



Benemérita Universidad Autónoma
de Puebla



Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Búsqueda de materia oscura inerte en el IDMS

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

DOCTORADO EN CIENCIAS (FÍSICA APLICADA)

por

Concepción Arellano Celiz

asesorado por

Dr. Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE-BUAP)

Puebla, Pue.
Diciembre 2022

Título: Búsqueda de materia oscura inerte en el IDMS

Estudiante: CONCEPCIÓN ARELLANO CELIZ

COMITÉ

Dr. Javier Miguel Hernández López
Presidente

Dra. María Isabel Pedraza Morales
Secretario

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Vocal

Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez
Suplente

Dr. Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)
Asesor

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

Índice general

Lista de figuras	IV
Lista de tablas	IX
Dedicatoria	XIII
Agradecimientos	XV
Resumen	XVII
Introducción	XIX
1. Materia oscura	1
1.1. Composición del Universo	1
1.1.1. Materia oscura, cosmología y estructura a gran escala	2
1.2. Astrofísica observacional y materia oscura	7
1.2.1. El Universo visible (Universo subcrítico): galaxias	8
1.2.2. Materia oscura en galaxias	9
1.2.3. Materia oscura en cúmulos de galaxias	11
1.2.4. Candidatos alternativos	12
1.2.5. Materia oscura bariónica	12
1.2.6. Materia oscura no-bariónica	14
1.2.7. WIMPs	15
1.2.8. Métodos de detección	21
2. Modelo Estándar de Física de Partículas	23
2.1. Aspectos teóricos del ME	23
2.1.1. El sector fermiónico	23
2.1.2. El sector de norma	24
2.1.3. El sector escalar	25
2.2. El mecanismo de Higgs	26
2.2.1. Sector de rompimiento de simetría	26
2.2.2. Las masas de las partículas	28
2.3. Más allá del Modelo Estándar	31

3. cIDMS con violación explícita de CP	33
3.1. cIDMS con violación espontánea de CP	33
3.1.1. Lagrangiano escalar del modelo IDMS	34
3.1.2. Potencial escalar del IDMS	35
3.1.3. El IDMS constreñido: cIDMS	35
3.2. cIDMS con violación espontánea o explícita de la simetría CP	36
3.2.1. Escenarios CPC y CPV	36
3.3. cIDMS-C6: Rompimiento explícito de CP	37
3.3.1. Rompimiento de simetría en el cIDMS-C6	38
3.3.2. Eigenestados de masa dentro del cIDMS-C6: sector inerte y sector de Higgs	39
3.3.3. Acoplamientos de la materia oscura con el sector de Higgs	42
3.4. Constricciones	43
3.4.1. Constricciones de positividad	43
3.4.2. Constricciones de unitariedad a nivel árbol	43
3.4.3. Constricciones de Perturbatividad	46
3.5. Espacio de parámetros en el sector de Higgs e Inerte: cIDMS-C6	46
3.5.1. Espacio de parámetros en el sector de Higgs	46
3.5.2. Espacio de parámetros en el sector inerte	57
3.6. Casos de convergencia sin rompimiento explícito de CP: cIDMS-C1	59
3.6.1. Eigenestados de masa del cIDMSC1	60
3.6.2. Interacciones escalares	62
3.6.3. Interacciones de norma	63
3.6.4. Escaneo de parámetros en el sector de Higgs del cIDMSC1	65
3.6.5. Escaneo de parámetros en el sector de inerte	69
4. Materia Oscura en el IDMS	71
4.1. Cálculo de la amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ para el IDM y el cIDMSC1 en la norma de Feynman-'t Hooft	71
4.1.1. Lista de amplitudes genéricas	73
4.1.2. Amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ del IDM	76
4.1.3. Amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ del cIDMSC1	81
4.2. Sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte del IDM y del cIDMSC1	82
4.2.1. Sección eficaz de aniquilación del IDM	83
4.2.2. Sección eficaz de aniquilación del cIDMSC1	89
4.3. Rayos gamma de la aniquilación de materia oscura inerte del cIDMSC1	91
4.3.1. Abundancia residual de la aniquilación de materia oscura inerte: $H^0 H^0 \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$	91
5. Conclusiones	95
A. La matriz S y las constricciones de unitariedad	97
Bibliografía	101

Índice de figuras

1.1.	Si $\Omega > 1$ el Universo es abierto, $\Omega = 1$ tenemos un Universo plano, y si $\Omega < 1$ el Universo es cerrado.	3
1.2.	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 14 mil millones 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 [35]. Crédito: NASA/WMAP team, en color en la versión digital	5
1.3.	Este mapa muestra una porción de nuestro Universo, fue creado a partir de datos astronómicos tomados noche tras noche durante un período de 15 años. Estamos ubicados en la parte inferior. En la parte superior está el borde real del Universo observable. En medio, vemos unas 200.000 galaxias y cuásares con sus posiciones y colores reales. Datos del Sloan Digital Sky Survey y del satélite Planck [36], (en color en la versión digital).	6
1.4.	Fotogramas de uno de los videos elaborados a partir de la <i>Millenium Simulation</i> 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 <i>et al.</i> [37, 38], (en color en la versión digital).	7
1.5.	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	8
1.6.	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 [40].	10

1.7.	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).	13
1.8.	Diagramas de Feynman para la aniquilación de un par de DDM-antiDDM a dos fotones.	18
1.9.	Las regiones azul, púrpura y magenta corresponden a las regiones teóricamente predichas de la densidad relativa de DM para $f = 2, 1$ y 0 , respectivamente. Dentro de cada región M_{16} se encuentra entre $[1, 3]$. La gráfico muestra la abundancia residual (ec. 1.14) para $D_{16} = 3$	20
1.10.	La densidad relativa de DM. La franja roja corresponde a la región permitida según el límite para la densidad relativa de la DM residual inferida a partir de las mediciones del CMB por Planck. Cada línea púrpura corresponde a la predicción teórica de la densidad relativa en función de m_χ . Las diferentes líneas discontinuas corresponden a varios valores del momento dipolar magnético asumiendo que $M_{16} = D_{16}$	21
2.1.	Rompimiento espontáneo de simetría.	27
3.1.	Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano $(\lambda_{S1}, \Lambda_1)$ y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (Λ_1, ξ_1) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	47
3.2.	Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (Λ_1, ξ_2) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (Λ_1, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	48
3.3.	Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, ρ_2) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, ρ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	48
3.4.	Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, ρ_4) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ρ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	49
3.5.	Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ρ_4) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_3, ρ_4) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	49
3.6.	Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ξ_1) , la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ξ_2) y la figura inferior muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	50

3.7. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_3, ξ_1) , la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_3, ξ_2) y la figura inferior muestra la región permitida en el plano (ρ_3, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	51
3.8. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_4, ξ_1) , la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_4, ξ_2) y la figura inferior muestra la región permitida en el plano (ρ_4, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	52
3.9. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ξ_1, ξ_2) , la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ξ_1, ξ_3) y la figura inferior muestra la región permitida en el plano (ξ_2, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	53
3.10. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	54
3.11. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_2, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_2, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	54
3.12. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_3, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_3, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	55
3.13. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_4, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_4, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	55
3.14. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ξ_1, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ξ_1, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	56
3.15. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ξ_2, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ξ_2, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	56
3.16. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ξ_3, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ξ_3, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).	57

