$\Omega_{cdm} = 0.1198 h^{-2}$
Vacío	0	$\Omega_\Lambda = 0.685^{+0.017}_{-0.016}$
Total	-	$\Omega = 1.0007$

Tabla 2.1: Ocupante conocidos, y que se sospecha, existen dentro del Cosmos. Para cada especie i , la tabla refleja su densidad de partículas n_i estimada, así como su masa estimada o, mejor dicho, la densidad de energía $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$ dentro del Universo. Ambas normalizadas con la densidad crítica $\rho_c = 1.878 \times 10^{-29} h^2 \text{ g/cm}^3$, la cual es la densidad mínima de energía que se necesita para considerar un Universo plano, siendo $h = 0.673$ el factor de escala para la razón de expansión de Hubble [26].

En la tabla 2.1, Ω está dada en unidades adimensionales y representa la densidad total de materia-energía de nuestro Universo, mientras que Ω_Y se refiere a la contribución parcial de la densidad total de cada componente Y . En general, se utilizan los subíndices con mayúsculas para expresar aquellos valores de densidad (de cualquiera de las componentes) en algún determinado tiempo t , mientras que se utilizan las minúsculas para aquellos valores actuales de dichas densidades. Por ejemplo, $\Omega_m = \Omega_M(t_0) = 0.315^{+0.016}_{-0.017}$ [26], se refiere a la densidad total de materia en nuestro Universo actual.

2.2. Estructuras galácticas como Universo visible

Las galaxias son consideradas los bloques constructores del Universo (ver figura 2.1). Se componen de estructuras menores como las estrellas, el gas, el polvo interestelar, e incluso la materia oscura. En general, existe una gran gama de características que las diferencian, como sus formas (espirales, elípticas o irregulares), sus masas y hasta sus luminosidades. Sin embargo, la mayor producción de luz en el Cosmos es gracias a aquellas galaxias que poseen alrededor de 10^{10-11} estrellas, las cuales producen una luminosidad galáctica común de

$$\langle L_{gal} \rangle \sim 2 \times 10^{10} L_\odot, \quad (2.1)$$

siendo $L_\odot = 2.4 \times 10^{45} \text{ eV/s}$ la luminosidad solar.

En cuanto a la masa de las galaxias, esta no es calculada con sumo cuidado, ya que se obtiene de los estudios de las velocidades de rotación de nubes galácticas. En dichas investigaciones se demuestra que gran parte de la masa de cada galaxia se encuentra conformada en los llamados *halos oscuros*, los cuales se desconoce su extensión y se considera que son esféricos (Figura 2.2). Sin embargo, la masa que sí se puede observar dentro de las galaxias (M_{vis}) se encuentra contenida principalmente en las estrellas. Esta es proporcional a la luminosidad galáctica L , mientras que la razón masa-luminosidad es de un orden aproximado de $3M_\odot$ por $L_\odot$, esto es:

$$\left\langle \frac{M_{vis}}{L} \right\rangle \sim \frac{3M_\odot}{L_\odot}, \quad (2.2)$$

¹Donde k_B es la conocida como constante de Boltzmann, $k_B = 1.3806504 \times 10^{-23} \text{ J/K}$. Sin embargo, si utilizamos las unidades naturales $k_B = 1$, al igual que la constante de Planck $\hbar = 1$ y la velocidad de la luz, $c = 1$.

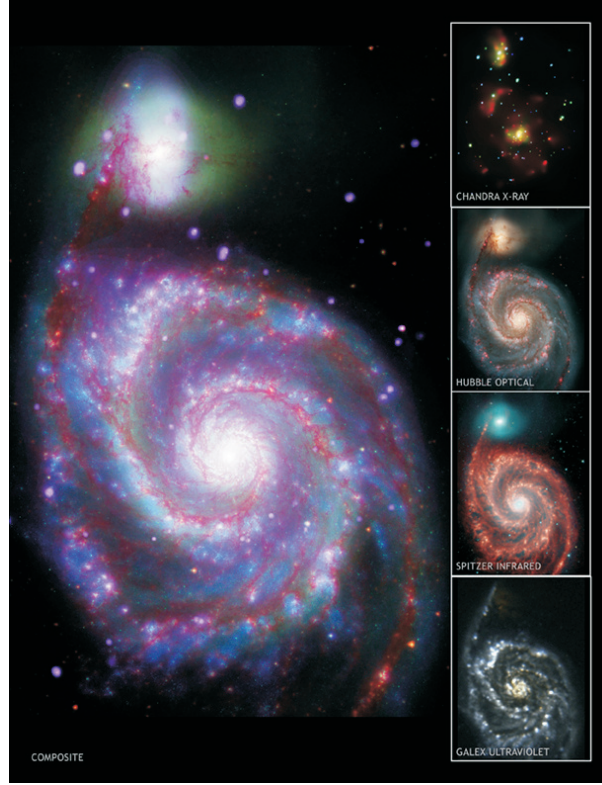


Figura 2.1: Galaxia M51, también conocida como Galaxia Whirlpool. Gracias a los datos de distintos observatorios se pueden notar sus diferentes estructuras: Del Observatorio Chandra se recopilieron datos en rayos X los cuales revelaron (en negro) hoyos negros, así como estrellas de neutrones. Asimismo, se observa un difuso fulgor de gas caliente impregnado entre las estrellas. Del Telescopio Espacial Hubble (verde-amarillo) y del Telescopio Espacial Spitzer, por emisiones infrarrojas (rojo), se hacen notar los largos brazos de la galaxia en espirales, así como gas mezclado con polvo. Finalmente, del telescopio GALEX se hacen notar las estrellas jóvenes (azul grisáceo) debido a la energía ultravioleta que estas producen. Créditos: rayos-X: NASA/CXC/Wesleyan Univ./R.Kilgard et al; UV: NASA/JPL-Caltech; Óptico: NASA/ESA/S. Beckwith and Hubble Heritage Team (STScI/AURA); IR: NASA/JPL-Caltech/ Univ. of AZ/R. Kennicutt.

siendo $M_{\odot} = 1.988 \times 10^{30}$ kg, similar a $L_{\odot}$, la masa solar. Lo cual implica que cada galaxia tiene una masa visible típica de aproximadamente:

$$\langle M_{vis} \rangle \sim 6 \times 10^{10} M_{\odot}. \quad (2.3)$$

Ahora, comúnmente, el radio de la región observable (o visible) de una galaxia espiral es

$$\langle R_{vis} \rangle \sim 10000 \text{ pc} = 10 \text{ kpc}. \quad (2.4)$$

donde *parsec* (pc) es una unidad de distancia usada en Cosmología².

Por otra parte, al agrupar las galaxias se conforman los llamados *cúmulos*, los cuales están ligados gravitacionalmente. A pesar de su inhomogeneidad a escala pequeña, a escalas mayores (> 100 Mpc) se considera que el Universo es uniforme conteniendo una densidad de galaxias visibles (n_{gal}) aproximada de

$$n_{gal} \sim 0.005 \text{ Mpc}^{-3}, \quad (2.5)$$

que corresponde a galaxias brillantes y a una distancia intergaláctica de ~ 6 Mpc. Debido a que esta densidad diverge logarítmicamente para luminosidades pequeñas, se desconoce el número de

²Parsec es una medida de distancia en Cosmología denotada como $1 \text{ pc} = 3.26 \text{ años luz} = 3.086 \times 10^{16} \text{ m}$.

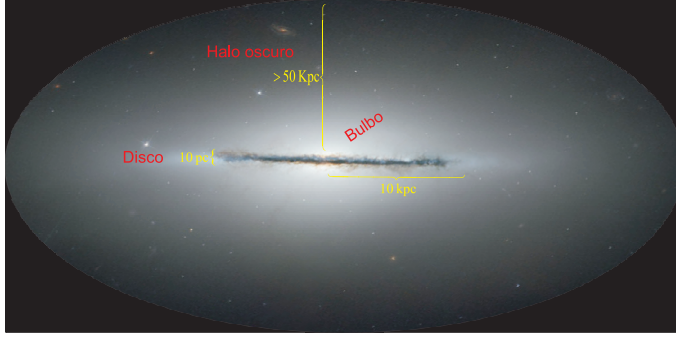


Figura 2.2: Una galaxia espiral común observada desde el horizonte. La región luminosamente visible forma un disco de radio ~ 10 kpc, con grosor ~ 100 pc. Se considera que la masa faltante no visible se encuentra en un halo oscuro de extensión incalculable, sin embargo, se sabe que la densidad del halo es $\rho \propto 1/r^2$. O, que la masa es proporcional a r .

galaxias, además que estas contribuyen muy poco o casi nada a la producción total de luz del Cosmos. Esta tiene un valor de

$$J \sim \langle L_{gal} \rangle n_{gal} \sim 10^8 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}. \quad (2.6)$$

Una vez definida la producción de luz total, se describe la densidad de masa total como

$$\rho_{vis} = J \left\langle \frac{M}{L} \right\rangle \sim 3 \times 10^8 M_{\odot} \text{Mpc}^{-3} \quad (2.7)$$

la cual está asociada a las regiones observables de las galaxias y está dada para la razón masa-luminosidad por la ecuación (2.2). Al normalizar esta densidad ρ_{vis} con la densidad crítica ρ_c , se tiene

$$\Omega_{vis} = \frac{\rho_{vis}}{\rho_c} \sim 0.002 \quad (\text{vis} = \text{estrellas visibles}). \quad (2.8)$$

Es decir, si la materia visible fuera la única existente en el Universo, la densidad total de materia-energía del Cosmos sería de $\Omega = 0.002$.

2.3. Evidencias para su existencia

Históricamente, fue en 1922 cuando se comenzaban a recolectar los primeros datos que evidenciarían a uno de los fenómenos más misteriosos dentro de la Astronomía moderna. El astrónomo Ernst Opik³, por medio de distintas investigaciones, observó que debería existir mayor masa de la que se detectaba visualmente en la galaxia de Andrómeda (M31). Opik detectó que dicha masa no visible interactuaba con el medio que la rodeaba de manera gravitacional, es decir, no colisionaba con otras partículas, no absorbía ni emitía luz. No obstante, el astrónomo Opik desconocía de alguna referencia que solucionara el problema que observaba, por lo que consideró que habría fallas en su investigación, por ejemplo, en la distancia que había medido hacia dicha galaxia.

Más tarde, el astrónomo Jan Oort, en 1932 descubrió el mismo error en las cercanías a nuestro Sistema Solar. Encontró que debía existir al menos el doble de la masa que se detectaba visualmente. Posteriormente, en 1933, Fritz Zwicky realizaba una investigación correspondiente a las velocidades de los cuerpos que conforman el cúmulo de galaxias en la Constelación de Coma Berenices; y encontró que, igualmente, debería haber al menos 1000 veces mayor masa de la observable. No obstante, dichas desigualdades se consideraban por los científicos como simples errores, pues no se habían percatado de la cantidad de astrónomos que coincidían con ellos.

³Quien se basó en los datos proporcionados por los astrónomos Vesto Slipher (1912) y Francis Pease (1917).

Fue hasta 1980 cuando V. Cooper Rubin junto con W. K. Ford Jr. y N. Thonnard encuentran nuevamente el error dentro de sus investigaciones y deciden argumentar a la comunidad científica sobre la posibilidad de algo más allá de nuestro rango visible que comprobara la existencia de mayor masa que la detectada. Actualmente, con lo conocido por la ciencia, así como las mediciones alcanzadas debidas a nuestra evolución en la tecnología, se han mejorado las medidas obtenidas. Sin embargo, se siguen obteniendo resultados en los que se halla más masa de la visible, por ejemplo en el Cúmulo de Coma y en el Grupo Local de Galaxias (GLG). (Incluso si se han realizado pruebas por distintos medios como telescopios u observatorios satelitales).

2.3.1. En galaxias

Curvas de rotación

Para explicar las curvas de rotación, lo primero que se debe hacer es narrar la forma en que se calculan y el por qué. En este último caso, argumentamos, en la Cosmología, que no es posible utilizar la Relatividad General dado que los campos gravitacionales que se involucran entre la dinámica de las galaxias son muy débiles; por lo tanto, la teoría de Newton resulta una mera aproximación [27]. Así, se puede asumir que alrededor de las estrellas, en particular, del núcleo galáctico, existe una órbita circular (tal como están estructuradas las galaxias espirales); y entonces, se puede calcular la *velocidad de rotación* de una única estrella al igualar la fuerza gravitacional con la fuerza centrípeta, siguiendo la siguiente ecuación:

$$F_G = \frac{GmM_r}{r^2} = \frac{mv^2}{r} = F_Z. \quad (2.9)$$

Entonces,

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}, \quad \text{con } M_r = \rho V_r = \rho \frac{4}{3}\pi r^3. \quad (2.10)$$

siendo M_r la masa que está dentro de la órbita de radio r y se asume el bulbo o núcleo es esféricamente simétrico con una constante de densidad ρ .

Así, pensando únicamente en la parte nuclear de una galaxia, *una curva de rotación*⁴ dependerá, principalmente, de $v(r) \sim r$. Mientras que, si uno se sitúa en el exterior de la galaxia, M_r corresponde a la masa total de la galaxia ($M_r = M_{gal}$), y entonces, $v(r) \sim r^{-1/2}$. Luego, si se considera que las curvas de rotación de las galaxias espirales se miden utilizando el desplazamiento Doppler⁵, entonces nuestro resultado es $v(r) = \text{constante}$ para r grande, lo cual conlleva a que $M_r \sim r$.

