



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Búsqueda de Materia Oscura Inerte en HAWC

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Ciencias (Física Aplicada)

por

Concepción Arellano Celiz

asesorado por

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE-BUAP)

Puebla, Pue.
Octubre de 2016



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Búsqueda de Materia Oscura Inerte en HAWC

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Ciencias (Física Aplicada)

por

Concepción Arellano Celiz

asesorado por

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE-BUAP)

Puebla Pue.
Octubre de 2016

Título: Búsqueda de Materia Oscura Inerte en HAWC
Estudiante: CONCEPCIÓN ARELLANO CELIZ

COMITÉ

Dr. Oscar Mario Martínez Bravo
Presidente

Dra. María Isabel Pedraza Morales
Secretario

Dr. Alfonso Rosado Sánchez
Vocal

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)
Asesor

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE-BUAP)
Asesora

Índice general

Agradecimientos	v
Resumen	VII
Introducción	IX
1. Materia oscura	1
1.1. Composición del Universo	1
1.2. El Universo visible: galaxias	2
1.3. Evidencias para la materia oscura	4
1.3.1. Materia oscura en galaxias	5
1.3.2. Materia oscura en cúmulos de galaxias	7
1.3.3. Materia oscura, cosmología y estructura a gran escala	8
1.4. Candidatos a materia oscura	14
1.4.1. Candidatos alternativos	14
1.4.2. Materia oscura bariónica	15
1.4.3. Materia oscura no-bariónica	16
1.4.4. Materia oscura compuesta y no compuesta	21
2. Modelo Estándar de Física de Partículas	25
2.1. El Modelo Estándar	25
2.2. Bloques constructores de la materia	25
2.3. Interacciones fundamentales	27
2.4. Aspectos teóricos del SM	28
2.4.1. El sector fermiónico	28
2.4.2. El sector de norma	29
2.4.3. El sector escalar	29
2.5. El mecanismo de Higgs	30
2.5.1. Rompimiento espontáneo de simetría	31
2.5.2. Sector de rompimiento de simetría	31
2.5.3. Las masas de las partículas	33
2.6. Preguntas sin respuesta...aún	36
2.7. Más allá del Modelo Estándar	37
3. Modelo Inerte de Dos Dobletes de Higgs: IDM	39
3.1. El Modelo de Dos Dobletes de Higgs	39
3.1.1. Lagrangiano del 2HDM	39
3.1.2. Potencial escalar del 2HDM	40
3.2. El Modelo de Dos Dobletes de Higgs Inerte	40
3.2.1. Potencial escalar del IDM	41

3.2.2.	Constricciones	42
3.2.3.	Abundancia del Higgs Inerte	43
3.2.4.	Rayos gamma de la aniquilación de materia oscura en el IDM	44
3.2.5.	Escaneo del espacio de parámetros	46
4.	Conclusiones	49
A.	Deducción del lagrangiano escalar desde el SM hasta el IDMS	51
A.1.	Lagrangiano Escalar	51
A.1.1.	Término de masa	52
A.2.	Derivada covariante: $SU(2)_L \times U(1)_Y$	53
A.3.	El sector escalar en el SM	53
A.3.1.	Lagrangiano escalar del SM	53
A.3.2.	Construcción del potencial del SM	54
A.3.3.	Rompimiento de simetría	54
A.3.4.	Masas de los bosones de norma	55
A.3.5.	Masa del bosón de Higgs	56
A.4.	El sector escalar del IDM	58
A.4.1.	El lagrangiano escalar del modelo IDM	59
A.4.2.	Construcción del potencial	59
A.4.3.	Rompimiento de simetría	60
A.4.4.	Masa de los cinco bosones de Higgs físicos	60
A.4.5.	Interacciones de norma (Diagramas de Feynman)	61
A.5.	IDMS: IDM más un singlete complejo	62
A.5.1.	lagrangiano escalar del modelo IDMS	62
A.5.2.	Construcción del potencial	62
A.5.3.	Constricciones del potencial	63
A.5.4.	Rompimiento de simetría	63
A.5.5.	Masa de los bosones de Higgs físicos	64
	Bibliografía	69

Agradecimientos

No importa quién fue mi padre. Lo importante es quién recuerdo yo quién fuese.

Anne Sexton

Dedico esta tesis principalmente a la memoria de mi padre, que a pesar de nuestra distancia física, siento que está conmigo siempre y aunque nos faltaron muchas cosas por vivir juntos, sé que este momento hubiera sido tan especial para ti como lo es para mí.

El orden de los factores no altera el producto, matemáticamente hablando es casi cierto, pero en estos agradecimientos tomémoslo como una verdad absoluta, con el fin de no hacer sentir con menos importancia a todos los aquí citados, puesto que es gracias a ustedes que cierro otro ciclo más en mí vida.

Agradezco al Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz el haberme confiado este tema de tesis, pero sobre todo, el apoyo para la realización del proyecto que llevó por nombre First Workshop on Dark Matter.

Doy gracias a la Dra. Olga G. Félix Beltrán por brindarme su apoyo y trabajo incondicional para la realización de esta tesis. Agradezco a la Dra. Félix por sus consejos de vida que innumerablemente me dio.

A los doctores Oscar Mario Martínez Bravo, Alfonso Rosado Sánchez y María Isabel Pedraza Morales por su amabilidad, accesibilidad y acertadas preguntas.

Todos los elogios de gratitud quiero brindárselos a mi esposa e hijos: a Mary, por ser el pilar más importante de esta obra, porque sin su apoyo y comprensión no habría escrito estas líneas y ni mucho menos iniciado mi tesis; a Jesús Daniel y Diego Ángel, por representar materialmente esa fuerza que me impulsa a sobresalir.

También quiero agradecer a CONACyT por haberme otorgado una beca de posgrado la cual me ayudó mucho tanto en lo personal como en lo académico.

A la FCFM-BUAP por acogerme durante estos años.

Además, agradezco al Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México, por los recursos computacionales, el apoyo y la asistencia técnica a través del proyecto número O-2016/039.

Resumen

El espíritu de este trabajo de tesis radica en el estudio y análisis de la materia oscura dentro del contexto de un modelo inerte, específicamente hablando en la extensión del Modelo Estándar con un doblete de Higgs inerte (IDM).

Como introducción se presenta una revisión sistemática del problema de la materia oscura y los diferentes candidatos posibles, ahondando en las características físicas de la clase más grande de candidatos a materia oscura fría, los llamados WIMPs; así mismo, se estudia el Modelo Estándar y se encuentra la necesidad de agrandar el sector escalar de dicho modelo, con el fin de acomodar (por lo menos) un candidato viable a materia oscura.

Posteriormente, se aborda el análisis del sector escalar de los modelos 2HDM inerte y 2HDM+1S inerte. Particularmente en el 2HDM inerte, se realiza el cálculo del espectro de masas del sector de Higgs, así como las interacciones de norma de los escalares inertes, y se propone al escalar estable más ligero (H) como un buen candidato a materia oscura. Adicionalmente, se investiga las potencialidades para su detección indirecta mediante la aniquilación a rayos gamma. Mostramos, por medio del escaneo de los parámetros del modelo, que el IDM al satisfacer las constricciones teóricas y experimentales, de positividad y perturbatividad, está dentro del intervalo de energías del experimento HAWC, $m_\chi > 100 \text{ GeV}$.

Introducción

El enigma de la materia oscura (DM, por sus siglas en inglés) es quizá el problema más interesante de la astrofísica moderna, tanto que ha llevado a la incursión de la física de partículas elementales. El trabajo conjunto de estas dos disciplinas tiene como uno de sus objetivos principales determinar la naturaleza y las propiedades de la materia oscura, ya sea mediante detección directa o indirecta [1].

La cosmología estudia las características globales del Universo y su principal objetivo es determinar el estado térmico, químico y estructural del Universo actual. Una forma de explicar las propiedades actuales del Universo es considerando las condiciones que se tuvieron en el Universo temprano.

El cosmos es un sistema de lo más complicado con una multitud de objetos fascinantes que van desde el polvo de granos carbónicos hasta los cuántares. No obstante los cosmólogos conciben al Universo como un lugar caracterizado por: un estado térmico fuera de equilibrio (temperaturas diferentes para fotones y neutrinos), un déficit de núcleos pesados ligados fuertemente, una jerarquía de estructuras ligadas gravitacionalmente que van de los planetas y estrellas, a galaxias y cúmulos de galaxias, un Universo dinámico en el sentido de que las distancias entre las galaxias son mayores conforme transcurre el tiempo [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 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 Modelo Estándar 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]-[30].

Como sabemos, la teoría de las interacciones fuerte, débil y electromagnética, conocida como el Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés), es una teoría relativista basada en el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. En esta teoría las interacciones fuertes son descritas por el grupo de norma $SU_C(3)$, mientras que $SU_L(2) \times U_Y(1)$ representa a las interacciones electrodébiles, recibiendo por ello el nombre de grupo electrodébil. Dicho grupo es roto espontáneamente a la escala de Fermi, $v = 246$ GeV al grupo electromagnético $U_{em}(1)$. Como consecuencia del rompimiento espontáneo de la simetría, tres de los cuatro bosones de norma asociados con este grupo adquieren masa, en tanto que el restante, el cual permanece sin masa, se identifica con el campo electromagnético.

Muchas teorías están a la expectativa de una nueva física más allá del SM que podría surgir a escalas de TeV, basadas en las carencias del Modelo Estándar. Una extensión ampliamente estudiada es aquella donde se añade otro doblete de Higgs, la cual es llamada el Modelo de Dos Dobletes de Higgs

(2HDM, por sus siglas en inglés), donde se predice la existencia de 3 bosones de Higgs neutros H, h, A (considerando conservación de carga-paridad, CP) los dos primeros escalares CP pares, y el tercero CP impar y dos bosones de Higgs cargados H^\pm .

En esta tesis se proponen los siguientes objetivos:

OBJETIVO GENERAL:

Explorar la detección de materia oscura inerte en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs con Z_2 y mostrar que el modelo debe estar dentro del intervalo de energías del experimento HAWC.

OBJETIVOS ESPECÍFICOS:

1. Revisar la bibliografía del IDM y experimento HAWC.
2. Estudiar el sector de Higgs de la extensión del Modelo Estándar con un doblete de Higgs.
3. Calcular el espectro del Sector de Higgs e interacciones, derivar reglas de Feynman del modelo.
4. Identificar el bosón de Higgs propuesto como materia oscura inerte y analizar el espacio de parámetros que permitan una densidad residual consistente.

En el presente trabajo se propone investigar la detección de materia oscura, considerada a ser como una partícula escalar masiva de interacción débil propuesta por E. Ma y Deshpande [6] y Barbieri [8]. El contexto es el Modelo Estándar extendido con un doblete de Higgs adicional, esto es, un sector de Higgs con dos dobletes de Higgs, Φ_1, Φ_2 , con una simetría Z_2 no rota espontáneamente, esto es, $\langle \Phi_2 \rangle = 0$. Entre otras cosas, la simetría discreta previene la aparición corrientes neutral con cambio de sabor. Además se propone el bosón de Higgs inerte como el candidato a materia oscura, H .

La tesis está organizada como sigue: en el capítulo 1 se revisan las evidencias de la existencia de la materia oscura y se describen algunos de sus posibles candidatos, colocando mayor énfasis en los candidatos que se han estado estudiando, materia oscura dipolar y materia oscura inerte; en el capítulo 2 se habla del Modelo Estándar. El modelo de dos dobletes inerte (IDM), como un modelo efectivo de materia oscura, así como los resultados obtenidos y la comparación de los mismos con los reportados en la literatura, se propone en el capítulo 3, mientras que en el capítulo 4 se dan las conclusiones de la tesis y las posibles extensiones de este trabajo. Adicional a lo anterior, se anexa el Apéndice A, en el cual se presentan de manera explícita los conceptos y el procedimiento básico para la construcción del potencial y las matrices de masa de los bosones físicos del Modelo Estándar y de los modelos inertes IDM y IDMS.

Capítulo 1

Materia oscura

El modelo cosmológico más aceptado hoy en día es el *Big Bang*, que retrata al Universo como la ampliación del espacio-tiempo desde un punto donde la densidad de materia-energía era muy alta. Este *Modelo Cosmológico Estándar* permite una descripción coherente de la geometría del Universo, del origen de las estructuras y de su evolución. De todo lo que se originó de *la gran explosión*, hoy en día, el 4.5 % del Universo está conformado por átomos que son los bloques constructores del gas y polvo intergaláctico e interestelar, estrellas, planetas y de la vida. La *materia oscura* compone el 23 %, que a diferencia de los átomos, no emite ni absorbe luz y sólo se detecta indirectamente por su interacción gravitacional. El 72.5 % restante se compone de energía oscura que actúa como una especie de anti-gravedad, por lo que es responsable de la aceleración actual de la expansión universal [2].

1.1. Composición del Universo

Es la cosmología la que estudia las características globales del Universo y su objetivo principal es determinar el estado térmico, químico y estructural del Universo actual en términos de las condiciones del Universo temprano. El cosmos es un sistema de lo más complicado, con una multitud de objetos fascinantes que van desde el polvo de granos carbónicos hasta los cuántares. No obstante los cosmólogos conciben al Universo como un lugar caracterizado por [2]:

- Una densidad diminuta, $\rho \sim 10^{-26} \text{ kg m}^{-3}$, y una producción de luz de $J \sim 10^{-39} \text{ W m}^{-3}$.
- Una curiosa composición química con la mayoría de partículas fotones fríos o neutrinos, y la mayor energía dada en forma de *materia bariónica* ordinaria (protones y neutrones + electrones), así como la no tan ordinaria *materia oscura fría* y una *energía del vacío efectiva* (o constante cosmológica) (ver tabla 1.1).
- Un estado térmico que no está en equilibrio caracterizado por temperaturas diferentes para fotones y neutrinos, un déficit de núcleos pesados ligados fuertemente.
- Una jerarquía de estructuras ligadas gravitacionalmente que van desde los planetas y estrellas, a galaxias y cúmulos de galaxias.
- Un Universo en expansión en el sentido de que las distancias entre las galaxias se incrementan con el tiempo.

La implicación de esta última expresión es que el Universo era más denso en el pasado de lo que es ahora. Evidencias empíricas y leyes de la física nos sugieren que la expansión ha estado sucediendo por lo menos desde una época en la que la densidad del Universo era 40 órdenes de magnitud más grande

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 1.1: Ocupantes conocidos y sospechosos del Universo. Para cada especie i , la tabla muestra la densidad de partículas n_i y la masa estimada o la densidad de energía $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, estas normalizadas con la *densidad crítica* $\rho_c = 1.878 \times 10^{-29} h^2 \text{g cm}^{-3}$. El factor de escala para la razón de expansión de Hubble es $h = 0.673$ [31].

que la actual, con una temperatura¹ de $k_B T > 10 \text{ MeV}$, que si regresáramos en el tiempo deberíamos ver estrellas y galaxias fundirse dentro de un plasma uniforme de partículas elementales. En la tabla 1.1, el valor de Ω representa de manera adimensional (en unidades de la densidad crítica) la densidad total de materia-energía del Universo en cualquiera de sus formas, mientras Ω_Y representa la contribución a la densidad total de la componente Y . En general se usan subíndices de letras mayúsculas para referirnos a los valores de la densidad de cualquiera de las componentes en algún tiempo t , y letras minúsculas para denotar los valores actuales de dichas densidades, por ejemplo, $\Omega_m = \Omega_M(t_0)$, que denota la densidad de materia actual en el Universo y cuyo valor es $\Omega_m = 0.315^{+0.016}_{-0.017}$ [31].

1.2. El Universo visible: galaxias

Los bloques estructurales del Universo son las galaxias (ver Figura 1.1), las cuales están compuestas de estrellas, gas, polvo interestelar y *materia oscura*. Las galaxias tienen una amplia variedad de formas (espirales, elípticas e irregulares), masas y luminosidades. No obstante, la mayoría de la luz en el Universo es producida en galaxias que tienen de 10^{10-11} estrellas que generan una luminosidad galáctica típica de

$$\langle L_{gal} \rangle \sim 2 \times 10^{10} L_\odot, \quad (1.1)$$

donde L_\odot es la luminosidad solar, cuyo valor es igual a $L_\odot = 2.4 \times 10^{45} \text{ eV s}^{-1}$. La masa de las galaxias es pobremente definida, los estudios de las velocidades de rotación de nubes galácticas indican que la mayoría de la masa está contenida en *halos oscuros* aproximadamente esféricos y de extensiones desconocidas (Figura 1.2). La masa de las regiones visibles (M_{vis}) está principalmente contenida en estrellas y es proporcional a la luminosidad galáctica L . La razón masa-luminosidad es del orden de $3M_\odot$ por L_\odot , esto es:

$$\left\langle \frac{M_{vis}}{L} \right\rangle \sim \frac{3M_\odot}{L_\odot}, \quad (1.2)$$

donde $M_\odot = 1.988 \times 10^{30} \text{ kg}$ es la masa solar. Esto implica que por galaxia se tenga una masa visible típica de

$$\langle M_{vis} \rangle \sim 6 \times 10^{10} M_\odot. \quad (1.3)$$

El radio² de la región visible de una galaxia espiral es comúnmente

$$\langle R_{vis} \rangle \sim 10000 \text{ pc} = 10 \text{ kpc}. \quad (1.4)$$

¹ k_B es la constante de Boltzmann, cuyo valor es $1.3806504 \times 10^{-23} \text{ J/K}$. En unidades naturales $k_B = 1$ al igual que $\hbar = c = 1$.

²El *parsec* (pc) es una unidad de distancia que se usa en cosmología: $1 \text{ pc} = 3.26 \text{ años luz} = 3.086 \times 10^{16} \text{ m}$.



Figura 1.1: Galaxia M51, también conocida como Galaxia Whirlpool, muestra la majestuosa estructura gracias a varios observatorios. Datos en rayos-X del Observatorio Chandra revelan fuentes (en morado) que son agujeros negros y estrellas de neutrones en sistemas binarios. Chandra también detectó un difuso fulgor de gas caliente que impregna el espacio entre las estrellas. Datos ópticos del Telescopio Espacial Hubble (verde) y emisiones en infrarrojo del Telescopio Espacial Spitzer (rojo) destacan largos caminos en los brazos espirales consistentes en estrellas y gas enlazados con polvo. Una visión de M51 con el telescopio GALEX muestra estrellas jóvenes y calientes que producen mucha energía ultravioleta (azul). 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.

Las galaxias son agrupadas en cúmulos ligados gravitacionalmente, de los cuales los más grandes contienen miles de galaxias. A pesar de su inhomogeneidad a escala pequeña, a escalas más grandes (> 100 Mpc) el Universo aparenta ser uniforme con una densidad de galaxias visibles, n_{gal} , de

$$n_{gal} \sim 0.005 \text{ Mpc}^{-3}, \quad (1.5)$$

correspondiente a una distancia intergaláctica de ~ 6 Mpc; esta densidad corresponde a aquellas galaxias brillantes. La densidad de galaxias parece diverger logarítmicamente para luminosidades pequeñas, lo cual hace que el número de galaxias esté pobremente definido. Estas galaxias contribuyen poco a la producción de luz total del Universo, la cual tiene un valor de

$$J \sim \langle L_{gal} \rangle n_{gal} \sim 10^8 L_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}. \quad (1.6)$$

La densidad de masa total asociada con las partes visibles de las galaxias es

$$\rho_{vis} = J \langle \frac{M}{L} \rangle \sim 3 \times 10^8 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3} \quad (1.7)$$

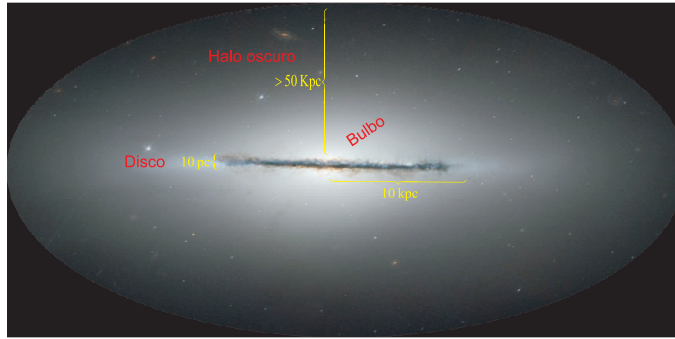


Figura 1.2: Esquema de una galaxia espiral típica vista sobre el borde. La zona visible conforma un disco de radio ~ 10 kpc y grosor ~ 100 pc. La mayoría de la masa se cree que está en un halo oscuro de extensiones desconocidas. La densidad del halo es $\rho \propto r^{-2}$ por lo que la masa total es proporcional a r .

para la razón masa-luminosidad dada por la ecuación (1.2).

Normalizando la densidad de la materia visible ρ_{vis} dada por la expresión (1.7) con la densidad crítica tenemos

$$\Omega_{vis} = \frac{\rho_{vis}}{\rho_c} \sim 0.002 \quad (vis = \text{estrellas visibles}), \quad (1.8)$$

por lo que, si la única materia en el Universo fuera materia visible, este sería subcrítico con una densidad total de materia-energía de $\Omega = 0.002$.

1.3. Evidencias para la materia oscura

A manera de historia, desde 1922 ya se estaban recopilando las primeras evidencias de lo que constituiría uno de los enigmas más extraños de la Astronomía moderna. En dicho año el astrónomo Opik³ calculó que la galaxia de Andrómeda (M31) debía tener más masa que aquella que puede ser detectada visualmente, pero que interactúa con su entorno solo gravitacionalmente, es decir, no colisiona con otras partículas, no absorbe ni emite luz. Sin embargo, ya que Opik no tenía ninguna referencia acerca del problema que se asomaba, concluyó que existía un error en los datos recopilados, por ejemplo, el valor de la distancia medida a la galaxia M31. Posteriormente, en 1932, el astrónomo Oort encontró que en las vecindades de nuestro Sistema Solar debería haber 2 veces más masa que aquella detectada visualmente. En 1933, Zwicky realizando investigaciones sobre las velocidades de los miembros que conforman el cúmulo de galaxias en la Constelación de Coma Berenices, encuentra que debe existir 1000 veces más masa que aquella detectada en el rango visible. Sin embargo, tales discrepancias eran interpretadas a menudo por el resto de la comunidad científica de ese entonces como errores en los datos recopilados. En 1980, V. Cooper Rubin junto con W. K. Ford Jr. y N. Thonnard descubren nuevamente el problema y logran convencer a la comunidad astronómica de su existencia con pruebas más sólidas. Hoy en día, con tecnología más avanzada se han disminuido muchos errores de medición y se cree que el Cúmulo de Coma debe poseer 100 veces más masa. Actualmente, las mediciones realizadas (a través de diferentes telescopios y observatorios satelitales en diferentes longitudes de onda) sobre el Grupo Local de Galaxias (GLG), conducen a la conclusión de que debe existir entre 10 y 20 veces más masa en dicho cúmulo de la que se ha detectado por medios visuales.

³Basándose en los datos recopilados por los astrónomos Slipher (1912) y Pease (1917).

1.3.1. Materia oscura en galaxias

Curvas de rotación de galaxias espirales

Las galaxias espirales son estructuras que contienen billones de estrellas arregladas en la forma de un disco rotante con un bulbo central. En el estudio de la dinámica galáctica se argumenta que en general no es necesario usar la Relatividad General, ya que los campos gravitacionales involucrados son tan débiles que la teoría de gravitación de Newton es una aproximación [32]. Tal es así, que si asumimos que las estrellas tienen una órbita circular alrededor del núcleo galáctico, la *velocidad de rotación* de una sola estrella puede ser calculada de la igualdad de la fuerza gravitacional y la fuerza centrípeta, de acuerdo a

$$F_G = \frac{GmM_r}{r^2} = \frac{mv^2}{r} = F_Z. \quad (1.9)$$

De esto se sigue que

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}, \quad (1.10)$$

donde M_r es la masa dentro de la órbita de radio r . Asumiendo que el bulbo es esféricamente simétrico con constante de densidad ρ , entonces

$$M_r = \rho V_r = \rho \frac{4}{3} \pi r^3. \quad (1.11)$$

Por lo tanto, para la parte más interna de una galaxia, *una curva de rotación*⁴ dependerá de $v(r) \sim r$, y si nosotros nos situamos fuera de la galaxia M_r corresponderá a la masa total de la galaxia ($M_r = M_{gal}$), en este caso $v(r) \sim r^{-1/2}$. Ahora bien, si las *curvas de rotación* de galaxias espirales son medidas usando el desplazamiento Doppler⁵, el resultado es $v(r) = \text{constante}$ para r grande, lo cual significa que $M_r \sim r$.

En otras palabras, la materia luminosa detectable (estrellas, gas y polvo intergaláctico que emiten radiación infrarroja o en radio) en los brazos espirales del disco galáctico debería rotar alrededor del núcleo galáctico a velocidades menores que la materia que está cerca del centro galáctico, lo cual no sucede (Figura 1.3).

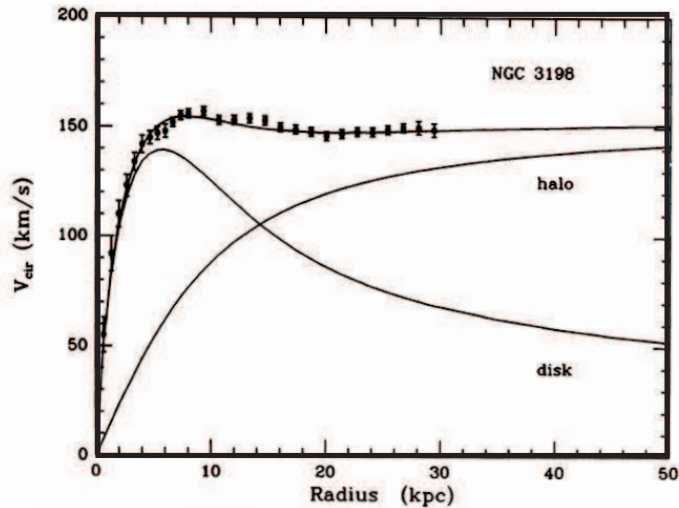


Figura 1.3: Curvas de rotación de la Galaxia NGC 3198. Se observan velocidades de rotación constantes hasta distancias del orden de 30 kpc, que corresponde a varias veces la extensión del disco visible ópticamente [33].

⁴Velocidad como una función de la distancia radial medida desde el centro galáctico.

⁵Corrimiento hacia el rojo.

En la Figura 1.3 se muestran las curvas de velocidad de rotación en función de la distancia de la materia al núcleo galáctico. La curva real obtenida de datos observacionales es muy pronunciada cerca del centro galáctico, pero luego, a partir de cierta distancia, en lugar de decaer se mantiene constante a medida que uno se aleja del centro. Esto indica que la velocidad de rotación de la materia en el disco espiral es constante, violando así lo que uno esperaría a partir de consideraciones teóricas. Esta discrepancia indica la existencia de una gran cantidad de masa que se extiende aún más allá de la región visible, la cual es invisible ópticamente pero que ejerce una fuerza gravitacional adicional. La forma de evitar la inestabilidad de los discos galácticos es mediante *halos oscuros*⁶ esféricos y masivos [40]. Tradicionalmente esta materia invisible ópticamente (*materia oscura*) se ha considerado, por simplicidad, distribuida en halos isoterms, esféricos y sin rotación. Estos se extienden hasta distancias del orden de 10 veces el radio galáctico y con perfiles de densidad $\rho \propto r^{-2}$ para explicar las velocidades de rotación constantes fuera del radio visible de la galaxia. Sin embargo, recientemente, simulaciones mucho más completas de la evolución de las estructuras con una componente importante de *materia oscura fría* parecen indicar la plausibilidad de que los halos no sean esféricos ni isoterms; se plantean modelos más reales de halo axisimétricos, triaxiales, aplanados, con rotación, con subestructuras, etcétera [41].