3.17. Masa del escalar cargado M_{H^\pm} como una función del parámetro μ_2^2 . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57) y (ec. 3.58)	58
3.18. Izquierda: Relación entre M_{H^0} y M_{A^0} . Derecha: Relación entre M_{H^0} y M_{H^\pm} . Ambas correlaciones fueron obtenidas realizando un escaneo aleatorio con $ \lambda_{3,4,5} < 1$ y $ \mu_2^2 < 10^6$ GeV ²	58
3.19. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.80). .	66
3.20. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.80). .	67
3.21. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57). .	67
3.22. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57). .	68
3.23. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57). .	68
3.24. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57). .	69
3.25. Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57). .	69
3.26. Masa del escalar cargado M_{H^\pm} como una función del parámetro μ_2^2	70
3.27. Izquierda: Relación entre M_{H^0} y M_{A^0} . Derecha: Relación entre M_{H^0} y M_{H^\pm} . Ambas correlaciones fueron obtenidas realizando un escaneo aleatorio con $ \lambda_{3,4,5} < 1$ y $ \mu_2^2 < 10^6$ GeV ²	70
4.1. Diagramas de Feynman genéricos en la norma de Feynman-'t Hooft, que contribuyen al proceso de aniquilación de materia oscura inerte a rayos gamma. En todos los diagramas H^0 es el escalar neutro que denota a la materia oscura; S es un escalar, el cual siempre será un higgs escalar neutro tipo ME entre el vértice de las partículas de la materia oscura y las partículas del loop, mientras en el loop siempre S será un escalar cargado, G^\pm o H^\pm ; F denota a los fermiones; U a los Ghost y V al bosón W^\pm	72
4.2. Diagramas de Feynman genéricos en la norma de Feynman-'t Hooft para h_1 y h_2 , que contribuyen al proceso de aniquilación de materia oscura inerte a rayos gamma. En todos los diagramas H^0 es el escalar neutro que denota a la materia oscura (H^0); S es un escalar, el cual siempre será un higgs escalar neutro tipo ME entre el vértice de las partículas de la materia oscura y las partículas del loop, mientras en el loop siempre S será un escalar cargado, G^\pm o H^\pm ; F denota a los fermiones; U a los Ghost y V al bosón W^\pm	81
4.3. Valores absolutos de las funciones \mathcal{M}_{λ_2} , \mathcal{M}_{λ_3} y \mathcal{M}_{α^2} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^\pm} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas rayapunto $\delta_m = 10$ GeV. En la gráfica superior izquierda $\lambda_3 = 1$. Para todas las gráficas $ \mathcal{M}_{\lambda_2}/\lambda_2 $ es independiente del valor de λ_2	86

4.5.	Valores absolutos de las funciones $\mathcal{M}_{\lambda_2}, \mathcal{M}_{\lambda_3}$ y \mathcal{M}_{α^2} con $\beta_{F=top}, \beta_W > 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV. Para todas las gráficas $ \mathcal{M}_{\lambda_2}/\lambda_2 $ es independiente del valor de λ_2	87
4.4.	Valores absolutos de las funciones $\mathcal{M}_{\lambda_2}, \mathcal{M}_{\lambda_3}$ y \mathcal{M}_{α^2} con $\beta_{F=top}, \beta_W > 1, \beta_{H^+} \geq 1$ y $\lambda_3 = 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV. Para todas las gráficas $ \mathcal{M}_{\lambda_2}/\lambda_2 $ es independiente del valor de λ_2	87
4.6.	Gráficas de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, $\sigma v_{hpartIDM}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV.	88
4.7.	Gráficas de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, $\sigma v_{hpartIDM}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_{F=top}, \beta_W > 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV.	89
4.8.	Gráficas de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, $\sigma v_{hpartcIDMS}, \sigma v_{hpartIDM}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV.	90
4.9.	Gráficas de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, $\sigma v_{hpartcIDMS}, \sigma v_{hpartIDM}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV.	90
4.10.	Abundancia residual como una función de la masa de la materia oscura M_{H^0}	93

Índice de tablas

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 $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, están normalizadas con la <i>densidad crítica</i> $\rho_c = 1.878 \times 10^{-29} h^2 \text{g cm}^{-3}$. El factor de escala para la razón de expansión de Hubble es $h = 0.674$ [30].	2
1.2.	Propiedades promedio para galaxias (espirales) visibles para una razón masa-luminosidad de $3M_\odot$ por L_\odot . Los valores para la luminosidad y masa son $L_\odot = 2.4 \times 10^{45} \text{ eV s}^{-1}$ y $M_\odot = 1.988 \times 10^{30} \text{ kg}$, respectivamente.	8
1.3.	Lista de candidatos no bariónicos para materia oscura [85]. ^b únicamente una de todas las partículas predichas por las teorías supersimétrica y/o supergravedad, la más ligera y además estable, contribuye a Ω	16
2.1.	Familias de quarks y leptones del ME.	24
2.2.	Números cuánticos de los bosones de norma.	24
2.3.	Números cuánticos de los fermiones.	25
3.1.	v, v_2, w son los valores de expectación de los dobletes y del singlete respectivamente. Los parámetros $\mu_{S_2}^2, \kappa_2, \kappa_3$ provienen de la parte del potencial dada únicamente por el singlete, mientras κ_4 viene de la parte del potencial dada por los términos de interacción doblete-singlete. Tanto los valores de expectación como los parámetros pueden tomar un valor real \mathbb{R} , o complejo \mathbb{C}	37
3.2.	Estados iniciales o finales cargados y neutros	44
3.3.	Constantes de acoplamiento para las interacciones escalares y de norma de Φ_1 relevantes para el proceso de aniquilación $H^0 H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	64

Dedicatoria

Al esfuerzo y perseverencia, que pese a las adversidades, te impulsan a aferrarte a la vida y seguir adelante.

Agradecimientos

Debemos encontrar tiempo para detenernos y agradecer a las personas que hacen la diferencia en nuestras vidas.

John F. Kennedy

Quiero agradecer a los que voluntaria o involuntariamente formaron parte de esta aventura:

Todos los elogios de gratitud a mis seres queridos quienes siempre estuvieron en los momentos de inquietud y tranquilidad en la escritura de este trabajo doctoral.

Agradezco a mis asesores por brindarme su apoyo y trabajo incondicional para la realización de esta tesis. Gracias por su enorme paciencia y confianza.

Gracias a los amigos y compañeros de viaje, con quienes compartí no solo largos momentos de estudio y estrés sino también instantes de alegría.

Agradezco a la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla y a mis profesores por haberme dado la formación que ahora tengo.

A la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, por recibirme durante todo este tiempo y ser una segunda casa para mí.

Por último, pero no menos importante quisiera agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico durante mis estudios de doctorado, y sin el cual este trabajo no hubiera sido posible de realizar.