En otras palabras, lo que podemos observar a simple vista en los brazos de los espirales galácticos como las estrellas, o incluso aquella materia que por su radiación infrarroja se puede detectar, como el polvo intergaláctico debería girar a menores velocidades que aquella materia que se encuentra cercana al núcleo galáctico, lo cual no ocurre. En la Figura 2.3 se muestran las curvas de rotación como función de la distancia de la materia galáctica con respecto al centro. La curva que se obtiene de datos observacionales, la cual indica lo que realmente sucede, es muy pronunciada cerca del centro de la galaxia y conforme la materia se aleja del núcleo, esta curva debería decaer, sin embargo se mantiene constante.

Esta disconformidad con la realidad visible ópticamente solo conduce a creer que hay más masa alrededor de las galaxias de la que se puede detectar, no obstante, esta ejerce una fuerza gravitacional adicional. Una manera física de conseguir la estabilidad de estos discos galácticos es a través de lo que se denomina como *halos oscuros*⁶, los cuales se consideran esféricos, masivos,

⁴Gráfica formada de la velocidad en función de la distancia radial, donde dicha medida se hace desde el centro de la galaxia.

⁵Es decir, el corrimiento hacia el rojo.

⁶Estos halos se han considerado como una distribución esférica debido a la forma de los cúmulos galácticos [29, 30], por ejemplo, en la examinación de la galaxia espiral NGC 5907 [31]. Para encontrar más hipótesis sobre los *halos oscuros* se pueden revisar en [32, 33, 34].

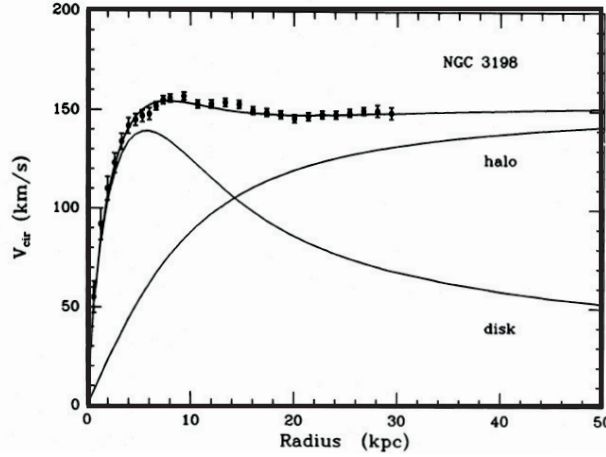


Figura 2.3: Curvas de rotación de la Galaxia NGC 3198. Se muestran velocidades de rotación constantes incluso en distancias del orden de 30 kpc alejadas del centro galáctico. Esto discrepa con la distancia del disco visible [28].

isotermos y sin rotación. [35]. Por lo que, tradicionalmente, se ha considerado que esta materia invisible ópticamente (*materia oscura*) está distribuida de esta manera.

Debido a esto, se ha evaluado la extensión de dichos halos, la cual llega a distancias de incluso 10 veces mayor al radio de la galaxia. Además, tiene perfiles de densidad $\rho \propto r^{-2}$ con la intención de explicar la existencia de velocidades de rotación constantes más allá del núcleo galáctico. Sin embargo, en distintas simulaciones encargadas de representar la evolución de la estructura universal, se considera un gran porcentaje de *materia oscura fría*, lo cual ha hecho concluir a la comunidad científica la posibilidad de halos no esféricos ni isotermos⁷.

En galaxias elípticas

A diferencia de las galaxias espirales, en las galaxias elípticas no es la rotación la que determina la velocidad de distribución de la estructura, sino más bien es un campo de velocidad no-isotrópico. Para estas estructuras, la información de sus zonas internas se calcula mediante la dispersión de velocidades, así como la luminosidad de su superficie[27]. Si consideramos una galaxia simétricamente esférica y utilizamos el balance hidrostático y la ecuación del gas ideal, se obtiene que la distribución de masa está dada por [29]:

$$M(r) = \frac{k_B T r}{G \mu m_p} \left[-\frac{d \ln \rho}{d \ln r} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \right], \quad (2.11)$$

siendo μ el peso molecular promedio y m_p la masa del protón. La distribución de masa se obtiene mediante los perfiles de densidad $\rho(r)$ y de temperatura $T(r)$. Los cuales se calculan a través del perfil de luminosidad, puesto que para un gas ionizado y sin grosor visible, $L \sim \rho^2$.

Uno de los casos más estudiados por este medio es la galaxia M87: Al analizar los datos se detecta cómo la masa incrementa casi linealmente a partir de los 300 kpc, es decir, en $M(r < 300 \text{ kpc}) \simeq 3 \times 10^{13} M_\odot$ [37]. De esta información solo se puede concluir que más del 99 % de la galaxia es materia oscura⁸. Lo cual confirmaría que tener dichas consideraciones con respecto a las galaxias elípticas implican una fracción significativa de esta materia.

Otra forma de determinar la masa de las galaxias elípticas luminosas surgió al notar que estas tienen alrededor de $10^{10} M_\odot$ de gas en forma de halos con al menos un tamaño de 50 kpc [39].

⁷Actualmente se plantean modelos más reales con halos axisimétricos, triaxiales, aplanados, con rotación, con subestructuras, entre otros[36]

⁸Para mayor información sobre materia oscura en galaxias elípticas, consultar [38]

Por ello, se puede deducir su temperatura (cercana a 10^7 - 10^8 K) de este gas caliente mediante la emisión de rayos X, implicando con ello, que la velocidad de escape derivada de la masa observable ópticamente se encuentra por debajo de la velocidad de las partículas de dicho gas. De hecho, si este gas estuviera realmente ligado gravitacionalmente, se requeriría una cantidad mucho mayor de masa.

Gracias a las observaciones enfocadas en halos de los satélites ROSAT [40] y CHANDRA [41] se ha obtenido la suficiente evidencia mediante rayos X para determinar la existencia de materia oscura. Se espera que el próximo año dichas evidencias se incrementen por eROSITA⁹ ya que una de sus metas primordiales es detectar el medio intergaláctico caliente de aproximadamente 50 – 100 mil cúmulos de galaxias, así como el gas caliente que existe en los filamentos entre los cúmulos[42].

2.3.2. En cúmulos de galaxias

A veces las galaxias se encuentran ligadas gravitacionalmente en *grupos*. Estas estructuras son conocidas como *cúmulos de galaxias* y de hecho, la nuestra forma parte del Grupo Local (GL), el cual además de poseer galaxias, también contiene enanas y de las estructuras notables son dos espirales grandes: la Vía Láctea y Andrómeda. Estos cúmulos pueden estar conformados por hasta miles de galaxias; ejemplos de ellos son el cúmulo de Coma o el cúmulo de Virgo, que es uno de los más ricos y cercano a nosotros (aproximadamente a una distancia de ~ 20 Mpc).

Para estimar la masa del cúmulo, se sigue el siguiente sencillo proceso: de las galaxias que la conforman, se mide la velocidad de dispersión, para luego aplicar el teorema del virial. Este nos dice que para un sistema en equilibrio, las energías cinética T y potencial U están relacionadas de acuerdo a la siguiente expresión [27]:

$$2\langle T \rangle + \langle U \rangle = 0. \quad (2.12)$$

Sin embargo, para utilizar correctamente esta estimación con el teorema del virial, es necesario hacer énfasis en las condiciones que el sistema debe cumplir¹⁰: debe ser cerrado en equilibrio mecánico, incluso tomando en cuenta el tiempo promedio. Considerando entonces, que el sistema cumple con las especificaciones y que el teorema es aplicable, tendríamos que para N galaxias que forman parte de un cúmulo, la energía cinética estaría dada por

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} N \langle m v^2 \rangle. \quad (2.13)$$

Al contar con $\frac{1}{2} N(N-1)$ pares de galaxias, que además se comportan independientes, la energía potencial sería

$$\langle U \rangle = -\frac{1}{2} G N(N-1) \frac{\langle m^2 \rangle}{\langle r \rangle}, \quad (2.14)$$

donde $(N-1) \approx N$ y $N \langle m \rangle = M$. Por lo que una estimación para la masa, la cual resulta dinámica estaría dada por

$$M \approx \frac{2 \langle r \rangle \langle v^2 \rangle}{G}. \quad (2.15)$$

Este proceso se aplicó para el cúmulo de Coma [43], en el que se midió r y v (velocidad de dispersión) para entonces obtener el cálculo de M de la siguiente forma

$$\frac{M}{L} \approx 300h \frac{M_\odot}{L_\odot}, \quad (2.16)$$

⁹extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array

¹⁰Aunque los cúmulos estudiados cumplen con dichas condiciones, no es sencillo de determinar, incluso aunque estos sistemas sean relajados. Además que, comúnmente, el uso del teorema del virial es cuestionable.

CAPÍTULO 2. MATERIA OSCURA

2.3. EVIDENCIAS PARA SU EXISTENCIA

con un error de un factor de 2. No obstante, la razón de masa-luminosidad de la mayoría de los cúmulos masivos es la siguiente [44]:

$$\frac{M}{L} \approx 200h \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}. \quad (2.17)$$

Para cúmulos ricos tal como el de Virgo se tienen valores por encima de $10^{15}h^{-1}M_{\odot}$ en volúmenes de unos escasos Mpc³. Para una esfera de radio $\sim 10h^{-1}$ Mpc, esta es la masa promedio que se encuentra dentro, por lo que la densidad de los cúmulos ricos es de un orden de $O(3)$. Aun así, se tienen otras formas para estimar la masa de los cúmulos ya que, ópticamente, estas solo se ven como una colección de galaxias. En estas se utilizan distintas medidas como las formas de las galaxias de fondo a través de los efectos de lente gravitacional, del cual se hablará en la Sección 2.4.2 o incluso la temperatura de los rayos X de las galaxias.

Este uso de analizar las radiaciones de los rayos X de los gases calientes es, probablemente, la mejor técnica existente hasta ahora para determinar potencial gravitacional de los cúmulos [27], pues una investigación dada por ROSAT comprueba que este gas conforma del 10 - 40 % de la masa total de dichas estructuras [40, 45]. Sin embargo, esto quiere decir que al menos dos tercios de la masa total del cúmulo es materia oscura, pues solo del 1 - 7 % son galaxias visibles.

Incluso, ROSAT concluyó la existencia materia oscura para cúmulos de galaxias muy pequeñas debido a que encontró, gracias a la emisión de rayos X, que en el centro de NGC 2300 se hallaba un gas caliente ($T = 10^7$ K). Lo cual hizo que se concluyera que dicho gas estaba ligado gravitacionalmente al cúmulo y entonces, se pudo obtener la masa total de la siguiente manera: el gas y las galaxias conforman la parte bariónica en un escaso 4 % (máximo 15 %), mientras que el resto de la materia es parte del sector oscuro [46]. Por otra parte, otro estudio de ROSAT, pero enfocado a un grupo mucho menor que el anterior obtuvo como resultados que al menos un 13 % de la masa total de HGC62 consistía en materia bariónica. Este estudio se concentró en evidenciar la *materia oscura no bariónica* (Sección 2.4.3), pues resultaría ridículo ocultar alrededor del 90 % de los bariones del cúmulo [47].

Un análisis de los efectos de lente gravitatoria¹¹, de cúmulos muy masivos, ha permitido determinar los cocientes entre la cantidad de materia normal y de materia oscura que contienen. También, distintos estudios y análisis ópticos a través de radio y rayos X de varios cúmulos de galaxias, indican que la materia oscura representa al menos un tercio de toda la materia existente en el Universo, $\Omega_m = 0.315^{+0.016}_{-0.017}$. Esto solo nos da evidencia contundente de la existencia de la llamada *energía oscura*, $\Omega_{\Lambda} = 0.685^{+0.017}_{-0.016}$ [26].

2.3.3. Cosmología y estructuras a gran escala

Como se ha comentado en secciones anteriores, el modelo que conocemos y en la que se basa la Cosmología se basa principalmente en la teoría de Relatividad General de Einstein, así como el *principio cosmológico*. Este último describe el Universo a escalas lo suficientemente grandes como para establecer que es este es tanto isotrópico como homogéneo¹². De estas condiciones entonces, podemos deducir la *ecuación de Friedmann*, la cual retrata la geometría del Universo (k) con respecto a su densidad total de materia, así como su energía promedio total (ρ), sin dejar atrás el ritmo de expansión ($H(t)$):

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{k}{a^2}, \quad (2.18)$$

¹¹Que son producidos por la luz emitida desde galaxias muy distantes en la misma línea de visión,

¹²Para referencia de nuestro Universo, la isotropía se refiere a que, sin importar la dirección en que se observe, encontraremos lo mismo. Mientras que la homogeneidad es la propiedad que nos dice que el espacio es idéntico en todas partes. Incluso para la consideración de que nuestro Cosmos es plano, se considera isotrópico y homogéneo sin importar las irregularidades locales. Pues como teorema tenemos que la isotropía en cada punto implica homogeneidad, mas la homogeneidad no implica isotropía [48].

CAPÍTULO 2. MATERIA OSCURA

2.3. EVIDENCIAS PARA SU EXISTENCIA

siendo la constante de gravitación universal representada por G , y donde $a(t)$ es el parámetro de expansión y $H(t)$ es el conocido parámetro de Hubble, el cual sabemos proporciona el ritmo para la expansión del Universo con respecto al tiempo.