Galaxias elípticas

Consideraciones de la dinámica estelar en galaxias elípticas implican que ellas también contienen una fracción significativa de materia oscura. La velocidad de distribución en galaxias elípticas no está determinada por rotación, sino más bien por un campo de velocidad no-isotrópico. La información de las regiones más internas de las galaxias elípticas es obtenida midiendo la dispersión de velocidades y el perfil de luminosidad de su superficie [32]. Asumiendo una galaxia simétricamente esférica, el balance hidrostático y la ecuación del gas ideal llevan a una distribución de masa dada como [34]

$$M(r) = \frac{k_B T r}{G \mu m_p} \left[-\frac{d \ln \rho}{d \ln r} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \right], \quad (1.12)$$

donde μ es el peso molecular promedio y m_p la masa del protón. Midiendo el perfil de densidad $\rho(r)$ y el perfil de temperatura $T(r)$ es posible determinar la distribución de masa. El perfil de densidad es obtenido del perfil de luminosidad, ya que para un gas ionizado totalmente y delgado ópticamente $L \sim \rho^2$. La galaxia mejor estudiada por este medio es M87. Un análisis de sus datos muestran un incremento casi lineal de su masa a partir de los 300 kpc, lo cual resulta en $M(r < 300 \text{ kpc}) \simeq 3 \times 10^{13} M_\odot$ [42]. Esto significaría que más del 99% de M87 consiste de materia oscura (para mayor evidencia de materia oscura en galaxias elípticas ver [43]). Una mejor posibilidad para la determinación de masa apareció al darse cuenta que aproximadamente todas las galaxias elípticas luminosas contienen cerca de $10^{10} M_\odot$ de gas en forma de halos, con un tamaño de por lo menos 50 kpc [44]. Debido a la emisión de rayos X de este gas caliente su temperatura puede ser deducida (esta se acerca de 10^7 a 10^8 K), la cual implica una velocidad de las partículas del gas por encima de la velocidad de escape derivada de la masa visible. Si este gas realmente está ligado gravitacionalmente, una mayor cantidad de masa es necesaria. La evidencia para la materia oscura ha estado soportada por las observaciones en rayos X de los halos con el satélite ROSAT [45], CHANDRA [46] y el próximo año se espera sean aumentadas por eROSITA⁷, debido a que una de sus principales metas es detectar el medio intergaláctico caliente de 50 – 100 mil cúmulos de galaxias y el gas caliente en los filamentos entre los cúmulos [47].

Materia oscura en enanas esferoidales

Una cantidad grande de materia oscura parece estar contenida dentro de las enanas esferoidales. Si estas fueran realmente sistemas en equilibrio dinámico, ellas requerirían una densidad central de materia

⁶La distribución de los cúmulos globulares sugiere una distribución esférica para el halo [34, 35]. Durante la examinación de la galaxia espiral NGC 5907 fueron encontrados indicios fuertes para un halo oscuro [36]. Hay más razones para la hipótesis de un halo oscuro que pueden ser consultadas en las referencias [37, 38, 39].

⁷Extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array.

oscura 10 veces más grande que la esperada de los sistemas más luminosos [48, 49].

1.3.2. Materia oscura en cúmulos de galaxias

Las galaxias están a veces ligadas gravitacionalmente a grupos. De hecho nuestra galaxia es un miembro del Grupo Local (GL) conformado por más de una docena entre galaxias enanas y dos espirales grandes: la Vía Láctea y M31 (Andrómeda). Las estructuras ligadas más grandes conocidas son *cúmulos ricos* de galaxias que pueden contener miles de ellas, tales como el cúmulo de Coma o el cúmulo de Virgo, que es el cúmulo más rico cercano a nosotros (a una distancia de ~ 20 Mpc).

La masa del cúmulo puede ser fácilmente estimada midiendo la velocidad de dispersión de las galaxias miembro y aplicando el teorema del virial, el cual dice que para un sistema en equilibrio la energía cinética T y la energía potencial U están relacionadas de acuerdo a la expresión [32]:

$$2\langle T \rangle + \langle U \rangle = 0. \quad (1.13)$$

No obstante, en esta estimación es necesario recordar que el teorema del virial⁸ puede ser usado únicamente bajo ciertas condiciones, es decir, en un sistema cerrado en un estado de equilibrio mecánico, y esto implica al tiempo promedio del sistema. Asumiendo que esto es aplicable, la energía cinética para N galaxias dentro de un cúmulo está dado por

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2}N\langle mv^2 \rangle, \quad (1.14)$$

y con $\frac{1}{2}N(N-1)$ pares de galaxias independientes, la energía potencial es

$$\langle U \rangle = -\frac{1}{2}GN(N-1)\frac{\langle m^2 \rangle}{\langle r \rangle}. \quad (1.15)$$

Con $(N-1) \approx N$ y $N\langle m \rangle = M$, una estimación de la masa dinámica está dada por

$$M \approx \frac{2\langle r \rangle \langle v^2 \rangle}{G}. \quad (1.16)$$

Midiendo r y v (velocidad de dispersión) nos es posible calcular M . Este procedimiento se aplicó al cúmulo de Coma [50], resultando que

$$\frac{M}{L} \approx 300h \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}, \quad (1.17)$$

con una incertidumbre de un factor de 2.

Sin embargo, la mayoría de los cúmulos masivos tienen una razón masa-luminosidad del orden de 200 [51]:

$$\frac{M}{L} \approx 200h \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}. \quad (1.18)$$

Los cúmulos ricos como el de Virgo contienen por arriba de $10^{15}h^{-1}M_{\odot}$ en volúmenes de unos pocos Mpc³. Esta masa corresponde a la masa promedio contenida dentro de una esfera de radio $\sim 10h^{-1}$ Mpc por lo que los cúmulos ricos tienen sobredensidades del orden de 1000. Dado que los cúmulos son pobremente definidos porque ópticamente se ven como una simple colección de galaxias, se emplean otras técnicas para estimar la masa de los cúmulos, las cuales usan la temperatura de los rayos X o las formas de las galaxias de fondo que son distorsionadas por la acción del lente gravitacional provocadas por el cúmulo (sección 1.4.2).

⁸Aunque los cúmulos observados llevan a cabo estas condiciones (aunque ellos sean relajados), esto no es fácil de determinar, y además la aplicación del teorema del virial es cuestionable.

Probablemente la mejor técnica para probar el potencial gravitacional de cúmulos de galaxias es examinar las radiaciones en rayos X de los gases calientes [32]. Una investigación con la ayuda de ROSAT muestra que típicamente del 10 – 40 % de la masa total está en forma de este gas [45, 52]. No obstante, esto también significa que, ya que el porcentaje de galaxias visibles es únicamente del 1 – 7 %, dos terceras partes de la masa del cúmulo entero consiste de *materia oscura*. Otro argumento contundente para la materia oscura en cúmulos de galaxias muy pequeñas fue dado por ROSAT. Una emisión significativa de rayos X del cúmulo de galaxias relativamente pequeño NGC 2300 originada del gas intergaláctico caliente ($T = 10^7\text{K}$) fue observada, y además se encontró que se concentra hacia el centro del cúmulo. Esto lleva a la hipótesis de que este gas está ligado gravitacionalmente al cúmulo. A partir de esto, la masa del grupo puede ser derivada, la parte bariónica de esta se encuentra en la forma de gas y galaxias es únicamente el 4 % (máximo 15 %), el resto es materia oscura [53]. Por otro lado, la observación de ROSAT de un grupo de galaxias más pequeño (HGC62) sugiere que por lo menos el 13 % de la masa total consiste de materia bariónica [54]. Estas son evidencias de la *materia oscura no bariónica* (Sección 1.4.3) ya que sería difícil ocultar $\sim 90\%$ de los bariones del cúmulo.

Observaciones ópticas de radio y de rayos X de numerosos cúmulos de galaxias, así como el análisis de los efectos de lente gravitatoria que algunos cúmulos muy masivos producen en la luz emitida desde galaxias muy distantes en la misma línea de visión han permitido determinar los cocientes entre la cantidad de materia normal y de materia oscura que contienen, indicando que aproximadamente un tercio de la materia del Universo es oscura, $\Omega_m = 0.315^{+0.016}_{-0.017}$, y apenas proporcionan información sobre la posible presencia de *energía oscura*, $\Omega_\Lambda = 0.685^{+0.017}_{-0.016}$ [31].

1.3.3. Materia oscura, cosmología y estructura a gran escala

El modelo cosmológico estándar se construye sobre la teoría de la Relatividad General de Einstein y el *principio cosmológico*, el cual establece que sobre escalas lo suficientemente grandes del Universo es tanto isotrópico como homogéneo⁹. A partir de ellos se deduce la *ecuación de Friedmann* que relaciona la geometría del Universo (k), la densidad de materia y energía promedio total (ρ), y el ritmo de expansión ($H(t)$):

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2}, \quad (1.19)$$

donde G es la constante de gravitación universal, $a(t)$ es el llamado el *factor de escala cosmológico* (o parámetro de expansión) y $H(t)$ es el parámetro de Hubble, el cual da el ritmo de expansión en función del tiempo. Debemos distinguirlo de la constante de Hubble¹⁰ H_0 que representa el ritmo de expansión actual del Universo local, cuya medición más reciente da un valor de $67.3\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ [31]. Ya que H_0 es omnipresente en fórmulas cosmológicas, es de utilidad para resultados numéricos definir $h = H_0/(100\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1})$ por lo que:

$$H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}, \quad h = 0.673. \quad (1.20)$$

Así mismo, también se deduce la *ecuación de evolución* de Friedmann:

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = -4\pi GP - \frac{1}{2} \frac{k}{a^2}, \quad (1.21)$$

donde P es la presión total de todos los tipos de energía y materia presentes en el Universo. Se puede simplificar esta última expresión, combinándola con la ecuación de Friedmann, dando lugar a la *ecuación*

⁹Se debe de entender a la isotropía como la propiedad de observar lo mismo en todas las direcciones, mientras a la homogeneidad como la propiedad de ser idéntico en todas partes del espacio. Un Universo plano es homogéneo e isótropo independientemente de las irregularidades locales. Isotropía en cada punto implica homogeneidad, pero homogeneidad no implica isotropía [56].

¹⁰Siguiendo la convención usual, el subíndice 0 denota el valor presente de una cantidad.

de aceleración:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P). \quad (1.22)$$

Debido a la expansión del Universo observada, el factor de escala depende del tiempo $a = a(t)$ por lo que sólo cambios relativos son medibles, así como también depende de los contenidos del Universo y, en particular, de las ecuaciones de estado que relacionan la presión con la densidad de energía para cada componente: $P = P(\rho)$ ¹¹. Las componentes convencionales y conocidas del Universo, tanto materia como radiación, producen desaceleración en la expansión debido a la atracción gravitatoria del contenido de energía y materia, y de acuerdo con (1.22), para producir aceleración en la expansión se requiere una componente en la que $(\rho + 3P)$ sea negativo, a la que más adelante llamaremos de forma genérica *energía oscura*.

Una forma distinta de expresar la ecuación de Friedmann (1.19) es aquella en la cual se deriva la curvatura:

$$\frac{k}{a^2} = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \left(\frac{\rho}{\rho_c} - 1\right), \quad (1.23)$$

donde $\rho_c = \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ es la *densidad crítica*.

O bien, en términos del *parámetro de densidad* (densidad total de materia-energía del Universo) $\Omega(t)$:

$$\frac{k}{H^2 a^2} + 1 = \frac{\rho}{\rho_c} \equiv \Omega(t), \quad (1.24)$$

o

$$\frac{k}{H^2 a^2} = \Omega - 1. \quad (1.25)$$

Un aspecto cosmológico del problema de la materia oscura es precisamente la densidad del universo, caracterizado por el valor de Ω , que representa de manera adimensional (en unidades de la densidad crítica) la densidad total de materia-energía del Universo en cualquiera de sus formas. Ω_Y representará la contribución a la densidad total de la componente Y . Las contribuciones al parámetro de densidad Ω son las que recibe por parte de la materia, radiación y de la constante cosmológica o *energía oscura*. No obstante, las componentes dominantes son la materia y la energía oscura, por lo que $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda$. El valor que pueda tomar la densidad de materia-energía total, $\Omega < 1$, $= 1$ y > 1 (que corresponden respectivamente a $k = -1, 0, +1$), determinan si la geometría del Universo es abierta, plana o cerrada.

¹¹Por ejemplo, $P = 0$ o $P = \frac{1}{3}\rho$ para un Universo dominado por materia o radiación, respectivamente.

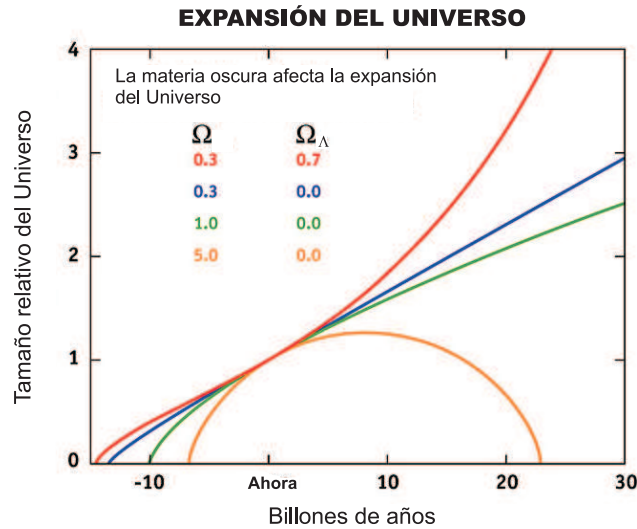


Figura 1.4: Si $\Omega > 1$ el Universo es abierto, $\Omega = 1$ tenemos un Universo plano, y si $\Omega < 1$ el Universo es cerrado.

En un Universo cerrado carente del efecto repulsivo de la energía oscura, la gravedad acabará por detener la expansión del Universo, después empezará a contraerse hasta que toda la materia en el Universo se colapse en un punto. Entonces existirá una singularidad final llamada el Big Crunch, por analogía con el Big Bang. Sin embargo, si el Universo tiene una gran suma de energía oscura, entonces la expansión podrá continuar para siempre, incluso si $\Omega > 1$. En un Universo cerrado la expansión será eterna.

A continuación se resumen brevemente los resultados más relevantes de recientes observaciones astronómicas y otras evidencias experimentales que permiten estimar los distintos parámetros cosmológicos. La convergencia de resultados procedentes de ámbitos muy distintos y derivados mediante técnicas experimentales muy diferentes apoya de una forma firme la consistencia del marco cosmológico mayoritariamente aceptado.

Inflación

En el modelo cosmológico estándar el Universo comienza su existencia con el Big Bang, una singularidad que queda fuera del alcance de nuestras teorías, en el que se crearon el espacio y el tiempo. A partir de entonces, el modelo requiere que en una fracción del primer segundo de vida del Universo se produjera una fase de expansión explosiva que se conoce como inflación, que borraría la curvatura y primeras posibles arrugas del espacio-tiempo, a la vez que llevaría a escalas astrofísicas las fluctuaciones cuánticas permitiendo entender el origen de las estructuras que observamos a nuestro alrededor. Además resuelve el problema de la homogeneidad del Universo observado, ya que permite que hubiera contacto causal entre todos sus contenidos antes de la etapa inflacionaria. Por el momento no hay evidencias directas de la inflación ni del campo escalar que la genera, el inflatón, aunque es uno de los ingredientes imprescindibles del modelo cosmológico desde que fuera propuesto en los ochenta por A. Guth [57, 58].

En particular, el modelo de la inflación teóricamente atractivo predice que el Universo está muy cercano a ser plano ($k = 0$), es decir, $\Omega = 1$. Esto significa que la densidad de materia-energía promedio

total es igual a la densidad crítica:

$$\begin{aligned}
 \rho = \rho_c &= \frac{3H_0^2}{8\pi G} \\
 &= 8.511 \times 10^{-30} \text{ g cm}^{-3} \\
 &= 1.257 \times 10^{11} M_\odot \text{ Mpc}^{-3}.
 \end{aligned}
 \tag{1.26}$$

lo cual es equivalente a ~ 6 protones por metro cúbico o cerca de $1 \text{ galaxia}/\text{Mpc}^3$. Si consideramos que la parte visible de la materia ordinaria contribuye como mucho $\Omega = 0.002$ (estrellas visibles) al balance de energía y masa del Universo se puede concluir que el resto de la materia es oscura.

Nucleosíntesis del Big Bang (BBN)

La nucleosíntesis se refiere a la formación de elementos más pesados, los núcleos atómicos, a partir de la fusión de elementos más ligeros, protones y neutrones. En los primeros minutos tras el Big Bang se formaron, a partir de protones y neutrones, los elementos químicos hasta el Berilio. Las bases de los cálculos de la BBN fueron establecidas en 1948 [59] y sólo permiten reproducir las observaciones experimentales para valores muy acotados de la densidad de bariones, en torno a $\Omega_b = 0.0499$ [31], lo cual significa que bajo la hipótesis de la inflación, la materia faltante tiene que ser de naturaleza *no bariónica*.

Fondo Cósmico de Microondas (CMB)

La teoría del Big Bang predice que el Universo temprano era un lugar muy caliente y que a medida que se expande, el gas se enfría. Así, el Universo debería estar lleno de radiación que es, literalmente, el calor remanente que quedó del Big Bang, que se llama radiación de fondo cósmico de microondas, (CMB por su siglas en inglés). Los fotones integrantes de la radiación CMB estuvieron en equilibrio térmico con el resto de los contenidos del Universo hasta que éste alcanzó una temperatura suficientemente baja como para que a partir del plasma ionizado que llenaba el Universo se formaran átomos neutros (recombinación). Unos 400 000 años después del Big Bang tuvo lugar la última dispersión de estos fotones con el plasma y a partir de ese momento los fotones de la radiación CMB han visto un Universo prácticamente transparente¹². Los fotones CMB pasaron de ser, durante la era de dominio de la radiación, la parte dominante del presupuesto energético del Universo a ser una fracción despreciable del mismo en la actualidad ($< 0.01\%$), aunque su densidad sigue siendo alta ($411 \text{ fotones cm}^{-3}$) y la información que han conservado es vital para entender el Universo: la radiación CMB es como una fotografía instantánea del Universo cuando tenía unos 400 000 años de edad y sus anisotropías nos informan del tamaño de las fluctuaciones en la densidad del Universo en el momento de la última dispersión. Desde su descubrimiento, de forma accidental, por Penzias y Wilson en 1965, la radiación CMB ha proporcionado uno de los mejores apoyos al modelo del Big Bang al informarnos de la existencia de un Universo mucho más caliente y pequeño en el pasado.

¹²Aunque se cree que hubo periodos posteriores de re-ionización cuando comenzó la formación estelar, por ejemplo.

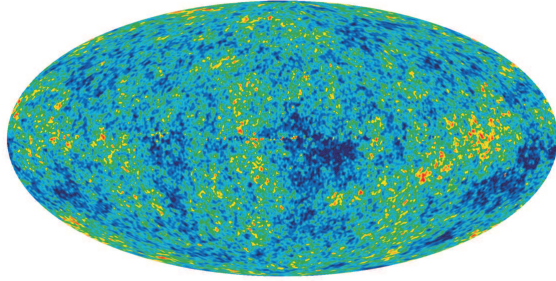


Figura 1.5: Anisotropías en la radiación CMB. Esta imagen de todo el cielo muestra la infancia del Universo y revela las fluctuaciones en la temperatura de hace 13.7 billones de años (mostradas en la diferencia de color) que corresponden a las semillas que posteriormente crecieron hasta llegar a convertirse en galaxias. La señal de nuestra galaxia fue sustraída usando los datos de multi-frecuencia. Esta imagen muestra un rango de temperatura de ± 200 mK. En azul están las regiones con menor temperatura en la radiación CMB y en rojo las de mayor, correspondiendo a regiones más densas y menos densas, respectivamente, ya que el pozo de potencial gravitatorio produce como resultado un desplazamiento al rojo de las longitudes de onda de los fotones CMB. Crédito: NASA/WMAP team. (En color en la versión digital)

Los parámetros que caracterizan a esta radiación han sido determinados con una precisión insospechada, las medidas llevadas a cabo desde los satélites espaciales COBE¹³ (que midió su temperatura: 2.725 ± 0.001 K y observó por primera vez anisotropías de decenas de micro-Kelvin en su valor para distintas direcciones de la bóveda celeste) y WMAP¹⁴, cuyos resultados, añadidos a los de otros experimentos de base terrestre o en globos como MAXIMA¹⁵ y BOOMERanG¹⁶, han permitido precisar la forma del espectro angular de potencias de las anisotropías en la radiación CMB, detectar las oscilaciones acústicas de los bariones en el momento del desacoplo de la radiación y de todo ello extraer información sobre la composición y curvatura del Universo. Entre los resultados más importantes derivados de estas medidas, fundamentalmente de los nueve años de datos disponibles de WMAP [60], podemos destacar: el Universo es plano (su densidad de materia-energía es compatible con la crítica, $\Omega \simeq 1$), los bariones representan el 4.6 % del contenido del Universo ($\Omega_b = 0.04628 \pm 0.00093$), la densidad de materia oscura es del orden del 24 % ($\Omega_{cdm} = 0.2402_{-0.087}^{+0.088}$) y, por lo tanto, la energía oscura debe contribuir a la densidad total de materia-energía con el 71.4 % restante ($\Omega_\Lambda = 0.7135_{-0.096}^{+0.095}$).

Estructura a gran escala

La distribución de galaxias en nuestro Universo muestra la existencia de agrupaciones jerárquicas (cúmulos, supercúmulos, vacíos, burbujas, láminas o filamentos) que son resultado de la acción de la gravedad sobre las fluctuaciones primordiales en la distribución de materia del Universo. En la actualidad se pueden medir simultáneamente corrimientos al rojo para cientos de galaxias y ello ha permitido extraer información relevante a escalas en las que ya se revela la naturaleza homogénea del Universo (al nivel que muestra también la radiación CMB en una época muy anterior de su evolución). Los dos esfuerzos experimentales más importantes son *Anglo-Australian Two-degree Field Galaxy Redshift Survey* (2dFGRS) y *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS). Este último ya ha medido del orden de un millón

¹³COSmic Background Explorer.

¹⁴Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.

¹⁵Millimeter Anisotropy eXperiment IMaging Array.

¹⁶Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics.

de galaxias, habiendo cubierto con sus observaciones más del 25% del firmamento y creado los mayores mapas 3D de estructuras cósmicas (Figura 1.6).

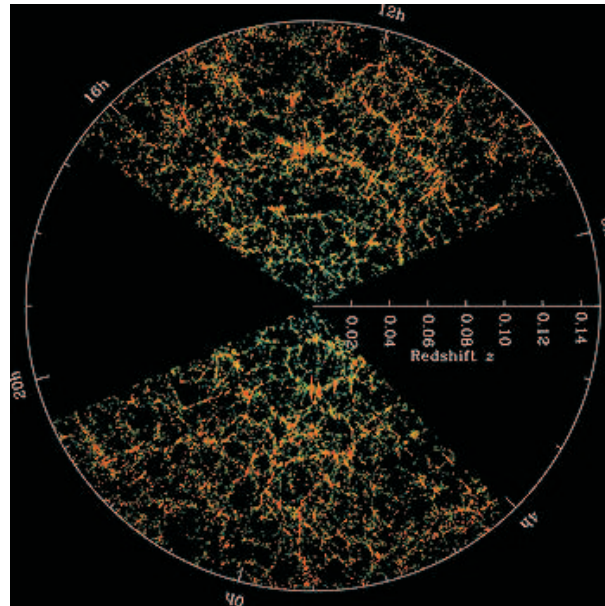


Figura 1.6: Corte de la distribución 3D de galaxias obtenida por la Sloan Digital Sky Survey. Cada punto representa una galaxia y su color indica la edad de las estrellas que contiene (el rojo se utiliza para las estrellas más antiguas). Crédito: M. Blanton, the Sloan Digital Sky Survey Collaboration. (En color en la versión digital)

Las distribuciones de galaxias obtenidas, en función de su corrimiento al rojo, por 2dFGRS y SDSS han puesto también en evidencia las oscilaciones acústicas de bariones¹⁷, identificadas a $z \approx 0.35$, que había detectado WMAP 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, debidos a materia no bariónica, que fuera no relativista y se hubiera desacoplado del resto del Universo antes de que lo hiciera la radiación para que 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).

Las simulaciones a gran escala de la evolución de distintos modelos de Universo (con o sin materia y energía oscura) van más allá de lo puramente cualitativo y permiten comparaciones cuantitativas con las observaciones astronómicas de la distribución de estructuras a gran escala, con la consiguiente puesta a prueba de dichos modelos. En el 2005 se hizo pública la simulación de más alta resolución de formación de estructuras en un modelo de Universo que incluye una gran componente de *materia oscura fría* (Λ CDM). Fue denominada *Millenium Run* de la cual se extrajo información sobre la evolución del proceso de formación de estructuras y su distribución final. El acuerdo entre la simulación y los resultados observacionales es asombroso [61] (Figura 1.7).

¹⁷Las 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 el proceso que condujo a la formación de las primeras galaxias.

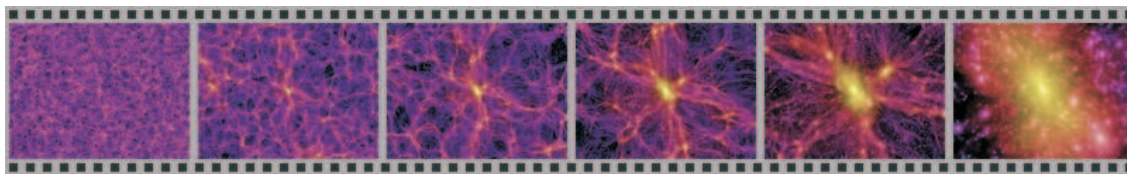


Figura 1.7: Fotogramas de uno de los videos elaborados a partir de la *Millenium Simulation* mostrando la distribución de materia oscura en el Universo en la actualidad. Esta simulación ha sido llevada a cabo con más de 10^{10} partículas. Permite visualizar la morfología de las estructuras formadas a diferentes escalas (desde varios Gpc hasta subestructuras del orden de 10 kpc). Crédito: Springel *et al.* [61, 62]. (En color en la versión digital)

Estas observaciones, junto con los resultados de la medida de la anisotropía en la radiación CMB, han permitido establecer un modelo satisfactorio que explica la formación de estructuras en el Universo: el origen de las fluctuaciones primordiales en la densidad de materia-energía se atribuye a la expansión inflacionaria que convirtió fluctuaciones cuánticas en inhomogeneidades a escalas astrofísicas; después, la existencia de materia oscura fría (no relativista) permitiría explicar una formación de estructuras de abajo hacia arriba como la aparentemente observada (primero se habrían formado las galaxias, luego los cúmulos y finalmente los supercúmulos).

En resumen, está claro que la materia visible observada es insuficiente para cerrar el Universo. Y como ya se ha comentado, una explicación de las curvas de rotación de galaxias, así como el comportamiento de los cúmulos de galaxias, parecen no ser posibles si solo se toma en cuenta la materia visible. Ahora bien, si la inflación es tomada seriamente, la materia oscura es inevitable, pero en su mayoría tendría que ser de naturaleza no bariónica. Por otro lado, la forma bariónica de la materia oscura parece ser capaz de explicar las curvas de rotación, pero fracasa en problemas a gran escala. El resultado es que para una descripción consistente, de las estructuras observadas, tanto la materia oscura fría como la *materia oscura caliente* (Hot Dark Matter, HDM) son necesarias [32].