Resumen

En este trabajo de tesis nos interesa el estudio y análisis de materia oscura inerte en el contexto de la extensión del Modelo Estándar con un doblete de Higgs adicional más un singlete complejo (IDMS), la cual incluye una simetría discreta Z_2 que asegura la estabilidad del candidato a materia oscura del modelo, H^0 . Se construye y estudia el IDMS considerando cinco escenarios distintos al reportado en la literatura, encontramos que existe un escenario con rompimiento explícito de la simetría CP (cIDMSC6) y otro en el cual convergen los cuatro escenarios restantes (cIDMSC1). Para ambos se realiza un escaneo del espacio de parámetros del modelo mediante programas generados en la librería numpy-python, permitiendonos establecer correlaciones entre los distintos parámetros del potencial para cada uno de los dos escenarios resultantes. Para el cIDMSC1 se investiga las potencialidades para la detección indirecta mediante la aniquilación a rayos gamma. Esto es, se realiza el cálculo analítico y numérico de la sección eficaz de aniquilación por la velocidad relativa promediada termicamente, $\langle\sigma_{ann}v_{rel}\rangle$, del proceso $H^0H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ a 1-loop, considerando únicamente los diagramas de Feynman del canal s , dicho proceso es realizado con la ayuda de herramientas para física de altas energías: FeynArts, FeynCalc y Package X. Se contrasta dicha sección eficaz “parcial” con la del IDM para observar la relevancia de la omisión de los diagramas triangulares, de burbuja y de caja, y poder determinar el rango de masas de la materia oscura en donde $\langle\sigma_{ann}v_{rel}\rangle$, obtenida sólo a partir de los diagramas del canal s , puede ser considerada como una buena aproximación para hablar de aniquilación de materia oscura inerte a gammas.

De forma paralela a este trabajo, se siguió una línea alternativa de investigación que toma un enfoque independiente del modelo e intenta explorar fenomenológicamente las posibles propiedades de una partícula de materia oscura. Sobre esta línea se estudió que dentro de estas posibilidades fenomenológicas la materia oscura tenga un momento dipolar eléctrico o magnético, llamada materia oscura dipolar.

Introducción

La búsqueda de nueva física es una de las tareas más relevantes de la física de partículas actual. Para esta tarea hay que cubrir todos los frentes, desde las fronteras de intensidad y energía hasta la cosmológica. De hecho, tras la ejecución de las corridas 1 y 2 del LHC, se ha aprendido que si hay nueva física más allá del Modelo Estándar de física de partículas (ME), su escala de masa es probablemente muy superior a la escala $\mathcal{O}(1)$ TeV. Sin embargo, en el frente cosmológico hay al menos dos señales claras de fenómenos físicos que no pueden explicarse dentro del Modelo Estándar, a saber, la presencia de materia oscura y la aún más misteriosa energía oscura.

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 [1]. 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*.

Dentro del Modelo Estándar de física de partículas los neutrinos son las partículas consideradas para explicar el problema de la masa faltante, sin embargo, no pueden tener, 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 [2]. Los científicos teóricos han considerado nueva física más allá del ME para proponer candidatos a materia oscura y un gran número de modelos han propuesto que intentan describir esta partícula, dentro de los más populares se encuentran los neutrinos estériles, el sneutrino, el neutralino y el gravitino en el contexto de las teorías supersimétricas, el axión en escenarios mínimos de materia oscura, modelos de materia oscura Kaluza-Klein [3], y modelos que surgen de la extensión del sector escalar del Modelo Estándar como es el modelo de dos dobletes inerte (IDM) [4]-[28], entre otros.

El IDM corresponde a modelos de física más allá del ME que postulan un sector de Higgs extendido, que incluye un rico espectro de Higgs que se ha buscado en el LHC, además de que provee de una partícula escalar estable y neutra, que tiene las propiedades adecuadas para ser un candidato a materia oscura. Dicho modelo presenta una estricta paridad Z_2 que hace que un doblete de Higgs completo se acople sólo a pares de partículas del ME, estas interacciones hacen que la partícula escalar neutra más ligera sea estable. El modelo IDM tiene sus virtudes, y sus características, tanto en los colisionadores como en la cosmología, se han estudiado a fondo, pero la cantidad global de violación de CP del modelo es similar a la del ME, y por tanto carece de la potencia suficiente para abordar el otro problema relevante de la cosmología, a saber, la asimetría de bariones del Universo (BAU). Para resolver este problema, la Ref. [21]

propuso una extensión del modelo para incluir un singlete extra complejo (IDMS), con una fase extra compleja incluida en el v.e.v. del campo del singlete, que representaba una fuente extra de violación de CP. En este trabajo, se presenta un estudio de los posibles escenarios de violación de CP dentro de este modelo IDMS. Se presentan las implicaciones de uno de los escenarios, con violación CP explícita.

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 más un singlete complejo (IDMS), como un modelo efectivo de materia oscura inerte, así como los escenarios con y sin violación de CP dentro del modelo se propone en el Capítulo 3; mientras que en el Capítulo 4 se aborda la aniquilación de la materia oscura inerte a rayos gamma de uno de los escenarios presentes en el IDMS y en el Capítulo 5 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 presenta el conjunto completo de procesos de dispersión escalar, por medio de cuatro submatrices, que nos permitieron obtener explícitamente las constricciones de unitariedad del modelo IDMS.

Capítulo 1

Materia oscura

En la actualidad el Big Bang es el modelo cosmológico más aceptado, 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 5 % del Universo lo conforman los átomos, los cuales resultan ser los bloques constructores del gas y polvo intergaláctico e interestelar, estrellas, planetas y de la vida; el 26.5 % lo compone la materia oscura, materia que no emite ni absorbe luz y sólo se detecta indirectamente por su interacción gravitacional; mientras el 68.5 % 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.

1.1. Composición del Universo

La cosmología estudia las características globales del Universo y su principal objetivo es determinar el estado térmico, químico y estructural del Universo actual en términos de las condiciones del Universo temprano. El Universo es un sistema con una multitud de objetos que van desde el polvo de granos carbónicos hasta los quásares, sin embargo, puede concebirse como un lugar caracterizado por [29]:

- 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: fotones fríos, neutrinos, materia bariónica ordinaria (protones y neutrones + electrones), materia oscura fría y 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: las distancias entre las galaxias se incrementan con el tiempo.

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA

1.1. COMPOSICIÓN DEL UNIVERSO

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	$n_b \sim 2.482 \times 10^{-7}$	$\Omega_b = 0.02237 h^{-2}$
Materia oscura fría	?	$\Omega_{cdm} = 0.1200 h^{-2}$
Vacío	0	$\Omega_\Lambda = 0.685^{+0.007}_{-0.007}$
Total	-	$\Omega = 1.011$

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 $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, están 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 $h = 0.674$ [30].

La implicación de esta última expresión es que el Universo era mucho 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 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.