Se debe distinguir el parámetro de la constante de Hubble H_0 ¹³ que representa el ritmo de la expansión actual de un espacio local, y cuyo valor actual, dado por PDG, es de $67.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [26]. Para la mayoría de las fórmulas cosmológicas, este valor siempre aparece; por lo que no está de más definirlo como $h = H_0/[100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}]$. Así:

$$H_0 = 100 h \frac{\text{km}}{\text{s Mpc}}, \quad \text{donde } h = 0.673. \quad (2.19)$$

Asimismo, de esta se puede obtener la *ecuación de evolución* de Friedmann:

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = -4\pi G P - \frac{1}{2} \frac{k}{a^2}, \quad (2.20)$$

siendo P la representación de la presión total que se ejerce sobre toda la materia y energía existentes en el Cosmos, incluyendo materia de la cual desconocemos su origen y naturaleza. Si esta expresión la combinamos con la ecuación de Friedmann, se puede simplificar obteniendo como resultado la *ecuación de aceleración*:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P). \quad (2.21)$$

Aquí el factor de escala se hace con respecto al tiempo $a = a(t)$ conforme lo observado sobre la expansión del espacio, por lo que solo se pueden medir los cambios realmente significativos aunque también cabe recalcar que es diferente para cada estructura dentro del Universo. Sobre todo al fijarse en las ecuaciones de estado que relacionan la densidad de materia-energía con su presión para cada ocupante en el espacio, es decir, $P = P(\rho)$ ¹⁴.

Dichos componentes, convencionales y conocidos del Universo, conducen a una desaceleración en la expansión gracias a los efectos gravitatorios sobre la materia presente. Y, según la ecuación 2.21, para generar esta aceleración causante de la expansión universal, se necesita que $(\rho + 3P)$ sea negativo. Para uso en términos generales simplemente llamaremos a esta expresión como *energía oscura*. Por ello, podemos representar la ecuación de Friedmann (2.18) de otra manera en la se expresa ampliamente la curvatura espacial:

$$\frac{k}{a^2} = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 \left(\frac{\rho}{\rho_c} - 1 \right), \quad (2.22)$$

siendo ρ_c la *densidad crítica* dada por

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{3H_0^2}{8\pi G}. \quad (2.23)$$

O si la escribimos con respecto al *parámetro de densidad* $\Omega(t)$:

$$\frac{k}{H^2 a^2} + 1 = \frac{\rho}{\rho_c} \equiv \Omega(t), \quad (2.24)$$

o incluso,

$$\frac{k}{H^2 a^2} = \Omega - 1. \quad (2.25)$$

¹³Siguiendo la convención común en física donde el subíndice 0 representa el valor actual, o en tiempo presente, de una cantidad.

¹⁴Por ejemplo, $P = 0$ o $P = \frac{1}{3}\rho$ para el Cosmos temprano, en el cual eran predominantes la materia o la radiación, respectivamente.

CAPÍTULO 2. MATERIA OSCURA

2.3. EVIDENCIAS PARA SU EXISTENCIA

La densidad del Universo es, precisamente, una propiedad interesante y curiosa sobre el espacio para referirnos al misterio de la materia oscura. Este valor Ω sin unidades, gracias a estar normalizado con la densidad crítica ρ_c , tiene contribuciones representadas con Ω_Y , que son las que recibe por parte de la componente Y como lo son materia, radiación y *energía oscura*, tal como se describió en la Tabla 2.1. Sin embargo, esta densidad Ω contiene en su mayoría materia y energía oscura, así que $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda$. Dependiendo de esta cantidad se puede determinar la geometría de nuestro Universo, ya que si $\Omega < 1$, $= 1$ y > 1 , es lo mismo que decir que $k = -1, 0, +1$ y por lo tanto, estamos describiendo un Universo abierto, plano o cerrado, respectivamente.

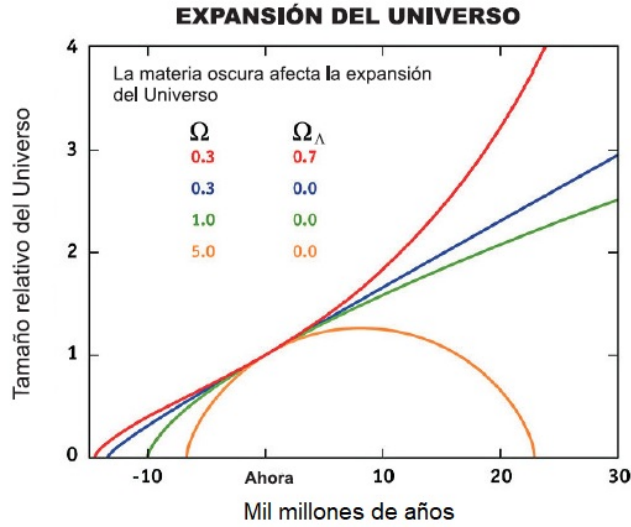


Figura 2.4: Se observa que para lo que conocemos, tendríamos un Universo plano donde $\Omega = 1$. Mientras que para $\Omega < 1$ se considera un Universo abierto y para $\Omega > 1$, un Universo cerrado.

Si nos enfocamos en la consideración de un Universo cerrado en la figura anterior, podemos observar cómo, después de un tiempo, el estado del Universo regresa al inicio. Esto significaría que el espacio llegaría a un momento en el tiempo donde dejaría de expandirse y, por el contrario, comenzaría a contraerse hasta que toda la materia colapsara en una singularidad. Esto se conoce como el Big Crunch, haciendo analogía a la explosión del origen del Universo: el Big Bang. Esto ocurriría debido a que, al no existir la energía oscura que expandiera el Cosmos, la gravedad finalmente acabaría por detener esta. Por otro lado, si apoyamos la existencia de energía oscura y, por el contrario, consideramos que hay una gran cantidad de esta en el espacio, entonces esta expansión podría continuar hasta el final de los tiempos, si es que existe. Incluso con Universo cerrado, es decir $\Omega > 1$, esta expansión universal podría ser eterna.

En las siguientes subsecciones se presentan de manera breve, pero eficaz algunos de los resultados sobresalientes en el estudio astronómico y cosmológico que relacionan la materia oscura. Estas permiten estimar los distintos parámetros cosmológicos y su convergencia apoya de una forma firme la consistencia del marco cosmológico mayoritariamente aceptado. Recalcando que, las conclusiones proceden de ámbitos muy distintos y derivados, así como de técnicas experimentales muy diferentes.

Inflación

Sabemos que la historia de nuestro Universo comienza con el Big Bang, una singularidad de la cual desconocemos aún en el terreno de la física y del cual el espacio-tiempo comenzó su creación. A pesar de los millones de años que han pasado, esta teoría requiere que el Universo se expandiera exponencialmente en menos del primer segundo de vida de este Cosmos, a este fenómeno lo conocemos como *inflación*. Esta etapa, se teoriza, que es la responsable de desaparecer la curvatura espacial, así como las posibles arrugas del espacio y del tiempo; a la vez que gracias a ella,

las fluctuaciones cuántica llegaron a enfocarse como escalas astrofísicas. Así, se logra comprender finalmente el origen de la materia visible como las grandes estructuras que nos rodea, además de resolver la pregunta relacionada con la homogeneidad universal, ya que permite el contacto causal entre todos los ocupantes del espacio incluso previo a esta etapa.

Hasta ahora, la inflación solo se considera una hipótesis de la cual no hay pruebas contundentes, así como del campo escalar que se cree que la generó, es decir, *el inflatón*; incluso si es de suma importancia para la creación del modelo cosmológico que nos rige (el cual fue propuesto desde los 80's por A. Guth) [49, 50]. En especial, este modelo establece que nuestro Universo se encuentra muy cercano a ser plano, lo cual querría decir que la densidad crítica es muy cercana o igual al valor de la densidad total de la materia-energía universal:

$$\begin{aligned}\rho = \rho_c &= \frac{3H_0^2}{8\pi G} \\ &= 8.511 \times 10^{-30} \text{ g cm}^{-3} \\ &= 1.257 \times 10^{11} M_\odot \text{ Mpc}^{-3}.\end{aligned}\tag{2.26}$$

el cual equivale aproximadamente a seis protones por metro cúbico de una galaxia/Mpc³. Y si relacionamos esta cifra con nuestro estudio, al tener que la región visible de materia es $\Omega = 0.002$, el 98 % del resto de materia existente pertenece al sector oscuro.

Nucleosíntesis del Big Bang (BBN)

La nucleosíntesis¹⁵ describe la creación de los núcleos atómicos; estos son los elementos más pesados dentro de los ocupantes del espacio y se piensa que surgen a partir de la combinación masiva de elementos mucho más ligeros tal como los neutrones o los protones. Según lo establecido en 1948 y las cuales son las bases de esta teoría [51], tras la *gran explosión* se crearon los primeros elementos químicos que hoy conocemos a partir de los mencionados. Actualmente, solo se pueden reproducir dichos experimentos para cantidades acotadas en el número de densidad de bariones, alrededor de $\Omega_b = 0.0499$ [26]. Esto quiere decir que, utilizando la teoría anterior de la inflación, la materia existente que no podemos observar solo puede ser de naturaleza *no bariónica*.

Fondo Cósmico de Microondas(CMB)

Nuestro modelo cosmológico estándar establece que el Universo temprano era un espacio de mucha densidad y de altas temperaturas y que, conforme este fue expandiéndose, el gas fue enfriándose. De tal manera, nuestro espacio actual debería contener radiación como calor remanente de la gran explosión, el cual llamamos *radiación de fondo cósmico de microondas*¹⁶. Esta radiación está integrada por fotones que, a principios del Universo, estuvieron en equilibrio térmico con el resto de lo contenidos del Cosmos.

Cuando el Universo alcanzó una temperatura lo suficientemente baja, se formaron átomos neutros a partir del plasma ionizado que llenaba el espacio (*recombinación*). Los fotones, anteriormente mencionados, fueron dispersados junto con el plasma por última vez unos 400 000 años más tarde de la *gran explosión*. Desde entonces, estos fotones de la radiación CMB han presencia un Cosmos prácticamente transparente¹⁷. Pasaron de ser la fracción mayoritaria de energía dentro de nuestro Universo a convertirse en una porción despreciable para nuestros tiempos actuales ($< 0.01\%$).

Sin importar la alta cantidad de densidad que el espacio conserva de estos ($411 \text{ fotones cm}^{-3}$) y lo sustancioso que nos narran acerca del Universo: la radiación CMB puede apreciarse como una fotografía tomada, precisamente, a los 400 000 años de edad del Cosmos, una época muy temprana para la edad actual que posee. La radiación CMB ha sido una de las mayores fuentes y más

¹⁵BBN por sus siglas en inglés: Big Bang Nucleosynthesis

¹⁶CMB por sus siglas en inglés: Cosmic Microwave Background

¹⁷Aunque se cree que al comenzar la agrupación de las estrellas, también existieron estados de re-ionización.

confiables para apoyar el modelo de la *gran explosión* desde que Penzias y Wilson lo descubrieran accidentalmente en 1965. Este nos informa, además, la naturaleza del Universo en su infancia refiriéndose a contener una temperatura muy alta y sin estar tan expandido como lo está ahora. Al mismo tiempo, sus anisotropías nos proporciona el tamaño de las fluctuaciones en la densidad del Universo en el momento de la última dispersión.

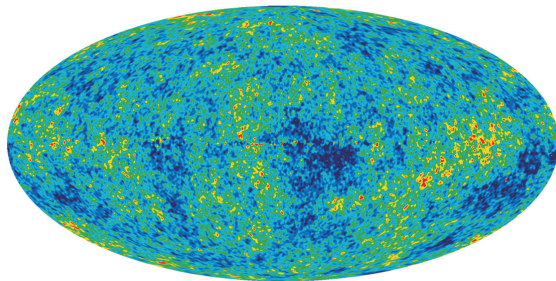


Figura 2.5: Anisotropías en la radiación CMB. Se observa El Universo a corta edad, así como los cambios térmicos de hace 13.7 billones de años. Estos representan la formación de las primeras galaxias. En esta figura se muestra un rango de temperatura de ± 200 mK: La zonas menos calientes se representan en azul, mientras que en rojo las de mayor temperatura, correspondiendo a regiones menos y más densas, respectivamente. Crédito: NASA/WMAP team.

Los parámetros que caracterizan a esta radiación han sido determinados con una precisión insospechada. El satélite espacial COBE¹⁸ midió su temperatura de 2.725 ± 0.001 K y por primera vez se detectaron anomalías de decenas de micro-Kelvin sin importar la dirección en el cielo. Las medidas llevadas a cabo por este, WMAP¹⁹, y otros experimentos como MAXIMA²⁰ y BOOMERanG²¹ son las responsables de establecer la forma del espectro angular de potencias de las anisotropías en la radiación CMB, así como de identificar las ondas acústicas que reproducen los bariones mientras se desacoplaban en el momento de la radiación.

Gracias a esta información, se han extraído datos acerca de la curvatura, así como de la composición del Cosmos. Entre los resultados más importantes de los últimos años de datos disponibles de Planck[77], se destacan: la geometría del Universo como plano, pues su densidad de materia-energía es compatible con la crítica ($\Omega \simeq 1$); los bariones, o materia ordinaria visible, conforman aproximadamente el 4.6 % del contenido espacial ($\Omega_b = 0.0224 \pm 0.00093$); mientras que la densidad de materia oscura es del orden del 24 % ($\Omega_{cdm} = 0.2402^{+0.088}_{-0.087}$) y, como consecuencia, la energía oscura debería representar el 71.4 % restante ($\Omega_\Lambda = 0.7135^{+0.095}_{-0.096}$) de toda la materia-energía presente en el Universo actual.

Estructuras a gran escala

Nuestro Universo es sorprendente por la variedad que posee en estructuras y sobre todo, la forma jerárquica en que estas se agrupan, por ejemplo, existen las burbujas, las láminas o grupos como los filamentos y los vacíos, pero por encima de ellas se encuentran los cúmulos y los supercúmulos. Estos grupos acomodados de estas maneras solo son el resultado efectuado por la gravedad sobre las fluctuaciones primordiales en todo aquello que se encuentra contenido en el Cosmos. Actualmente, no es necesario calcular galaxia por galaxia, sino que ahora existen los corrimientos al

¹⁸Cosmic Background Explorer.