1.4. Candidatos a materia oscura

Habiendo discutido la evidencia para la existencia de la materia oscura, discutiremos ahora su naturaleza. Por definición, el término materia oscura se refiere a materia cuya existencia no puede ser detectada mediante procesos asociados a la luz, es decir, no emite ni absorbe radiación electromagnética, así como no interacciona con ella de modo que se produzcan efectos secundarios observables; esta materia ha sido inferida, como se pudo comentar en párrafos anteriores, solamente a través de sus efectos gravitacionales.

Antes de dar con los candidatos de física de partículas elementales comentaremos algunas explicaciones alternativas.

1.4.1. Candidatos alternativos

Existen otras soluciones que pueden evitar la introducción de la materia oscura en el modelo cosmológico. Tales soluciones deberían de prescindir de la necesidad de una excursión en el *zoo* de partículas elementales exóticas. Sin embargo, todos estos modelos ofrecen soluciones sólo de algunos aspectos de la materia oscura y no pueden resolver todos los problemas simultáneamente.

- **Desviaciones de la dinámica newtoniana**

La teoría de la MOND (Dinámica Newtoniana Modificada) cambia la ley de la gravedad bajo una aceleración crítica de $a_0 = 10^{-8} \text{cm s}^{-2}$, por lo que [63]-[65]:

$$a_G = \frac{GM}{r} + \frac{\sqrt{GMa_0}}{r}. \quad (1.27)$$

Esto produciría efectos capaces de justificar las curvas de rotación galáctica observadas [66]. Sin embargo, parece cuestionable su capacidad para explicar el marco cosmológico completo [67], puesto que parece incompatible con los resultados de lente gravitatoria en cúmulos [68]. Sus ecuaciones pueden ser derivadas a partir de la dinámica newtoniana clásica incluyendo la influencia gravitatoria de una componente de materia oscura [69], por lo que no se puede considerar una teoría totalmente independiente de la hipótesis de la existencia de materia oscura y es razonable que explique hechos que ella explica. En cualquier caso, no hay que descartar que estos nuevos ingredientes requeridos para encajar las observaciones en el marco cosmológico nos estén indicando que todavía no tenemos una teoría adecuada para la gravitación.

■ **Una constante gravitacional dependiente del tiempo**

Una constante gravitacional dependiente del tiempo, $G \sim t^{-1}$, puede ser de gran importancia en el cálculo de las abundancias de los elementos primordiales y por tanto para la predicción de Ω_b [70, 71]. Sin embargo, cálculos precisos no muestran señales absolutas de una dependencia del tiempo, más aún, tal comportamiento debería finalmente llevar a una *no conservación de la energía*, una posibilidad extremadamente inaceptable. Para mayor discusión ver [72]-[74], y dentro del contexto de la materia oscura ver [75].

1.4.2. Materia oscura bariónica

La densidad de materia bariónica (protones, neutrones + electrones) es estimada a ser un orden de magnitud más grande que la de los bariones visibles (ec. 1.8):

$$\Omega_b = 0.0499. \quad (1.28)$$

En concordancia con la nucleosíntesis primordial no es posible producir un Universo cerrado sólo con bariones y dado que $\Omega_b > \Omega_{vis}$ uno puede preguntarse dónde están los bariones oscuros faltantes.

La mayoría de ellos se piensa que están en el medio intergaláctico en forma de un gas ionizado [76]. A gran escala, galaxias de brillo superficial bajo (LSB¹⁸, por sus siglas en inglés), nubes de hidrógeno o nubes moleculares frías, las cuales escapan a la observación, podrían también contribuir [77]. Alguna fracción de ellos puede estar en objetos astrofísicos, tales como planetas, enanas café, enanas blancas, estrellas de neutrones o hoyos negros [78]. Los dos primeros son cuerpos que nunca llegaron a ser estrellas debido a su masa, $M < 0.08M_\odot$ y los otros son remanentes de una estrella. Estos objetos astrofísicos en conjunto son llamados MACHOs (por sus siglas en inglés, MAAssive Compact Halo Objects).

Puesto que, la materia bariónica parece adecuarse para por lo menos explicar las curvas de rotación de las galaxias [32], una búsqueda de los llamados MACHOs se inició utilizando los efectos de las lentes gravitacionales predichas por la teoría de la relatividad general.

Este efecto es la producción de imágenes múltiples de un objeto debido a cuerpos masivos entre la fuente y el observador. Hay tres importantes manifestaciones de este efecto:

- Imagen múltiple de cuasares, producida por galaxias o cúmulos de galaxia.
- Lazos o arcos de luz, es decir, imágenes de galaxias con un corrimiento hacia el rojo alto, las cuales son producidas por un cúmulo de galaxias ubicadas a lo largo de la trayectoria de la luz.

¹⁸Low Surface Brightness galaxies, galaxias difusas con una luminosidad de 5 a 20 veces más débil que la de las galaxias comunes.

- Radio anillos, es decir, imágenes de fuentes de radio puntuales extendidas por galaxias a lo largo de la línea de visión.

El primer objeto de esta clase fue el doble Quasar $Q0957 + 561$, descubierto en 1979 [79]. En la Figura 1.7 se muestran estos fenómenos señalados anteriormente, que para entenderlos, una aplicación de óptica geométrica es suficiente [80]. Esta aproximación implica la hipótesis de un campo gravitacional débil, un ángulo pequeño y una lente delgada.

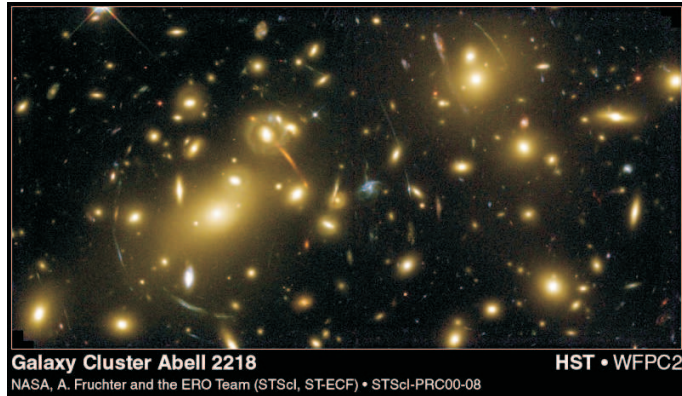


Figura 1.8: La imagen de Abell 2218 captada por el Telescopio Espacial Hubble. Este cúmulo masivo de galaxias reside en la constelación Dragón, a una distancia de 2000 millones de años luz de la Tierra. Los arcos son imágenes de galaxias muy lejanas que han sido torcidas por el efecto del lente gravitacional, situadas por detrás del cúmulo, a grandes distancias. (En color en la versión digital)

Además del efecto de lente de una estructura consistente de algo de masa, hay también el efecto de *microlente* [81]-[83]. Aquí la modificación y el incremento en el brillo de la imagen de una estrella son causados por objetos compactos masivos que se cruzan en la línea de visión. Es precisamente el efecto de microlente el que se usa para la búsqueda de los MACHOs [81]. Tales efectos deberían ser detectables para objetos con masas entre 10^{-5} y $10^2 M_{\odot}$ en nuestro propio halo.

Evidencias dadas por EROS¹⁹, MACHO²⁰, OGLE²¹ y DUO²² han probado que hay objetos en nuestro halo que producen el efecto de microlente; estudios en la dirección del centro galáctico y de la LMC (por sus siglas en inglés Large Magellanic Cloud) arrojan a la conclusión de que los MACHOs pueden únicamente proveer alrededor del 50% del halo oscuro [84, 85], lo cual descarta a los MACHOs como los principales contribuyentes a la materia oscura, y deja todavía abierta la pregunta de dónde están los bariones oscuros faltantes.

1.4.3. Materia oscura no-bariónica

La composición de la materia no-bariónica está hecha por alguna clase de partículas elementales (como los neutrinos) y/o entidades hipotéticas (como los axiones). Los candidatos a materia oscura no bariónica deben satisfacer varias condiciones. Ante todo deben ser estables en escalas de tiempo cosmológicas, ya que, en caso contrario habrían decaído y no existirían en la actualidad, además, los candidatos no bariónicos son neutros, es decir, no tienen carga eléctrica, por lo que no hay interacciones

¹⁹Experience pour la Recherche d'Objets Sombres

²⁰MAssive Compact Halo Object

²¹Optical Gravitational Lensing Experiment

²²Disk Unseen Objects

electromagnéticas (o las hay muy debilmente) con el resto de la materia así que no puede haber ningún tipo de radiación emitida por estas partículas. La principal justificación de la necesidad de la materia oscura no barionica, está dada por la medida reciente de WMAP y por la BBN, ya que constriñen la densidad de bariones Ω_b a un valor por menos ~ 0.05 , por lo que si la densidad de materia en el Universo es $\Omega_m \simeq .27$ entonces $\Omega_m - \Omega_b \simeq .22$ tendría que estar en la forma *demateria oscura no barionica*.

Existen por lo menos dos maneras de clasificar a la materia oscura no bariónica. La primera clasificación está basada en su temperatura en el momento de formación de galaxias, la cual ocurrió cuando el fotón tenía una temperatura alrededor de 1keV. Dentro de esta clasificación podemos identificar tres tipos de materia oscura [86]:

- La *materia oscura caliente* (HDM), en el momento de la formación de galaxias era relativista, es decir, las partículas se movían a velocidades cercanas a la de la luz, y como consecuencia impidió la formación de los objetos más pequeños porque salían de las estructuras de formación. Un ejemplo de una partícula de materia oscura caliente es un neutrino ligero, mucho más ligero que \sim keV.

Los neutrinos cuya masa no nula ha sido confirmada (pero no determinada) por experimentos de oscilaciones de neutrinos [87], no pueden ser una contribución demasiado importante a la densidad de materia-energía total del Universo, $\Omega_\nu h^2 < 0.0025$ [31]. Con masas en el rango permitido por los experimentos (decaimiento beta del tritium) $m_\nu < 2\text{eV}$ [88], los neutrinos se comportarían como partículas relativistas cuyo flujo habría borrado las fluctuaciones de materia a escala galáctica y las estructuras se habrían formado preferentemente de arriba hacia abajo (primero los supercúmulos, luego los cúmulos y finalmente las galaxias). Para una discusión más detallada sobre la posibilidad de que los neutrinos sean o no candidatos a materia oscura pueden consultar estas referencias [58, 88, 89].

- La *materia oscura fría* (CDM) no era relativista cuando las galaxias se formaron, por lo que así fue capaz de colapsar efectivamente bajo la acción de la gravedad a causa de su presión insignificante. Ejemplos de partículas de materia oscura fría son los neutralinos, axiones, wimpzillas, los solitones (B-balls y Q-balls), etc.
- La *materia oscura tibia* (WDM) era semi-relativista en el momento de la formación de galaxias, y es por tanto un caso intermedio entre la materia oscura fría y caliente. Dos ejemplos de la materia oscura tibia son los neutrinos y gravitinos estériles con masas de keV.

Simulaciones de N -cuerpos a gran escala cosmológica²³ demuestran que la estructura observada a gran escala de materia luminosa sólo podría haber sido formada en la presencia de una cantidad sustancial de la materia oscura, la cual en su mayoría debe ser tanto fría como no disipativa. Fría en este contexto significa que se mueve a velocidades inferiores a la de la luz, y por lo tanto tiene una corta longitud de transmisión libre (menos del tamaño de una nube de gas sometida a un colapso gravitatorio, por ejemplo). La materia oscura al no ser disipativa impide el enfriamiento y el colapso de la materia luminosa, lo que produciría discos galácticos más grandes y más abundantes que los observados [89]. Las observaciones más recientes y simulaciones por ordenador parecen apuntar hacia un Universo con una mezcla de la materia oscura fría y caliente.

La segunda clasificación de las partículas de materia oscura no bariónica se basa en su mecanismo de producción. Por tal motivo, a las partículas que estuvieron en equilibrio térmico en el Universo temprano, como los neutrinos, neutralinos, y la mayoría de las demás partículas masivas de interacción débil o WIMPs por sus siglas en inglés, son llamados *residuos térmicos*. A las partículas que fueron producidas por un mecanismo no térmico y que nunca tuvieron la oportunidad de alcanzar el equilibrio térmico en el Universo temprano son llamadas *residuos no térmicos*. Hay varios ejemplos de residuos no térmicos: axiones emitidos por cuerdas cósmicas, solitones producidos en transiciones de fase, WIMPZILLAS producidos gravitacionalmente al final de la inflación, etcétera [86].

²³Por ejemplo, Navarro *et al.*, 1996; Springel *et al.*, 2005; Diemand *et al.*, 2007; Springel *et al.*, 2008a; Diemand *et al.*, 2008.

Como podemos darnos cuenta, los posibles candidatos para la materia oscura no-bariónica están limitados por la imaginación humana y por las teorías producto de la física (ver Tabla 1.2). Sin embargo, podemos dividir a los candidatos populares a materia oscura no bariónica en tres categorías: Tipo Ia, Tipo Ib, y Tipo II. Los candidatos del Tipo Ia son los que se sabe que existen, entre los principales están los neutrinos. Los candidatos del Tipo Ib son candidatos los cuales aún no han sido descubiertos pero son bien motivados. Con esto queremos decir que (1) ellos han sido propuestos para resolver problemas genuinos de física de partículas, y (2) ellos tienen interacciones y masas específicas dentro de un modelo de física de partículas bien definido y consistente. Nos damos cuenta de las arbitrariedades de esta clasificación, y reservamos el honor de pertenecer a la categoría del Tipo Ib únicamente al neutrino estéril, el axión, y a la partícula supersimétrica más ligera (LSP, por sus siglas en inglés), la cual podría ser un neutralino, un gravitino o un sneutrino. Finalmente, los candidatos del Tipo II son todos los otros candidatos, algunos de los cuales son ejemplos de ideas fructíferas tales como los WIMPZILLAs, solitones (B-balls, Q-balls), materia oscura de extra-dimensiones, materia oscura inspirada en cuerdas, etcétera. Debemos decir que un candidato podría moverse desde el Tipo II al Tipo Ib incluso hasta el Tipo Ia, con forme a nuestro entendimiento de los progresos de los modelos de física de partículas. Para una descripción más profunda sobre las propiedades de cada uno de estos candidatos populares a materia oscura no bariónica pueden consultar [86, 58, 88, 89].

WIMPs

Básicamente los candidatos de materia oscura no bariónica son *partículas elementales* la cuales aún no han sido descubiertas. La clase más grande de candidatos a materia oscura fría son los WIMPs. Estas son partículas estables que surgen en extensiones del modelo estándar de interacciones electrodébiles [90], además son pesadas, eléctricamente neutras e interactúan débilmente.

La idea de WIMP es muy simple, se trata de una partícula elemental χ relativamente pesada, el Big Bang tuvo alguna vez la suficiente energía para su fabricación, que cuando $T \gtrsim m_\chi$ los WIMPs se crearon así como cualquier otra partícula [88]. En los inicios del Universo, las reacciones de aniquilación en las que los WIMPs se convierten en partículas del Modelo Estándar (por ejemplo, los quarks, leptones, bosones de norma) estuvieron inicialmente en equilibrio con sus reacciones opuestas. A medida que el universo se expandió, y la temperatura se hizo más pequeña que la masa del WIMP, el gas de WIMPs, todavía en equilibrio, se diluyó más rápido que el gas de partículas del Modelo Estándar. Esto ocurrió porque el número de densidad en equilibrio de partículas no relativistas es suprimido por un factor de Boltzmann $e^{-m/T}$ con respecto al número de densidad de partículas relativistas. Después de un tiempo, los WIMPs llegaron a ser tan raros que las reacciones de aniquilación entre WIMPs ya no podían producirse (desacoplamiento químico), y desde entonces el número de densidad de WIMPs disminuyó inversamente proporcional con el volumen (o en otras palabras, el número de WIMPs por volumen comóvil permaneció constante).

El desacoplamiento térmico ocurrió aproximadamente cuando la razón de aniquilación del WIMP $\Gamma_{ann} = \langle \sigma_{ann} v \rangle n$ llega a ser mucho más pequeña que la razón de expansión del Universo H . Aquí σ_{ann} es la sección eficaz de aniquilación del WIMP, v es la velocidad relativa de los WIMPs que se aniquilan, n es el número de densidad de los WIMPs, y los corchetes angulares denotan un promedio sobre la distribución térmica de los WIMPs.

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 – 100eV	GUTs	DM caliente
Para-fotón	20 – 400eV	QED modificada	DM caliente y tibia
Neutrinos derechos	500eV	Interacción superdébil	DM tibia
Gravitino etc ^b	500eV	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 – 200TeV	Modelos compuestos	DM fría
Monopolo	10^{16}GeV	GUTs	DM fría
Pyrgon, maximón, Perry pole, Newtonite, <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, pero sin contribución sería a Ω

Tabla 1.2: Lista de candidatos no bariónicos para materia oscura [91]. ^bÚnicamente una de todas las partículas predichas por las teorías supersimétrica y/o supergravedad, la más ligera y además estable, contribuye a Ω .

La densidad residual de un WIMP térmico la podemos calcular por:

$$\Omega h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3/\text{s}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle}, \quad (1.29)$$

donde una importante propiedad de esta ecuación es que para secciones eficaces de aniquilación más pequeñas corresponden densidades residuales mucho mayores. Debemos señalar aquí que en el límite no relativista $v \rightarrow 0$, el producto $\sigma_{ann} v$ tiende a una constante, porque la sección eficaz de aniquilación σ_{ann} diverge así como $1/v$ cuando $v \rightarrow 0$ [86]. Hoy en día, los WIMPs más prometedores son el neutralino, el compañero supersimétrico del fotón (fotino), el bosón Z^0 o el axión [?].

HAWC

Para la detección de los WIMPs supuestamente integrantes del halo galáctico se utilizan tanto métodos directos e indirectos. Para detectar al WIMP por el método directo se hace mediante el retroceso nuclear que producen en su dispersión elástica con los núcleos del detector utilizado como blanco en el laboratorio, ejemplos de estos experimentos son CRESST, XENON, CDMS, DAMA y COGENT. En cambio los métodos indirectos nos permiten detectar al WIMP a través de la *observación de los productos emitidos en su aniquilación* en el halo galáctico o en el interior del Sol y la Tierra donde podrían quedar atrapados gravitacionalmente. En dicha aniquilación se emitirían fotones de alta energía (*rayos gamma*), neutrinos, pares electrón-positrón, pares protón-antiprotón, entre otros; ejemplo de éste tipo de experimentos es HAWC²⁴ (por sus siglas en inglés, High Altitude Water Cherenkov). Este observatorio de rayos gamma está construido en un sitio ubicado a 4.100 metros sobre el nivel del mar en la ladera norte del volcán Sierra Negra, que se encuentra en el Estado de Puebla, México. Es un conjunto de 300 detectores de agua Cherenkov²⁵ sensibles a los rayos gamma y a las partículas cargadas con energías desde 100 GeV a 100 TeV (10^{11} a 10^{14} eV).

Cuando un rayo gamma o partícula cargada de alta energía entran en la atmósfera, distribuyen energía a través de interacciones con las moléculas de aire y la generación de más partículas. A este proceso se le conoce como *cascada atmosférica extensa*. Si la partícula primaria es un fotón la cascada contendrá solo electrones, positrones y rayos gamma (secundarios). En cambio, si el rayo cósmico primario es un núcleo atómico ionizado, la cascada contendrá también muones, neutrinos y hadrones (protones, neutrones y piones). Dichas partículas cargadas generadas, al pasar del aire al agua, emiten luz de Cherenkov debido a que al cambiar la densidad del medio en el que se propagan, viajan más rápido que la velocidad de la luz en el agua (Figura 1.9).

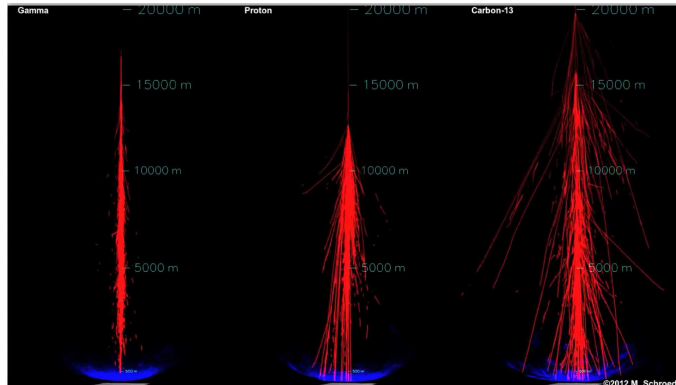


Figura 1.9: Cascada atmosférica generada por un rayo gamma, un protón y un núcleo de carbono-13. Los puntos rojos representan las partículas cargadas y los puntos azules la luz Cherenkov. Crédito: Martin Schroedter, VERITAS and Smithsonian Center for Astrophysics.(En color en la versión digital)

El observatorio registra a las partículas secundarias que llegan al suelo y mediante al análisis de los tiempos de llegada y la densidad de partículas, determina la dirección de arribo, la energía correspondiente y la naturaleza de la partícula primaria [92].

Con HAWC los astrofísicos y los físicos de partículas involucrados en el experimento, podrán estudiar los fenómenos más violentos del Universo, como explosiones de supernova, coalescencia de estrellas binarias y el colapso de objetos compactos. Así mismo, se estudiará la actividad del centro de la Vía

²⁴Otros experimentos de detección indirecta son: WHIPPLE, CANGAROO-II, GLAST, HESS, MAGIC, VERITAS, PAMELA, AMS-02, etcétera. Para una revisión profunda sobre las técnicas para la detección de partículas de materia oscura consultar Ref. [1].

²⁵Para una descripción más técnica revisar, por ejemplo, la Ref.[92].

Láctea, pulsares y sus nebulosas asociadas, regiones de aceleración de rayos cósmicos y la distribución en detalle del campo magnético galáctico. Además se podrá monitorear la actividad solar y su interacción con el campo magnético terrestre. También *será posible hacer estudios relacionados con la naturaleza de la materia oscura.*

El observatorio HAWC es sensible a los fotones de 100 GeV a 100 TeV, con una sensibilidad máxima en el rango de 10 a 20 TeV, donde terminan los espectros de los Telescopios de Imagen en Aire Cherenkov (IACTs por sus siglas en inglés) existentes. Este observatorio funcionando al 100% será el detector de rayos gamma más sensible por encima de los 10 TeV y mantendrá una sensibilidad de campo ampliado sin precedentes generalizada a los rayos gamma por encima de 100 GeV [93].

Con respecto a la sensibilidad a las firmas (trazos) de rayos gammas de la aniquilación de materia oscura de alta masa (multi-TeV), HAWC será sensible a las diversas búsquedas de aniquilación de materia oscura, incluyendo la de fuentes extendidas, la emisión difusa de rayos gamma, y la emisión de rayos gamma de subhalos de materia oscura no luminosos. Un subconjunto de estas fuentes, incluye a galaxias enanas, a la galaxia M31, al cúmulo de Virgo y el centro galáctico. Así mismo, se ha simulado la respuesta de HAWC a los rayos gamma procedentes de estas fuentes en varios canales de aniquilación de materia oscura bien motivados ($b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau^+\tau^-$, W^+W^-)[94].

1.4.4. Materia oscura compuesta y no compuesta

Materia oscura dipolar

Una línea alternativa de investigación es tomar un enfoque independiente del modelo e intentar explorar fenomenológicamente las posibles propiedades de una partícula de materia oscura. Sobre esa línea, las restricciones para la materia oscura fuertemente interactuante fueron consideradas en la Ref. [95][5]. Además, la autointeracción de la materia oscura ha sido considerada en las Refs. [96, 97]. Algunos han estudiado si la materia oscura podría ser cargada [98] o tener una milicarga [99, 100]. También, se ha estudiado que dentro de estas posibilidades fenomenológicas la materia oscura tenga un momento dipolar eléctrico o magnético [101]-[105].

En general, el acoplamiento de la materia oscura a los fotones se asume como inexistente o muy débil, por lo que las interacciones electromagnéticas no han sido consideradas seriamente [104]. Sin embargo, aunque las partículas de DM son consideradas a ser neutras, es decir, no tienen carga eléctrica, podrían acoplarse a fotones a través de loops en la forma de momento dipolar eléctrico y magnético [105]. Una partícula con momento dipolar eléctrico y/o magnético permanente debe tener un espín distinto de cero; por lo que consideramos partículas de espín 1/2. Como las partículas de Majorana no pueden tener momentos dipolares permanentes entonces las partículas de materia oscura propuestas se consideran fermiones de Dirac [101].

La fenomenología de partículas de materia oscura cargadas es determinada en gran medida por la capacidad de estas partículas para formar estados ligados, como átomos, con los electrones, protones o entre sí. Curiosamente, una partícula neutra con un momento dipolar eléctrico (D) puede de hecho formar un estado ligado con un electrón, como lo observaron Fermi y Teller [106], pero únicamente si el momento dipolar es mayor que $0.639 e a_0 = 3.4 \times 10^{-9} e \text{ cm}$ (suponiendo que $m_\chi \gg m_e$), donde a_0 es el radio de Bohr.

El lagrangiano efectivo para el acoplamiento de un fermión de Dirac χ con un momento dipolar magnético M y un momento dipolar eléctrico D al campo electromagnético $F^{\mu\nu}$ es:

$$L_{\gamma\chi} = -\frac{i}{2}\bar{\chi}\sigma_{\mu\nu}(M + \gamma_5 D)\chi F^{\mu\nu}. \quad (1.30)$$

Para energías bajas comparadas con la masa de la materia oscura, el fotón es ciego a las diferencias entre M y D.

Por tal motivo, para la interacción de la ecuación (1.30), pares de DDM-antiDDM pueden aniquilarse a un par de fotones y se puede representar por medio de los diagramas de Feynman

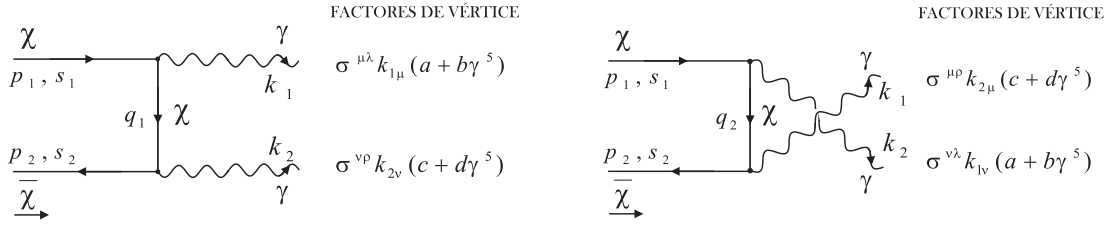


Figura 1.10: Diagramas de Feynman para la aniquilación de un par de DDM-antiDDM a dos fotones.

El cálculo de la sección eficaz de aniquilación veces la velocidad relativa, $\sigma_{ann} v_{rel}$ ($[\text{cm}^3 \text{s}^{-1}]$), es realizado desde el marco de referencia del centro de masa (CM), considerando como propagador a la propia materia oscura dipolar y se toma en cuenta a las dos contribuciones de orden bajo, por lo que al realizar todos los cálculos se encuentra que:

$$\sigma_{ann} v_{rel} = 3.437 \times 10^{34} m_\chi^2 \left[(D^4 + M^4) \left(7 - \frac{6y^2 \text{ArcTan}(\sqrt{y^2 - 1})}{\sqrt{y^2 - 1}} + \frac{2}{y^2} \right) + D^2 M^2 \left(34 - \frac{12y^2 \text{ArcTan}(\sqrt{y^2 - 1})}{\sqrt{y^2 - 1}} - \frac{4}{y^2} \right) \right]. \quad (1.31)$$

donde m_χ [GeV] es la masa de la partícula, D [e cm] momento dipolar eléctrico, M [e cm] momento dipolar magnético y un parámetro adimensional ($y = m_\chi/E$).