1.1.1. Materia oscura, cosmología y estructura a gran escala

La Relatividad General de Einstein y el principio cosmológico, el cual establece que sobre escalas lo suficientemente grandes del Universo es tanto isotrópico como homogéneo², son las bases teóricas en donde descansa el Modelo Cosmológico Estándar. A partir de ellas se deduce la ecuación de Friedmann que describe la forma, contenido y evolución del Universo relacionando su geometría (k), la densidad de materia y energía total (ρ), y el ritmo de expansión ($H(t)$):

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{k}{a^2}, \quad (1.1)$$

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 Hubble³ H_0 que representa el ritmo de expansión actual del Universo local, cuya medición más reciente da un valor de $67.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [30].

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 $\hbar = c = 1$.

²Se 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 [31].

³Siguiendo la convención usual, el subíndice 0 denota el valor presente de una cantidad.

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA

1.1. COMPOSICIÓN DEL UNIVERSO

Expresar la ecuación de Friedmann (1.1) por medio del parámetro de densidad Ω , nos permite ver un aspecto cosmológico del problema de la materia oscura:

$$\frac{k}{H^2 a^2} = \Omega - 1. \quad (1.2)$$

El parámetro de densidad Ω , representa de manera adimensional (en unidades de la densidad crítica) la densidad total de materia-energía del Universo en cualquiera de sus formas. Las contribuciones a 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 total de materia-energía, $\Omega < 1$, $= 1$ y > 1 (que corresponden respectivamente a $k = -1, 0, +1$), determinan si la geometría del Universo es abierta, plana o cerrada (ver Figura 1.1). 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 $\Omega > 1$ y en un Universo cerrado la expansión será eterna.

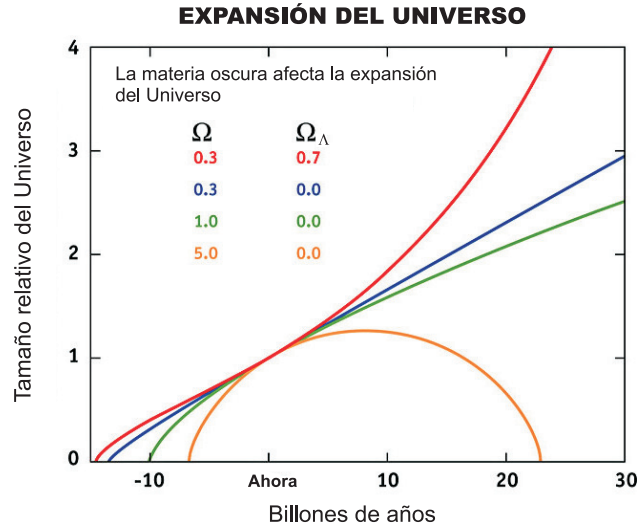


Figura 1.1: Si $\Omega > 1$ el Universo es abierto, $\Omega = 1$ tenemos un Universo plano, y si $\Omega < 1$ el Universo es cerrado.

Los resultados más relevantes de observaciones astronómicas y otras evidencias experimentales que permiten estimar los distintos parámetros cosmológicos son descritos brevemente a continuación. Cabe resaltar que la convergencia de dichos resultados, procedentes de ámbitos muy diferentes y derivados mediante técnicas experimentales distintos, apoya de una forma contundente la consistencia del marco cosmológico mayormente aceptado.

Inflación

El Universo, dentro del contexto del Modelo Cosmológico Estándar, comienza su existencia con el Big Bang (una singularidad que está fuera del alcance de nuestras teorías) en el que se crearon el espacio y el tiempo. A partir de ese momento, el modelo requiere que en una fracción del primer segundo de vida del Universo se produjera una fase de expansión explosiva la cual se conoce como inflación, que borraría la curvatura y primeras posibles arrugas del espacio-tiempo y que a su vez llevaría a escalas astrofísicas las fluctuaciones cuánticas permitiendo entender el origen de las estructuras cosmológicas que observamos. Además, da solución al problema de la homogeneidad del Universo observado, ya que permite que hubiera contacto causal entre todos sus contenidos antes de la etapa inflacionaria. Aunque no hay evidencias directas de la inflación ni del campo escalar que la genera, el inflatón, la inflación es uno de los ingredientes imprescindibles del Modelo Cosmológico Estándar desde que fuera propuesta en los años ochenta por A. Guth [32, 33].

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 total de materia-energía es igual a la densidad crítica:

$$\begin{aligned}\rho = \rho_c &= \frac{3H_0^2}{8\pi G} \\ &= 8.511 \times 10^{-30} \text{ g cm}^{-3} \\ &= 1.257 \times 10^{11} M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3},\end{aligned}\tag{1.3}$$

lo cual equivale aproximadamente a 6 protones por metro cúbico o cerca de $1 \text{ galaxia} / \text{Mpc}^3$.

Nucleosíntesis del Big Bang

La nucleosíntesis se refiere a la formación de elementos más pesados, los núcleos atómicos, a partir de la fusión de elementos más ligeros, es decir, a través de protones y neutrones. En los primeros instantes tras el Big Bang se formaron los elementos químicos hasta el Berilio. Las bases de los cálculos de la nucleosíntesis del Big Bang (BBN por sus siglas en inglés) fueron establecidas en 1948 [34] y sólo permiten reproducir las observaciones experimentales para valores muy acotados de la densidad de bariones, en torno a $\Omega_b = 0.0493$ [30], lo cual significa que bajo la hipótesis de la inflación, la materia faltante (materia oscura) tiene que ser de naturaleza no bariónica.

Fondo Cósmico de Microondas (CMB)

Dentro del contexto de la teoría del Big Bang, el Universo temprano era un lugar muy caliente y a medida que se expande, el gas se enfría, razón por la cual, el Universo debería estar lleno de radiación, calor remanente de la gran explosión, llamada radiación de fondo cósmico de microondas, (CMB por su siglas en inglés). Los fotones integrantes de la radiación de 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

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA

1.1. COMPOSICIÓN DEL UNIVERSO

los fotones de la radiación de CMB han visto un Universo prácticamente transparente⁴. 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 ($411 \text{ fotones cm}^{-3}$).

La radiación de CMB, desde su descubrimiento de forma accidental por Penzias y Wilson en 1965, 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. De forma práctica podemos concebir a la radiación de CMB 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 (ver Figura 1.2).

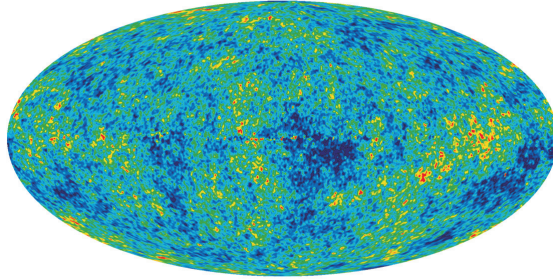


Figura 1.2: Anisotropías en la radiación CMB. Esta imagen de todo el cielo muestra la infancia del Universo y revela las fluctuaciones en la temperatura de hace 14 mil millones de años (mostradas en la diferencia de color) que corresponden a las semillas que posteriormente crecieron hasta llegar a convertirse en galaxias. La señal de nuestra galaxia fue sustraída usando los datos de multi-frecuencia. Esta imagen muestra un rango de temperatura de $\pm 200 \text{ mK}$. 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 [35]. Crédito: NASA/WMAP team, en color en la versión digital

Los parámetros que caracterizan a la radiación de fondo cósmico de microondas han sido medidos recientemente por la colaboración Planck [30], entre los resultados más importantes derivados de estas medidas podemos destacar: el Universo es plano (su densidad de materia-energía es compatible con la crítica, $\Omega \simeq 1$), los bariones representan el 5% del contenido del Universo ($\Omega_b \simeq 0.04938$), la densidad de materia oscura es del orden del 26.5% ($\Omega_{cdm} \simeq 0.26494$) y, por lo tanto, la energía oscura debe contribuir a la densidad total de materia-energía con el 68.5% restante ($\Omega_\Lambda \simeq 0.6847$).