¹⁹Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.

²⁰Millimeter Anisotropy eXperiment IMaging Array

²¹Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics

CAPÍTULO 2. MATERIA OSCURA

2.3. EVIDENCIAS PARA SU EXISTENCIA

rojo simultáneos para cientos de galaxias. Gracias a estas tomas de datos, se ha podido conocer un poco más acerca de la naturaleza homogénea de nuestro Universo (una época muy anterior de su evolución, al igual que en la radiación CMB).

Entre los experimentos más relevantes en la actualidad están el *Anglo-Australian Two-degree Field Galaxy Redshift Survey* (2dFGRS) y el *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), el cual ha logrado recabar información de hasta un millón de galaxias. Este último ha obtenido datos de al menos el 25 % del firmamento e incluso formado los mapas 3D más grandes y sustanciales de este tipo de estructuras (Figura 2.6).

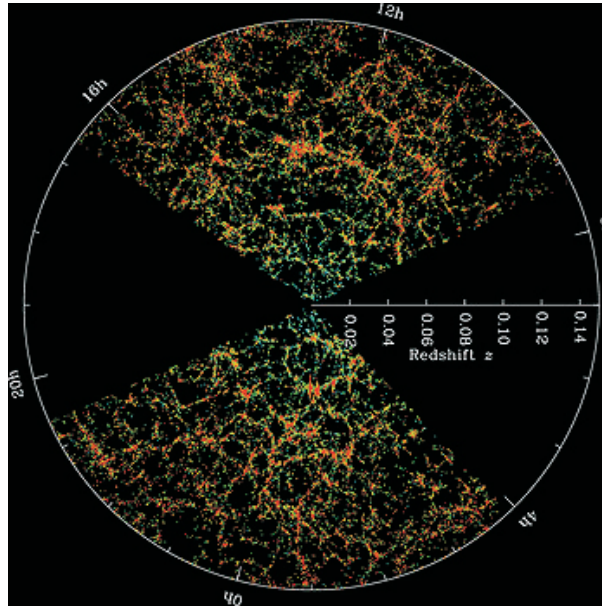


Figura 2.6: Figura cortesía del Sloan Digital Sky Survey que muestra un corte en 3D de la distribución estructural cósmica. Cada galaxia está representada por un punto y su color describe su edad respecto a las estrellas que la conforman, siendo el rojo para las más antiguas.

Las distribuciones de galaxias obtenidas, en función de su corrimiento al rojo, han puesto también en evidencia las oscilaciones acústicas de bariones²², identificadas a $z \approx 0.35$. WMAP también las había detectado, pero en una época muy anterior, $z \approx 1100$. La comparación de las amplitudes de estas oscilaciones en dos épocas tan diferentes aporta una información fundamental: las pequeñas fluctuaciones que muestran los datos de WMAP, ¿no habrían tenido tiempo de crecer y convertirse en las estructuras que observamos hoy!

Es imprescindible la existencia de pozos de potencial mayores y pueden proceder de materia no bariónica que fuera no relativista y se hubiera desacoplado del resto del Universo antes de que lo hiciera la radiación. De esta manera, pudiera haber pozos de potencial mayores que los que muestran las fluctuaciones en la radiación CMB. Esto pone de manifiesto la necesidad de la existencia de la denominada *materia oscura fría* (Cold Dark Matter, CDM).

Gracias a las simulaciones que existen hoy en día, se pueden hacer las comparaciones cuantitativas necesarias con lo observado astronómicamente. Estos modelos nos muestran varias hipótesis del origen, así como de la evolución de nuestro Universo a gran escala, sin importar si se consideran las teorías de materia y energía oscura. Un ejemplo de lo más fascinante es la simulación denominada *Millennium Run*. Esta fue creada en el 2005 y muestra la formación y distribución de estructuras galácticas en un Universo que cuenta con una componente sustancial de materia oscura fría (Λ_{CDM}) (Figura 2.7).

²²Las oscilaciones acústicas bariónicas son ondas de sonido que se extendieron por el universo primitivo. Fueron generadas por la repentina agrupación de masa que se produjo en la formación de las primeras galaxias.

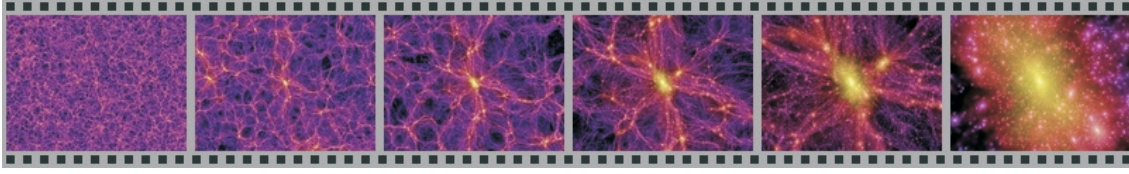


Figura 2.7: Fotogramas de un video elaborado a partir de la *Millennium Simulation* que muestra la distribución actual de materia oscura en el Universo. Se realizó utilizando con una cantidad mayor a 10^{10} partículas y permitió observar la forma, distribución, así como la evolución de las estructuras cósmicas a diferentes escalas (desde los Gpc hasta subestructuras alrededor de 10 kpc). Crédito: Springel *et al.* [53, 54].

Para finalizar esta sección de evidencias sobre la materia oscura, podemos concluir que la materia visible estudiada no puede ser la única existente en nuestro Universo, sobre todo si se considera que contamos con un Universo plano. Como lo mencionamos anteriormente, se encuentran pruebas contundentes para dicha materia como lo son las curvas de rotación tanto para las galaxias como para los cúmulos. Inclusive si tomamos en cuenta la teoría de la inflación, no solo se puede deducir la existencia de la materia oscura, sino que además se prueba que esta solo podría ser materia no bariónica. Sin embargo, no es la única existente, ya que gracias a la materia oscura bariónica se puede explicar las curvas de rotación galácticas, mas no aquellos misterios a grandes escalas. Como conclusión, se pueden encontrar ambas respuestas en la materia oscura si destacamos que existen variedades en ella como la *materia oscura fría* (Cold Dark Matter, CDM) y la *caliente* (Hot Dark Matter, HDM) [27]. Esto se destacará en la siguiente Sección.

2.4. Candidatos

Una vez recalado las pruebas para la existencia de la materia oscura, se analiza entonces su naturaleza. Por definición, este tipo de materia hacer referencia a aquella que no se detecta por medios relacionados a la luz, ya que esta no la emite ni la absorbe. Asimismo, no interactúa con la radiación electromagnética como para producir efectos secundarios que puedan ser estudiados. De esta manera, la materia oscura, como se ha comentado en secciones anteriores, solamente se ha inferido por medio del efecto gravitacional que tiene. Y antes de hablar sobre los candidatos que posee la física de partículas se comentarán algunas explicaciones alternativas.

2.4.1. Estudios alternativos

Como lo dice el título de esta sección, existen otros estudios los cuales analizan la posibilidad de solucionar algunos de los misterios cosmológicos sin introducir materia oscura. Sin embargo, estos modelos todavía no pueden resolver todos los problemas simultáneamente:

Una alternativa es la teoría de la Dinámica Newtoniana Modificada²³ cambia la ley de la gravedad bajo una aceleración crítica $a_0 = 10^{-8} \text{ cm/s}^2$, por lo que [55]-[57]:

$$a_G = \frac{GM}{r} + \frac{\sqrt{GMa_0}}{r}. \quad (2.27)$$

Lo cual produce efectos que fácilmente pueden justificar las curvas de rotación que se observan en las galaxias y cúmulos [58]. No obstante, no es capaz de explicar eficazmente el modelo cosmológico estándar por completo [59], ya que, en este sentido, no concuerda con lo obtenido por los efectos de lente gravitatoria en cúmulos [60].

Estas expresiones matemáticas se pueden obtener utilizando las de la dinámica newtoniana clásica, pero al considerar también los efectos gravitatorios que ocurren en una pequeña fracción de la propia materia oscura [61]. Debido a esta razón, esta teoría no ha sido capaz de entrar en la

²³MOND, por sus siglas en inglés

Cosmología sin considerar la existencia de materia oscura. En cualquier caso, no se descarta que exista una teoría aparte que explique los efectos de la gravitación sin tomar en cuenta esta materia no visible.

Por otra parte, si consideramos una constante gravitacional en función del tiempo, $G \sim t^{-1}$, tal que apoye a los cálculos matemáticos de las abundancias de los elementos primordiales, podría predecir lo conocido por Ω_b [62, 63]. No obstante, existen cálculos precisos que no identifican que esta teoría este basada con respecto al tiempo, lo cual desembocaría en una falta de conservación de la energía, lo cual es completamente inaceptable para la Física como la conocemos. Más resultados relacionados a este tema se pueden consultar en [64]-[66]; y tomando en cuenta el sector oscuro: [67].

2.4.2. Materia oscura bariónica

Se estima que la densidad de materia bariónica Ω_b es de un orden mayor a la de los bariones visibles (ec. 2.8):

$$\Omega_b = 0.0224. \quad (2.28)$$

Lo cual concuerda con la nucleosíntesis primordial, que dice que es imposible crear un Universo cerrado exclusivamente contando con bariones. Incluso se piensa que la mayoría de los bariones oscuros faltantes se encuentran mezclados entre las estructuras internas de las galaxias como gas ionizado [68] dado que $\Omega_b > \Omega_{vis}$.

También se cree que, a gran escala y por no poder observarse, las *galaxias de brillo superficial bajo*²⁴, las nubes de hidrógeno o nubes moleculares frías, podrían contribuir a los bariones faltantes [69]. Más aun, una pequeña porción de ellos conseguiría introducirse en objetos astrofísicos como enanas, estrellas de neutrones, planetas e inclusive en hoyos negros [70], donde algunos de los mencionados nunca lograron convertirse en estrellas debido a su masa, $M < 0.08 M_\odot$, y el resto resultan ser los sobrantes. Estas estructuras, en el medio astrofísico, son en conjunto denominados MACHOs (por sus siglas en inglés, MAssive Compact Halo Objects).

Y dado que, la materia bariónica se adecuía perfectamente para describir las curvas de rotación galácticas [27], se inició en su momento una investigación de estos MACHOs por medio de las lentes gravitatorias. Estos efectos se refieren a formación de varias imágenes de un solo objeto gracias a los distintos cuerpos o estructuras masivas que hay entre el observador y la fuente. De ellas, existen tres manifestaciones importantes:

- Imagen múltiple de quásares, producida por galaxias o cúmulos.
- Lazos o arcos de luz. Imágenes de galaxias con un corrimiento hacia el rojo alto, las cuales son producidas por un cúmulo ubicado a lo largo de la trayectoria de la luz.
- Radio anillos. Imágenes de fuentes de radio puntuales extendidas por galaxias a lo largo de la línea de visión.

La primera imagen obtenida por este medio fue la del doble quásar $Q0957+561$ en 1979 [71]. En la Figura 2.8 podemos apreciar dichos efectos, donde se concluye la existencia de campo gravitatorio débil, desde una lente delgada y un ángulo pequeño.

Además de este efecto de lente gravitacional, existe también el *microlente* [72]-[74]. La diferencia está en su nombre, pues el aumento de luz en la imagen producida de la estructura se debe gracias a que en la línea de visión se interponen objetos que, aunque masivos, son compactos. Este es uno de los efectos utilizados principalmente para las investigaciones de MACHOs [72], mas no es la única, pues se encuentran estructuras con masas entre 10^{-5} y $10^2 M_\odot$.

²⁴LSB: Low Surface Brightness galaxies. Son galaxias difusas con una luminosidad de 5 a 20 veces más débil que la de las galaxias comunes.

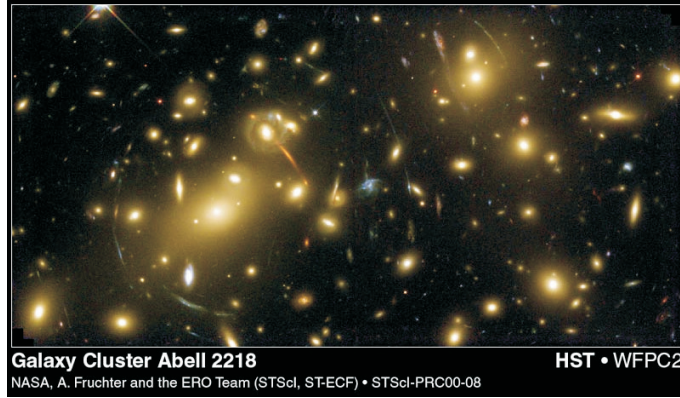


Figura 2.8: Imagen de Abell 2218 gracias a la detección del Telescopio Espacial Hubble. Dicho cúmulo se encuentra a unos 2000 millones de años luz de nuestro planeta dentro de la constelación Dragón. Las imágenes que se muestran como arcos representan estructuras galácticas muy lejanas las cuales se ven curvadas debidos a los efectos del lente gravitacional.

Incluso estudios hechas por EROS²⁵, MACHO²⁶, OGLE²⁷ y DUO²⁸ han comprobado la existencia de estructuras en nuestro propio halo debido a los efectos de microlente. Sin embargo, incluso introduciendo a los MACHOs dentro del modelo cosmológico estándar, la LMC²⁹ concluye que estos solamente proporcionarían aproximadamente el 50 % del halo oscuro [75, 76]. Lo cual los descarta como los ingredientes primordiales para la materia oscura, dejando al aire el siguiente cuestionamiento: ¿dónde se encuentran los bariones oscuros faltantes?