Como ya se mencionó, asumimos que los WIMPs se encuentran acumulados en el halo galáctico [21], por lo que tal concentración de materia oscura lleva a su auto-aniquilación. Para un WIMP genérico la “sección eficaz canónica” de auto-aniquilación se establece como $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ [22].

Para nuestro análisis, consideramos que $D = M = 3 \times 10^{-16}$ e cm, por lo tanto la ec. (1) sólo depende de los parámetros y , m_χ y D. Esta elección de parámetros nos permite ver que para cada valor de D, se obtiene un rango de masas y un rango de energías que satisfacen la sección eficaz canónica, también se observa que al aumentar el momento dipolar, la masa de la partícula DDM disminuye. Por lo tanto, se tiene una región de $\sigma_{ann} v_{rel}$ delimitada por los límites relativista y no relativista que satisface la sección eficaz canónica (1.11). Además, se tiene a una partícula de masa 10 GeV, con energía $E \gg m_\chi$ ($y \rightarrow 0$), y un momento dipolar $D = M = 1.16125 \times 10^{-16}$ e cm que satisface la sección eficaz canónica, lo mismo que una partícula de masa 10 GeV, con energía $E \approx m_\chi$ ($y \rightarrow 1$), y un momento dipolar $D = M = 1.383 \times 10^{-16}$ e cm (1.12). Este resultado concuerda con lo reportado por Chris Sigurdson - Una partícula con un momento dipolar eléctrico (D) y/o magnético (M) alrededor de $\sim 10^{-16}$ e cm con masa, m_χ , entre un MeV y unos pocos GeV puede proveer la materia oscura mientras satisfaga todas las constricciones observacionales y experimentales -.

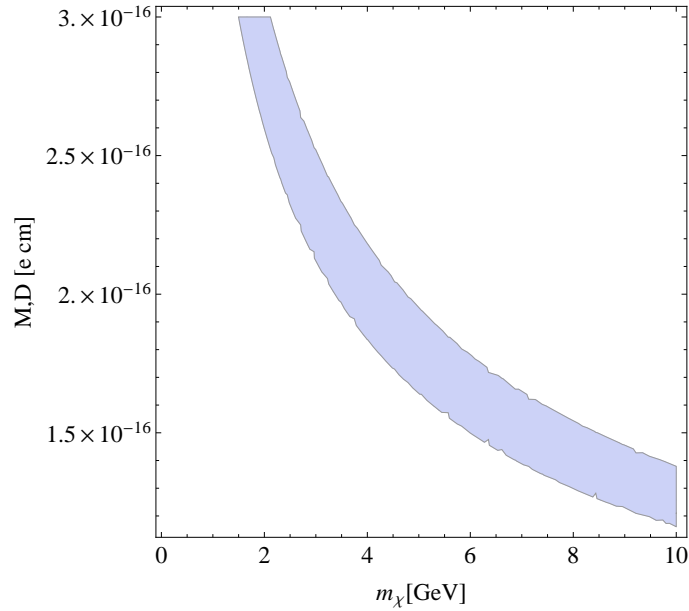


Figura 1.11: La gráfica muestra la región de $\sigma_{ann} v_{rel}$ para un rango del momento dipolar 1.16125×10^{-16} e cm $\leq [D, M] \leq 3 \times 10^{-16}$ e cm; el contorno inferior corresponde al caso ultra-relativista, $E \geq m_\chi$ ($y \rightarrow 0$), mientras el contorno superior corresponde al caso no-relativista, $E \approx m_\chi$ ($y \rightarrow 1$). La región aquí mostrada satisface la sección eficaz canónica. (En color en la versión digital)

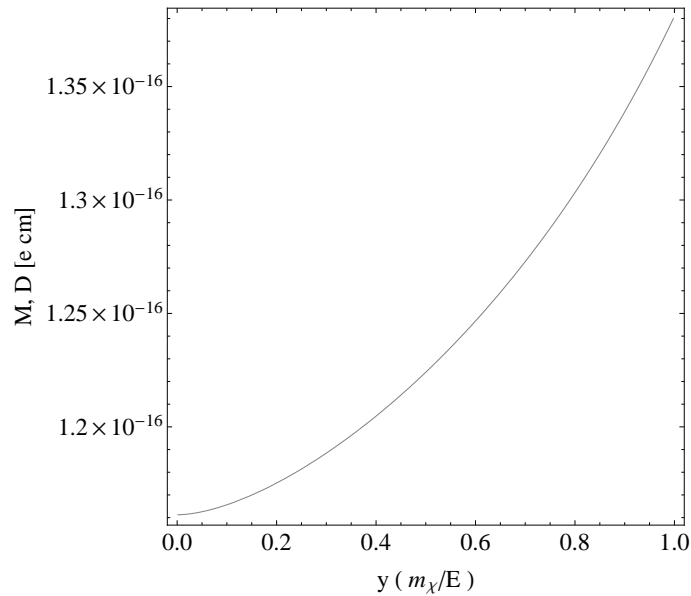


Figura 1.12: La gráfica muestra el corte de $\sigma_{ann} v_{rel}$ para un rango en el momento dipolar 1.16125×10^{-16} e cm $\leq [D, M] \leq 1.383 \times 10^{-16}$ e cm; el contorno corresponde al caso donde $m_\chi = 10$ GeV. (En color en la versión digital)

Una partícula de materia oscura dipolar en este rango de masas estaría fuera del rango de energías del observatorio HAWC. Pero afortunadamente, para $D = M \leq 4 \times 10^{-17}$ e cm podemos tener partículas que además de estar en el rango de energía de HAWC ≥ 100 GeV, también satisfagan la abundancia residual de la materia oscura (1.13).

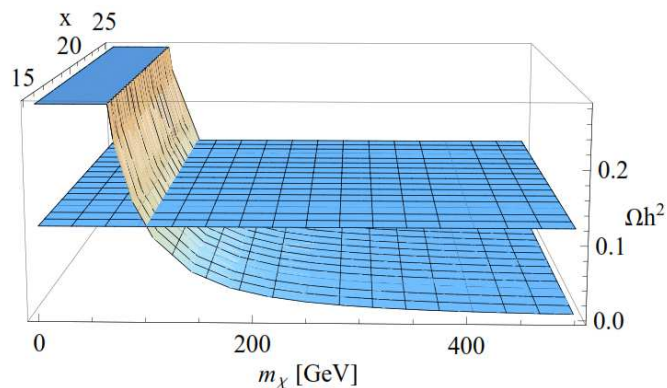


Figura 1.13: La gráfica muestra la $\sigma_{ann}v_{rel}$ para un rango en el momento dipolar $D \leq 4 \times 10^{-17}$ e cm; el plano horizontal corresponde a la densidad residual de la materia oscura $\Omega h^2 = 0.1198$. $x = T/m_\chi$ representa la energía de desacoplamiento. (En color en la versión digital)

Materia oscura inerte

El modelo de Dos Dobletes Inerte (por sus siglas en inglés, IDM) es una extensión mínima del Modelo Estándar (ME), que contiene un doblete extra de campos escalares complejos los cuales se acoplan al sector escalar y al sector bosónico de norma del ME pero no a los fermiones. Además, ello implica una simetría discreta Z_2 bajo la cual el nuevo doblete escalar es impar y todas las otras partículas son pares, lo que hace que las nuevas partículas del doblete *inerte* puedan sólo aparecer en números pares en los vértices de interacción[18]. El IDM fue propuesto, en primera instancia, en teorías de rompimiento de simetría electrodébil (EWSB, por sus siglas en inglés) hace más de tres décadas[6]. Mucho tiempo después, fue propuesto como un modelo que puede proveer un candidato viable a *materia oscura*[8], ya que los escalares neutros contenidos en el nuevo doblete pueden ser vistos como WIMPs y jugar el papel de materia oscura en nuestro Universo. Estudios en el IDM sólo consideran al escalar inerte neutro como la única fuente de materia oscura y establecen tres rangos de masas en ciertas regiones del espacio de parámetros en las que el escalar inerte pueden dar la densidad residual de materia oscura adecuada: la región de masa baja comprendida entre 1 y 10 GeV, la región intermedia entre 10 y 150 GeV y la región de masa grande, mayores a 500 GeV[20, 18]. Aunque la región de masa baja es quasi-excluida debido a los resultados del experimento XENON100[19].

Capítulo 2

Modelo Estándar de Física de Partículas

El modelo Estándar de Física de Partículas, desarrollado en el marco de la teoría cuántica de campos, propone describir todas las fuerzas conocidas de importancia a escala atómica: la electromagnética, la débil y las interacciones fuertes, y logra hacerlo con una precisión excepcional.

2.1. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés) de las partículas elementales es un retrato notable de la estructura fundamental de la materia. Como teoría física está bien probada hoy en día, se usa para explicar y predecir con gran exactitud un gran número de fenómenos de física de partículas, cuyos experimentos de alta precisión han confirmado repetidamente efectos muy sutiles predichos previamente. El modelo requiere 12 partículas elementales fermiónicas y 13 partículas bosónicas, mediadoras de las cuatro tipos de fuerzas, para explicar todo lo que sabemos sobre los constituyentes más fundamentales de la materia y sus interacciones, excepto los efectos de la gravedad [107].

2.2. Bloques constructores de la materia

El descubrimiento del electrón, a finales del siglo *XIX*, escribió el final de la teoría que sustentaba que el átomo era el elemento más pequeño de la materia. Como se sabe actualmente el átomo consiste de un núcleo atómico que es únicamente una diezmilésima parte del tamaño del radio atómico, está constituido por protones y neutrones. Alrededor del núcleo, los electrones giran formando una cáscara atómica que provee neutralidad eléctrica. Los constituyentes del núcleo reciben el nombre de *nucleones* y están sujetos a la fuerza nuclear, la cual es también llamada *interacción fuerte*.

Las investigaciones usando rayos cósmicos y los experimentos con aceleradores resultaron en el descubrimiento de una vasta cantidad de nuevas *partículas elementales*¹, lo cual llevó a la conclusión en los años 50 del siglo *XX* que quizá los protones y neutrones eran también contruidos por algunas partículas más pequeñas. Estas son conocidas como *quarks* y hoy en día son conocidos seis tipos diferentes (o sabores): *u*, *d*, *s*, *c*, *b* y *t*. De hecho, todas las partículas que experimentan la interacción fuerte, los *hadrones*, pueden ser formados por tres quarks (*bariones*²) como, por ejemplo, el protón y el

¹Entendemos por partículas elementales a los constituyentes puntuales de la materia cuya subestructura interna más allá de los límites presentes de $10^{-18} - 10^{-19}$ m no se conoce.

²Los bariones son fermiones, es decir, partículas que tienen espín $1/2$ y están sujetas al principio de exclusión de Pauli, además pueden ser tratadas con la estadística de Fermi-Dirac.

CAPÍTULO 2. MODELO ESTÁNDAR DE FÍSICA DE PARTÍCULAS
2.2. BLOQUES CONSTRUCTORES DE LA MATERIA

neutrón, $p \sim uud$ y $n \sim ddu$; o por un par quark-antiquark (*mesones*³) como, por ejemplo, los piones, $\pi^+ \sim u\bar{d}$ y $\pi^- \sim d\bar{u}$. Hay seis partículas conocidas que no experimentan interacción fuerte llamadas *leptones*. Aparte del electrón, estas son el muón (μ) y el tau (τ) y sus asociados eléctricamente neutros sin masa: neutrino-electrón (ν_e), neutrino-muón (ν_μ) y neutrino-tau (ν_τ).

Partículas de materia

(a) <i>Quark</i>	Sabores	Espín	B	I	I_3	S	C	B^*	T	$Q[e]$
up (arriba)	u	1/2	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0	2/3
dow (abajo)	d	1/2	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3
charm (encanto)	c	1/2	1/3	0	0	0	1	0	0	2/3
strange (extraño)	s	1/2	1/3	0	0	-1	0	0	0	-1/3
bottom (fondo)	b	1/2	1/3	0	0	0	0	-1	0	-1/3
top (cima)	t	1/2	1/3	0	0	0	0	0	1	2/3

(b) <i>Lepton</i>	$Q[e]$	L_e	L_μ	L_τ	L
e^-	-1	1	0	0	1
ν_e	0	1	0	0	1
μ^-	-1	0	1	0	1
ν_μ	0	0	1	0	1
τ^-	-1	0	0	1	1
ν_τ	0	0	0	1	1

Tabla 2.1: (a) Propiedades de los quarks. I isospín, S extrañeza, C encanto, Q carga, B número bariónico, B^* fondo, T cima. (b) Propiedades de los leptones. Número leptónico relacionado al sabor L_i , $L = \sum_{i=e,\mu,\tau} L_i$.

Las partículas de materia son agrupadas dentro de *familias* o *generaciones* de acuerdo a su incremento de masa. Los miembros correspondientes a cada familia son distinguidos únicamente por su interacción gravitacional, debido a que sus masas son diferentes; con respecto a otras interacciones ellas se comportan idénticamente.

Familia 1	ν_e	e	u	d
Familia 2	ν_μ	μ	s	c
Familia 3	ν_τ	τ	b	t

Tabla 2.2: Familias de partículas en el SM.

Únicamente la primera familia se necesita para construir la materia normal. Todas las partículas usadas para crear materia son fermiones.

El segundo bloque de partículas elementales son las *partículas mediadoras de la interacción*. Dentro de la física moderna se está consiente de cuatro fuerzas fundamentales, las cuales son: *interacción fuerte (fuerza de color)*, *electromagnética*, *la interacción débil* y *la gravitación*. Todas estas interacciones relevantes en física de partículas se sabe que son mediadas por el intercambio de una partícula elemental

³Los mesones son bosones, es decir, partículas que tienen espín 1 y no están sujetas al principio de exclusión de Pauli, además pueden ser tratadas con la estadística de Bose-Einstein.

la cual es un *bosón* con espín $s = 1$. El fotón, γ , es la partícula intercambiada en las interacciones electromagnéticas; los ocho gluones g_α , $\alpha = i, \dots, 8$ median las interacciones fuertes entre los quarks, y los tres bosones débiles, W^\pm , Z son los correspondientes bosones intermediadores de las interacciones débiles.

2.3. Interacciones fundamentales

Las cuatro interacciones o fuerzas fundamentales son:

- Interacción fuerte (fuerza de color).
- Interacción electromagnética.
- Interacción débil.
- Gravitación.

La fuerza más intensa (poderosa), la *fuerza de color*, actúa entre los quarks, y es la que da origen a la bien conocida “fuerza nuclear”. La intensidad de acoplamiento tiene un orden de magnitud de *uno*. La segunda fuerza por su intensidad es la *fuerza electromagnética*, que puede ser expresada en términos de la estructura fina de Sommerfeld, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$. La *interacción débil* está caracterizada a energías bajas por la constante de Fermi G_F , la cual está especificada en unidades de la masa del protón ($G_F \sim m_p^{-2}$). Entre otras cosas la fuerza débil es responsable del decaimiento β . La fuerza de menor intensidad es la *gravitación*, caracterizada por la constante de gravitación de Newton G (ver Tabla 2.3).

Interacción	Intensidad	Rango R	Partícula de intercambio	Ejemplo
Gravitación	$G_N \simeq 5.9 \times 10^{-39}$	∞	Gravitón ?	Atracción de masa
Débil	$G_F \simeq 1.02 \times 10^{-5} m_p^{-2}$	$\approx m_W^{-1}$ $\simeq 10^{-3} \text{fm}$	W^\pm, Z^0	Decaimiento β
Electromagnética	$\alpha \simeq 1/137$	∞	γ	Fuerza entre cargas eléctricas
Fuerte (nuclear)	$g_\pi^2/4\pi \approx 14$	m_π^{-1} 1.5 fm	Gluones	Fuerza nuclear
Fuerte (color)	$\alpha_s \simeq 1$	confinamiento	Gluones	Fuerza entre quarks
GUT	$M_X^{-2} \approx 10^{-30} m_p^{-2}$ $M_X \approx 10^{15} \text{ GeV}$	M_X^{-1} 10^{-16} fm	X, Y	Decaimiento del protón

Tabla 2.3: Fenomenología de las cuatro fuerzas fundamentales y la interacción hipotética GUT.

El rango de las interacciones tiene como variable a su *intensidad*. Mientras la interacción gravitatoria y la electromagnética poseen un potencial $\frac{1}{r}$, con lo que su rango es infinito, el efecto de la interacción fuerte es restringido a dimensiones nucleares. El rango de la interacción débil es aún más pequeño y las variaciones de una interacción tipo puntual son únicamente visibles a altas energías. Finalmente, la fuerza GUT, la fuerza original de “las teorías de la gran unificación”, tiene un rango que es más bajo por varios órdenes de magnitud [32]. Las diferencias en los rangos de las fuerzas pueden ser entendidas dentro del marco de una representación teórica del campo como una “reflexión de la diferencia de masas de las partículas intercambiadas” (Tabla 2.4). Dentro de la representación de la teoría cuántica del campo cada una de las interacciones es llevada por estas partículas de intercambio. En concordancia con el principio de incertidumbre de Heisenberg, partículas masivas pueden ser producidas únicamente por periodos

cortos, y pueden además viajar solamente distancias cortas. Entonces, dado que el electromagnetismo y la gravitación tienen un rango infinito, el fotón y el gravitón (la hasta ahora hipotética partícula de intercambio que lleva la interacción gravitacional) no tienen masa. Los gluones sin masa son los que llevan la interacción fuerte y los bosones masivos W^\pm y Z^0 , son las partículas de intercambio correspondientes a la interacción débil.

Bosón	Interacción	Espín	Masa (GeV/c ²)	Carga de color	Carga eléctrica	Carga débil
Gluones	Fuerte	1	0	sí	0	no
γ	Electromagnética	1	0	no	0	no
$W^\pm; Z^0$		1	80.4; 91.2	no	$\pm 1; 0$	sí
Gravitón	Gravitación	2	0	no	0	no
X; Y	GUT	1	$\sim 10^{15}$	sí	$\pm 4/3; \pm 1/3$	sí

Tabla 2.4: Propiedades de los bosones de intercambio.

2.4. Aspectos teóricos del SM

El Modelo Estándar es una teoría cuántica de campos que es consistente con la mecánica cuántica y la relatividad especial, que describe tres de las cuatro *interacciones fundamentales* conocidas entre partículas elementales que componen toda la materia, está basada en la simetría de norma (o grupo de simetría de norma) $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Este grupo de norma incluye el grupo de simetría de las *interacciones fuertes*, $SU(3)_C$, y el grupo de simetría de las *interacciones electrodébiles*, $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El grupo de simetría de las *interacciones electromagnéticas*, $U(1)_{em}$, aparece en el SM como un subgrupo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y es en este sentido que las interacciones electromagnética y débil se dicen unificadas.

Para el estudio de las partículas y sus interacciones en el SM se definen tres sectores: a) *el sector fermiónico*, b) *el sector bosónico de norma* y c) *el sector escalar o sector de Higgs*.

2.4.1. El sector fermiónico

Los quarks y leptones están organizados en tres familias (ver Tabla 2.5). Cada familia contiene dos sabores de quarks (u^i, d^i ; donde i indica la carga de color) y dos de leptones (neutrinos ν^l y leptones cargados l). Estas familias tienen propiedades idénticas, con excepción de la masa. El contenido de partículas en cada familia se muestra en la Tabla 2.5; además de estas, se tienen sus correspondientes antipartículas. Los campos izquierdos y derechos están definidos por el operador de quiralidad γ^5 como:

$$e_L^- = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^-, \quad e_R^- = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^- \quad (2.1)$$

y ellos transforman como dobletes y singletes de $SU(2)_L$, respectivamente.

$$\begin{aligned}
 1^{er} \text{Familia:} & \quad \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L, \quad e_R^-, \quad \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L, \quad u_R, \quad d_R, \\
 2^{da} \text{Familia:} & \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L, \quad \mu_R^-, \quad \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_L, \quad c_R, \quad s_R, \\
 3^{er} \text{Familia:} & \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L, \quad \tau_R^-, \quad \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_L, \quad t_R, \quad b_R.
 \end{aligned}$$

Tabla 2.5: Familias de quarks y leptones del SM.

2.4.2. El sector de norma

El sector de norma se encuentra compuesto por ocho gluones, los cuales son los bosones de norma de $SU(3)_C$ y de las partículas W^\pm , Z^0 y γ que son los cuatro bosones de norma de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Las principales propiedades físicas de estos bosones de norma intermediarios son: (i) los gluones, que tienen masa nula, son eléctricamente neutros y tienen carga de color, los cuales pueden ser de ocho tipos distintos, como consecuencia de esto, los gluones no sólo interactúan con los quarks, sino también con ellos mismos; (ii) los bosones de norma W^\pm y Z^0 son partículas masivas y también interactúan entre ellas, los W^\pm tienen carga $Q = \pm 1$, respectivamente, mientras que el bosón de norma Z^0 es eléctricamente neutro; y (iii) el bosón de norma γ es eléctricamente neutro, sin masa y no interactúa consigo mismo, en la Tabla 2.6 se muestran algunas de las características de los bosones de norma.

Nombre	Masa GeV/c^2	Carga eléctrica
γ	0	0
W^+	80.385	+1
W^-	80.385	-1
Z^0	91.188	0
g_α	0	0

Tabla 2.6: Números cuánticos de los bosones de norma [?].

Para asegurar acoplamientos de fermiones de helicidad izquierda con el bosón de norma W^+ , los fermiones de este tipo están representados por dobletes de $SU(2)_L$:

$$Q_L = \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L, \quad L_L = \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_L,$$

donde Q_L y L_L son los dobletes de quarks y leptones en $SU(2)_L$, respectivamente. Los estados fermiónicos de helicidad derecha se transforman como singletes bajo $SU(2)_L$; pero ambos, quarks y leptones, dobletes y singletes, se transforman de manera no trivial bajo el grupo de hipercarga $U(1)_Y$. Para los fermiones se definen los números cuánticos Q , T_3 , y Y , que son la carga eléctrica, la carga débil (isospín) y la hipercarga, respectivamente. Los valores de estos números cuánticos se muestran en la Tabla 2.7 para los estados fermiónicos en el SM.

Números Cuánticos	U_R	U_L	D_R	D_L	N_L	E_R	E_L
Y	2/3	1/6	-1/3	1/6	-1/2	-1	-1/2
T_3	0	1/2	0	-1/2	1/2	0	-1/2
Q	2/3	2/3	-1/3	-1/3	0	-1	-1

Tabla 2.7: Números cuánticos asociados a los fermiones en el SM. Los números cuánticos T_3 y Y están relacionados con la carga eléctrica mediante la relación de Gell Mann-Nishijima, $Q = T_3 + Y/2$.

2.4.3. El sector escalar

Sin masa, el Universo sería un lugar muy diferente. Si el electrón no tuviera masa no habría átomos, con lo cual no existiría la materia como la conocemos.

Para explicar por qué unas partículas tienen masa y otras no, Peter Higgs *et al.* postuló en 1964 un mecanismo que se conoce como *el campo de Higgs*. Al igual que el fotón es el componente fundamental de la luz, el campo de Higgs requiere la existencia de una partícula que lo componga, el *bosón de Higgs*. La existencia del bosón de Higgs y del campo de Higgs asociado serían el más simple de varios métodos

del Modelo estándar de física de partículas que intentan explicar la razón de la existencia de masa en las partículas elementales. Esta teoría sugiere que el campo de Higgs sería una especie de continuo que se extiende por todo el espacio, formado por un incontable número de bosones de Higgs, y que las partículas elementales que interactúan con él adquieren masa, mientras que las que no interactúan con él, no la tienen. Dicho de otra manera puramente cualitativa, la masa de las partículas estaría causada por una “fricción” con el campo de Higgs, por lo que las partículas que tienen una mayor fricción con este campo tienen una masa mayor.

Según el modelo propuesto éste bosón debe ser un escalar, eléctricamente neutro y su masa debe ser del orden de la escala electrodébil. El 04 de julio de 2012 los experimentos ATLAS y CMS del CERN anunciaron el descubrimiento de una partícula escalar en la región de masa alrededor de 126 GeV que muy posiblemente se trataba del bosón de Higgs del SM [108], pero se necesitaba más tiempo y datos para confirmarlo. El 14 de marzo de 2013 el CERN, con dos veces más datos de los que disponía en el anuncio del descubrimiento en julio de 2012, encontró que la manera en que interactúa con otras partículas y sus propiedades cuánticas, junto con las interacciones medidas con otras partículas, indican fuertemente que es un bosón de Higgs. Todavía permanece la cuestión de si es el bosón de Higgs del Modelo estándar o quizás el más liviano de varios bosones predichos en algunas teorías que van más allá del SM [109].

Por otro lado, el hecho de que los bosones de norma débil sean masivos, indica que $SU(2)_L \times U(1)_Y$ no es una simetría del vacío. Por esto, se incluye un doblete de Higgs para generar la masa de los bosones electrodébiles W^\pm y Z^0 [110]-[114], así como de los fermiones (excepto los neutrinos), debido a que los términos de masa

$$M_W^2 W_a^\mu W_\mu^a \text{ o } m \bar{\psi}\psi = m(\psi_L \psi_R + \psi_R \psi_L), \quad (2.2)$$

al ser introducidos de manera directa, destruyen la invariancia de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$, y por lo tanto la renormalizabilidad de la teoría. Para evitar este problema, la solución más conocida consiste en incluir en el SM el sector de Higgs, el cual induce un Rompimiento Espontáneo de la Simetría, esto es,

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \longrightarrow SU(3)_C \times U(1)_{em}. \quad (2.3)$$

Lo anterior se realiza a través del llamado Mecanismo de Higgs, el cual proporciona las masas correctas a los bosones de norma W^\pm y Z^0 y a los fermiones (de acuerdo a los datos experimentales), y deja como consecuencia la predicción de una nueva partícula: *el bosón de Higgs*.

Por otra parte, uno de los problemas que no se habían aclarado en el SM era la representación del bosón de Higgs que habría de manifestarse en futuros experimentos. Esto es debido a que el mecanismo de Higgs no es único, y existen muchas representaciones de bosones de Higgs que describen correctamente la dinámica del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Sin embargo, y de acuerdo con los últimos resultados experimentales, el bosón de Higgs propuesto en el SM como una partícula elemental que proviene de un grado de libertad remanente en el sector de Higgs de este modelo es la mejor propuesta.

Así, la versión mínima incluye un doblete escalar complejo bajo $SU(2)_L$ dado por

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},$$

que es un singlete bajo el grupo $SU(3)_C$, con una hipercarga asociada $Y = 1$, y con isospín débil $T = 1/2$.

2.5. El mecanismo de Higgs

Uno de los ingredientes claves del SM de las interacciones electrodébiles es el concepto de Rompimiento Espontáneo de la Simetría (*RES*), que da como resultado la aparición de excitaciones Goldstone,

las cuales están relacionadas con términos de masa de los bosones de norma. Cuando el *RES* se refiere a una simetría de norma en lugar de una global, entonces es el mecanismo de Higgs el que opera.