⁴Aunque se cree que hubo periodos posteriores de re-ionización cuando comenzó la formación estelar, por ejemplo.

Estructura a gran escala

La distribución de galaxias en nuestro Universo muestra la existencia de agrupaciones jerárquicas que van desde los cúmulos, supercúmulos, vacíos, burbujas hasta láminas o filamentos, las cuales son producto del efecto de la gravedad sobre las fluctuaciones primordiales en la distribución de materia del Universo. Hoy en día pueden medirse al mismo tiempo corrimientos al rojo para cientos de galaxias, permitiéndonos extraer información relevante a escalas en las que ya se revela la homogeneidad del Universo. Las dos colaboraciones experimentales más relevantes 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 de galaxias, habiendo cubierto con sus observaciones más del 25 % del firmamento y creado los mayores mapas 3D de estructuras cósmicas (Figura 1.3).

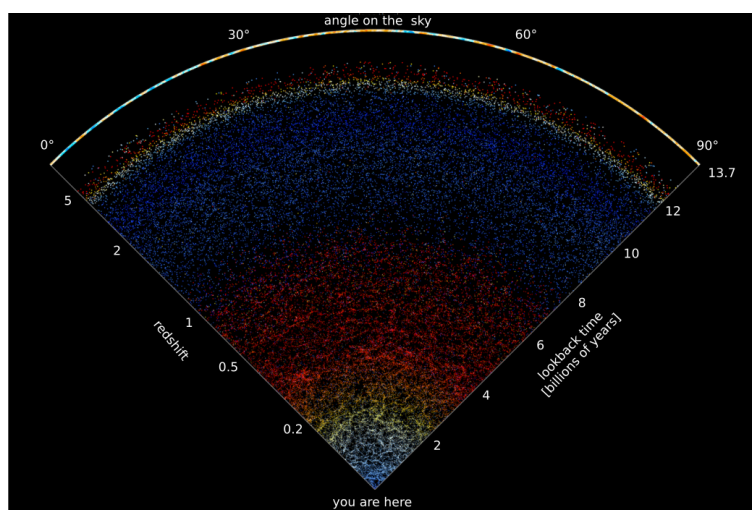


Figura 1.3: Este mapa muestra una porción de nuestro Universo, fue creado a partir de datos astronómicos tomados noche tras noche durante un período de 15 años. Estamos ubicados en la parte inferior. En la parte superior está el borde real del Universo observable. En medio, vemos unas 200.000 galaxias y cuásares con sus posiciones y colores reales. Datos del Sloan Digital Sky Survey y del satélite Planck [36], (en color en la versión digital).

La información obtenida por 2dFGRS y SDSS, sobre las oscilaciones acústicas de bariones⁵, al contrastarse con los datos de WMAP ponen en evidencia que es imprescindible la existencia de pozos de potencial mayores, debidos a materia no bariónica, no relativista y que se hubiera desacoplado del resto del Universo antes de que lo hiciera la radiación para que pudiera haber pozos de potencial más grandes de los que muestran las fluctuaciones en la radiación de CMB. Esto pone de manifiesto la necesidad de la existencia de la denominada materia oscura fría (CDM por sus siglas en inglés).

Por otro lado, las simulaciones a gran escala de la evolución de distintos modelos de Universo

⁵Las 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.

(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. Una simulación con la más alta resolución en formación de estructuras considerando un modelo de Universo que incluye una gran componente de materia oscura fría (Λ CDM), fue realizada en el año 2005. De dicha simulación, denominada *Millenium Run*, se extrajo información sobre la evolución del proceso de formación de estructuras y su distribución final. La concordancia entre la simulación y los resultados observacionales es asombroso [37] (Figura 1.4).

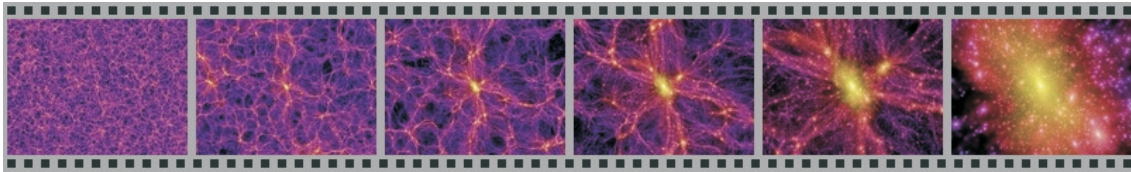


Figura 1.4: Fotogramas de uno de los videos elaborados a partir de la Millenium Simulation mostrando la distribución de materia oscura en el Universo en la actualidad. Esta simulación ha sido llevada a cabo con más de 10^{10} partículas. Permite visualizar la morfología de las estructuras formadas a diferentes escalas (desde varios Gpc hasta subestructuras del orden de 10 kpc). Crédito: Springel et al. [37, 38], (en color en la versión digital).

Estas observaciones, junto con los resultados de la anisotropía de la radiación de 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).

1.2. Astrofísica observacional y materia oscura

A casi 100 años de los primeros indicios del problema de la masa faltante dados por el astrónomo Ernst Opik, quien calculó que la galaxia de Andrómeda (M31) debía tener más masa que aquella que puede ser detectada visualmente, la mayoría de la comunidad científica acepta la hipótesis de la materia oscura (MO), esta aceptación se debió en gran parte, al trabajo realizado posteriormente sobre cúmulos de galaxias por V.Cooper Rubin. Es tal el convencimiento de la MO, que hoy en día, es quizá uno de los problemas de mayor relevancia no solo para los astrónomos y cosmólogos sino también para los físicos de partículas, por tal motivo, el trabajo conjunto de la astrofísica moderna y la física de partículas elementales tiene como objetivo determinar la naturaleza y propiedades de la MO ya sea mediante detección directa o indirecta.

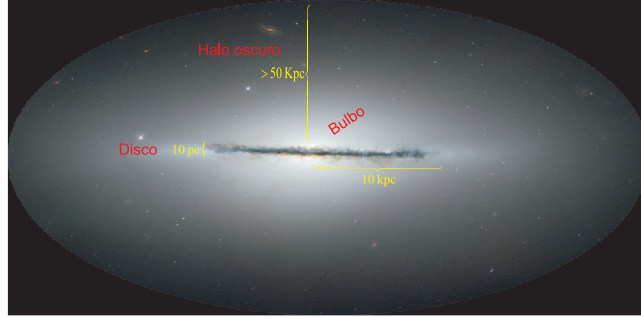


Figura 1.5: Esquema de una galaxia espiral típica vista sobre el borde. La zona visible conforma un disco de radio ~ 10 kpc y grosor ~ 100 pc. La mayoría de la masa se cree que está en un halo oscuro de extensiones desconocidas. La densidad del halo es $\rho \propto r^{-2}$ por lo que la masa total es proporcional a r .