2.4.3. Materia oscura no-bariónica

Se cree que la naturaleza de la materia no-bariónica está formada principalmente por algún tipo de partículas elementales de nuestro Modelo Estándar, como lo serían los neutrinos, o incluso otras partículas de las cuales se han creado estudios mas no se han descubierto, como los axiones. Sin importar su naturaleza, estos posibles candidatos que nos brindaran la *materia oscura no-bariónica* deben cumplir con ciertas medidas y condiciones específicas: Primero que nada, la estabilidad para las grandes escalas cosmológicas que manejamos es primordial, sobre todo en el espacio-tiempo, pues de no ser así, estas partículas ya habrían decaído y para nuestros tiempos actuales ya habrían dejado de existir también. Luego, tan solo por la propia definición de materia oscura, estas partículas no deberían contar con carga eléctrica, es decir, deben ser neutras; pues no emiten ni absorben ningún tipo de radiación electromagnética.

La justificación más relevante para esta materia oscura, está dada por una medida de Planck, que constriñe la densidad de bariones Ω_b a un valor menor a ~ 0.03 . De esta manera, si tenemos, por otras medidas, que la densidad de materia en el espacio es $\Omega_m \simeq 0.31$; entonces $\Omega_m - \Omega_b \simeq 0.28$ debería tomar el nombre de materia oscura no-bariónica [77]. En ella, se pueden clasificar al menos por dos formas: La primera se basa exclusivamente en el estado térmico en el que las estructuras galácticas fueron creadas, es decir, cuando el fotón llegaba a temperaturas de 1 keV, y se identifican tres tipos [78]:

- *Materia oscura caliente* (HDM), que en la creación galáctica era relativista. Esto se refiere principalmente a que las partículas de esta materia se comportaban con velocidades muy cercanas a las de la luz. Consecuentemente no se pudieron formar estructuras menores, ya

²⁵Experience pour la Recherche d'Objets Sombres

²⁶MAssive Compact Halo Object

²⁷Optical Gravitational Lensing Experiment

²⁸Disk Unseen Objects

²⁹Large Magellanic Cloud

que se salían de las ya constituidas. Un ejemplo muy particular y aceptado en el Modelo Estándar es el neutrino, en especial uno ligero del orden de keV.

Sin embargo, no se sabe la masa específica de los neutrinos dados los experimentos de oscilaciones de neutrinos [79], pero se puede confirmar que es improbable que estos contribuyan de manera relevante a la densidad total de materia-energía del Universo, $\Omega_\nu h^2 < 0.0025$ [26]. Sin embargo, por experimentos sobre los neutrinos, en particular el decaimiento beta del tritium, se sabe que $m_\nu < 2$ eV [2], en este caso estas partículas se comportarían como relativistas. Es decir, su flujo habría eliminado por completo aquellas de las de la materia a gran escala, lo cual significaría que los objetos galácticos se habrían desarrollado inversamente, empezando por los supercúmulos, luego los cúmulos y hasta el final las galaxias. Para más detalles sobre neutrinos como candidatos a materia oscura, consultar [50, 2, 80].

- *Materia oscura fría* (CDM), es decir, cuyas partículas no viajaban a velocidades cercanas a la luz. Por el contrario, gracias a su mínima presión y el efecto de la gravedad, esta pudo colapsar eficientemente. Algunos ejemplos de estas partículas son los axiones, los neutralinos, y otras aun más raras como los wimpzillas y los solitones, entre otras.
- *Materia oscura tibia* (WDM), la cual se encuentra en el medio de la caliente y la fría, es decir, en el momento de la formación galáctica esta era semi-relativista. Ejemplos de ellos están los neutrinos y los pertenecientes a *supersimetría*, los gravitinos estériles con masas alrededor del orden de keV.

Cosmológicamente, distintas simulaciones a grandes escalas de N -cuerpos³⁰ han comprobado que la materia luminosa que observamos sólo podría haberse formado gracias a una porción fraccionaria de materia oscura, que, habiendo hablado de los tipos existentes por su temperatura, esta debería ser fría y no disipativa. Para estos efectos nos referimos a fría en el sentido en que las partículas viajan a velocidades inferiores a la de la luz, como consecuencia se tiene una longitud de transmisión corta y al no ser disipativa esta impediría el enfriamiento por tanto el colapso de la materia luminosa, ocasionando así, discos galácticos mucho mayores y con más estructuras internas de las visibles [80]. Tanto estudios recientes como las últimas simulaciones hechas por computadora parecen coincidir en que nuestro Cosmos contiene una mezcla de materia oscura caliente y fría.

Ahora bien, hablando de la segunda forma para clasificar la materia oscura no-bariónica está basada en cómo se produce. Debido a esto, aquellas partículas que se encontraban equilibradas térmicamente en la infancia de nuestro Universo son llamados *residuos térmicos*. Por ejemplo, los neutrinos, neutralinos, e incluso gran parte de las partículas masivas de interacción débil o, por sus siglas en inglés, WIMPs³¹. En cambio, aquellas que nunca llegaron a la estabilidad térmica en el Universo temprano o que no fueron creadas mediante un proceso térmico son llamadas *residuos no térmicos*. Algunos de ellos son los axiones, los cuales son emitidos por cuerdas cósmicas, o los solitones que se produjeron en transiciones de fase e incluso los WIMPZILLAs originados por medios gravitacionales en la última etapa de la inflación, entre otros [78].

Como se puede notar, solo las teorías humanas y nuestros límites en visión nos limitan a considerar nuevos candidatos a materia oscura no-bariónica (ver Tabla 2.2). No obstante, se pueden separar estos candidatos en otra tres subcategorías: Tipo Ia, Tipo Ib y Tipo II. Comenzando por el Tipo Ia, son aquellos de los cuales conocemos su existencia, entre los cuales se hallan los neutrinos. Posteriormente tenemos a los del Tipo Ib, que son aquellos que todavía no se han encontrado, mas existe una física estable que los respalda. Con esto se da a entender que los candidatos que se han desarrollado realmente buscan resolver otros problemas dentro de la física de partículas más allá de la materia oscura pues se basan en modelos consistentes.

Son claras las medidas y teorías utilizadas para esta clasificación, ejemplos de Tipo Ib, como se muestran en la tabla anterior, se encuentran el neutrino estéril, el axión, e incluso dentro de la

³⁰Por ejemplo, Navarro *et al.*, 1996; Springel *et al.*, 2005; Diemand *et al.*, 2007; Springel *et al.*, 2008a; Diemand *et al.*, 2008.

³¹Weakly Interacting Massive Particles

CAPÍTULO 2. MATERIA OSCURA

2.4. CANDIDATOS

Partícula Candidata	Masa aproximada	Predicha por	Efecto astrofísico
G(R)	-	Gravitación no Newtoniana	Aparente DM
Axión, majorón, bosón de Goldstone	10^{-5} eV	QCD; Rompimiento de simetría PQ	DM fría
Neutrinos normales	10 - 100 eV	GUTs	DM caliente
Para-fotón	20 - 400 eV	QED modificada	DM caliente y tibia
Neutrinos derechos	500 eV	Interacción superdébil	DM tibia
Gravitino etc ^b	500 eV	SUSY/SUGRA	DM tibia
Gravitino, axino, partículas espejo, neutrino Simpson ^b	keV	SUSY/SUGRA	DM tibia/fría
Sneutrino, Higgsino, neutrino pesado ^b	GeV	SUSY/SUGRA	DM fría
Materia sombra	MeV	SUSY/SUGRA	DM caliente/fría (tipo barión)
Preón	20 - 200 TeV	Modelos compuestos	DM fría
Monopolo	10^{16} GeV	GUTs	DM fría
Pyrgon, maximón, Perry pole, Newtorite, <i>Schwarzschild</i>	10^{19} GeV	Teoría de dimensión alta	DM fría
Cuerdas supersimétricas	10^{19} GeV	SUSY/SUGRA	DM fría
Quark-nuggets, nuclearites	10^{15} g	QCD, GUTs	DM fría
Hoyos negros primordiales	10^{15-30} g	Relatividad general	DM fría
Cuerdas cósmicas <i>domain walls</i>	$10^{8-10} M_{\odot}$	GUTs	Pilar para formación de galaxias sin contribución a Ω

Tabla 2.2: Candidatos a materia oscura no-bariónica [82]. ^bÚnicamente la partícula más ligera y estable de las establecidas por la *supersimetría* o la teoría de supergravedad contribuye a Ω .

teoría supersimétrica (SUSY³²) se considera como candidato la partícula más ligera (LSP³³), la cual podría ser un neutralino, un gravitino o incluso un sneutrino. Para finalizar esta clasificación dentro de la imaginación de los físicos de partículas, se encuentran los del Tipo II los cuales contienen a los demás candidatos. Algunos ejemplos de ideas fructíferas son los WIMPZILLAs, los B-balls y Q-balls, e incluso más raras que estas como la materia oscura inspirada en cuerdas o la de extra-dimensiones, entre otros. Cabe recalcar que estas propuestas podrían moverse entre ellas, es decir, del Tipo II al Tipo Ib y quizá al Tipo Ia, de acuerdo a los progresos en los modelos que las contienen. Para una descripción más profunda sobre más candidatos a materia oscura no-bariónica, revisar las siguientes fuentes [78, 50, 2, 80].

WIMPs

Como se ha mencionado, todavía no se han descubierto las partículas que componen a la materia oscura no-bariónica. En particular, para la clasificación de materia oscura fría, se habla en

³²SuperSYmmetry, por sus siglas en inglés

³³LSP: Lightest Supersymmetric Particle

su mayoría sobre los WIMPs. Por definición, son partículas pesadas las cuales se originan gracias a las interacciones electrodébiles dentro de las extensiones del ME [81]. Sin embargo, la forma más sencilla de explicar el WIMP es la siguiente: el Big Bang tuvo, en algún momento, la energía suficiente para fabricar una partícula elemental χ relativamente pesada. Así, cuando $T \gtrsim m_\chi$, estas partículas lograron formarse tal como cualquier otra [2].

Hablando desde la época de un Universo temprano, las reacciones de aniquilación en las que estas partículas se convierten en las del Modelo Estándar estaban en estabilidad y equilibrio térmico con sus respectivas reacciones opuestas. Conforme el Cosmos fue expandiéndose y enfriándose, la masa m_χ (el gas de WIMPs), aún en estabilidad y equilibrio, se disipó incluso más pronto que la masa resultante del gas de nuestras partículas elementales. Esto se debió a que la densidad de partículas no relativistas en equilibrio fue eliminado por un factor de Boltzmann $e^{-m/T}$ en función de la densidad de partículas relativistas.

Conforme pasó el tiempo en el Universo, estas partículas fueron tan raras que las aniquilaciones entre los WIMPs dejaron de originarse, proceso llamado *desacoplamiento químico*. A partir de ese momento, el número de densidad de estas partículas se redujo inversamente proporcional al volumen; o lo que es lo mismo, pero dicho de otra forma, la cantidad de WIMPs en movimiento por volumen continuó constante. Este desacoplamiento químico se originó en un momento en el que la razón de aniquilación del WIMP $\Gamma_{ann} = \langle \sigma_{ann} v \rangle n$ llegó a reducirse de tal forma en que esta fue mucho menor a la razón de expansión del Universo H . En esta expresión, se definen σ_{ann} como la sección eficaz de aniquilación de los WIMPs, v como la velocidad relativa en que se aniquilaban, n como el número de densidad de las partículas, y finalmente los corchetes angulares que representan el promedio de la distribución térmica.

La densidad residual de un WIMP térmico se puede calcular por:

$$\Omega h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3/\text{s}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle}, \quad (2.29)$$

en la que para secciones eficaces de aniquilación pequeñas corresponden densidades residuales mayores. Cabe recalcar que el producto $\sigma_{ann} v \rightarrow \text{constante}$ cuando el límite no relativista $v \rightarrow 0$; esto debido a que σ_{ann} diverge, así como $1/v$ [78]. Actualmente y como lo mencionamos anteriormente en la clasificación de materia oscura, los WIMPs más posibles en ser parte de esta materia no-bariónica son el neutralino, el fotino de la teoría supersimétrica, el axión e incluso el bosón Z^0 del Modelo Estándar [83].

HAWC

Para detectar a estas partículas candidatas a materia oscura no-bariónica, se consideran procesos tanto directos como indirectos, en particular para la detección de WIMPs, pues se cree que estos forman parte de los halos oscuros ya antes mencionados. Si describimos los métodos directos, estos utilizan un retroceso nuclear originado en la dispersión elástica de dichas partículas junto con el de los núcleos. Esto se genera a través de proporcionar el detector del laboratorio como blanco, algunos experimentos que ejemplifican este método son CDMS, XENON, CRESST, DAMA y CoGeNT. A diferencia de este, el método indirecto permite detectar estas partículas masivas de interacción débil por medio de la *observación de los productos emitidos en su aniquilación* precisamente en el halo externo de la galaxia o incluso en la región interna del Sol y la Tierra, donde la posibilidad de que estos WIMPs queden atrapados por efectos gravitatorios es muy alta. En dicha aniquilación se emitirían partículas surgientes de las anteriores como los fotones (aunque estos tuviera una muy alta energía), los (*rayos gamma*), neutrinos masivos (de ahí los experimentos de oscilación de neutrinos), pares electrón-positrón o protón-antiprotón, por mencionar algunos.

Un caso muy particular de experimento utilizando el método indirecto es el observatorio mexicano HAWC³⁴ (por sus siglas en inglés, High Altitude Water Cherenkov). Este está construido 4,100 metros sobre el nivel del mar y está ubicado en la zona norte del volcán Sierra Negra en el

³⁴Algunos otros son: WHIPPLE, CANGAROO-II, Fermi Gamma-ray Space Telescope, HESS, VERITAS y PA-

Estado de Puebla. Es un observatorio sensible a los rayos gamma, así como a partículas que poseen una energía de entre 100 GeV y 100 TeV y el cual está conformado por 300 detectores de agua Cherenkov³⁵.