En el SM, el rompimiento de simetría se realiza por un campo escalar, el cual adquiere un valor de expectación del vacío (v.e.v.) distinto de cero. El espectro físico resultante contiene no sólo a los bosones de norma masivos y a los campos fermiónicos, sino también a la partícula de Higgs, un campo escalar eléctricamente neutro, el cual, como ya se mencionó, hasta el 4 de julio se tuvieron noticias de su posible detección [108, 109].

2.5.1. Rompimiento espontáneo de simetría

Una forma de explicar el fenómeno *RES* es

Un sistema físico tiene una simetría que ha sido espontáneamente rota si las interacciones que gobiernan la dinámica del sistema poseen tal simetría pero el estado base del sistema no.

En el lenguaje de la teoría cuántica de campos se dice que un sistema posee una simetría espontáneamente rota si el lagrangiano que describe la dinámica del sistema es invariante bajo estas transformaciones de simetría, pero el vacío de la teoría no. Aquí el vacío, $|0\rangle$, es el estado en el cual el valor de expectación del hamiltoniano $\langle 0|\Phi|0\rangle \equiv \langle \Phi \rangle$ es mínimo.

Una de las implicaciones físicas del *RES* es la aparición de modos no masivos. La situación general en la teoría cuántica del campo es descrita por el teorema de Goldstone:

“Si el lagrangiano de una teoría tiene una simetría global la cual no es una simetría del vacío entonces debe existir un bosón no masivo, escalar o pseudoescalar, asociado a cada generador que no aniquile el vacío y que tiene los mismos números cuánticos”.

Estos modos son conocidos como *bosones de Nambu-Goldstone* o simplemente *bosones de Goldstone*. El teorema de Goldstone es para teorías con rompimientos espontáneos de simetrías globales, pero pierde su validez para teorías de norma. En este caso es el mecanismo de Higgs el que opera:

Los bosones tipo Goldstone asociados al rompimiento espontáneo de simetría global no se manifiestan explícitamente en el espectro físico, sino que se “combinan” con los bosones de norma no masivos y como resultado, una vez que el espectro de la teoría se construye sobre el vacío asimétrico, aparecen partículas vectoriales masivas. El número de bosones vectoriales que adquieren masa es precisamente el número de bosones tipo Goldstone.

2.5.2. Sector de rompimiento de simetría

Sea Φ el sistema que provee el rompimiento $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$. Entonces Φ debe cumplir con los siguientes requerimientos:

1. Debe ser un campo escalar de manera que el rompimiento preserve la invariancia de Lorentz.
2. Debe ser un campo complejo de manera que el hamiltoniano sea hermitiano.
3. Debe tener valores de hipercarga e isospín débil distintos de cero para poder romper $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$.
4. Sólo las componentes neutras de Φ pueden adquirir v.e.v. distintos de cero de manera que se preserve la simetría $U(1)_{em}$ del vacío.
5. Las interacciones de Φ con los sectores fermiónico y de norma deben ser invariantes de norma.
6. Las autointeracciones de Φ dadas por el potencial $V(\Phi)$ deben producir la ruptura deseada, la cual está caracterizada en este caso por

$$\langle 0|\Phi^\dagger\Phi|0\rangle \neq 0.$$

7. $V(\Phi)$ debe ser renormalizable.

Tomando en cuenta estos puntos, la elección más simple para el sistema Φ y el lagrangiano del sector de rompimiento de simetría de la teoría electrodébil es:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu\Phi)^\dagger (D_\mu\Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (2.4)$$

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad \text{con } \lambda > 0, \quad (2.5)$$

donde

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

$$D_\mu\Phi = \left(\partial_\mu - ig_2 \frac{\tau^j}{2} W_\mu^j - i\frac{g_1}{2} B_\mu \right) \Phi. \quad (2.7)$$

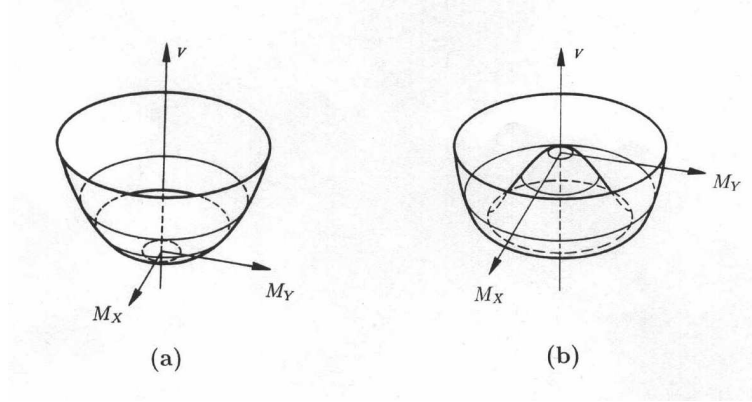


Figura 2.1: El potencial $V(\Phi)$ en **a)** la fase simétrica y **b)** en la fase *RES*.

Aquí, Φ es un doblete complejo fundamental, τ^j son los operadores de isospín; g_1 y g_2 son las constantes de acoplamiento de norma correspondientes a los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente; W_μ^j y B_μ son los campos de norma de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente. Dependiendo del signo del parámetro de masa (μ) existen dos posibles v.e.v. $\langle 0|\Phi|0\rangle$ que minimizan el potencial V :

1. $\mu > 0$: el mínimo es

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = 0, \quad (2.8)$$

entonces el vacío tiene simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y por lo tanto no hay rompimiento de simetría, lo cual se representa gráficamente en la Figura 2.1(a).

2. $\mu < 0$: el mínimo es

$$|\langle 0|\Phi^\dagger\Phi|0\rangle| = -\frac{\mu}{2\lambda}, \quad (2.9)$$

por lo tanto hay un número infinito de vacíos degenerados que corresponden al número infinito de posibles valores para $\langle 0|\Phi^\dagger\Phi|0\rangle$, por lo que

$$\Phi^2 = \Phi^\dagger\Phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu}{2\lambda}.$$

Cualquiera de estos vacíos posee simetría $U(1)_{em}$ pero no $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El rompimiento $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ ocurre una vez que se escoge un vacío en particular, gráficamente se representa en la Figura 2.1(b). Como es usual, tomamos la posibilidad más simple:

$$\begin{aligned} \langle \phi_3^2 \rangle_0 = v; \quad \langle \phi_1^2 \rangle_0 = \langle \phi_2^2 \rangle_0 = \langle \phi_4^2 \rangle_0 = 0; \\ | \langle 0 | \Phi | 0 \rangle | = \Phi_0 = \left(\begin{array}{c} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{array} \right); \quad v^2 \equiv -\frac{\mu}{\lambda}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Otro aspecto interesante del mecanismo de Higgs es que preserva el número de grados de polarización. Estos son:

1. Antes del *RES*: Tenemos un doblete escalar complejo Φ (con $4 \times 1 = 4$ grados de libertad), los campos de norma no masivos W^j (con $3 \times 2 = 6$ grados de libertad), y el campo de norma no masivo B (con $1 \times 2 = 2$ grados de libertad), para un total de 12 grados de libertad.
2. Después del *RES*: Tenemos un escalar real físico h (con $1 \times 1 = 1$ grado de libertad), los campos masivos W^\pm y Z^0 (con $3 \times 3 = 9$ grados de libertad), y un fotón no masivo γ (con $1 \times 2 = 2$ grados de libertad), para un total de 12 grados de libertad.

Se dice que los grados de libertad escalares han sido “comidos” para dar a los bosones de norma W^\pm y Z^0 sus componentes longitudinales. Aún más, es importante notar que se introdujo en la teoría un grado de libertad extra a los necesarios desde el principio. Tres de las componentes reales de Φ , $\phi^\pm \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 \mp i\phi_2)$ y $\chi = \phi_3$, son los bosones tipo Goldstone necesarios en la teoría y el cuarto ϕ_4 se introduce sólo para completar el doblete complejo. Después del rompimiento de simetría, este grado de libertad extra se traduce en la aparición de una partícula escalar masiva en el espectro, el bosón de Higgs h .

2.5.3. Las masas de las partículas

Para poder obtener el espectro de las partículas y sus masas primero necesitamos escribir el lagrangiano del SM, que es invariante de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_{escalar} + \mathcal{L}_{YW}, \quad (2.11)$$

donde \mathcal{L}_f es el lagrangiano del sector fermiónico, \mathcal{L}_G es el lagrangiano del sector bosónico de norma, $\mathcal{L}_{escalar}$ es el lagrangiano del sector de rompimiento de simetría y \mathcal{L}_{YW} es el lagrangiano de Yukawa, los cuales están dados por:

$$\mathcal{L}_f = \sum_{f=l,q} \bar{f} i \mathcal{D} f, \quad (2.12)$$

donde $\mathcal{D} = \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu$,

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP}, \quad (2.13)$$

$$\mathcal{L}_{escalar} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \left(\mu \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \right), \quad (2.14)$$

$$\mathcal{L}_{YW} = \lambda_e \bar{l}_L \Phi e_R + \lambda_u \bar{q}_L \tilde{\Phi} u_R + \lambda_d \bar{q}_L \Phi d_R + h.c., \quad (2.15)$$

en estas expresiones,

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.16)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} l_L &= \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, & q_L &= \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \\ \Phi &= \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, & \tilde{\Phi} &= \begin{pmatrix} \phi_0^* \\ -\phi^- \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

\mathcal{L}_{GF} y \mathcal{L}_{FP} son los lagrangianos de corrección de norma y de Faddeev-Popov, respectivamente, que son necesarios en cualquier teoría de norma. Nótese que el lagrangiano $\mathcal{L}_{escalar}$ es necesario para proveer las masas M_{W^\pm} y M_{Z^0} mientras que \mathcal{L}_{YW} provee las masas M_f .

El procedimiento para obtener el espectro a partir del \mathcal{L}_{SM} es el siguiente:

1. Se debe fijar un vacío no simétrico, por lo que se escoge a (2.10),

$$|\langle 0|\Phi|0\rangle| = \Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

2. El espectro físico se construye haciendo “pequeñas oscilaciones” alrededor de este vacío. Estas pequeñas oscilaciones están parametrizadas por

$$\Phi(x) = e^{\frac{i\xi(x)}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

donde $\xi(x)$ y $h(x)$ son campos “pequeños”.

3. Para poder eliminar los campos no-físicos $\xi(x)$ hacemos las siguientes transformaciones de norma:

$$\begin{aligned} U(\xi) &= e^{-\frac{i\xi(x)}{v}}; & \Phi &\longrightarrow U(\xi)\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}; \\ l_L &\longrightarrow U(\xi)l_L; & e_R &\longrightarrow e_R; \end{aligned}$$

$$q_L \longrightarrow U(\xi)q_L; \quad u_R \longrightarrow u_R; \quad d_R \longrightarrow d_R; \quad (2.21)$$

$$B_\mu \longrightarrow B_\mu;$$

$$\left(\frac{\sigma \cdot W_\mu}{2}\right) \longrightarrow U(\xi) \left(\frac{\sigma \cdot W_\mu}{2}\right) U^{-1}(\xi) - \frac{i}{g} (\partial_\mu U(\xi)) U^{-1}(\xi).$$

4. Finalmente, los eigenestados débiles son rotados a los eigenestados de masa, los cuales definen los campos bosónicos de norma físicos:

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.22)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \quad (2.23)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W. \quad (2.24)$$

Ahora es posible obtener las masas de las partículas físicas de los siguientes términos del \mathcal{L}_{SM} :

$$(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) = \left(\frac{g_2^2 v^2}{4}\right) W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2} \left(\frac{(g_1^2 + g_2^2) v^2}{4}\right) Z_\mu Z^\mu + \dots, \quad (2.25)$$

$$V(\Phi) = \frac{1}{2} (2\mu^2) h^2 + \dots, \quad (2.26)$$

$$\mathcal{L}_{YW} = \left(\lambda_e \frac{v}{\sqrt{2}}\right) \bar{e}_L e_R + \left(\lambda_u \frac{v}{\sqrt{2}}\right) \bar{u}_L u_R + \left(\lambda_d \frac{v}{\sqrt{2}}\right) \bar{d}_L d_R + \dots \quad (2.27)$$

Finalmente, obtenemos las predicciones a nivel árbol:

$$\begin{aligned}
 M_{W^\pm} &= \frac{g_2 v}{2}; & M_{Z^0} &= \frac{\sqrt{(g_1^2 + g_2^2)}v}{2}; & M_\gamma &= 0; \\
 m_e &= \lambda_e \frac{v}{\sqrt{2}}; & m_u &= \lambda_u \frac{v}{\sqrt{2}}; & m_d &= \lambda_d \frac{v}{\sqrt{2}}; \dots, \\
 & & & \text{y} & & \\
 M_h &= \sqrt{2\lambda}v,
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

donde

$$v = \sqrt{-\frac{\mu}{\lambda}}. \tag{2.29}$$

Con esto podemos reescribir a $\mathcal{L}_{escalar}$ y \mathcal{L}_{YW} , después de aplicar el mecanismo de Higgs, en términos de los campos escalares físicos, y obtener no sólo los términos de masa, sino también los términos de interacción y cinéticos en el sector de Higgs,

$$\mathcal{L}_{escalar} + \mathcal{L}_{YW} \rightarrow \mathcal{L}_h^{libre} + \mathcal{L}_h^{int} + \dots \tag{2.30}$$

donde

$$\mathcal{L}_h^{libre} = \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2}M_h^2 h^2, \tag{2.31}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_h^{int} &= -\frac{M_h^2}{v^2}h^3 - \frac{M_h^2}{8v^2}h^4 - \frac{m_e}{v}\bar{f}hf \\
 &+ M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \left(1 + \frac{2}{v}h + \frac{2}{v^2}h^2\right) \\
 &+ M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{2}{v}h + \frac{2}{v^2}h^2\right).
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

Ahora, todas las masas están dadas en términos de un único parámetro de masa v y de los acoplamientos g_1 , g_2 , λ , λ_e , etc. Así mismo, las interacciones del bosón de Higgs h con los fermiones y con los bosones de norma son proporcionales a los acoplamientos de norma y a las correspondientes masas de las partículas:

$$\begin{aligned}
 \bar{f}fh &: -i\frac{g_2}{2}\frac{m_f}{M_W}; \\
 W_\mu^+ W_\nu^- h &: ig_2 M_W g_{\mu\nu}; \\
 Z_\mu Z_\nu h &: i\frac{g_2}{\cos\theta_W} M_Z g_{\mu\nu}.
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Experimentalmente se ha encontrado que [115]:

$$\begin{aligned}
 M_{W^\pm} &= 80.385 \text{ GeV}, \\
 M_Z &= 91.188 \text{ GeV}.
 \end{aligned}$$

Usando estos valores se tiene que

$$v = 246 \text{ GeV}.$$

De la ecuación (2.28) podemos observar que

$$\frac{M_W}{M_Z} = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = \cos \theta_W. \quad (2.34)$$

Dado que los bosones Z^0 y W^\pm no son degenerados en masa (a menos que $\theta_W \rightarrow 0$), una vez medido θ_W , el resultado de la ecuación (2.34) es una predicción del SM, la cual ha resultado ser consistente con los experimentos.

Una cantidad útil a considerar es

$$\rho \equiv \frac{M_W}{M_Z \cos \theta_W}, \quad (2.35)$$

la cual vale 1 para el SM⁴. Cualquier desviación de $\rho = 1$ es señal de la existencia de una nueva física.

2.6. Preguntas sin respuesta...aún

El SM ha mostrado ser muy útil para la física de partículas, pues explica muchos de los fenómenos hasta ahora conocidos. Sin embargo, aún deja algunos aspectos sin responder, como:

- El origen y jerarquía del espectro de masas no es entendible.
- El número de generaciones en la teoría es arbitrario. Además, no hay explicación para la estructura de mezcla en la matriz de V_{CKM} . Aunque la violación de CP se puede incorporar en el SM vía la matriz V_{CKM} , su origen es un misterio.
- La asimetría entre materia y antimateria en el universo.
- El grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ no es asintóticamente libre.
- No explica la cuantización de la carga eléctrica.
- El poder de predicción del SM es relativamente limitado debido a la existencia de 19 parámetros libres, entre ellos la masa del bosón de Higgs.

Además, el sector de Higgs del SM describe el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil mediante un doblete escalar complejo y contiene en su espectro físico una partícula escalar. Sin embargo, a pesar de su simplicidad presenta varios problemas y preguntas abiertas:

- La masa del bosón Higgs no está acotada en el modelo, aunque de acuerdo a los últimos resultados experimentales está es de ~ 125 GeV.
- El problema de naturalidad. La masa del bosón de Higgs recibe correcciones radiativas cuadráticas, las cuales conducen a valores para la masa del orden de la escala de energía de la nueva física, por ejemplo la escala de Planck ($M_{Pl} \simeq 10^{19}$ GeV). Esto hace difícil explicar la predicción de un bosón de Higgs con masa menor a 1 TeV, límite requerido para que el sector de Higgs sea débilmente interactuante. Este problema se puede entender como una jerarquía entre la masa del bosón de Higgs y la escala de Planck. Se necesita pues de un mecanismo extremadamente fino que cancele las divergencias cuadráticas que aparecen, y en el SM no existe tal mecanismo.
- Los valores de los parámetros varían mucho, desde $m_e \sim 0.5$ MeV hasta $m_t \sim 175$ GeV. Esto implica que $\frac{m_t}{m_e} \sim 10^5$.

⁴De hecho, se ha demostrado que aún cuando existan dobletes de Higgs adicionales, el parámetro $\rho_{SM} = 1$ no cambia [116].

Por otro lado, la gravedad no es contemplada dentro del SM, debido a que es “muy débil” como para jugar un papel importante dentro de la teoría. Actualmente no se cuenta con una teoría cuántica satisfactoria para la gravedad debido a varias dificultades que presenta la teoría, tanto matemáticas como conceptuales. Así mismo, las observaciones astronómicas apuntan a la existencia de una nueva clase de materia, hasta ahora desconocida, la llamada *materia oscura*.

Además, en Junio de 1998 la colaboración Super-Kamiokande [117], anunció el descubrimiento de evidencia de la oscilación de neutrinos atmosféricos, lo que implica que los neutrinos son masivos. Esta es la primera evidencia en contra del SM.

Por todo esto, el SM en lugar de ser considerado como una teoría fundamental de la naturaleza, debe entenderse como una teoría efectiva, esto es, como el límite de una teoría más fundamental. Existen varias opciones que aspiran a resolver los problemas del SM. Entre estas posibilidades se encuentran las Teorías de Gran Unificación [118] (GUT, por sus siglas en inglés), las cuales, aunque resuelven varios de los problemas del SM, no logran solucionar el problema de la jerarquía; los modelos Technicolor [119], en los cuales el sector de Higgs es fuertemente interactuante y el bosón de Higgs no es una partícula fundamental; y finalmente Supersimetría [120] (SUSY), la única simetría conocida capaz de relacionar fermiones y bosones, logrando solucionar varios de los problemas antes mencionados.

2.7. Más allá del Modelo Estándar

A pesar de que el Modelo Estándar ha sido muy útil para describir la mayoría de la fenomenología de las Partículas Elementales, las preguntas sin respuesta son motivaciones suficientes para agrandar el sector escalar de SM y buscar en éstas extensiones soluciones a los problemas tales como: neutrinos sin masa, jerarquía, materia oscura, violación CP y CP fuerte, asimetría bariónica del Universo (BAU, por sus siglas en inglés) y el de Bariogénesis electrodébil[20].

En cuanto a la solución del problema de la materia oscura, debemos extender el contenido de partículas con el fin de acomodar (por lo menos) un candidato no bariónico a materia oscura, ya que el único candidato a DM en el SM es el neutrino, que es inadecuado para explicar la mayor parte de la materia oscura [121]. Por lo tanto, no es una de las partículas elementales que figuran en el SM candidato a materia oscura sino alguna partícula masiva estable que podría generarse en muchas extensiones del SM. Esta clase de partículas son particularmente bien motivadas, especialmente cuando sus masas y acoplamientos tienen lugar en física a escala electrodébil. Algunas motivaciones poderosas para materia oscura a escala electrodébil es el desafío de estabilizar la masa del bosón de Higgs (es decir, el problema de jerarquía) lo cual nos lleva a esperar nuevas formas de materia que aparezcan en o cerca de la escala electrodébil [1].

Un número de extensiones del SM han sido propuestas en las cuales introducen una nueva partícula dentro o cerca de la escala electrodébil, y la cual incluye una simetría discreta de la forma requerida para estabilizar un candidato potencial a materia oscura. El ejemplo más estudiado es el neutralino más ligero dentro de los modelos supersimétricos. Otros ejemplos incluyen a bosones de norma hipercargados Kaluza-Klein dentro de modelos con extradimensiones universales [122], entre otros.

Capítulo 3

Modelo Inerte de Dos Dobletes de Higgs: IDM

Mientras la inclusión de un único doblete de Higgs es la manera más económica de darle masa a los bosones de norma y a los fermiones, en principio no hay nada que nos prohíba la existencia de un sector de Higgs mucho más complicado, y a la vez más rico en partículas, que dé respuesta a las preguntas abiertas del ME, en especial al problema de la materia oscura.

3.1. El Modelo de Dos Dobletes de Higgs

El Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés) es una *extensión mínima del sector escalar* del ME con un doblete escalar extra, el cual contiene más campos de Higgs físicos cargados y neutros. Por consiguiente, este modelo contiene dos dobletes con campos escalares complejos, Φ_1, Φ_2 :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}; \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

Hay ocho grados de libertad que serán usados para darle masa a los bosones de norma. En algunos casos, después del rompimiento de simetría, tres bosones de Goldstone proporcionan los modos longitudinales de los bosones de norma W^\pm y Z^0 , que los convierte en masivos. Así, seguirán existiendo cinco bosones de Higgs físicos: tres neutros h_1, h_2, h_3 y dos cargados H^\pm .

3.1.1. Lagrangiano del 2HDM

El rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil por medio del mecanismo de Higgs es descrito por el lagrangiano invariante de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$ más general para el 2HDM, que puede ser escrito como:

$$\mathcal{L}_{THDM} = \mathcal{L}_{escalar} + \mathcal{L}_{YW} + \mathcal{L}_{fGME}, \quad \mathcal{L}_{escalar} = T - V, \quad (3.2)$$

donde \mathcal{L}_{fGME} describe las interacciones del Modelo Estándar $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de los bosones de norma y fermiones, \mathcal{L}_{YW} describe las interacciones de Yukawa de los fermiones con los escalares de Higgs [21]. Estos dos términos no serán discutidos aquí porque ellos no son relevantes en nuestro análisis. El lagrangiano escalar $\mathcal{L}_{escalar}$ (también llamado lagrangiano del sector escalar o del sector de rompimiento de simetría) es:

$$\mathcal{L}_{escalar} = (\mathcal{D}^\mu \Phi_1)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi_1) + (\mathcal{D}^\mu \Phi_2)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi_2) - V(\Phi_1, \Phi_2). \quad (3.3)$$

Estos términos reemplazan el término cinético y el potencial de Higgs en el lagrangiano del ME con la misma derivada covariante dada en (2.7):

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_2 \frac{\tau^j}{2} W_\mu^j - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu,$$

donde τ^j y Y son los generadores de las transformaciones de isospín débil y de hipercarga débil, respectivamente. De aquí en adelante usaremos $Y = +1$ para ambos dobletes.

3.1.2. Potencial escalar del 2HDM

El potencial más general renormalizable e invariante de norma $V(\Phi_1, \Phi_2)$ para el 2HDM está definido en un espacio 8-dimensional del campo de Higgs. Es un potencial escalar hermítico producto de las combinaciones de invariantes electrodébiles ($\Phi_1^\dagger \Phi_1, \Phi_2^\dagger \Phi_2, \Phi_1^\dagger \Phi_2, \Phi_2^\dagger \Phi_1$), contiene todos los acoplamientos cuadráticos y cuárticos. El potencial más general del 2HDM es convencionalmente parametrizado en una base genérica como:

$$V = V_2 + V_4, \tag{3.4}$$

donde

$$\begin{aligned} V_2 &= \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \mu_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \mu_3^* \Phi_2^\dagger \Phi_1, \\ V_4 &= \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\ &\quad + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \left(\lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \lambda_5^* \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right)^2 \right) \\ &\quad + \left(\lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \lambda_7 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_6^* \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_7^* \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right). \end{aligned} \tag{3.5}$$

Este potencial general contiene 14 parámetros libres (en contraste a los sólo dos parámetros para un doblete): los parámetros reales (debido a la hermiticidad del potencial) $\mu_1, \mu_2, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ y los parámetros complejos $\mu_3, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ [21]. El potencial es responsable de la estabilidad y el rompimiento de simetría del modelo. Después del rompimiento de la simetría electrodébil, es responsable, con los términos de interacción provenientes de los términos cinéticos, de la generación de la masa de los bosones de norma. Sin embargo, el gran número de parámetros libres hace que la caracterización del rompimiento de la simetría, para diferentes regiones en el espacio de parámetros, muy complicada. Además, el potencial del 2HDM puede tener extremos con propiedades físicas diferentes.

En contraste con el Modelo Estándar, el potencial no es único. Cada conjunto de parámetros¹ nos lleva a diferentes eigenestados de masa, interacciones, reglas de Feynman, etc. Por lo tanto, el 2HDM se rige por la elección de los parámetros del potencial de Higgs y por los acoplamientos de los dos dobletes escalares a los quarks y leptones de la tercera generación.

3.2. El Modelo de Dos Dobletes de Higgs Inerte

El Modelo de Dos Dobletes Inerte (IDM, por sus siglas en inglés) es una extensión mínima del Modelo Estándar con interesante fenomenología. El interés en este modelo, es precisamente, que provee un candidato a WIMP escalar.

El IDM puede ser visto como un caso especial del Modelo de Dos Dobletes de Higgs, contiene precisamente dos dobletes de Higgs, el campo de Higgs Estándar (Φ_1) y el Higgs Inerte (Φ_2), además

¹Los parámetros dependen de la elección de la base de $\Phi_1 - \Phi_2$. Al escribir (3.5) hemos elegido implícitamente una base en el espacio bidimensional de los campos escalares.

una simetría discreta Z_2 tal que todos los campos del Modelo Estándar y Φ_1 sean pares bajo Z_2 mientras $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ [20]. En general, uno puede parametrizar los dobletes escalares en la base del Higgs como:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h + iG^0) \end{pmatrix}; \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H + iA) \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

donde $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$, h y H son los campos escalares, G^0 y A los pseudoescalares, mientras G^+ y H^+ los campos cargados. Dentro de la base del Higgs los bosones de Goldstone $G^{0,\pm}$ y los escalares cargados físicos H^\pm aparecen explícitamente.

A diferencia del doblete de Higgs del ME, que se acopla a ambos sectores fermiónico y de norma, tal doblete escalar extra es inerte en el sentido de que solamente acopla con bosones de norma [22]. Esa “inertidad” se garantiza mediante la imposición de una simetría discreta Z_2 y de que dicha simetría de paridad no sea espontáneamente rota, es decir, que Φ_2 no desarrolle un valor de expectación del vacío. La partícula “inerte” más ligera (LIP, por sus siglas en inglés) de Φ_2 es, por tanto, estable. Si esta partícula es neutra, puede ser un buen candidato a WIMP.

3.2.1. Potencial escalar del IDM

El potencial más general que conserva CP dentro del sector del Higgs que respeta la simetría Z_2 puede ser escrito como:

$$\begin{aligned} V_{IDM} = & \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 \\ & + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_5}{2} \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.7)$$

donde μ_i y λ_i son parámetros reales [23]. Nótese que el término de mezcla $\mu_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2$ está prohibido por la simetría Z_2 .