1.2.1. El Universo visible (Universo subcrítico): galaxias

Las estructuras fundamentales del Universo son las galaxias, las cuales están compuestas de estrellas, gas, polvo interestelar y la hipotética materia oscura. Las galaxias tienen una amplia variedad de formas (espirales, elípticas e irregulares), masas y luminosidades, sin embargo, la mayoría de la luz en el Universo es producida en galaxias que tienen de 10^{10-11} estrellas (ver Tabla 1.2). Los estudios de las velocidades de rotación de nubes galácticas indican que la mayoría de la masa de la galaxia está contenida en halos oscuros aproximadamente esféricos y de extensiones desconocidas (Figura 1.5). Están agrupadas en cúmulos ligados gravitacionalmente, de los cuales los más grandes contienen miles de galaxias.

Propiedades promedio de las galaxias visibles	
Luminosidad galáctica:	$\langle L_{gal} \rangle \sim 2 \times 10^{10} L_{\odot}$
Masa visible:	$\langle M_{vis} \rangle \sim 6 \times 10^{10} M_{\odot}$
Radio visible:	$\langle R_{vis} \rangle \sim 10000 \text{ pc} = 10 \text{ kpc}$

Tabla 1.2: Propiedades promedio para galaxias (espirales) visibles para una razón masa-luminosidad de $3M_{\odot}$ por L_{\odot} . Los valores para la luminosidad y masa son $L_{\odot} = 2.4 \times 10^{45} \text{ eV s}^{-1}$ y $M_{\odot} = 1.988 \times 10^{30} \text{ kg}$, respectivamente.

Si bien, el Universo a escalas pequeñas es inhomogéneo, a escalas mayores a 100 Mpc aparenta ser uniforme con una densidad de galaxias visibles, n_{gal} , de

$$n_{gal} \sim 0.005 \text{ Mpc}^{-3}, \quad (1.4)$$

correspondiente a aquellas galaxias brillantes. La producción de luz total del Universo, asociada a esta densidad galáctica, tiene un valor de

$$J \sim \langle L_{gal} \rangle n_{gal} \sim 10^8 L_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}, \quad (1.5)$$

y la densidad de masa total asociada con las partes visibles de las galaxias es

$$\rho_{vis} = J \left\langle \frac{M}{L} \right\rangle \sim 3 \times 10^8 \cdot M_{\odot} \text{Mpc}^{-3} \quad (1.6)$$

Entonces, normalizando la densidad de la materia visible ρ_{vis} dada por la expresión (1.6) con la densidad crítica tenemos

$$\Omega_{vis} = \frac{\rho_{vis}}{\rho_c} \sim 0.002 \quad (vis = \text{estrellas visibles}), \quad (1.7)$$

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

1.2.2. 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 la teoría de gravitación de Newton es una aproximación [39], por lo 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

$$F_G = \frac{GmM_r}{r^2} = \frac{mv^2}{r} = F_Z, \quad (1.8)$$

por lo que,

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}, \quad (1.9)$$

donde G es la constante gravitacional universal y 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

$$M_r = \rho V_r = \rho \frac{4}{3} \pi r^3, \quad (1.10)$$

por lo tanto, para la parte cercana al núcleo galáctico, una curva de rotación⁶ dependerá de $v(r) \sim r$, y 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 Doppler⁷, 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 más cerca a este, lo cual no sucede (Figura 1.6).

Esta discrepancia, entre lo que se observa con lo que se esperaría teóricamente, indica la existencia de una gran cantidad de masa que se extiende aún más allá de la región visible, la cual

⁶Velocidad como una función de la distancia radial medida desde el centro galáctico.

⁷Corrimiento hacia el rojo.

es invisible ópticamente pero ejerce una fuerza gravitacional adicional. La manera de evitar la inestabilidad de los discos galácticos, y a su vez explicar las velocidades de rotación constantes fuera del radio visible de la galaxia, es por medio de halos oscuros⁸ masivos y esféricos [47]. Por simplicidad, la materia invisible ópticamente (materia oscura) se ha considerado distribuida en halos isoterms, esféricos y sin rotación, los cuales se extienden hasta distancias del orden de 10 veces el radio galáctico y con perfiles de densidad $\rho \propto r^{-2}$. Sin embargo, hoy en día existen simulaciones mucho más completas de la evolución de las estructuras con una componente importante de *materia oscura fría* que indican la viabilidad de que los halos no sean esféricos ni isoterms; plantean modelos más reales de halos axisimétricos, triaxiales, aplanados, con rotación, con subestructuras, etcétera [48].

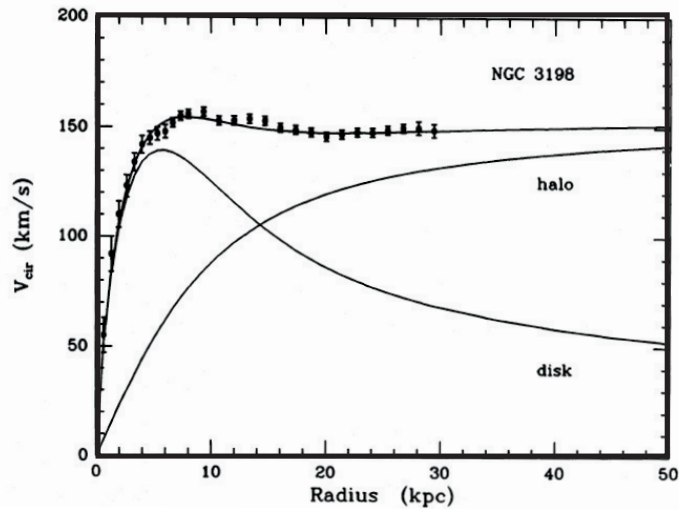


Figura 1.6: Curvas de rotación de la Galaxia NGC 3198. Se observan velocidades de rotación constantes hasta distancias del orden de 30 kpc, que corresponde a varias veces la extensión del disco visible ópticamente [40].

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 es determinada por rotación, sino 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 [39]. Asumiendo una galaxia simétricamente esférica, el balance hidrostático y la ecuación del gas ideal llevan a una distribución de masa dada por [41]

$$M(r) = \frac{k_B T r}{G \mu m_p} \left[-\frac{d \ln \rho}{d \ln r} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \right], \quad (1.11)$$

⁸La distribución de los cúmulos globulares sugiere una distribución esférica para el halo [41, 42]. Durante la examinación de la galaxia espiral NGC 5907 fueron encontrados indicios fuertes para un halo oscuro [43]. Otras razones para la hipótesis de un halo oscuro pueden ser revisadas dentro de las referencias [44, 45, 46].