¿Cómo funcionan estos detectores? A través de un proceso llamado *cascada atmosférica extensa*: En el momento que una partícula cargada, ya sea un fotón de alta energía o un rayo gamma, entra en la atmósfera terrestre, al interactuar con el medio, esta partícula denominada como *primaria*, comparte esa energía que posee junto con las moléculas del medio. Por ejemplo, si dicha partícula primaria fuera un fotón, la cascada resultaría en partículas *secundarias* en forma de electrones, positrones o incluso rayos gamma. Por otra parte, si tuviéramos una partícula primaria mucho más complejo como un núcleo atómico ionizado, se obtendrían neutrinos y hadrones como secundarios de la cascada.

Si recordamos el efecto Cherenkov, podemos suponer lo que sucede a continuación. Una vez que las partículas de alta energía cambian de medio como en este detector que pasan del aire al agua, entonces el cambio de densidad del medio produce que emitan una luz (*luz de Cherenkov*) puesto que esta variación permite que las partículas viajen a mayor velocidad que la de la luz en el agua (Figura 2.9). Entonces, HAWC detecta la cascada formada, su energía y su densidad y gracias a estos datos se puede ir hacia atrás conociendo el tiempo de llegada de la partícula primaria, la dirección de donde provino y por ende, su naturaleza [85].

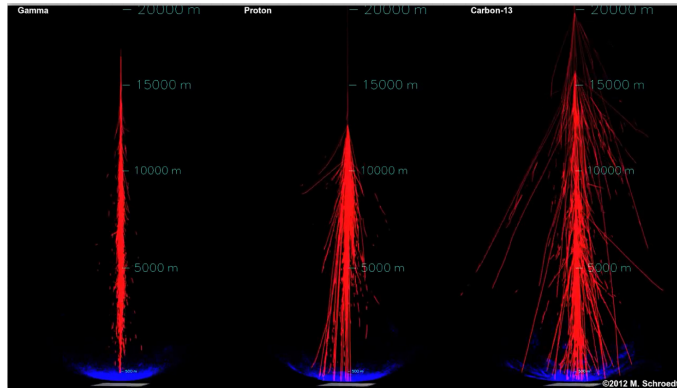


Figura 2.9: Cascada atmosférica originada por un rayo gamma, un protón y un núcleo de carbono-13. Lo observado en color rojo hace referencia a las partículas primarias o de alta energía, mientras que lo observado en azul es la luz Cherenkov. Crédito: Martin Schroedter, VERITAS and Smithsonian Center for Astrophysics.

HAWC no solamente es un observatorio para la búsqueda de WIMPs, sino que dadas las altas energías que utiliza, también se puede usar para investigar otros fenómenos físicos en el Universo como lo son las explosiones de supernova, el colapso de objetos compactos e incluso la coalescencia de estrellas binarias. Asimismo, otros fenómenos que se podrían investigar en un futuro son los efectos generados en el centro de la Vía Láctea y sus nebulosas asociadas, zonas aceleradas por los rayos cósmicos y hasta se podría estudiar con gran precisión la distribución del campo magnético de nuestra galaxia, así como la interacción de este con el Sol.

Funcionando al 100 %, este detector se convertiría en el más sensible al utilizar energías por encima de los 20 TeV [86], en los cuales finalizan los espectros de los Telescopios de Imagen en Aire Cherenkov (IACTs³⁶) existentes. Más aun, con respecto a los trazos de rayos gammas de la aniquilación de materia oscura de alta masa (multi-TeV) tales como $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau^+\tau^-$, W^+W^- , se podrán realizar diversas búsquedas [87]. Ejemplos de estas son la emisión de rayos gamma de subhalos de

MELA. Si desea conocer más acerca de distintos métodos para la detección de partículas de materia oscura, se puede consultar [84].

³⁵Una descripción más técnica se encuentra en [85].

³⁶Por sus siglas en inglés, Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes

materia oscura no luminosos. Además de un subconjunto de fuentes que incluyen a galaxias enanas, la M31, el cúmulo de Virgo y hasta nuestro centro galáctico.

2.4.4. Materia oscura inerte

El *modelo de dos dobletes inerte* (IDM³⁷) es una extensión mínima del SM. Contiene un doblete extra de campos escalares complejos los cuales se acoplan al sector escalar y bosónico de norma del Modelo Estándar, pero no directamente a los fermiones. Como consecuencia, existe una simetría discreta Z_2 bajo la cual el nuevo doblete escalar es impar mientras que el resto de las partículas son pares, produciendo así, que las nuevas generadas por el doblete inerte aparezcan solamente como pares en los vértices de interacción[88].

Este modelos de dos dobletes inerte fue propuesto, principalmente, hace más de 30 años en aquellas teorías que rompían con la simetría electrodébil (EWSB³⁸) [89]. Más tarde, se propuso para generar un candidatos posible como materia oscura [90], puesto que los escalares neutros existentes dentro del nuevo doblete podrían considerarse como partículas masivas de interacción débil (WIMPs). Algunos estudios recientes sólo establecen como única fuente a materia oscura al escalar inerte neutro. Por ello, consideran tres distintos rangos de masas en algunas regiones del espacio de parámetros en las que el escalar inerte brinda la densidad residual de materia oscura necesaria: La primera región se encuentra en la de masa baja³⁹ entre los primeros 10 GeV, la segunda o intermedia establece un rango mayor de entre 10 y 150 GeV, mientras que la mayor se encuentra para la de masa grande, arriba de los 500 GeV [91, 88].

³⁷Por sus siglas en inglés, Inert Doublet Model

³⁸Por sus siglas en inglés, ElectroWeak Symmetry Breaking

³⁹Aunque esta es quasi-excluida gracias a las conclusiones obtenidas del observatorio XENON100 [92].

Capítulo 3

Un modelo de materia oscura y neutrinos

Para construir el modelo considerando el mecanismo *seesaw* inverso, se propone una extensión del Modelo Estándar. Este incluye campos fermiónicos adicionales, entre ellos los neutrinos derechos N y un campo fermiónico χ , el cual sería el candidato a materia oscura. Además, un campo escalar σ , el cual proveerá masa de Dirac a los nuevos fermiones. Así, además de las partículas del Modelo Estándar se agregan las siguientes:

- N : RH neutrino
- χ singlete fermiónico
- σ singlete escalar

En la Tabla 3.1 se da el número leptónico de cada uno de estos campos.

	ν	N	χ	σ
$U(1)_L$	1	1	0	-1
$SU(2)$	1	1	1	-1

Tabla 3.1:

3.1. Lagrangiano del modelo

El lagrangiano que contiene la masa del neutrino, tanto el término de Dirac como de Majorana, se expresa como sigue:

$$-\mathcal{L} = Y^\nu \bar{L} \tilde{\phi} N + Y^\chi \sigma \bar{N} \chi + \frac{M}{2} \bar{N}^c N + \frac{m}{2} \bar{\chi}^c \chi + \text{H.c.} \quad (3.1)$$

Este lagrangiano tiene dos fuentes para la violación del número leptónico: $\frac{M}{2} \bar{N}^c N$ y $Y^\chi \sigma \bar{N} \chi$. El primer término es de suave rompimiento, de tal forma que M será elegido pequeño, mientras que el segundo es un término de rompimiento dinámico a través de u .

3.2. Parámetros

La matriz de masas de neutrinos en la base (ν, N, χ) es:

CAPÍTULO 3. UN MODELO DE MATERIA OSCURA Y NEUTRINOS

3.2. PARÁMETROS

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{Y_\nu \nu}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{Y_\nu \nu}{\sqrt{2}} & M & \frac{Y_\chi u}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{Y_\chi u}{\sqrt{2}} & m \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

En esta se encuentran los parámetros de masa M de los neutrinos derechos, así como del candidato a materia oscura, m . Las constantes de acoplamiento de Yukawa Y_ν y Y_χ , multiplicadas por los valores de expectación $v = 246$ GeV, del Modelo Estándar, y u del modelo propuesto.

Diagonalizando esta matriz de masa se obtienen los eigenvalores:

$$m_1 = \frac{1}{6} \left(-2^{2/3} \left(\sqrt{B^2 - 4A^3} - B \right)^{1/3} - \frac{2^{4/3} A}{\left(\sqrt{B^2 - 4A^3} - B \right)^{1/3}} + 2C \right), \quad (3.3)$$

$$m_2 = \frac{1}{6} \left(-(-2)^{2/3} \left(\sqrt{B^2 - 4A^3} - B \right)^{1/3} + \frac{(-2)^{4/3} A}{\left(\sqrt{B^2 - 4A^3} - B \right)^{1/3}} + 2C \right), \quad (3.4)$$

$$m_3 = \frac{1}{6} \left((-2)^{2/3} \left(\sqrt{B^2 - 4A^3} - B \right)^{1/3} + \frac{(-2)^{4/3} A}{\left(\sqrt{B^2 - 4A^3} - B \right)^{1/3}} + 2C \right). \quad (3.5)$$

donde

$$A = M^2 - Mm + m^2 + 3 \left(\left(\frac{Y_\chi u}{\sqrt{2}} \right)^2 + \left(\frac{Y_\nu \nu}{\sqrt{2}} \right)^2 \right), \quad (3.6)$$

$$B = 9 \left(\frac{Y_\chi u}{\sqrt{2}} \right)^2 (M + m) + (M - 2m) \left(2M^2 + Mm - m^2 + 9 \left(\frac{Y_\nu \nu}{\sqrt{2}} \right)^2 \right), \quad (3.7)$$

$$C = M + m. \quad (3.8)$$

En el siguiente capítulo presentamos los resultados numéricos obtenidos.

Capítulo 4

Resultados

Se realizó un escaneo numérico en la siguiente región de parámetros:

$$\nu = 246 \text{ GeV}, \quad u = [1 \text{ GeV}, 1 \text{ TeV}], \quad (4.1)$$

$$Y_\nu = [10^{-10}, 0.1], \quad Y_\chi = [10^{-10}, 0.1], \quad (4.2)$$

$$M = [1 \text{ eV}, 1 \text{ TeV}], \quad m = [1 \text{ eV}, 1 \text{ TeV}]. \quad (4.3)$$

Con ello se obtienen las siguientes gráficas (Figuras 4.1, 4.2, 4.3), donde se comparan las masas tanto del que sería nuestro candidato a materia oscura χ , como de los otros dos neutrinos, ν y N , involucrados en esta interacción.

Como se observa en la Figura 4.1, se separó el neutrino con menor masa, para así considerarlo como la masa del candidato a materia oscura χ y se compara con la suma de las masas de los otros dos neutrinos ν y N . Se aprecia que, mientras que se obtiene un candidato χ menor al $O(1)$ eV, la suma de los otros neutrinos rebasa los 50 eV e incluso los GeV. Se muestra también, que hay mayores posibilidades de obtener neutrinos en estos rangos cuando $Y_\nu \rightarrow 0$.

En la siguiente gráfica, Figura 4.2, ya después de haber reconocido el candidato a DM, se hace la comparación de masas de los otros dos neutrinos, ν y N . Finalmente, para la Figura 4.3 se vuelve a hacer la comparación de masa de los neutrinos ν y N ; esta vez haciendo la distinción de la diferencia de órdenes entre ellos. De manera que la línea que se forma en la parte inferior de la gráfica es aquella donde ambos neutrinos tienen el mismo orden de masa.

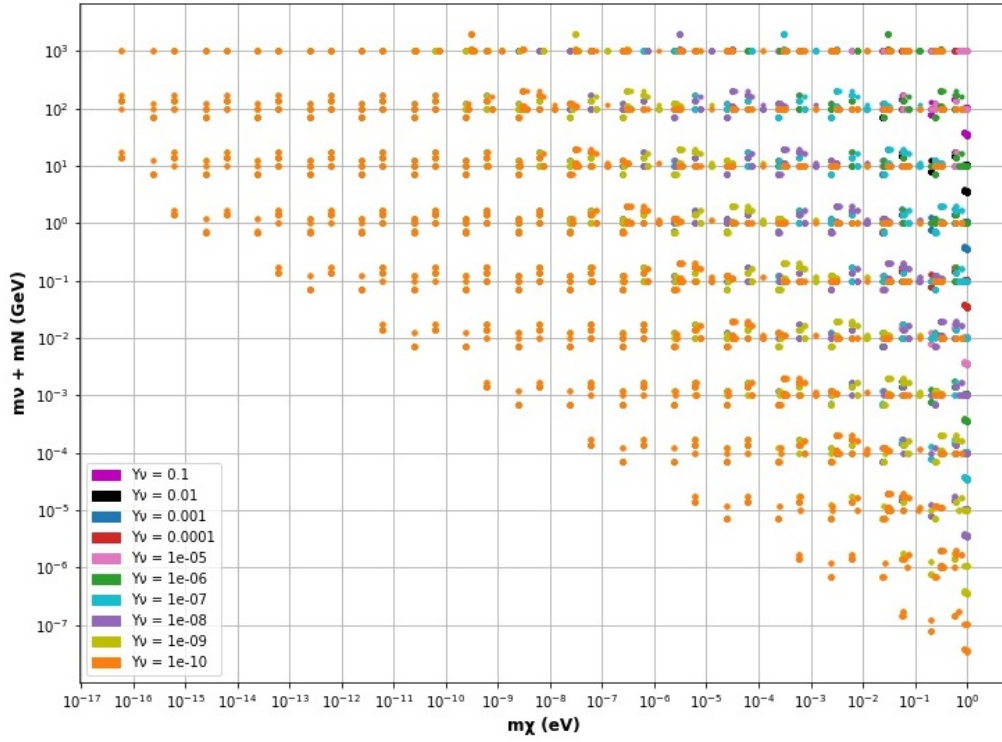


Figura 4.1: Comparación de la masa del candidato a materia oscura m_χ con la suma de las masas de los otros dos neutrinos, m_ν y m_N , involucrados en la interacción. Con colores se distingue el escaneo según el valor de la constante de Yukawa Y_ν .