El espectro escalar de la teoría es obtenido al expandir el potencial alrededor del mínimo. Por lo que, para encontrar el espectro de excitación del sistema, nosotros necesitamos los extremos del potencial. Las condiciones para los extremos del potencial escalar son:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \Phi_1} \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle} = 0, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial \Phi_2} \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle} = 0, \quad (3.8)$$

siendo $\langle \Phi_1 \rangle, \langle \Phi_2 \rangle$ los valores de expectación del vacío.

De un número infinito de posibles mínimos, para el IDM se elige:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}; \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Después del rompimiento de la simetría electrodébil, tres grados de libertad dentro de Φ_1 (G^+, G^-, G^0) son comidos por los bosones de norma masivos W^\pm y Z^0 . Nosotros nos quedamos con un bosón de Higgs físico h , el cual se asemeja al bosón de Higgs del ME, así como con cuatro escalares inertes de Φ_2 : H de CP -par, A de CP -impar y un par de bosones de Higgs cargados H^\pm .

La elección del mínimo dada por (3.9) nos lleva a fijar μ_1 en términos de λ_1 :

$$\mu_1 = -v_1^2 \lambda_1 \quad (3.10)$$

donde $v_1 = \sqrt{-\frac{\mu_1}{\lambda_1}}$ y tiene un valor² de $v_1 = 246$ GeV, lo cual nos lleva a un modelo con sólo 6 parámetros libres,

$$\{\mu_2, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5\}. \quad (3.11)$$

Con lo anterior, las masas de las cuatro partículas escalares pueden ser escritas como:

$$\begin{aligned} m_h^2 &= 2v_1^2 \lambda_1, \\ m_H^2 &= \frac{1}{2} v_1^2 (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) + \mu_2 = \frac{1}{2} v_1^2 \lambda_L + \mu_2, \\ m_A^2 &= \frac{1}{2} v_1^2 (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) + \mu_2 = \frac{1}{2} v_1^2 \lambda_A + \mu_2, \\ m_{H^\pm}^2 &= \frac{1}{2} v_1^2 \lambda_3 + \mu_2, \end{aligned} \quad (3.12)$$

donde

$$\lambda_{L,A} = (\lambda_3 + \lambda_4 \pm \lambda_5). \quad (3.13)$$

Cuatro de los cinco acoplamientos cuárticos pueden escribirse en términos de las masas escalares físicas y de μ_2 , teniendo como resultado las siguientes expresiones

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{m_h^2}{2v_1^2}, & \lambda_3 &= \frac{2}{v_1^2} (m_{H^\pm}^2 - \mu_2), \\ \lambda_4 &= \frac{m_H^2 + m_A^2 - 2m_{H^\pm}^2}{v_1^2}, & \lambda_5 &= \frac{m_H^2 - m_A^2}{v_1^2}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Entonces, podemos elegir entre los λ_i ($i = 1, \dots, 5$) y μ_2 como los 6 parámetros independientes, o equivalentemente, el conjunto

$$\{m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm}, \lambda_2, \lambda_L\}, \quad (3.15)$$

el cual es un conjunto físicamente más significativo, dado que es usado en aplicaciones fenomenológicas [18]. Sin embargo, no sólo el valor de v es fijado de forma experimental sino también el valor de la masa del Higgs tipo Modelo Estándar, por lo que realmente hay 5 parámetros libres que definen el sector escalar del IDM. Entonces, uno puede elegir tanto los parámetros físicos ($m_H, m_A, m_{H^\pm}, \lambda_2, \lambda_L$) o los parámetros del potencial ($\mu_2, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$).

3.2.2. Constricciones

Un número de constricciones teóricas, observacionales y experimentales pueden imponerse a los parámetros del modelo ya sea a los que aparecen en el potencial, o equivalentemente, a las tres masas y a los dos acoplamientos λ_2 y μ_2 . Nosotros trabajaremos en la base física y los límites a nuestro espacio de parámetros serán discutidos brevemente a bajo. Para una discusión más amplia pueden consultar las siguientes referencias, así como las contenidas en estas, [19], [20] y [22] - [26]. En nuestro análisis, nosotros asumimos que el escalar H es el LIP, es decir, candidato a materia oscura.

Estabilidad del vacío

Nosotros requerimos que el potencial (3.7), esté delimitado desde abajo, de tal manera que no haya una configuración para el campo en el cual $V \rightarrow -\infty$. Esto nos lleva directamente a las siguientes condiciones sobre los acoplamientos a nivel árbol:

$$\lambda_1, \lambda_2 > 0, \quad \lambda_3 + 2\sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0, \quad \lambda_L + 2\sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0, \quad (3.16)$$

²El v.e.v se determina mediante las medidas experimentales de las masas de los bosones de norma.

con λ_L como se definió arriba.

Dentro del IDM, dos mínimos pueden coexistir. Con el fin de garantizar que el vacío inerte sea global, nosotros demandamos que [26]

$$\frac{\mu_2}{\sqrt{\lambda_2}} \leq \frac{\mu_1}{\sqrt{\lambda_1}}. \quad (3.17)$$

Perturbatividad

Cálculos dentro de la teoría de perturbaciones establecen que los parámetros de expansión (acoplamientos relevantes) no deben ser demasiado grande [20], por tal motivo pedimos que todos los acoplamientos de Higgs cuárticos sean perturbativos, es decir, tomen valores absolutos $\leq 4\pi$ [27]:

$$|\lambda_{1,2,3,4,5}| \leq 4\pi, \quad |\lambda_A|, |\lambda_L| \leq 4\pi, \quad |\lambda_4 \pm \lambda_5| \leq 8\pi, \quad |\lambda_3 \pm \lambda_4| \leq 4\pi. \quad (3.18)$$

Búsqueda en colisionadores

Resultados de medidas de precisión por LEP-I excluyen la posibilidad que los bosones de norma del ME decaigan hacia partículas inertes [20], $W^\pm \rightarrow HH^\pm/AH^\pm$ y $Z \rightarrow H^+H^-/HA$, lo cual consecuentemente requiere que:

$$m_{H^\pm} + m_{H,A} \geq m_W, \quad m_H + m_A, 2m_{H^\pm} \geq m_Z. \quad (3.19)$$

Por otra parte la búsqueda de charginos en LEP-II ponen un límite inferior a la masa del Higgs cargado, tal que

$$m_{H^\pm} \geq 70 \text{ GeV}. \quad (3.20)$$

3.2.3. Abundancia del Higgs Inerte

Los escalares inertes interactúan con las partículas del Modelo Estándar por medio de las interacciones electrodébiles y a través del potencial escalar, por lo que el bosón de Higgs inerte H tiene las características de un WIMP, el cual presumiblemente estuvo en equilibrio térmico con la materia ordinaria en el Universo temprano hasta el momento en el que su razón de interacción llegó a ser tan pequeña que su abundancia se fijó (ver sec. 1.4.3).

La abundancia residual para un WIMP térmico tiene un valor de $\Omega h^2 = 0.1198$, pero dentro del IDM puede ser reproducida en tres rangos de masa diferentes [28]:

- **Regimen de masas pequeñas.** Para masas en el rango de GeV por debajo de la masa del bosón W , la materia oscura se aniquila principalmente hacia fermiones ligeros con una razón controlada por el tamaño de los acoplamientos cuárticos con el fin de que coincida con la abundancia observada de materia oscura. En este regimen, aniquilaciones a tres cuerpos del tipo $H^0 H^0 \rightarrow WW^* \rightarrow W f \bar{f}'$ son también importantes en algunas regiones del espacio de parámetros.
- **Regimen de masas intermedias.** Cuando las masas de la materia oscura están por arriba de m_W y por debajo de los 535 GeV, la aniquilación hacia bosones de norma débiles es tan eficiente que la densidad residual de materia oscura es más pequeña que la abundancia observada. Existe una excepción a esto para masas de materia oscura entre $m_W \leq m_H \leq 150$ GeV, sí algunos diagramas de aniquilación son elegidos de tal manera que puedan anularse entre sí, permitiendo una densidad residual de acuerdo con observaciones. Sin embargo, esta región ha sido descartada por el experimento XENON100.
- **Regimen de masas grandes.** Cuando $m_H \sim 535$ GeV y los acoplamientos cuárticos desaparecen, la razón de aniquilación hacia bosones de norma es lo suficientemente pequeña para que coincida con el valor observado de la densidad residual. Resulta que el efecto de los acoplamientos cuárticos

distintos de cero es incrementar la sección eficaz de aniquilación. En consecuencia para masas $m_H \geq 535$ GeV, la abundancia observada de materia oscura puede también ser obtenida por una elección apropiada de los acoplamientos cuárticos. Como una deducción de esto, cuanto mayor sea la masa de la materia oscura más grandes son los acoplamientos cuárticos. Del mismo modo, el límite superior en la materia oscura se establece por la restricción de perturbatividad, el cual es de 58 TeV para acoplamientos cuárticos del orden de 4π .

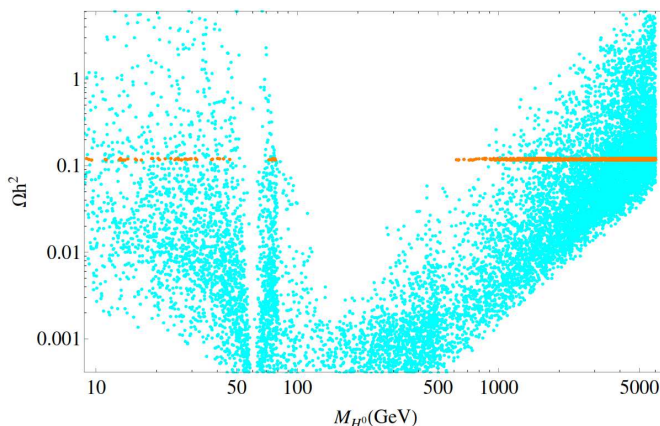


Figura 3.1: Abundancia residual obtenida del escaneo del espacio de parámetros del IDM. Los puntos naranjas corresponden a aquellas opciones que correctamente reproducen la abundancia residual de la materia oscura fría. Créditos: Gráfica tomada de [28].

3.2.4. Rayos gamma de la aniquilación de materia oscura en el IDM

Es bien conocido que la aniquilación de materia oscura en partículas del ME y en otros bosones de Higgs inertes puede contribuir a la densidad residual térmica, así como a su detección indirecta por medio de *rayos gamma de alta energía*, positrones, antiprotones o neutrinos. También es bien sabido que la detección indirecta de MO a través de los rayos gamma es una de las alternativas más prometedoras para observar e identificar partículas de materia oscura. Entre los diferentes canales que pueden dar lugar a una señal de detección indirecta, los rayos gamma tienen la ventaja de ser mucho más fácil de detectar que los neutrinos y de no verse afectados por los efectos de propagación, a diferencia de los positrones y de los antiprotones [29].

Los rayos gamma vienen predominantemente de la hadronización o decaimiento de las partículas del Modelo Estándar (quarks, leptones, bosones de norma) producidos en procesos de aniquilación a nivel árbol. Esto da origen a un espectro de rayos gamma continuo que se extiende sobre un amplio intervalo de energías. A nivel árbol, nosotros también tenemos procesos bremsstrahlung internos, es decir, radiación de fotones desde las patas internas en los diagramas de Feynman, que potencialmente podrían dar lugar a una protuberancia en la parte dura del espectro [30].

Dado que los WIMPs son eléctricamente neutros no puede haber, a nivel de árbol, aniquilación directamente a pares de fotones, como puede verse en la sección 4.5 del apéndice B o en Fig. 3.2. Por tal motivo, el proceso $HH \rightarrow \gamma\gamma$ no es posible realizarse. No obstante, procesos de aniquilación de materia oscura inerte H a $\gamma\gamma$, $Z\gamma$ y $h\gamma$, es decir, estados finales con fotones monoenergéticos, son viables a un loop, ver fig. 3.3. Sin embargo, el cálculo de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte (σv_{ann}) queda fuera de los alcances de esta tesis.

CAPÍTULO 3. MODELO INERTE DE DOS DOBLETES DE HIGGS: IDM
3.2. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS INERTE

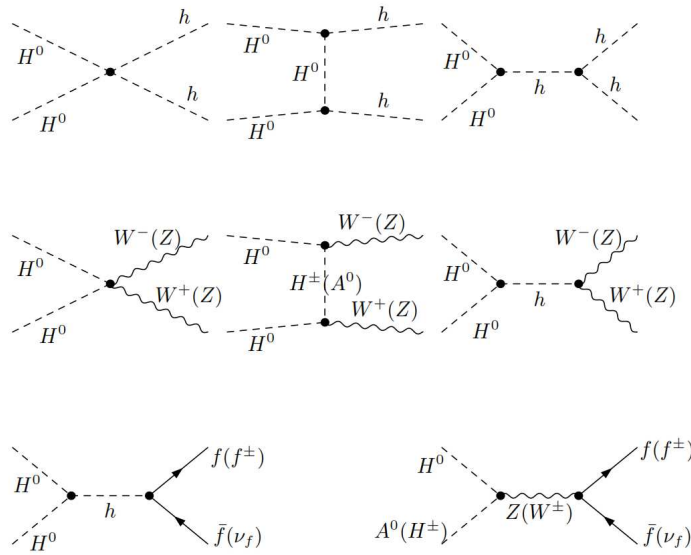


Figura 3.2: Diagramas de Feynman para diferentes canales de aniquilación (y coaniquilación) para el Higgs inerte H . Los dos renglones de arriba muestran los diagramas que contribuyen al Higgs del Modelo Estándar y a W^\pm/Z , respectivamente. El último renglón muestra el canal de aniquilación de H hacia fermiones (diagrama de la izquierda), y su posible proceso de coaniquilación (diagrama derecho). Créditos: Imagen adaptada de [16].

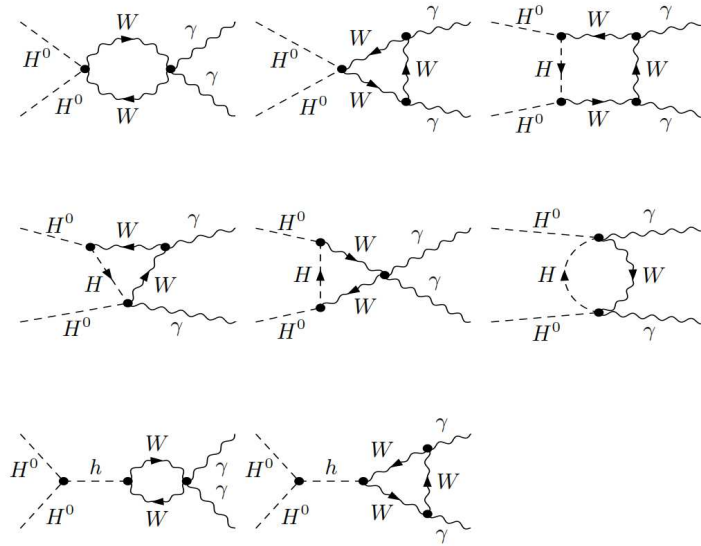


Figura 3.3: Diagramas de Feynman típicos que contribuyen al proceso $HH \rightarrow \gamma\gamma$. Créditos: Imagen adaptada de [16].

3.2.5. Escaneo del espacio de parámetros

En [29] se ha mostrado que los arreglos de telescopios Cherenkov (CTA, por sus siglas en inglés) pueden cuestionar al Modelo de Dos Dobletes Inerte. Se establecen dos características del IDM que lo hacen especialmente adecuado para búsquedas en CTA: la primera, la masa de la materia oscura debe ser mayor que 500 GeV; segunda, la sección eficaz de aniquilación de materia oscura, σv , siempre es más grande que la térmica, alcanzando valores tan altos como $10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$.

En este trabajo de tesis no se presenta el cálculo de σv_{ann} y por ende, el cálculo de la abundancia residual Ωh^2 . Sin embargo, dado a lo comentado en líneas anteriores nosotros realizamos un escaneo de los parámetros del Modelo de Dos Dobletes Inerte en búsqueda de una región en el espacio de parámetros donde sean favorecidas las masas del Higgs inerte $H \geq 500$ GeV, ya que materia oscura inerte en este rango de masas podría aniquilarse a rayos gamma, y por consiguiente, dichos rayos gamma estar en el rango de energía de HAWC, ≥ 100 GeV.

De aquí en adelante nosotros analizaremos numéricamente las regiones permitidas de los parámetros de nuestro modelo. El escaneo es realizado bajo las siguientes consideraciones [23]:

- Se cumplen las condiciones de positividad (3.16) y perturbatividad (3.18).
- En nuestro análisis $v = 246$ GeV.
- La masa considerada para el Higgs cargado es tal que $m_{H^\pm} \geq 70$ GeV.
- $\lambda_1 = 0.13$, dicho valor es obtenido de (3.14) con $m_h = 125$ GeV y $v = 246$ GeV.

Los parámetros más relevantes son tres parámetros cuárticos $\lambda_{3,4,5}$ y un parámetro cuadrático μ_2 . El parámetro cuártico restante, λ_2 , aparece únicamente en las interacciones cuárticas de partículas con Z_2 impar y por lo tanto no está constreñido por el análisis del espectro de masas. Sin embargo, nosotros podemos establecer, a partir de combinar positividad y perturbatividad, que

$$0 \leq \lambda_2 \leq 4\pi, \quad (3.21)$$

pero, al considerar la consticción de unitariedad (ver ec. 20 de [19]) se tiene que

$$0 \leq \lambda_2 \leq \frac{4\pi}{3}. \quad (3.22)$$

Puesto que consideramos al escalar H como candidato a materia oscura debe suceder que $m_H < m_{H^\pm}$, por lo que

$$\lambda_L < \lambda_3. \quad (3.23)$$

Luego, combinando 3.16 con $\lambda_1 = 0.13, 3.22$ y la ecuación anterior se tiene que (ver Fig. 3.4)

$$-1.5 \leq \lambda_L < \lambda_3. \quad (3.24)$$

Por otro lado, nosotros podemos derivar un límite superior al valor del parámetro de masa μ_2 al tomar en cuenta la condición que determina la existencia de un mínimo global, ec. (3.17). Expresando m_1 y λ_1 en términos de la masa del bosón de Higgs $m_1 = m_h$, $\lambda_1 = \frac{m_h^2}{v^2}$ y sustituyendo en la ec. (3.17) llegamos a

$$\mu_2 \leq 2m_h v \sqrt{\lambda_2}. \quad (3.25)$$

Usando el límite superior sobre λ_2 (ec. 3.22) y los valores de m_h y v nosotros obtenemos el siguiente límite sobre μ_2 [23]

$$\mu_2 \leq 10^5 \text{GeV}^2 \quad (3.26)$$

Con este límite superior nosotros analizamos la correlación existente entre la masa del escalar cargado m_{H^\pm} y μ_2 . Nótese que valores grandes de m_{H^\pm} corresponden a valores grandes de μ_2 , sin importar el rango de valores que consideres para el parámetro λ_3 (ver figs. 3.6 y 3.7).

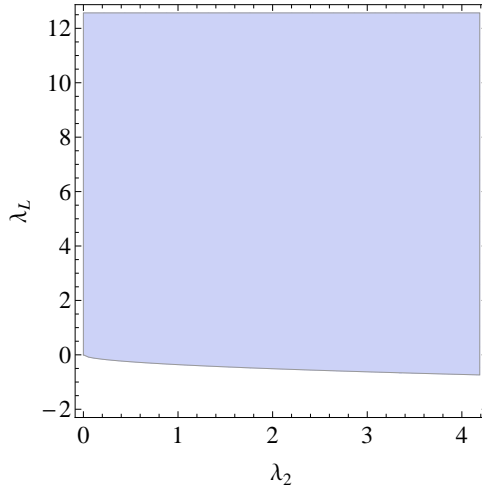


Figura 3.4: Región de parámetros permitidos para λ_L y λ_2 , para un $|\lambda_3| \leq 4\pi$ dado por 3.18.

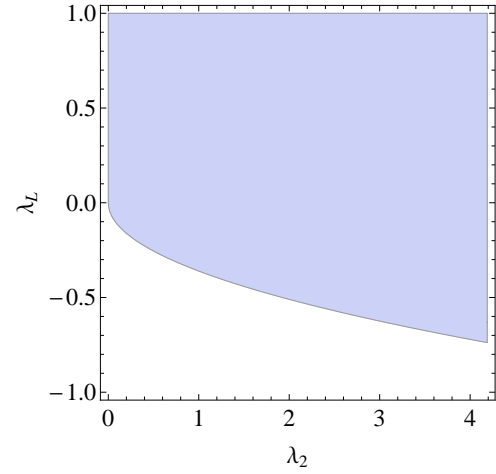


Figura 3.5: Región de parámetros permitidos para λ_L y λ_2 , para $|\lambda_L| \leq 1$.

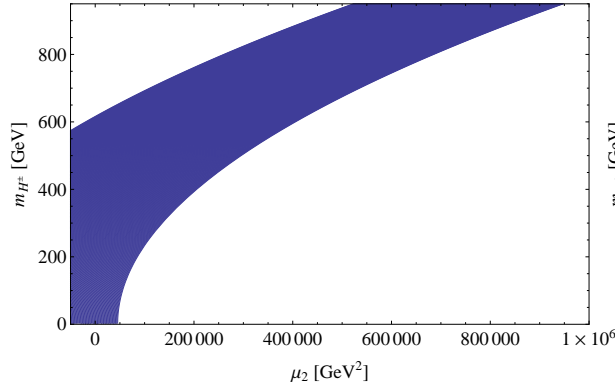


Figura 3.6: Masa escalar cargada m_{H^\pm} como una función de μ_2 , para un $-1.5 \leq \lambda_L < 4\pi$.

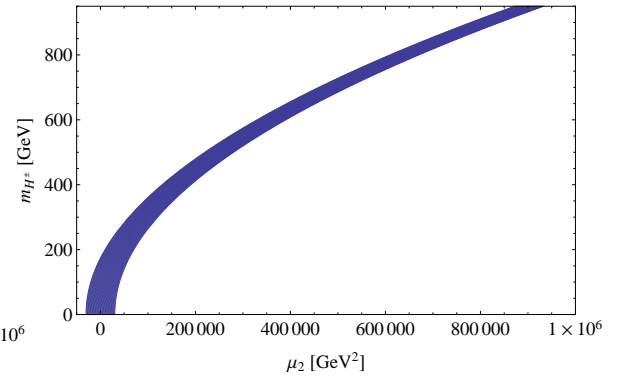


Figura 3.7: Masa escalar cargada m_{H^\pm} como una función de μ_2 , para un $-1 \leq \lambda_L < 1$.

Partiendo nuevamente del hecho que $m_H < m_{H^\pm}$, podemos sustituir $\lambda_L = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$ en 3.23 para obtener la siguiente restricción

$$\lambda_4 + \lambda_5 < 0. \quad (3.27)$$

De las ecs. (3.12) podemos llegar a una expresión para la masa del Higgs escalar H como una función de m_{H^\pm} y de los parámetros $\lambda_{4,5}$

$$m_H = \sqrt{m_{H^\pm}^2 + \frac{1}{2}v^2\lambda_{45}}, \quad (3.28)$$

con $\lambda_{45} = \lambda_4 + \lambda_5 < 0$ y $m_{H^\pm} \geq 70$ GeV.

El análisis de la expresión anterior nos permite observar que el orden del desdoblamiento de masas entre las partículas escalares H y H^\pm depende del rango de valores que consideres para el parámetro λ_{45} . Nótese, que para partículas ligeras el desdoblamiento de masas está permitido, el orden del desdoblamiento en la Fig. 3.8 es de ~ 800 GeV, y en la Fig. 3.9 es de ~ 200 GeV. Mientras, en el régimen de masas grandes todas las partículas tendrán masas similares.

Finalmente, para conocer un poco más acerca del rango de masas del escalar inerte H , nosotros partimos de la ec. (3.12) y consideramos las restricciones desarrolladas en líneas anteriores para λ_L

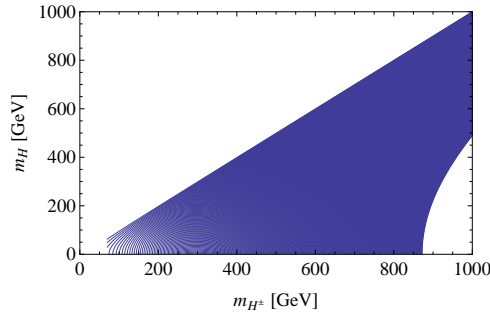


Figura 3.8: Relación entre m_H y m_{H^\pm} . El rango de valores para λ_{45} fue obtenido de (3.18) y (3.27).

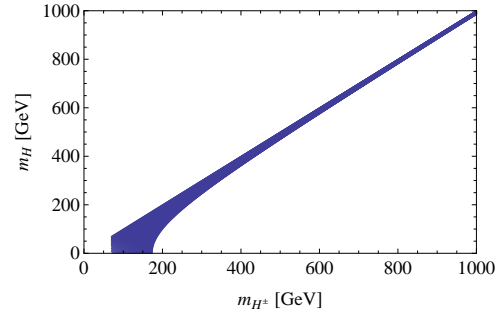


Figura 3.9: Relación entre m_H y m_{H^\pm} , para $|\lambda_{45}| < 1$.

y μ_2 . Encontramos, si los parámetros satisfacen las condiciones de positividad y perturbatividad, que existe dentro del IDM un rango de masas para la materia oscura entre $100 \leq m_H \leq 700$ GeV (ver Fig. 3.10).

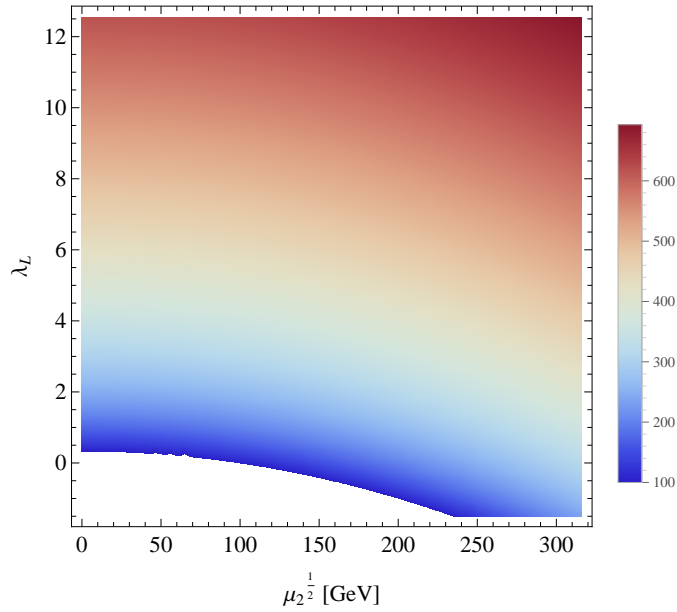


Figura 3.10: Espacio de parámetros que permiten masas para la materia oscura ≥ 100 GeV.

Capítulo 4

Conclusiones

La presente tesis tuvo como objetivo comprobar la viabilidad de la búsqueda de materia oscura inerte en HAWC. Esto quiere decir, que existe un candidato a materia oscura dentro del Modelo de Dos Dobletes Inerte, el cual podrá aniquilarse a rayos gamma monoenergéticos, cuyas energías estarían en el rango de detectabilidad de HAWC, mayores o iguales a 100 GeV.

Para demostrar esto, se presentó una revisión sistemática del problema de la materia oscura y los diferentes candidatos posibles, ahondando en las características físicas de la clase más grande de candidatos a materia oscura fría, los llamados WIMPs; así mismo, se estudió el Modelo Estándar y se encontró la necesidad de agrandar el sector escalar de dicho modelo, con el fin de acomodar (por lo menos) un candidato viable a materia oscura.