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 se tiene que $L \sim \rho^2$. La galaxia M87 ha sido la mejor estudiada por este medio y un análisis de los datos sobre su masa muestra que el 99 % consiste de materia oscura (ver [49] para mayor evidencia de materia oscura en galaxias elípticas).

Las galaxias elípticas luminosas contienen cerca de $10^{10}M_{\odot}$ de gas en forma de halo, con un tamaño de por lo menos 50 kpc [50]. Debido a la emisión de rayos X de este gas caliente su temperatura se deduce entre 10^7 a 10^8 K, esta temperatura implica una velocidad de las partículas del gas por encima de la velocidad de escape derivada de la masa visible. Entonces, si este gas realmente está ligado gravitacionalmente, una mayor cantidad de masa es necesaria. La evidencia para la materia oscura, por medio de la observaciones en rayos X de los halos, ha estado soportada por los satélite ROSAT [51], CHANDRA[52] y el próximo año se espera sean aumentadas por eROSITA⁹, 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 [53].

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 oscura 10 veces más grande que la esperada de los sistemas más luminosos [54, 55].

1.2.3. Materia oscura en cúmulos de galaxias

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). Los cúmulos de galaxias son las estructuras ligadas gravitacionalmente más grandes conocidas, pueden estar formados por miles de ellas, tales como el cúmulo de Coma o el cúmulo de Virgo, el cual se encuentra una distancia aproximada de 20Mpc.

El potencial gravitacional de cúmulos de galaxias es determinado al examinar las radiaciones en rayos X de los gases calientes intergalácticos ($T = 10^7\text{K}$) [39]. Investigaciones realizadas por ROSAT, muestran que típicamente del 10 – 40 % de la masa total está en forma de este gas [51, 56]. Particularmente, ROSAT observó una emisión importante de rayos X proveniente de un grupo relativamente pequeño NGC 2300 originada del gas intergaláctico caliente, dicha emisión se concentra principalmente hacia el centro del cúmulo. A partir de las observaciones, la masa del grupo puede ser derivada y la parte bariónica de esta (gas y galaxias) es únicamente el 4 % (máximo 15 %), esto lleva a la hipótesis de que si este gas está ligado gravitacionalmente al cúmulo, el resto es materia oscura [57] (un resultado análogo puede consultarse en la Ref. [58]).

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

⁹Extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array.

que aproximadamente un tercio de la materia del Universo es oscura, $\Omega_m = 0.3153$, y apenas proporcionan información sobre la posible presencia de *energía oscura*, $\Omega_\Lambda = 0.6847$ [30].

1.2.4. Candidatos alternativos

Después de discutir las evidencias de la existencia de la materia oscura, discutiremos ahora su naturaleza. Por definición, el concepto materia oscura está asociado a materia cuya existencia no puede ser detectada mediante procesos asociados a la luz, esto es, no emite ni absorbe radiación electromagnética; además no interacciona con ella de modo que se produzcan efectos secundarios observables. Dicha materia ha sido inferida, como se pudo describir en líneas anteriores, solamente a través de sus efectos gravitacionales.

Soluciones alternativas se han propuesto para evitar la introducción de la materia oscura en el Modelo Cosmológico Estándar. Estas soluciones deberían de prescindir de la necesidad de una excursión en el *zoo* de partículas elementales exóticas. Sin embargo, todos estos modelos ofrecen soluciones parciales 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 [59]-[61]:

$$a_G = \frac{GM}{r} + \frac{\sqrt{GMa_0}}{r}. \quad (1.12)$$

Esto produciría efectos capaces de justificar las curvas de rotación galáctica observadas [62]. Sin embargo, parece cuestionable su capacidad para explicar el marco cosmológico completo [63], puesto que parece incompatible con los resultados de lente gravitatoria en cúmulos [64]. Sus ecuaciones pueden ser derivadas a partir de la dinámica newtoniana clásica incluyendo la influencia gravitatoria de una componente de materia oscura [65], 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 [66, 67]. 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 [68]-[70], y dentro del contexto de la materia oscura ver [71].

1.2.5. 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. 1.7):

$$\Omega_b = 0.04938. \quad (1.13)$$

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA

1.2. ASTROFÍSICA OBSERVACIONAL Y MATERIA OSCURA

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. Se piensa que se encuentran:

- En el medio intergaláctico en forma de un gas ionizado [72].
- A gran escala, galaxias de brillo superficial bajo (LSB¹⁰, por sus siglas en inglés), nubes de hidrógeno o nubes moleculares frías, las cuales escapan a la observación, podrían también contribuir [73].
- En objetos astrofísicos: planetas, enanas café, enanas blancas, estrellas de neutrones u hoyos negros [74]. Estos objetos astrofísicos en conjunto son llamados MACHOs (por sus siglas en inglés, MAAssive Compact Halo Objects).

Debido a que la materia bariónica parece adecuarse para por lo menos explicar las curvas de rotación de las galaxias [39], 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 (ver Figura 1.7).

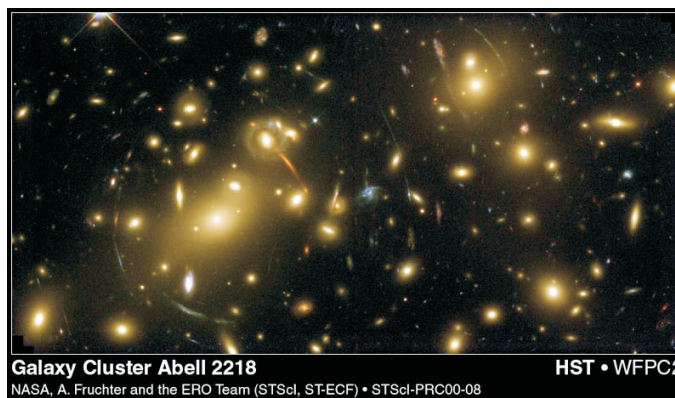


Figura 1.7: La imagen de Abell 2218 captada por el Telescopio Espacial Hubble. Este cúmulo masivo de galaxias reside en la constelación Dragón, a una distancia de 2000 millones de años luz de la Tierra. Los arcos son imágenes de galaxias muy lejanas que han sido torcidas por el efecto del lente gravitacional, situadas por detrás del cúmulo, a grandes distancias, en color en la versión digital).

Resultados dados por los experimentos EROS¹¹, MACHO¹², OGLE¹³ y DUO¹⁴ han probado que hay objetos en nuestro halo que producen el efecto de microlente para objetos con masas entre 10^{-5} y $10^2 M_{\odot}$ (ver [75]-[77] para una revisión detallada sobre microlentes). Estudios en la dirección del centro galáctico y de la LMC (por sus siglas en inglés Large Magellanic Cloud)

¹⁰Low Surface Brightness galaxies, galaxias difusas con una luminosidad de 5 a 20 veces más débil que la de las galaxias comunes.

¹¹Experience pour la Recherche d'Objets Sombres

¹²MAAssive Compact Halo Object

¹³Optical Gravitational Lensing Experiment

¹⁴Disk Unseen Objects

arrojan a la conclusión de que los MACHOs pueden únicamente proveer alrededor del 50% del halo oscuro [78, 79], 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.