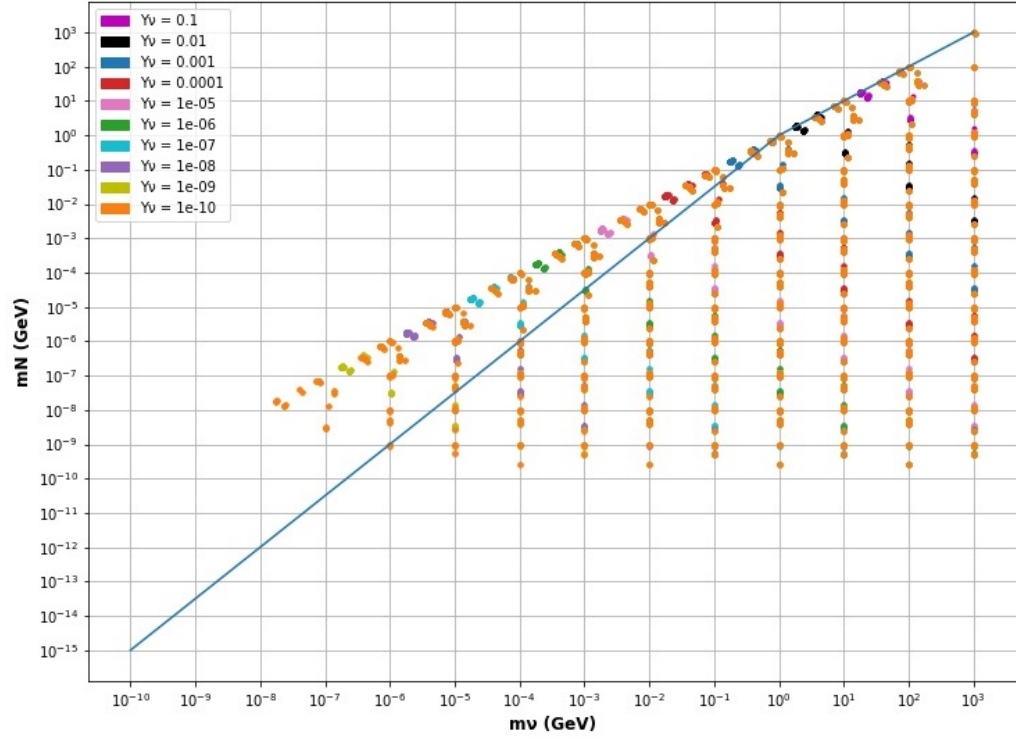


Figura 4.2: m_ν vs m_N : Comparación de masas de los neutrinos ν y N .

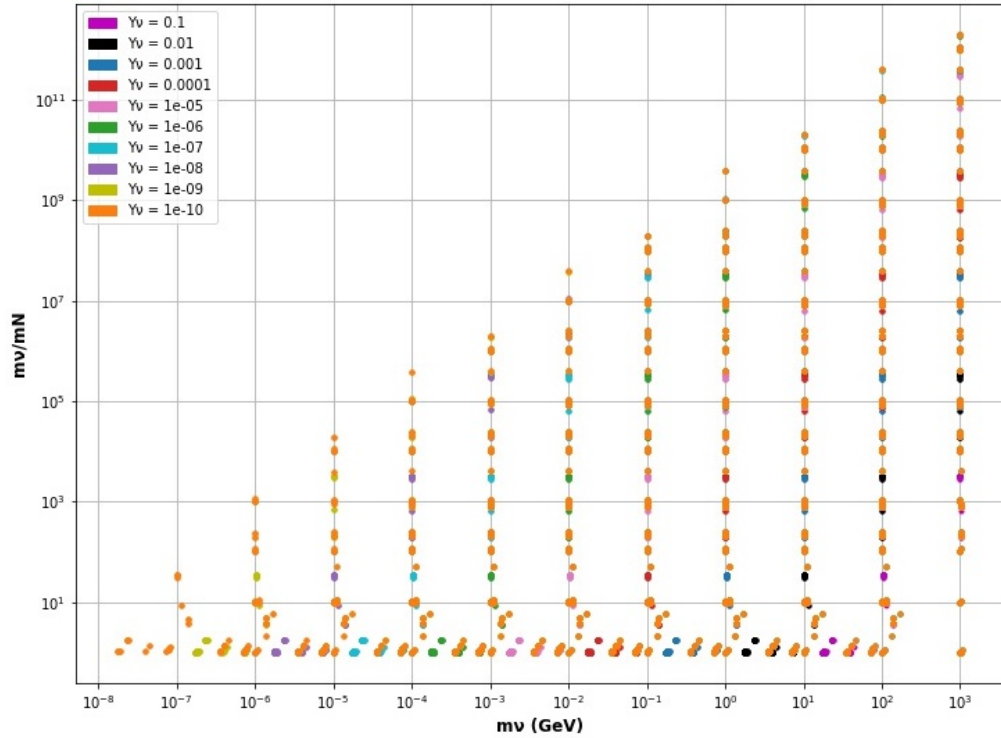


Figura 4.3: Distinción de órdenes de magnitud de las masas de los neutrinos ν y N .

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se propuso el estudio de un candidato a materia oscura en el marco de un modelo extendido en los sectores fermiónico y de Higgs como una extensión del Modelo Estándar. En este se incluyó un neutrino N y un campo fermiónico singlete χ , el cual se propuso como candidato a materia oscura, más un campo singlete escalar σ que viola la conservación del número leptónico (ν SSM). Se identificó dicha partícula fermiónica neutra con una masa del orden de eV. Para ello, se consideró el mecanismo de subibaja (seesaw) inverso, donde la masa de los neutrinos adicionales ν y N , se hizo dinámica por el escalar singlete σ . Ya que la escala natural para el valor de expectación de vacío escalar estaba cerca de la escala débil, nos enfocamos en la posibilidad de que el escalar singlete se conectara con la materia oscura, es decir, el escalar también fuera el mediador entre el sector oscuro y el Modelo Estándar. Se construyó el lagrangiano del modelo, así como la matriz de masa, la matriz de mezcla de los neutrinos y se calcularon las masas de los neutrinos. Con ello identificamos la masa de la partícula más ligera para identificarla como materia oscura ligera con masas menores que $O(1)$ GeV. Realizamos un análisis numérico sobre el espacio de parámetros sujeto a las restricciones de detección indirecta y directa. Comparando los resultados con los datos teóricos y experimentales reportados a la fecha se obtuvo que, en el marco del Modelo Estándar, difícilmente la suma de las masas de las tres partículas fermiónicas establecidas cumplen con lo conocido para los neutrinos, por lo que concuerda con la búsqueda de una extensión de este.

Apéndice A. Mecanismo *seesaw* invertido

En este apéndice se presenta el mecanismo subibaja o *seesaw* invertido, usado para la generación de masas de los neutrinos en el modelo νSSM que se presenta en esta tesis [22]. Primero, un comentario sobre la posibilidad de una violación de número de leptones de escala relativamente baja en el mecanismo *seesaw*. Claramente, en este tipo se puede suponer que la escala es baja, siempre que se elijan acoplamientos Yukawa correspondientemente pequeños para dar cuenta de las pequeñas masas de los neutrinos.

De hecho, de acuerdo con la ecuación

$$m_\nu^I = -M_D M_2^{-1} M_D^T. \quad (1)$$

se pueden acomodar masas de neutrinos aceptablemente pequeñas, tomando estos Yukawas del orden de Y^e . Sin embargo, hacerlo elimina un rico potencial fenomenológico asociado con la matriz Dirac-Yukawa: como los efectos de evolución del grupo de renormalización, la violación del sabor leptónico y las interacciones no estándar. Además, esto es algo poco estético ya que una motivación importante del mecanismo *seesaw* es evitar los pequeños acoplamientos Yukawa. Aunque perfectamente consistente, aquí no es a lo que se refiere con *seesaw* a baja escala.

Ahora, el primer ejemplo de lo que se quiere decir con esto. Para comprender la construcción más simple de este mecanismo, se señalando que el número de fermiones en una teoría de norma es completamente arbitrario, ya que esta es libre de anomalías. Hasta ahora, se han considerado esquemas de *seesaw* con $(n, m) = (3, 3)$, pues cuando el subibaja se realiza con un contenido de leptones no mínimo, surgen nuevas características [24, 93]. Consideremos entonces, un modelo con $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ extendido y *seesaw* con más singletes que dobletes¹

Una alternativa al modelo más simple $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ *seesaw* tipo I extiende el contenido leptónico de $(3, 3)$ a $(3, 6)$, agregando, para el Modelo Estándar, tres pares de dobletes (ν_i^c, S_i) con singletes de $SU(2)$ donde $(i=1,2,3)$ [94]. Estos S_i poseen el mismo número leptónico global $U(1)_L$ que el i -ésimo neutrino, es decir, $L = +1$; pero opuesto al correspondiente a ν_i^c , es decir, $L = -1$.

Después del *rompimiento de simetría espontáneo* (SSB, por sus siglas en inglés) se obtiene la matriz de masa siguiente en la base ν_L, ν_L^c, S_L :

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & Y_\nu^T \langle \Phi \rangle & 0 \\ Y_\nu^T \langle \Phi \rangle & 0 & M^T \\ 0 & M & \mu \end{pmatrix} \quad (2)$$

donde Y_ν es una matriz arbitraria compleja de orden 3×3 y M, μ son matrices de masa complejas singletes de norma (μ es simétrica). Tenga en cuenta que la entrada M se puede agregar a mano, ya

¹También se podría tener menos singletes que dobletes, $m < 3$. Por ejemplo, un *seesaw* con $m = 1$ produciría justo un *seesaw* suprimido con un neutrino ligero y dos neutrinos sin masa. Estos últimos podrían obtener masa de las correcciones radiativas, por ejemplo.

que es tanto singlete de norma como neutral bajo la simetría de número leptónico. Sin embargo, este último se rompe explícitamente por los términos de masa $\mu_{ij} S_i S_j$ distintos de cero y se recupera haciendo que los neutrinos ligeros sean estrictamente no masivos ($m_\nu \rightarrow 0$ cuando $\mu \rightarrow 0$).

Por lo tanto, la pequeñez de la masa de neutrinos asociada con un pequeño parámetro μ es natural, en el sentido de t'Hooft [95]. Además, en modelos específicos, esta pequeñez puede generarse dinámicamente [96] o surgir de la *violación espontánea del número leptónico* (SLNV, por sus siglas en inglés), en cuyo caso uno tiene un Majoron [97]. En contraste con este último caso de *seesaw*, la escala asociada con SLNV es relativamente baja, posiblemente por debajo de la escala $O(TeV)$.

Al generalizar el método de expansión perturbativo se encuentra que la matriz de masa en la ecuación 2 se puede diagonalizar como

$$V_\nu^T \dot{M}_\nu V_\nu = \text{diag}(M), \quad (3)$$

con

$$V_\nu = \begin{pmatrix} I & iS_2 & iS_1 \\ -i\frac{1}{\sqrt{2}}[S_1^\dagger - S_2^\dagger] & \frac{1}{\sqrt{2}}I & -\frac{1}{\sqrt{2}}I \\ i\frac{1}{\sqrt{2}}[S_1^\dagger + S_2^\dagger] & \frac{1}{\sqrt{2}}I & \frac{1}{\sqrt{2}}I \end{pmatrix} + O(\epsilon^2). \quad (4)$$

donde $S_{1,2}$ son matrices pequeñas de orden 3×3 . En el límite donde $\mu \rightarrow 0$, $S_1 = S_2 = S$ con

$$iS^* = -\frac{1}{\sqrt{2}}m_D(M^T)^{-1} \sim \epsilon. \quad (5)$$

También se ve que V_ν consiste en una rotación de bloque máxima, que corresponde a la naturaleza de Dirac de los tres leptones pesados formados por ν^c y S cuando $\mu \rightarrow 0$. Dos rotaciones similares están presentes en el *seesaw* mínimo de tipo I.

La generación en masa se ilustra mediante el diagrama de Feynman en la Figura 1. La matriz de masa efectiva de neutrinos ligeros obtenida después del *seesaw* invertido tipo I es

$$m_\nu^{invertido} = M_D^T M^{T-1} \mu M^{-1} M_D^*. \quad (6)$$

Así, la pequeñez de la masa del neutrino se tiene de forma natural, en el sentido de t'Hooft, protegida por la simetría $U(1)_L$.