Posteriormente, se abordó el análisis del sector escalar de los modelos 2HDM inerte y 2HDM+1S inerte. Particularmente en el 2HDM inerte, se realizó el cálculo del espectro de masas del sector de Higgs, así como las interacciones de norma de los escalares inertes, y se propuso al escalar estable más ligero (H) como un buen candidato a materia oscura. Adicionalmente, se investigó las potencialidades para su detección indirecta mediante la aniquilación a rayos gamma. Mostramos, por medio del escaneo de los parámetros del modelo, que el IDM al satisfacer la constricciones teóricas y experimentales, de positividad y perturbatividad, está dentro del intervalo de energías del experimento HAWC, $m_\chi > 100 \text{ GeV}$.

Apéndice A

Deducción del lagrangiano escalar desde el SM hasta el IDMS

A.1. Lagrangiano Escalar

Como sabemos, el lagrangiano captura toda la *dinámica del sistema* y está definido como la diferencia entre la energía cinética y la energía potencial:

$$\mathcal{L} = T - V. \quad (\text{A.1})$$

Dentro de la Teoría Cuántica del Campo (TCC) L dependen sólo de los *campos y de sus primeras derivadas*.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi). \quad (\text{A.2})$$

Un *campo* es una función que le asigna ciertas propiedades a cada punto del espacio-tiempo, y se denota por $\phi(\mathbf{x}, t)$, o bien $\phi(x^\mu)$. Cabe mencionar, que al ser “cuantizados” los campos las partículas emergen como *cuantos* de los campos asociados, así por ejemplo, el Fotón es el cuanto del campo electrodinámico, A^μ .

Dado un lagrangiano nosotros podemos determinar:

- un conjunto de ecuaciones de movimiento (una por cada campo involucrado) y por ende un conjunto de partículas.
- un potencial, el cual no es dado a priori, sino que debe ser definido y su uso delimitado.
- un conjunto particular de Reglas de Feynman (interacciones de la teoría).

Para *campos libres* (sin fuentes o interacciones), los términos que aparecen en el lagrangiano son:

$$\mathcal{L} = \text{Término cinético} - \text{Término de masa}, \quad (\text{A.3})$$

como por ejemplo, el caso del lagrangiano de un *campo escalar* ϕ :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}m^2 \phi^2. \quad (\text{A.4})$$

Un campo escalar sólo describe una partícula con un único estado, es decir, describe una partícula con espín 0.

Aplicando la ecuación de Euler-Lagrange al campo ϕ :

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0, \quad (\text{A.5})$$

se obtiene la ecuación de campo libre:

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + m^2 \phi = 0. \quad (\text{A.6})$$

La ecuación resultante es la Ecuación de Klein-Gordon la cual *describe partículas de espín 0*.

A.1.1. Término de masa

Una tarea clave dentro del “Rompimiento Espontáneo de la Simetría” es la habilidad para reconocer *términos de masa* en el lagrangiano. Una tarea que resulta fácil.

Consideremos el lagrangiano para un campo escalar Klein-Gordon (A.4):

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2} m^2 \phi^2, \quad (\text{A.7})$$

donde los cuantos del campo ϕ son partículas de masa m . Observando al lagrangiano, por consiguiente reconocemos el término de masa:

$$-\frac{1}{2} m^2 \phi^2, \quad (\text{A.8})$$

donde $m^2 > 0$ y m es la masa de la partícula asociada.

Conclusión:

Un término de masa en el lagrangiano es aquel que sea cuadrático en los campos, el cual será un término de la forma $\alpha^2 \phi^2$ para alguna constante (real) α .

Sin embargo, no siempre es posible identificar los términos de masa en el lagrangiano con una sola inspección. En algunos lagrangianos el término de masa está oculto por alguna u otra razón.

Consideremos un lagrangiano *ficticio* para un campo escalar ϕ dado por:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 + e^{-(\alpha\phi)^2}. \quad (\text{A.9})$$

¿Hay un término de masa en este lagrangiano? Por inspección nosotros no vemos algún término que sea cuadrático en el campo, por lo que podríamos concluir que se trata de un campo sin masa ($m = 0$), como el de un fotón.

Pero esto es incorrecto, porque si tu expandes la exponencial L toma la forma:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 + 1 - \alpha^2 \phi^2 + \frac{1}{2} \alpha^4 \phi^4 - \frac{1}{2} \alpha^6 \phi^6 + \dots \quad (\text{A.10})$$

El 1 es irrelevante (un término constante en L no tiene efectos sobre las ecuaciones de campo), el segundo término si lo comparamos con el lagrangiano de *un campo escalar Klein-Gordon* (A.7), parece un término de masa con $\alpha^2 = \frac{1}{2} m^2$. Siempre que $\alpha^2 > 0$, este lagrangiano describe una partícula de masa $m = \sqrt{2}\alpha$. Los términos de orden superior representan acoplamiento (términos de interacción).

En general, el lagrangiano para un campo escalar real ϕ esta dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \underbrace{(\partial_\mu \phi)^2}_{\text{Term. Cinético}} + \underbrace{C}_{\text{Const.}} + \underbrace{\alpha \phi}_{?} + \underbrace{\beta \phi^2}_{\text{Term. de masa}} \\ & + \underbrace{\gamma \phi^3}_{\text{Term. Autoint. de 3piernas}} + \underbrace{\delta \phi^4}_{\text{Term. Autoint. de 4piernas}} + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

El término lineal en el campo no tienen interpretación directa (de hecho no debería estar presente como explicaremos más adelante). Los términos de orden superior representan acoplamiento (términos de interacción).

A.2. Derivada covariante: $SU(2)_L \times U(1)_Y$

El grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ tiene un total de 4 generadores, de los cuales tres corresponden al grupo $SU(2)_L$ (y a los cuales denotaremos por τ^j : $j = 1, 2, 3$) y el restante es el generador de hipercarga Y correspondiente al grupo $U(1)_Y$. Si partimos de:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial^\mu \Phi^\dagger) (\partial_\mu \Phi) = \frac{1}{2} (\partial^\mu \Phi)^\dagger (\partial_\mu \Phi), \quad (\text{A.12})$$

donde ahora Φ es un doblete de Higgs, podemos ver inmediatamente que el lagrangiano es invariante bajo una transformación global de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, ya que la transformación actúa sobre los campos y las derivadas como:

$$\begin{aligned} \Phi &\longrightarrow e^{ig_2 \sum_{j=1}^3 \theta_j \tau^j} e^{ig_1 Y \alpha} \Phi; & \Phi^\dagger &\longrightarrow \Phi^\dagger e^{-ig_2 \sum_{j=1}^3 \theta_j \tau^j} e^{-ig_1 Y \alpha}, \\ \partial_\mu \Phi &\longrightarrow e^{ig_2 \sum_{j=1}^3 \theta_j \tau^j} e^{ig_1 Y \alpha} \partial_\mu \Phi. \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

donde θ_a, α son parámetros continuos globales.

Promovemos la transformación de fase de global a local, hacemos que los parámetros θ_a, α dependan de las coordenadas espacio-temporales:

$$\begin{aligned} \Phi &\longrightarrow e^{ig_2 \sum_{j=1}^3 \theta_j(x) \tau^j} e^{ig_1 Y \alpha(x)} \Phi; & \Phi^\dagger &\longrightarrow \Phi^\dagger e^{-ig_2 \sum_{j=1}^3 \theta_j(x) \tau^j} e^{-ig_1 Y \alpha(x)}, \\ \partial_\mu \Phi &\longrightarrow \partial_\mu \left(e^{ig_2 \sum_{j=1}^3 \theta_j(x) \tau^j} e^{ig_1 Y \alpha(x)} \Phi \right). \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Vemos que no se tiene invariancia de norma local debido a que la derivada incluiría términos de derivadas de $\theta_a(x)$ y $\alpha(x)$. Para restaurar la simetría utilizaremos *el principio de norma*, el cual nos dice que debemos introducir un bosón de norma (vectorial) por cada generador del grupo de simetría.

La manera más sencilla de construir un lagrangiano invariante es simplemente reemplazando la derivada usual, por la llamada derivada covariante, D_μ :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \sum_{j=1}^3 \tau^j W_\mu^j - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (\text{A.15})$$

donde se han incluido los campos de norma W_μ^j con $j = 1, 2, 3$, y B_μ . Los primeros son bosones vectoriales asociados al grupo $SU(2)_L$, y el último corresponde al grupo $U(1)_Y$.

A.3. El sector escalar en el SM

A.3.1. Lagrangiano escalar del SM

El lagrangiano escalar del SM está dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (\text{A.16})$$

con

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.17})$$

Siendo Φ un doblete de Higgs con hipercarga $Y = 1$, donde ϕ_1, ϕ_2 representan la parte cargada, y ϕ_3, ϕ_4 la neutra del doblete de Higgs.

A.3.2. Construcción del potencial del SM

Construimos el potencial más general que sea invariante ante una transformación de norma local y renormalizable, es decir, se construyen los invariantes (escalares) electrodébiles. Para ello se define el transpuesto conjugado del doblete de Higgs:

$$\Phi^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 & \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.18})$$

Enseguida, se multiplican el doblete Φ y su transpuesto conjugado Φ^\dagger en todas sus combinaciones posibles de sólo dos elementos, $\Phi\Phi$, $\Phi^\dagger\Phi^\dagger$, $\Phi^\dagger\Phi$, $\Phi\Phi^\dagger$, obteniendo como resultado un único escalar:

$$\Phi^\dagger\Phi. \quad (\text{A.19})$$

Posteriormente, se multiplican el doblete Φ y su transpuesto conjugado Φ^\dagger en todas sus combinaciones posibles de sólo cuatro elementos: $\Phi\Phi\Phi\Phi$, $\Phi^\dagger\Phi^\dagger\Phi^\dagger\Phi^\dagger$, $\Phi^\dagger\Phi\Phi\Phi^\dagger$, etc.; encontrandose también un único escalar:

$$(\Phi^\dagger\Phi)^2. \quad (\text{A.20})$$

Por lo tanto, se tiene que el potencial $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ es:

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2, \quad (\text{A.21})$$

siendo μ y λ parámetros del modelo.

Finalmente el lagrangiano escalar del SM es:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) - \left(\mu\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2\right). \quad (\text{A.22})$$

A.3.3. Rompimiento de simetría

Sustituyendo las expresiones dadas por (Ec.17) y (Ec.18) en (Ec. 21) podemos escribir el potencial del SM en términos de los campos reales:

$$V = \frac{1}{2}\mu(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) + \lambda\left(\frac{\phi_1^4}{4} + \frac{1}{2}\phi_1^2\phi_2^2 + \frac{\phi_2^4}{4} + \frac{1}{2}\phi_1^2\phi_3^2 + \frac{1}{2}\phi_2^2\phi_3^2 + \frac{\phi_3^4}{4} + \frac{1}{2}\phi_1^2\phi_4^2 + \frac{1}{2}\phi_2^2\phi_4^2 + \frac{1}{2}\phi_3^2\phi_4^2 + \frac{\phi_4^4}{4}\right). \quad (\text{A.23})$$

El vacío (estado base) de cualquier sistema termina siendo el punto más bajo del potencial, por lo que, encontramos el mínimo del potencial a través de:

$$\frac{\partial}{\partial\phi_i}V = 0, \quad \text{para } i = 1 - 4; \quad (\text{A.24})$$

lo anterior nos lleva a:

$$\mu + \lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = 0. \quad (\text{A.25})$$

En el plano $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$, el potencial tiene un mínimo en el origen sí $\mu > 0$ (ver Fig. 1-Cap2), y para $\mu < 0$ (ver Fig. 2- Cap2), el mínimo es a lo largo de un círculo de radio:

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 = \frac{-\mu}{\lambda}. \quad (\text{A.26})$$

Nótese que $\lambda > 0$ para la estabilidad del vacío (evitar divergencias en el potencial).

Para el caso $\mu > 0$ el vacío (el mínimo trivial) corresponde a $\Phi = 0$ y es simétrico en Φ (no hay rompimiento de la simetría).

En el caso $\mu < 0$, tenemos un número infinito de mínimos. Existe Rompimiento Espontáneo de la Simetría al elegir un mínimo en específico, nosotros elegimos a Φ_0 como $\phi_1 = 0, \phi_2 = 0, \phi_4 = 0$ y $\phi_3 = v$, siendo v el valor de expectación del vacío (v.e.v), por lo que:

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (\text{A.27})$$

Debido a la conservación de la carga unicamente un campo escalar neutro puede adquirir un v.e.v.

Para ver que partículas están presentes en este modelo estudiamos el potencial bajo pequeñas oscilaciones alrededor del mínimo. Entonces, cuando observamos las perturbaciones alrededor de este mínimo es natural definir los campos desplazdos η y ξ , con $\eta = \phi_3 - v$ $\xi = \phi_4$ (con $\phi_1 = \phi_2 = 0$) lo cual significa que los (perturbaciones alrededor de los) vacíos son descritos por:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \eta) + i\xi \end{pmatrix}, \quad (\text{A.28})$$

o bien, se pueden parametrizar como:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} e^{\frac{i\xi}{v}}. \quad (\text{A.29})$$

Finalmente, el doblete escrito en la norma unitaria es:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (\text{A.30})$$

donde h es el campo de Higgs físico.

A.3.4. Masas de los bosones de norma

Los bosones de norma (W^\pm, Z^0) adquiriran masa a través de la acción de la derivada covariante sobre el campo de Higgs. Entonces, sustituimos $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ en la parte cinética del lagrangiano dado por (A.22):

$$\begin{aligned} (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= \begin{pmatrix} \frac{i(W^{\mu 1} + iW^{\mu 2})g_2 v}{2\sqrt{2}} & \frac{-iv(W^{\mu 3} g_2 - B^\mu g_1 Y_0)}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{-ig_2 v(W_{\mu 1} - iW_{\mu 2})}{2\sqrt{2}} \\ \frac{iv(g_2 W_{\mu 3} - B_\mu g_1 Y_0)}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{8} [g_2^2 v^2 (W_1^\mu W_{\mu 1} + W_2^\mu W_{\mu 2}) + v^2 (g_2 W_3^\mu - B^\mu g_1 Y_0) (g_2 W_{\mu 3} - B_\mu g_1 Y_0)] \\ &= \frac{1}{8} [g_2^2 v^2 ((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2) + v^2 (g_2 W_\mu^3 - B_\mu g_1 Y_0)^2]. \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Para poder interpretar nosotros necesitamos escribir esto en términos de W^+, W^-, Z^0 y γ ya que estos son los bosones de norma que son observados en la naturaleza. Entonces, los campos W_μ^1 y W_μ^2 son electricamente cargados y pueden estar combinados en los campos físicos como:

$$W^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2); \quad W^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 + iW_\mu^2), \quad (\text{A.32})$$

por lo que,

$$(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 = 2W_\mu^+ W_\mu^-. \quad (\text{A.33})$$

El bosón Z^0 masivo y γ sin masa son formados por la mezcla de B_μ y W_μ^3 :

$$(B_\mu g_1 Y_0 - g_2 W_\mu^3)^2 = \begin{pmatrix} B_\mu & W_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1^2 Y_0^2 & -g_1 g_2 Y_0 \\ -g_1 g_2 Y_0 & g_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.34})$$

Si vemos lo anterior como una rotación,

$$\begin{pmatrix} B_\mu \\ W_3 \end{pmatrix} = R(\theta_w) \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} \implies \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = R^{-1} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_3 \end{pmatrix},$$

entonces, con un poco de álgebra matricial, la matriz inversa resulta ser:

$$\begin{pmatrix} \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_0^2}} & \frac{g_1 Y_0}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_0^2}} \\ -\frac{g_1 Y_0}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_0^2}} & \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_0^2}} \end{pmatrix},$$

por lo que,

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_0^2}} & \frac{g_1 Y_0}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_0^2}} \\ -\frac{g_1 Y_0}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_0^2}} & \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_0^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.35})$$

Por lo tanto, con $Y_0 = 1$, tenemos que los bosones de norma están dados por:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{B_\mu g_2 + g_1 W_3}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \\ Z_\mu &= \frac{g_2 W_3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}. \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

Sustituyendo (A.36) y (A.33) en el término cinético del lagrangiano dado por (A.22):

$$\begin{aligned} (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= \frac{1}{8} [g_2^2 v^2 (2W_\mu^+ W^{-\mu}) + v^2 (g_2^2 + g_1^2) Z_\mu Z^\mu + 0 \cdot A_\mu A^\mu] \\ &= \frac{1}{4} g_2^2 v^2 (W_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{1}{8} v^2 (g_2^2 + g_1^2) Z_\mu Z^\mu + 0 \cdot A_\mu A^\mu. \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

Finalmente, podemos concluir que la masa que ha adquirido cada bosón es:

$$\begin{aligned} M_{W^\pm} &= \frac{v g_2}{2}, \\ M_{Z^0} &= \frac{v \sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2}, \\ M_\gamma &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

A.3.5. Masa del bosón de Higgs

En cuanto a la masa del bosón del higgs la podemos obtener por dos caminos equivalentes.

A través del potencial

Expandemos el potencial alrededor del mínimo, sustituimos (A.30) en (A.21):

$$V = \frac{1}{4} \lambda (h + v)^4 + \frac{1}{2} \mu (h + v)^2, \quad (\text{A.39})$$

puesto que $\mu = -v^2\lambda$, V se puede escribir como:

$$V = \underbrace{\frac{\lambda h^4}{4}}_{\text{Term.Int.4patas}} + \underbrace{v\lambda h^3}_{\text{Term.Int.3patas}} + \underbrace{v^2\lambda h^2}_{\text{Term.demasa}} - \underbrace{\frac{\lambda v^4}{4}}_{\text{Const.}}. \quad (\text{A.40})$$

Comparando el lagrangiano para un campo escalar Klein-Gordon (A.7) con el lagrangiano para el campo escalar del Higgs dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_h &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)h^2, \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

podemos concluir finalmente, que la masa del bosón de Higgs es:

$$M_h = \sqrt{2\lambda}v. \quad (\text{A.42})$$

Matriz de masa

Para el estudio del espectro de masas se debe calcular la matriz de masa:

$$\begin{matrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \phi_4 \end{matrix} \begin{pmatrix} \phi_1 & \phi_2 & \phi_3 & \phi_4 \\ m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix},$$

donde ϕ_1, ϕ_2 representan la parte cargada, y ϕ_3, ϕ_4 la neutra del doblete de Higgs.

Cada término de la matriz se obtiene con la segunda derivada del potencial:

$$M_{ij}^2 = \frac{\partial^2}{\partial\phi_j\partial\phi_i}V, \quad (\text{A.43})$$

por lo que, la matriz de masas para el potencial del SM es:

$$M_{ij}^2 = \begin{pmatrix} \mu^2 + \lambda v^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu^2 + \lambda v^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu^2 + 3\lambda v^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu^2 + \lambda v^2 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.44})$$

pero $\mu^2 + \lambda v_1^2 = 0$ ($\mu = -v^2\lambda$) tenemos que:

$$M_{ij}^2 = \begin{matrix} \phi_1 & \phi_2 & \phi_3 & \phi_4 \\ \phi_1 & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\lambda v^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \phi_2 & \\ \phi_3 & \\ \phi_4 & \end{matrix}. \quad (\text{A.45})$$

Con lo anterior, podemos concluir que la masa del bosón de Higgs es:

$$M_h^2 = 2\lambda v^2 \implies M_h = \sqrt{2\lambda}v. \quad (\text{A.46})$$

A.4. El sector escalar del IDM

2HDM

El Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés) es una extensión mínima del sector escalar del SM con un doblete escalar extra el cual contiene más campos de Higgs físicos cargados y neutros [21].

Lagrangiano escalar del modelo 2HDM

El lagrangiano escalar del modelo 2HDM está dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu \Phi_1)^\dagger (D_\mu \Phi_1) + (D^\mu \Phi_2)^\dagger (D_\mu \Phi_2) - V(\Phi_i^\dagger \Phi_j), \quad (\text{A.47})$$

donde Φ_1 es un doblete de Higgs como el del SM y Φ_2 es un doblete de adicional, los dos dobletes con hipercarga $Y = 1, [5]$:

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_5 + i\phi_6 \end{pmatrix}, \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_2^\pm \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.48})$$

Construcción del potencial del 2HDM

Construimos el potencial más general que sea invariante ante una transformación de norma local y renormalizable. Para ello se define el transpuesto conjugado de cada uno de los dobletes de Higgs:

$$\Phi_1^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 - i\phi_2 \quad \phi_5 - i\phi_6); \Phi_2^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_3 - i\phi_4 \quad \phi_7 - i\phi_8). \quad (\text{A.49})$$

De manera análoga que en SM se construyen los invariantes electrodébiles. Se multiplican los dobletes Φ_1, Φ_2 y los transpuestos conjugados Φ_1^\dagger y Φ_2^\dagger en todas sus combinaciones posibles de sólo *dos elementos*, obteniendo como resultado 4 escalares,

$$\Phi_1^\dagger \Phi_1, \Phi_2^\dagger \Phi_2, \Phi_1^\dagger \Phi_2, \Phi_2^\dagger \Phi_1.$$

Posteriormente, se vuelven a multiplicar los dobletes y sus conjugados en todas sus combinaciones posibles de sólo *cuatro elementos*, resultado de ello se obtienen 16 escalares, de los cuales sólo 10 escalares son diferentes entre sí:

$$\begin{aligned} &\Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1, \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2, \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2, \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1, \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2, \\ &\Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_2, \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2, \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1, \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1, \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2. \end{aligned}$$

Finalmente, se tiene que el potencial $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ que hace al 2HDM un modelo con *14 parámetros libres* es:

$$\begin{aligned} V = &\mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \mu_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \mu_3^* \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\ &+ \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_5 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \\ &+ \lambda_7 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_5^* \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_6^* \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_7^* \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2, \end{aligned} \quad (\text{A.50})$$

siendo $\mu_1, \mu_2, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ los parámetros reales (debido a la hermiticidad del potencial) y $\mu_3, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ los parámetros complejos. Cabe mencionar que el potencial es responsable de la estabilidad y el rompimiento de simetría del modelo y cada conjunto de parámetros nos lleva a diferentes eigenestados de masa, interacciones y reglas de Feynman.

A.4.1. El lagrangiano escalar del modelo IDM

El gran número de parámetros libres en el 2HDM hace que la caracterización del rompimiento de la simetría, para diferentes regiones en el espacio de parámetros, muy complicada [21], por tal motivo, abordamos un caso especial.

El IDM puede ser visto como un caso especial del Modelo de Dos Dobletes de Higgs, contiene precisamente dos dobletes de Higgs, el campo de Higgs Estándar (Φ_1) y el campo de Higgs Inerte (Φ_2) con una simetría discreta Z_2 tal que todos los campos del Modelo Estándar y Φ_1 sean pares bajo Z_2 mientras $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ [20].

El lagrangiano escalar del modelo IDM es:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu \Phi_1)^\dagger (D_\mu \Phi_1) + (D^\mu \Phi_2)^\dagger (D_\mu \Phi_2) - V(\Phi_i^\dagger \Phi_j), \quad (\text{A.51})$$

donde, desde un principio, hemos parametrizado a los dobletes escalares en la base del Higgs como:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+h+iG^0) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H+iA) \end{pmatrix}, \\ \Phi_1^\dagger &= \begin{pmatrix} G^- & \frac{1}{\sqrt{2}}(v+h-iG^0) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2^\dagger = \begin{pmatrix} H^- & \frac{1}{\sqrt{2}}(H-iA) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (\text{A.52})$$

con $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$, h y H son los campos escalares, G^0 y A los pseudoescalares, mientras G^+ y H^+ son los campos cargados.

A.4.2. Construcción del potencial

Como el IDM es un caso especial del 2HDM el potencial de partida está dado por (A.50).

Antes de indagar si el potencial es invariante ante conjugación de carga y ante paridad establecemos que *todos los parámetros del potencial sean reales* [23], entonces tenemos que:

$$\begin{aligned} V &= \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \mu_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \mu_3^* \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\ &+ \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_5 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \\ &+ \lambda_7 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_5 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_7 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2. \end{aligned} \quad (\text{A.53})$$

Además, de pedirle de que sea invariante ante transformación de norma local, ahora le pedimos que sea invariante ante CP (simetría discreta carga-paridad).

Conjugación de carga

Indagaremos si el potencial es invariante ante conjugación de carga C, para ello, dicha transformación establece que:

$$\Phi_1 \rightarrow e^{i\alpha_1} \Phi_1^*, \quad \Phi_2 \rightarrow e^{i\alpha_2} \Phi_2^*, \quad (\text{A.54})$$

con lo cual, se define el siguiente producto:

$$\Phi_i^\dagger \Phi_j = e^{i\alpha_j} \Phi_j^\dagger e^{-i\alpha_i} \Phi_i. \quad (\text{A.55})$$

Después de un poco de álgebra, encontramos que el potencial es invariante ante C:

$$\begin{aligned} V &= \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \mu_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \mu_3^* \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\ &+ \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_5 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \\ &+ \lambda_7 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_5 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \lambda_7 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2. \end{aligned} \quad (\text{A.56})$$

Paridad

Ahora exploramos si el potencial es invariante ante paridad P. Considerando que los campos transforman ante Z_2 como:

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2, \quad (\text{A.57})$$

podemos encontrar que los términos que no son invariantes ante Z_2 son:

$$\mu_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2, \mu_3 \Phi_2^\dagger \Phi_1, \lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_2, \lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1, \lambda_7 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2, \lambda_7 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2.$$

Finalmente el potencial invariante ante CP es:

$$\begin{aligned} V = & \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\ & + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{1}{2} \lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right), \end{aligned} \quad (\text{A.58})$$

donde hemos introducido el factor $\frac{1}{2}$ por convención.

A.4.3. Rompimiento de simetría

El mínimo del potencial se encuentra por medio de:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \Phi_1} V \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle} = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \Phi_2} V \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle} = 0 \quad (\text{A.59})$$

siendo $\langle \Phi_1 \rangle, \langle \Phi_2 \rangle$ los valores de espectación del vacío.

De un número infinito de posibles mínimos, elegimos uno (rompemos simetría), para el IDM se elige:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.60})$$

La imposición de Z_2 y hacer que Φ_2 no desarrolle una v.e.v ($v_2 = 0$), lleva al doblete escalar extra a ser inerte. Es inerte en el sentido que sólo se acopla a los bosones de norma [22].

Como en el SM, los bosones adquirirán masa a través de la acción de la derivada covariante sobre el campo de Higgs. Por tal motivo, después del rompimiento de la simetría electrodébil, tres grados de libertad dentro de Φ_1 (G^+, G^-, G^0) son comidos por los bosones de norma masivos W^\pm y Z . Nosotros nos quedamos con un bosón de Higgs físico h , el cual se asemeja al bosón de Higgs del modelo estándar, así como con cuatro escalares inertes de Φ_2 : H de CP-par, A de CP-impar y un par de cargados H^\pm .

A.4.4. Masa de los cinco bosones de Higgs físicos

Las masas las obtenemos con la segunda derivada del potencial con respecto a cada uno de los campos (A.43).

Entonces, tenemos que:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v_1^2 \lambda_3 + 2\mu_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v_1^2 \lambda_3 + 2\mu_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2v_1^2 \lambda_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} v_1^2 (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) + \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} v_1^2 (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) + \mu_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.61})$$

donde se ha empleado la condición de $\mu = -v^2\lambda$.

Por lo tanto, podemos concluir que las masas de los cinco *bosones de Higgs físicos* adicionales que nos da el modelo IDM son:

$$\begin{aligned} M_{H^\pm}^2 &= v_1^2 \lambda_3 + 2\mu_2, \\ M_h^2 &= 2v_1^2 \lambda_1, \\ M_A^2 &= \frac{1}{2}v_1^2 (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) + \mu_2. \end{aligned} \quad (\text{A.62})$$

La partícula “inerte” más ligera (LIP, por sus siglas en inglés) de Φ_2 es, por tanto, estable. Si es neutra, puede ser un buen candidato a WIMP. Sin perder generalidad nosotros asumimos que H es el candidato a materia oscura.

A.4.5. Interacciones de norma (Diagramas de Feynman)

El término en el lagrangiano (A.51) con la derivada covariante aplicada al campo de Higgs Inerte (Φ_2) da origen a las interacciones de norma entre los escalares inertes. Entonces, si deseamos conocer dichas interacciones debemos escribir la derivada covariante en términos de los bosones de norma A_μ y Z_μ :

$$\left(\begin{array}{c} \partial_\mu - \frac{ig_1(A_\mu g_2 - g_1 Z_\mu)}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} - \frac{ig_2(A_\mu g_1 + g_2 Z_\mu)}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \\ - \frac{ig_2 W_\mu^-}{\sqrt{2}} \end{array} \quad \partial_\mu - \frac{ig_1(A_\mu g_2 - g_1 Z_\mu)}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} + \frac{ig_2(A_\mu g_1 + g_2 Z_\mu)}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \right). \quad (\text{A.63})$$

Los diagramas de Feynman son listados en la siguiente tabla.

RF[1] = $-\frac{1}{2}g_2 (\partial_\mu A) W^{+\mu} H^-$	RF[17] = $\frac{(-g_1^3 g_2 + g_1 g_2^3) A^\mu Z_\mu H^- H^+}{g_1^2 + g_2^2}$
RF[2] = $-\frac{1}{2}g_2 (\partial^\mu A) W_\mu^- H^+$	RF[18] = $\frac{1}{2}g_2^2 W^{+\mu} H^- W_\mu^- H^+$
RF[3] = $\frac{1}{2}ig_2 (\partial_\mu H) W^{+\mu} H^-$	RF[19] = $\frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2) A^2 Z^\mu Z_\mu$
RF[4] = $-\frac{1}{2}ig_2 (\partial^\mu H) W_\mu^- H^+$	RF[20] = $\frac{1}{4}g_2^2 A^2 W^{-\mu} W_\mu^+$
RF[5] = $\frac{ig_1 g_2 A^\mu (\partial_\mu H^+) H^-}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$	RF[21] = $\frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2) H^2 Z^\mu Z_\mu$
RF[6] = $-\frac{i(g_1^2 - g_2^2)(\partial_\mu H^+) Z^\mu H^-}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$	RF[22] = $\frac{1}{4}g_2^2 H^2 W^{-\mu} W_\mu^+$
RF[7] = $-\frac{ig_1 g_2 (\partial^\mu H^-) A_\mu H^+}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$	RF[23] = $-\frac{ig_1^2 g_2 A H^- Z^\mu W_\mu^+}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$
RF[8] = $\frac{i(g_1^2 - g_2^2)(\partial^\mu H^-) Z_\mu H^+}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$	RF[24] = $\frac{ig_1^2 g_2 A H^+ Z^\mu W_\mu^-}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$
RF[9] = $\frac{1}{2}g_2 A (\partial^\mu H^-) W_\mu^+$	RF[25] = $-\frac{ig_1 g_2^2 A H^+ A^\mu W_\mu^-}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$
RF[10] = $\frac{1}{2}g_2 A (\partial_\mu H^+) W^{-\mu}$	RF[26] = $\frac{ig_1 g_2^2 A H^- A^\mu W_\mu^+}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$
RF[11] = $-\frac{1}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2} A Z^\mu (\partial_\mu H)$	RF[27] = $-\frac{g_1^2 g_2 H H^- Z^\mu W_\mu^+}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$
RF[12] = $-\frac{1}{2}ig_2 H (\partial^\mu H^-) W_\mu^+$	RF[28] = $-\frac{g_1^2 g_2 H H^+ Z^\mu W_\mu^-}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$
RF[13] = $\frac{1}{2}ig_2 H (\partial_\mu H^+) W^{-\mu}$	RF[29] = $\frac{g_1 g_2^2 H H^+ A^\mu W_\mu^-}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$
RF[14] = $\frac{1}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2} H (\partial_\mu A) Z^\mu$	RF[30] = $\frac{g_1 g_2^2 H H^- A^\mu W_\mu^+}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$
RF[15] = $\frac{g_1^2 g_2^2 A^\mu A_\mu H^- H^+}{g_1^2 + g_2^2}$	
RF[16] = $\frac{(g_1^2 - g_2^2)^2 Z^\mu Z_\mu H^- H^+}{4(g_1^2 + g_2^2)}$	

Dado que nosotros estamos interesados en el proceso de aniquilación de materia oscura inerte sólo nos fijamos en los diagramas de Feynman donde aparezca el escalar inerte H.

RF[3] = $\frac{1}{2}ig_2(\partial_\mu H)W^{+\mu}H^-$	RF[22] = $\frac{1}{4}g_2^2H^2W^{-\mu}W_\mu^+$
RF[12] = $-\frac{1}{2}ig_2H(\partial^\mu H^-)W_\mu^+$	RF[27] = $-\frac{g_1^2g_2HH^-Z^\mu W_\mu^+}{2\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$
RF[13] = $\frac{1}{2}ig_2H(\partial_\mu H^+)W^{-\mu}$	RF[28] = $-\frac{g_1^2g_2HH^+Z^\mu W_\mu^-}{2\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$
RF[14] = $\frac{1}{2}\sqrt{g_1^2+g_2^2}H(\partial_\mu A)Z^\mu$	RF[29] = $\frac{g_1g_2^2HH^+A^\mu W_\mu^-}{2\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$
RF[21] = $\frac{1}{8}(g_1^2+g_2^2)H^2Z^\mu Z_\mu$	RF[30] = $\frac{g_1g_2^2HH^-A^\mu W_\mu^+}{2\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$

A.5. IDMS: IDM más un singlete complejo

El modelo IDMS es una extensión del modelo IDM tanto en la parte cinética como en el potencial, por tal motivo, se llega a los siguientes resultados con un procedimiento análogo al que se ha esbozado en líneas anteriores para el SM, el 2HDM y el IDM.

A.5.1. lagrangiano escalar del modelo IDMS

El lagrangiano escalar del modelo IDMS es [23]:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu\Phi_1)^\dagger(D_\mu\Phi_1) + (D^\mu\Phi_2)^\dagger(D_\mu\Phi_2) + \partial\chi\partial\chi^* - V_{\text{IDMS}}(\Phi_i^\dagger\Phi_j, \chi^*, \chi), \quad (\text{A.64})$$

donde, desde un principio, hemos parametrizado a los dobletes escalares y el singlete como:

$$\begin{aligned} \Phi_1^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(G^- \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(v+h-iG^0) \right), \quad \Phi_2^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(H^- \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(H-iA) \right), \\ \chi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(we^{i\xi} + \chi_1 + i\chi_2), \quad \chi^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(we^{-i\xi} + \chi_1 - i\chi_2), \end{aligned} \quad (\text{A.65})$$

donde $\Phi_1(\Phi_1^\dagger)$ y $\Phi_2(\Phi_2^\dagger)$ son los mismos dobletes del modelo IDM, $\langle\chi\rangle = we^{i\xi}$ es el v.e.v del singlete y χ_1, χ_2 son los campos reales del singlete χ .

A.5.2. Construcción del potencial

El potencial se construye de la misma manera que en los casos anteriores y se encuentra que *potencial más general* del modelo está dado por [23]:

$$V_{\text{IDMS}} = V_{\text{IDM}} + V_S + V_{\text{DS}}, \quad (\text{A.66})$$

donde V_{IDM} es el potencial del modelo estándar, V_S la parte del potencial dada únicamente por el singlete se han separado y V_{DS} la parte del potencial dada por los términos de interacción entre el doblete y el singlete.

$$\begin{aligned} V_{\text{IDM}} &= \mu_1\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \mu_2\Phi_2^\dagger\Phi_2 + \lambda_1\Phi_1^\dagger\Phi_1\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \lambda_2\Phi_2^\dagger\Phi_2\Phi_2^\dagger\Phi_2 \\ &+ \lambda_3\Phi_1^\dagger\Phi_1\Phi_2^\dagger\Phi_2 + \lambda_4\Phi_1^\dagger\Phi_2\Phi_2^\dagger\Phi_1 + \frac{1}{2}\lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1\Phi_2^\dagger\Phi_1 \right). \end{aligned} \quad (\text{A.67})$$

$$\begin{aligned} V_S &= \mu_{S1}\chi^*\chi + \mu_{S2}(\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{S1}(\chi^*\chi)^2 + \lambda_{S2}(\chi^*\chi)(\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{S3}(\chi^{*4} + \chi^4) \\ &+ \kappa_1(\chi^* + \chi) + \kappa_2(\chi^{*3} + \chi^3) + \kappa_3(\chi(\chi^*\chi) + \chi^*(\chi^*\chi)). \end{aligned} \quad (\text{A.68})$$

$$\begin{aligned}
 V_{\text{DS}} = & \Lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* \chi) + \Lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) (\chi^* \chi) + \Lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^{*2} + \chi^2) \\
 & + \Lambda_4 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) (\chi^{*2} + \chi^2) + \kappa_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* + \chi) + \kappa_5 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) (\chi^* + \chi).
 \end{aligned} \tag{A.69}$$

Asumimos que todos los parámetros de V_{IDMS} son reales, por lo que es simétrico ante Z_2 e invariante explícitamente bajo una transformación CP.

En total, en el modelo hay cuatro parámetros cuadráticos, doce parámetros cuárticos adimensionales y cinco parámetros adimensionales $\kappa_{1,2,3,4,5}$ (donde $\kappa_i = w\rho_i$, siendo w el valor absoluto del v.e.v del singlete).

A.5.3. Constricciones del potencial

El potencial general se reduce invocando simetrías adicionales a Z_2 . La simetría adicional impuesta está dada por [23]:

$$U(1) : \Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow \Phi_2, \chi \rightarrow e^{i\alpha} \chi. \tag{A.70}$$

Un v.e.v $\langle \chi \rangle$ diferente de cero conduciría a una ruptura espontánea de esta simetría continua y la aparición de partículas sin masa escalares Nambu-Goldstone, las cuales no son fenomenologicamente viables. Manteniendo algunos términos de rompimiento suave de $U(1)$ en el potencial debería resolver este problema y al mismo tiempo nos llevaría a reducir el número de parámetros de V_{IDMS} .

Constricciones:

El término linal κ_1 es removido por una traslación del campo singlete.

El rompimiento suave de la simetría $U(1)$ deja de lado a $\rho_{4,5}$, y sólo mantiene los términos cubicos del singlete $\rho_{2,3}$ y el término cuadrático μ_{S2} .

Se asume que no hay un acoplamiento directo de Φ_2 a χ , por lo que $\Lambda_2 = 0$. El campo χ entonces interactuará con las partículas de DM sólo a través de la mezcla con el componente neutral de Φ_1 .

El potencial con constricciones esta dado por:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{CIDM}} = & \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\
 & + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{1}{2} \lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \\
 & + \mu_{S1} \chi^* \chi + \mu_{S2} (\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{S1} (\chi^* \chi)^2 + \kappa_2 (\chi^{*3} + \chi^3) \\
 & + \kappa_3 (\chi (\chi^* \chi) + \chi^* (\chi^* \chi)) + \Lambda_1 \left((\Phi_1)^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* \chi).
 \end{aligned} \tag{A.71}$$

A.5.4. Rompimiento de simetría

El mínimo del potencial se encuentra por medio de:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial}{\partial \Phi_1} V \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle, \chi = \langle \chi \rangle} &= 0, \left(\frac{\partial}{\partial \Phi_2} V \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle, \chi = \langle \chi \rangle} = 0, \\
 \left(\frac{\partial}{\partial \chi} V \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle, \chi = \langle \chi \rangle} &= 0,
 \end{aligned} \tag{A.72}$$

siendo $\langle \Phi_1 \rangle$, $\langle \Phi_2 \rangle$ y $\langle \chi \rangle$ los valores de espectación del vacío.

De un número infinito de posibles mínimos, elegimos uno (rompemos simetría), para el cIDMS se elige:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} v_1 \end{pmatrix}, \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \langle \chi \rangle = w e^{i\xi}. \tag{A.73}$$

Las condiciones de minimización llevan a las siguientes constricciones para los tres parámetros cuadráticos de V_{CIDMS} :

$$\mu_1 = -v_1^2 \lambda_1 - \frac{w^2 \Lambda_1}{2}. \tag{A.74}$$

$$\mu_{S1} = -\frac{1}{2} \left(2w^2 \lambda_{S1} + v_1^2 \Lambda_1 + \frac{\sqrt{2}}{2} w^2 \text{Sec}[\xi] (-3\rho_2 + 3\rho_3 + 2\text{Cos}[2\xi]\rho_3) \right). \quad (\text{A.75})$$

$$\mu_{S2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{w^2 \text{Sec}[\xi] (3\rho_2 + 6\text{Cos}[2\xi]\rho_2 + \rho_3)}{2\sqrt{2}} \right). \quad (\text{A.76})$$

A.5.5. Masa de los bosones de Higgs físicos

Tomando en cuenta las condiciones anteriores, calculamos las masas al cuadrado con la segunda derivada del potencial con respecto a cada uno de los campos (Ec. 43).

El primer bloque es la matriz de masa que describe la mezcla doblete-singlete, y esta dada por:

$$\begin{pmatrix} 2v_1^2 \lambda_1 & w \cos[\xi] v_1 \Lambda_1 \\ w \cos[\xi] v_1 \Lambda_1 & \frac{1}{2} w^2 \sec[\xi] \left(4 \cos[\xi]^3 \lambda_{S1} + \sqrt{2} (3\rho_2 + (1 + 2\cos[2\xi])\rho_3) \right) \\ w \sin[\xi] v_1 \Lambda_1 & w^2 \sin[\xi] \left(2 \cos[\xi] \lambda_{S1} + \sqrt{2} (-3\rho_2 + \rho_3) \right) \end{pmatrix}. \quad (\text{A.80})$$

Por lo tanto, podemos concluir que las masas de los bosones de Higgs físicos adicionales que nos da el modelo cIDMS son las mismas que se obtienen en el IDM más las que resulten de diagonalizar la matriz anterior.

Bibliografía

- [1] Hooper D. y Baltz E. A., *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **58**, 293 (2008).
- [2] J. Rich, *Fundamentals of Cosmology*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2001).
- [3] Zwicky F., *Helv. Phys. Acta* **6**, 110 (1933).
- [4] Tremaine S. y Gunn J. E., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 407 (1979).
- [5] G. Bertone, *Particle dark matter: Observations, models and searches*, Cambridge University Press, 2010.
- [6] N. G. Deshpande and E. Ma, *Phys.Rev.* D18 (1978), 2574.
- [7] E. Ma, *Phys.Rev.* D73 (2006), 077301, hep-ph/0601225.
- [8] R. Barbieri, L. J. Hall, and V. S. Rychkov, *Phys.Rev.* D74 (2006), 015007, hep-ph/0603188.
- [9] L. Lopez Honorez, E. Nezri, J. F. Oliver, and M. H. Tytgat, *JCAP* 0702 (2007), 028, hep-ph/0612275.
- [10] M. Gustafsson, E. Lundstrom, L. Bergstrom, and J. Edsjo, *Phys.Rev.Lett.* 99 (2007), 041301, astro-ph/0703512.
- [11] P. Agrawal, E. M. Dolle, and C. A. Krenke, *Phys.Rev.* D79 (2009), 015015, 0811.1798.
- [12] S. Andreas, M. H. Tytgat, and Q. Swillens, *JCAP* 0904 (2009), 004, 0901.1750.
- [13] E. Nezri, M. H. Tytgat, and G. Vertongen, *JCAP* 0904 (2009), 014, 0901.2556.
- [14] L. Lopez Honorez and C. E. Yaguna, *JHEP* 1009 (2010), 046, 1003.3125.
- [15] L. Lopez Honorez and C. E. Yaguna, *JCAP* 1101 (2011), 002, 1011.1411.
- [16] M. Gustafsson, *Light from Dark Matter*, Ph.D. thesis, Stockholm University, 2008.
- [17] M. Klasen, C. E. Yaguna, and J. D. Ruiz-Alvarez, *Phys.Rev.* D87 (2013), 075025, 1302.1657.
- [18] Goudelis A., Herrmann B., y Stal O., [arXiv:hep-ph/1303.3010v3].
- [19] Arhrib A., Sming Tsai Y.-L., Yuan Q. and Yuan T.-C., [arXiv:hep-ph/1310.0358v3].
- [20] Gustafsson M., [arXiv:hep-ph/1106.1719v1], 2011.
- [21] Celis A., *Phenomenology of two-Higgs-doublet models in the LHC era*, Ph.D. thesis, Universidad de Valencia, 2014.
- [22] Dolle E. M., Su S., [arXiv:hep-ph/0906.1609v1], 2009.

- [23] C. Bonilla, D. Sokolowska, J. L. Díaz-Cruz, M. Krawczyk, N. Darvishi, [arXiv:hep-ph/1412.8730v1], 2014.
- [24] B. Swiezewska, [arXiv:hep-ph/1209.5725v4], 2013.
- [25] P. Agrawal, E. M. Dolle, and C. A. Krenke, [arXiv:hep-ph/0811.1798v1], 2008.
- [26] A. Ilnicka, M. Krawczyk, and T. Robens, [arXiv:hep-ph/1508.01671v2], 2016.
- [27] C. Garcia Cely, M. Gutafsson, and A. Ibarra, [arXiv:hep-ph/1512.02801v2], 2016.
- [28] C. Garcia Cely, Dark Matter Phenomenology in Scalar Extensions of the Standard Model, Ph.D. thesis, Technische Universität München, 2014.
- [29] F. S. Queiroz and C. E. Yaguna, [arXiv:hep-ph/1511.05967v2], 2016.
- [30] E. Lundström, Phenomenology of Inert Scalar and Supersymmetric Dark Matter, Ph.D. thesis, Stockholm University, 2010.
- [31] ASTROPHYSICAL CONSTANTS AND PARAMETERS, PDG.
- [32] Klapdor-Kleingrothaus H. V. y Zuber K., *Particle Astrophysics* (1997).
- [33] van Albada T. S. *et al.*, *Astrophys J.* **295**, 305 (1985).
- [34] Binney J. y Tremaine S., *Galactic Dynamics*, Princeton University Press.
- [35] Thomas P., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238**, 1319 (1989).
- [36] Sackett P. D. *et al.*, *Nature* **370**, 441 (1994).
- [37] Ostriker J. P., Peebles P. J. E. y Yahil A., *Astrophys. J.* **186**, 467 (1973).
- [38] Schweizer F., Whitmore B. C. y Rubin V. C., *Astron. J.* **88**, 909 (1983).
- [39] Lin D. N. C., Jones B. F. y Klemola A. R., *Astrophys J.* **439**, 652 (1995).
- [40] Ostriker J. P., Peebles P. J. E. y Yahil A., *Astrophys. J.* **193**, L1(1974).
- [41] Helmi A. *et al.*, *Phys. Rev. D* **66**, 063502 (2002); Green A.M., *Phys. Rev. D* **63**, 043005 (2001).
- [42] Steigman G., *Nucl. Phys. B* **28A**, 28 (1992).
- [43] Saglia R. P. *et al.*, *Astrophys. J.* **403**, 567 (1993).
- [44] Forman W., Jones C. y Tucker W., *Astrophys. J.* **293**, 535 (1985).
- [45] Trumper J., *Ann. NY Acad. Sci.* **688** 260 (1993); *Science* **260**, 1769 (1993).
- [46] Bhattacharya S., Habib S., Heitmann K. and Vikhlinin A., *Astrophys. J.*, **766:32** (16pp), 2013.
- [47] www.mpe.mpg.de/eROSITA.
- [48] DaCosta G. S, *The stellar population of galaxies*, Eds. B. Barbuy y A. Renzini, IAU Proc. **149**, 191 (1992).
- [49] Silk J. y Wyse R. F. G., *Phys. Rep* **231**, 293 (1993).
- [50] Kent S. M. y Sargent W. L. W., *Astrophys. J.* **88**, 692 (1983).
- [51] Bahcall N., *Am. Astronom. Society Meeting* textbf194, 3002 (1999); [Astro-ph/980482].

- [52] Bohringer H., *Phys. in unserer Zeit* **3**, 114 (1994).
- [53] Mulchaey J. S. *et al.*, *Astrophys. J.* **404**, L9 (1993).
- [54] Ponman T. J. y Bertram D., *Nature* **363**, 51 (1993).
- [55] Allen S.W. *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **334**, L11 (2002).
- [56] Karttunen *et al.*, *Fundamental Astronomy*, Springer-Verlag (1987).
- [57] Guth A. H., *Phys. Rev. D* **23** 347, (1981); Linde A., *Phys. Lett. B* **108**, 389 (1982); Albrecht A. y Steinhard P.J., *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1220 (1982).
- [58] Bergström L., *Rept.Prog.Phys.* **63**, 793 (2000).
- [59] Alpher R. A., Bethe H. y Gamow G., *Physical Review* **73**, 803 (1948).
- [60] Bennett C. L. *et al.*, *Astrophys. J. S.*, 208:20 (2013).
- [61] Springel V., *Nature* **435**, 629 (2005).
- [62] 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)[astro-ph/0504097].
- [63] Milgrom M., *Astrophys. J.*, **270**, 365 (1983).
- [64] Beckenstein J. P. y Milgram M., *Astrophys. J.* **286**, 7 (1984).
- [65] Sanders R. H., *Astron. Astrophys. Rev.*, **2**, 1 (1990).
- [66] Milgrom M., *Sci. Am.*, Agosto (2002).
- [67] Lue A. *et al.*, *Physical Review Letters* **92**, 131102 (2004).
- [68] Gavazzi R., *New Astronomy Reviews* **46**, 783 (2002).
- [69] Dunkel J., *The Astrophysical Journal*, **604**, L37 (2004).
- [70] Dirac P. A. M., *Nature* **139**, 323 (1937).
- [71] Starkman G. D., *Phys. Rev. D* **45**, 476 (1992).
- [72] van Flandern T. C., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **170**, 333 (1975).
- [73] van Flandern T. C., *Sci. Am.* **234**, 44 (1976).
- [74] Narlikar J. V., *Introduction to Cosmology*, 2a. Ed., Cambridge University Press.
- [75] Tripathy D. N. y Mishra S. [arXiv:ge/9705024v2].
- [76] Cen R. y Ostriker J. P., *Astrophys. J.* **514**, 1 (1999).
- [77] Combes F. y Pfenninger D., *Astron. Astrophys* **V**, 453 (1997).
- [78] Carr B., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **32**, 531 (1994).
- [79] Walsh D. Carsweel R. F. y Weymann R. J., *Nature* **270**, 381 (1994).
- [80] Blanford R. D. Narayan R., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 331 (1992).
- [81] Paczynski B., *Astrophys J.* **304**, 1 (1986).

- [82] Paczynski B., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **34**, 419 (1996).
- [83] Roulet E. y Mollerach S., *Phys. Rep.* **279**, 67 (1997).
- [84] Alcock C. *et al.* (MACHO collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2867 (1995).
- [85] Gates E. I., Gynk G. y Turner M. S., *Phys. Rev. Lett.* **74** 3724, (1995).
- [86] Gondolo P., *Introduction to Non-Baryonic Dark Matter* [arXiv:astro-ph/0403064v1].
- [87] Fukuda S. *et al.*, (SuperKamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998); Ahmad Q. R. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001); Ahmad Q. R. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011302 (2002).
- [88] Murayama H., *Physics Beyond the Standard Model y Dark Matter* [arXiv:0704.2276v1].
- [89] Scott P., *Doctoral Thesis in Theoretical Physics*, Department of Physics Stockholm University (2010).
- [90] Jungman G., Kamionkowski M. y Griest K., *Phys. Rept.* **267**, 195 (1996).
- [91] Primack J., Seckel D. y Sadoulet B., *Ann. Rev. Nucl. Part. Phys.* **38**, 751 (1988).
- [92] Morales Hernández, F. J., Observaciones Astrofísicas con HAWC, Tesis de Maestría, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas-BUAP, (2015).
- [93] HAWC Collaboration: A. U. Abeysekara *et al.*, *Astropart. Phys.* 50-52 (2013), 26-32.
- [94] HAWC Collaboration: A. U. Abeysekara *et al.*, *Phys. Rev. D* 90 (2014), 122002.
- [95] Starkman G. D., Gould A., Esmailzadeh R. y Dimopoulos S., *Phys. Rev. D* 41, 3594 (1990).
- [96] Carlson E. D., Machacek M. E. y Hall L. J., *Astrophys. J.* 398, 43 (1992).
- [97] Spergel D. N. y Steinhardt P. J., *Phys. Rev. Lett.* 84, 3760 (2000).
- [98] Gould A., Draine B. T., Romani R. W. y Nussinov S., *Phys. Lett. B* 238, 337 (1990).
- [99] Davidson S., Hannestad S. y Raelt G., *J. High Energy Phys.* 05, (2000) 003.
- [100] Dubovsky S. L., Gorbunov D. S. y Rubtsov G. I., *JETP Lett.* 79, 1 (2004); Dubovsky S. L., Gorbunov D. S. y Rubtsov G. I., *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 79, 3 (2004).
- [101] Sigurdson K., Doran M., Kurylov A., Caldwell R. R. y Kamionkowski M., *Phys. Rev. D* 70, 083501 (2004).
- [102] Profumo S. y Sigurdson K., *Phys.Rev.D* 75, 023521 (2007).
- [103] Masso E., Mohanty S. y Rao S., *Phys.Rev. D* 80, 036009 (2009).
- [104] Ho Heo J., *Phys.Lett.B* 693, 255 (2010).
- [105] Ho Heo J., *Phys.Lett.B* 702, 205 (2011).
- [106] Fermi E. y Teller E., *Phys. Rev.* 72, 399 (1947).
- [107] Herrero M. [arXiv:hep-ph/9812242v1].
- [108] CMS-ATLAS Colaborations, Higgs within reach, *Cern Homepage*, 4 July 2012.

- [109] Moriond Conference, *Cern Homepage*, 14 March 2013.
- [110] Higgs P. W., *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
- [111] Higgs P. W., *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966).
- [112] Dawson S., *Introduction to the Physics of the Higgs Boson* [arXiv:hep-ph/9411325].
- [113] Carena M. *et al.*, *Higgs Physics* [arXiv:hep-ph/9602250].
- [114] Dawson S., *Introduction to Electroweak Symmetry breaking* [arXiv:hep-ph/9901280].
- [115] Lep Working Group, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP* [arXiv:hep-ex/0306033].
- [116] Gunion J. F., Haber H. E., Kane G. y Dawson S., *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, New York (1990).
- [117] Fukuda Y *et al.*, SuperKamiokande Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1158 (1998); Erratum **81**, 4279 (1998).
- [118] Raby S. (Particle Data Group), *Grand Unification*, *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004).
- [119] Eidelman S. *et al.*, *Technicolor*, *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004).
- [120] Aitchinson I. J. R., *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction* [arXiv:hep-ph/0505105].
- [121] Fornengo N., [arXiv:astro-ph/0612786v1].
- [122] Servant G. y Tait T. M. P., *Nucl. Phys. B* **650**, 391 (2003).