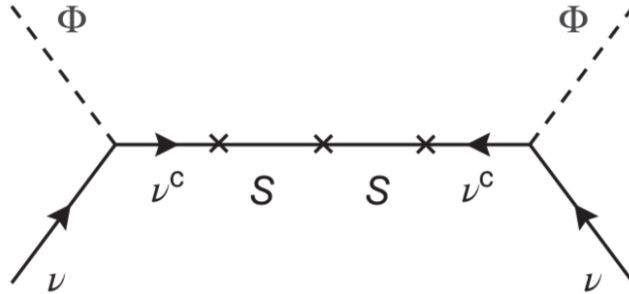


Figura 1: Ilustración del modelo *seesaw inverso*

Bibliografía

- [1] Julien Lesgourgues, Gianpiero Mangano, Gennaro Miele and Sergio Pastor, *Neutrino Cosmology*, Cambridge University Press, 978-1-107-01395-7, Frontmatter.
- [2] Hitoshi Murayama, *Physics beyond the Standard Model and Dark Matter*, [arXiv:hep-ph/0704.2276v1] (2007).
- [3] Zwicky F., *Helvetica Physica Acta*, **Acta 6**, 110 (1933).
- [4] Tremaine S. y Gunn J. E., *Physical Review Letters* **42**, 407 (1979).
- [5] G. Bertone, *Particle dark matter: Observations, models and searches*, Cambridge University Press, 2010.
- [6] L. Lopez Honorez, E. Nezri, J. F. Oliver, and M. H. Tytgat, JCAP 0702 (2007), 028, [arXiv:hep-ph/0612275].
- [7] M. Gustafsson, E. Lundstrom, L. Bergstrom, and J. Edsjo, *Physical Review Letters* **99** (2007), 041301, [arXiv:astro-ph/0703512].
- [8] P. Agrawal, E. M. Dolle, and C. A. Krenke, *Physical Review D* **79** (2009), 015015, 0811.1798.
- [9] S. Andreas, M. H. Tytgat, and Q. Swillens, JCAP 0904 (2009), 004, 0901.1750.
- [10] E. Nezri, M. H. Tytgat, and G. Vertongen, JCAP 0904 (2009), 014, 0901.2556.
- [11] L. Lopez Honorez and C. E. Yaguna, JHEP 1009 (2010), 046, 1003.3125.
- [12] L. Lopez Honorez and C. E. Yaguna, JCAP 1101 (2011), 002, 1011.1411.
- [13] M. Gustafsson, *Light from Dark Matter*, Ph. D. thesis, Stockholm University, 2008.
- [14] M. Klasen, C. E. Yaguna, and J. D. Ruiz-Alvarez, *Physical Review D* **87** (2013), 075025, 1302.1657.
- [15] Herrero M., [arXiv:hep-ph/9812242v1].
- [16]
- [17] D.K. Ghosh, N. Ghosh, I. Saha and A. Shaw, Phys. Rev. D **97** (2018) no.11, 115022, doi:10.1103/PhysRevD.97.115022, [arXiv:1711.06062 [hep-ph]].
- [18] M.Aguilar Benítez de Lugo, El neutrino cumple 80 años, Rev. R. Acad. Cienc. Exact. Fis. Nat., Vol. 104, No. 2, 285-309 (2010)
- [19] D. Huterer and D. L. Shafer, Rept. Prog. Phys. **81** (2018) no.1, 016901 doi:10.1088/1361-6633/aa997e [arXiv:1709.01091 [astro-ph.CO]].
- [20] CMS-ATLAS Collaborations, Higgs within reach, *Cern Homepage*, 4 July 2012.

- [21] Pongkitivanichkul, Chakrit, Nakorn Thongyoi, and Patipan Uttayarat, *Inverse Seesaw Mechanism and Portal Dark Matter*, *Physical Review D* **100**, 3 (2019); A. Abada and M. Lucente, *Nuclear Physics B*, **885**, 651-678. (2014).
- [22] Valle, J.W.F. and Romão, J.C., *Neutrinos in High Energy and Astroparticle Physics*, Wiley-VCH (2015).
- [23] Wolfenstein, L., *Neutrino oscillations in matter*, *Physical Review D* **17**, 2369–2374 (1978).
- [24] Schechter, J. and Valle, J.W.F., *Neutrino masses in $SU(2) \times U(1)$ theories*, *Physical Review D* **22**, 2227 (1980).
- [25] J. Rich, *Fundamentals of Cosmology*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2001).
- [26] *Astrophysical constants and parameters*, PDG.
- [27] Klapdor-Kleingrothaus H. V. y Zuber K., *Particle Astrophysics* (1997).
- [28] van Albada T. S. *et al.*, *The Astrophysical Journal*, **295**, 305 (1985).
- [29] Binney J. y Tremaine S., *Galactic Dynamics*, Princeton University Press.
- [30] Thomas P., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **238**, 1319 (1989).
- [31] Sackett P. D. *et al.*, *Nature*, **370**, 441 (1994).
- [32] Ostriker J. P., Peebles P. J. E. y Yahil A., *The Astrophysical Journal*, **186**, 467 (1973).
- [33] Schweizer F., Whitmore B. C. y Rubin V. C., *The Astrophysical Journal*, **88**, 909 (1983).
- [34] Lin D. N. C., Jones B. F. y Klemola A. R., *The Astrophysical Journal*, **439**, 652 (1995).
- [35] Ostriker J. P., Peebles P. J. E. y Yahil A., *The Astrophysical Journal*, **193**, L1(1974).
- [36] Helmi A. *et al.*, *Physical Review D* **66**, 063502 (2002); Green A.M., *Physical Review D* **63**, 043005 (2001).
- [37] Steigman G., *Nuclear Physics B*, **28A**, 28 (1992).
- [38] Saglia R. P. *et al.*, *The Astrophysical Journal*, **403**, 567 (1993).
- [39] Forman W., Jones C. y Tucker W., *The Astrophysical Journal*, **293**, 535 (1985).
- [40] Trumper J., *Annals of the New York Academy of Sciences*, 688, 260 (1993); *Science*, **260**, 1769 (1993).
- [41] Bhattacharya S., Habib S., Heitmann K. and Vikhlinin A., *The Astrophysical Journal*, **766:32**, 16, 2013.
- [42] www.mpe.mpg.de/eROSITA.
- [43] Kent S. M. y Sargent W. L. W., *The Astrophysical Journal*, **88**, 692 (1983).
- [44] Bahcall N., *American Astronomical Society Meeting*, **194**, 3002 (1999), [arXiv:astro-ph/980482].
- [45] Bohringer H., *Physik in unserer Zeit*, **3**, 114 (1994).
- [46] Mulchaey J. S. *et al.*, *The Astrophysical Journal*, **404**, L9 (1993).
- [47] Ponman T. J. y Bertram D., *Nature*, **363**, 51 (1993).

- [48] Karttunen *et al.*, *Fundamental Astronomy*, Springer-Verlag (1987).
- [49] Guth A. H., *Physical Review D* **23**, 347, (1981); Linde A., *Physical Letters B*, **108**, 389 (1982); Albrecht A. y Steinhard P.J., *Physical Review Letters*, **48**, 1220 (1982).
- [50] Bergström L., *Reports on Progress in Physics*, **63**, 793 (2000).
- [51] Alpher R. A., Bethe H. y Gamow G., *Physical Review*, **73**, 803 (1948).
- [52] Bennett C. L. *et al.*, *The Astrophysical Journal*, **208**, 20 (2013).
- [53] Springel V., *Nature*, **435**, 629 (2005).
- [54] Springel V., White S. D. M., Jenkins A., Frenk C. S., Yoshida N., Gao L., Navarro J. y Thacker R. *et al.*, *Nature*, **435**, 629 (2005), [arXiv:astro-ph/0504097].
- [55] Milgrom M., *The Astrophysical Journal*, **270**, 365 (1983).
- [56] Beckenstein J. P. y Milgram M., *The Astrophysical Journal*, **286**, 7 (1984).
- [57] Sanders R. H., *The Astronomy and Astrophysics Review*, **2**, 1 (1990).
- [58] Milgrom M., *Scientific American*, Agosto (2002).
- [59] Lue A. *et al.*, *Physical Review Letters*, **92**, 131102 (2004).
- [60] Gavazzi R., *New Astronomy Reviews*, **46**, 783 (2002).
- [61] Dunkel J., *The Astrophysical Journal*, **604**, L37 (2004).
- [62] Dirac P. A. M., *Nature*, **139**, 323 (1937).
- [63] Starkman G. D., *Physical Review D* **45**, 476 (1992).
- [64] van Flandern T. C., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **170**, 333 (1975).
- [65] van Flandern T. C., *Scientific American*, **234**, 44 (1976).
- [66] Narlikar J. V., *Introduction to Cosmology*, 2a. Ed., Cambridge University Press.
- [67] Tripathy D. N. y Mishra S. [arXiv:ge/9705024v2].
- [68] Cen R. y Ostriker J. P., *The Astrophysical Journal*, **514**, 1 (1999).
- [69] Combes F. y Pfenninger D., *Astronomy & Astrophysics*, **V**, 453 (1997).
- [70] Carr B., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **32**, 531 (1994).
- [71] Walsh D. Carsweel R. F. y Weymann R. J., *Nature*, **270**, 381 (1994).
- [72] Paczynski B., *The Astrophysical Journal*, **304**, 1 (1986).
- [73] Paczynski B., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **34**, 419 (1996).
- [74] Roulet E. y Mollerach S., *Physics Reports*, **279**, 67 (1997).
- [75] Alcock C. *et al.* (MACHO collaboration), *Physical Review Letters*, **74**, 2867 (1995).
- [76] Gates E. I., Gynk G. y Turner M. S., *Physical Review Letters*, **74**, 3724, (1995).
- [77] Planck Collaboration, *Cosmological Parameters*, [arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO]], (2018)
- [78] Gondolo P., *Introduction to Non-Baryonic Dark Matter*, [arXiv:astro-ph/0403064v1] (2004).

- [79] Fukuda S. *et al.*, (SuperKamiokande Collaboration), *Physical Review Letters*, **81**, 1562 (1998); Ahmad Q. R. *et al.*, *Physical Review Letters*, **87**, 071301 (2001); Ahmad Q. R. *et al.*, *Physical Review Letters*, **89**, 011302 (2002).
- [80] Scott P., *Doctoral Thesis in Theoretical Physics*, Department of Physics Stockholm University (2010).
- [81] Jungman G., Kamionkowski M. y Griest K., *Physics Reports*, **267**, 195 (1996).
- [82] Primack J., Seckel D. y Sadoulet B., *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, **38**, 751 (1988).
- [83] Sigurdson K., Doran M., Kurylov A., Caldwell R. R. y Kamionkowski M., *Physical Review D* **70**, 083501 (2004).
- [84] Hooper D. y Baltz E. A., *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, **58**, 293 (2008).
- [85] Morales Hernández, F. J., *Observaciones Astrofísicas con HAWC*, Tesis de Maestría, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas-BUAP (2015).
- [86] HAWC Collaboration: A. U. Abeysekara *et al.*, *Astroparticle Physics*, **50-52** (2013), 26-32.
- [87] HAWC Collaboration: A. U. Abeysekara *et al.*, *Physical Review D* **90** (2014), 122002.
- [88] Goudelis A., Herrmann B., y Stal O., [arXiv:hep-ph/1303.3010v3].
- [89] N. G. Deshpande and E. Ma, *Physical Review D* **18** (1978), 2574.
- [90] R. Barbieri, L. J. Hall, and V. S. Rychkov, *Physical Review D* **74** (2006), 015007, [arXiv:hep-ph/0603188].
- [91] Gustafsson M., [arXiv:hep-ph/1106.1719v1].
- [92] Arhrib A., Sming Tsai Y.-L., Yuan Q. and Yuan T.-C., [arXiv:hep-ph/1310.0358v3].
- [93] Schechter, J. and Valle, J.W.F., *Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number*, *Physical Review D* **25**, 774 (1982).
- [94] Mohapatra, R.N. and Valle, J.W.F., *Neutrino mass and baryon-number non conservation in superstring models*, *Physical Review D* **34**, 1642 (1986).
- [95] t'Hooft, G., *Lectures at Cargese Summer Institute 1979*, (eds E. Farhi *et al.*), World Scientific, Singapore, Cambridge, pp. 345–367, (1982).
- [96] Bazzocchi, F., Cerdeno, D., Munoz, C. and Valle, J.W.F., *Calculable inverse-seesaw neutrino masses in supersymmetry*, *Physical Review D* **81**, 051 701. 0907.1262 (2010).
- [97] Gonzalez-Garcia, M.C. and Valle, J.W.F., *Fast decaying neutrinos and observable flavor violation in a new class of Majoron models*, *Physical Letters B* **216**, 360 (1989).
- [98] E. Ma, *Physical Review D* **73** (2006), 077301, [arXiv:hep-ph/0601225].
- [99] Allen S.W. *et al.*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **334**, L11 (2002).
- [100] Moriond Conference, *Cern Homepage*, 14 March 2013.
- [101] Higgs P. W., *Physical Review Letters*, **13**, 508 (1964).
- [102] Higgs P. W., *Physical Review*, **145**, 1156 (1966).
- [103] Dawson S., *Introduction to the Physics of the Higgs Boson*, [arXiv:hep-ph/9411325].

- [104] Carena M. *et al.*, *Higgs Physics*, [arXiv:hep-ph/9602250].
- [105] Dawson S., *Introduction to Electroweak Symmetry breaking*, [arXiv:hep-ph/9901280].
- [106] Lep Working Group, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, [arXiv:hep-ex/0306033].
- [107] Gunion J. F., Haber H. E., Kane G. y Dawson S., *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, New York (1990).
- [108] Fukuda *et al.*, SuperKamiokande Collaboration, *Physical Review Letters*, **81**, 1158 (1998); Erratum 81, 4279 (1998).
- [109] Raby S. (Particle Data Group), *Grand Unication*, *Physical Letters B*, **592**, 1 (2004).
- [110] Eidelman S. *et al.*, *Technicolor*, *Physical Letters B*, **592**, 1 (2004).
- [111] Aitchinson I. J. R., *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, [arXiv:hep-ph/0505105].
- [112] Fornengo N., [arXiv:astro-ph/0612786v1].
- [113] Servant G. y Tait T. M. P., *Nuclear Physics B*, **650**, 391 (2003).
- [114] Dolle E. M., Su S., [arXiv:hep-ph/0906.1609v1].
- [115] Steigman G, Dasgupta B. y Beacom J. F. [arXiv:1204.3622v2].
- [116] Griffiths D. J., *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons, Inc. (1987).
- [117] E. Peskin M. y V. Schroeder D., *An Introduction to Quantum Field Theory*, Westview Press (1995).