1.2.6. Materia oscura no-bariónica

La principal justificación de la necesidad de la materia oscura no bariónica, está dada por las medidas de Planck 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 $\Omega_m \simeq 0.31$ entonces $\Omega_m - \Omega_b \simeq 0.26$ tendría que estar en la forma de *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 ser: estables en escalas de tiempo cosmológicas, ya que, en caso contrario habrían decaído y no existirían en la actualidad; neutros, es decir, no tienen carga eléctrica, por lo que no hay interacciones 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.

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 [80]:

- La *materia oscura caliente* (HDM, por sus siglas en inglés), en el momento de la formación de galaxias era relativista, estos es, 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. El neutrino ligero, mucho más ligero que \sim keV, es un ejemplo de una partícula de materia oscura caliente. Los neutrinos cuya masa ha sido confirmada, pero no determinada, por experimentos de oscilaciones de neutrinos [81], no pueden ser una contribución demasiado importante a la densidad total de materia-energía del Universo, $\Omega_\nu h^2 < 0.0025$ [30]. Los neutrinos, como partículas relativistas, habrían borrado las fluctuaciones de materia a escala galáctica y las estructuras se habrían formado preferentemente de arriba hacia abajo, es decir, primero los supercúmulos, luego los cúmulos y finalmente las galaxias. Para una discusión sobre la posibilidad de que los neutrinos sean o no candidatos a materia oscura pueden ver las referencias [33, 82].
- La *materia oscura fría* (CDM, por sus siglas en inglés) 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), WIMPs, etc.
- La *materia oscura tibia* (WDM, por sus siglas en inglés) 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 cosmológica¹⁵ demuestran que la estructura obser-

¹⁵Ejemplos de estas simulaciones tenemos las realizadas por Navarro *et al.*, 1996; Springel *et al.*, 2005; Diemand *et al.*, 2007; Springel *et al.*, 2008a; Diemand *et al.*, 2008.

vada a gran escala de materia luminosa sólo podría haber sido formada en la presencia de una cantidad muy significativa de materia oscura, la cual en su mayoría debe ser tanto fría como no disipativa. Sin embargo, observaciones más recientes y simulaciones parecen apuntar hacia un Universo con una mezcla de materia oscura fría y caliente.

La segunda clasificación de las partículas de materia oscura no bariónica se basa en su mecanismo de producción. 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*, mientras 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*. Ejemplos de residuos no térmicos son: axiones emitidos por cuerdas cósmicas, solitones producidos en transiciones de fase, wimpzillas producidos gravitacionalmente al final de la inflación, etcétera. Para una descripción más profunda sobre las propiedades de cada uno de estos candidatos populares a materia oscura no bariónica pueden consultar [33, 80, 82, 83].

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 1.3).

1.2.7. WIMPs

La clase más grande de candidatos a materia oscura fría (materia oscura no barionica) son los WIMPs, las cuales sin embargo no han sido descubiertos. Estas son partículas que surgen en extensiones del Modelo Estándar de física de partículas [84], cuyas propiedades deben ser: estables, pesadas y eléctricamente neutras.

La idea de WIMP es muy simple, se trata de una partícula elemental χ relativamente pesada, que el Big Bang tuvo alguna vez la suficiente energía para su fabricación, cuando $T \gtrsim m_\chi$ los WIMPs se crearon así como cualquier otra partícula [83]. 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.

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA
1.2. ASTROFÍSICA OBSERVACIONAL Y MATERIA OSCURA

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, Newtorite, <i>Schwarzschild</i>	10^{19}GeV	Teoría de dimensión alta	DM fría
Cuerdas supersimétricas	10^{19}GeV	SUSY/SUGRA	DM fría
Quark-nuggets, nuclearites	10^{15}g	QCD, GUTs	DM fría
Hoyos negros primordiales	10^{15-30}g	Relatividad general	DM fría
Cuerdas cósmicas, <i>domain walls</i>	$10^{8-10}M_{\odot}$	GUTs	Pilar para formación de galaxias, pero sin contribución seria a Ω

Tabla 1.3: Lista de candidatos no bariónicos para materia oscura [85]. ^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 se puede estimar por medio de

$$\Omega h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3/\text{s}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle}, \quad (1.14)$$

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 $v \rightarrow 0$ [80].

Si bien, los WIMPs más prometedores son los neutralinos, partículas que surgen en modelos supersimétricos, existen otros modelos en donde surgen WIMPs candidatos a materia oscura. Estos modelos van desde las extensiones del sector escalar del Modelo Estándar, que implican la inclusión de un singlete o doblete complejo o real, hasta modelos que buscan explorar fenomenológicamente las propiedades de la materia oscura.

Materia oscura inerte

El modelo de Dos Dobletes Inerte (IDM, por sus siglas en inglés) no es más que una extensión mínima del Modelo Estándar (ME), contiene un doblete extra de campos escalares complejos que se acoplan al sector escalar y al sector bosónico de norma pero no así a los fermiones del ME. Dicha extensión contiene 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 [16]. Aunque el IDM no fue propuesto en un inicio para resolver el problema de materia oscura, tiempo después fue propuesto como un modelo que puede proveer un candidato viable a materia oscura [6]. 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 (H^0) como candidato a 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: partículas de materia oscura ligeras con masas por debajo de los 10 GeV; rango de masa media entre 50 – 80 GeV con dos regiones distintas, con o sin coaniquilaciones de H^0 con la parte neutra Z_2 -impar A^0 , región de masa media 80 – 150 GeV con desdoblamiento de masa muy grandes, y materia oscura pesada de masas mucho mayores a 550 GeV, donde todas las partículas inertes tienen masas degeneradas por lo que los procesos de coaniquilación entre todas las partículas inertes son importantes [21].

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. [86]. Además, la autointeracción de la materia oscura ha sido considerada en la Ref. [87]. Algunos han estudiado si la materia oscura podría ser cargada [88] o tener una milicarga [89, 90]. También, se ha estudiado que dentro de estas posibilidades fenomenológicas la materia oscura tenga un momento dipolar eléctrico o magnético [91]-[95]. Es ésta línea de

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA
1.2. ASTROFÍSICA OBSERVACIONAL Y MATERIA OSCURA

investigación sobre la que nosotros hemos trabajado, paralelamente al tema de ésta tesis doctoral, por lo que mostramos las características generales del modelo y algunos de los resultados obtenidos.

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 [94]. 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 [95]. Una partícula con momento dipolar eléctrico y/o magnético permanente debe tener un espín distinto de cero, por lo que, deben considerarse partículas de espín 1/2. Como las partículas de Majorana no pueden tener momentos dipolares permanentes, las partículas de materia oscura que se proponen son fermiones de Dirac [91].

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:

$$L_{\gamma\chi} = -\frac{i}{2}\bar{\chi}\sigma_{\mu\nu}(M + \gamma_5 D)\chi F^{\mu\nu}. \quad (1.15)$$

En (ec. 1.15), los pares $\chi\bar{\chi}$ en el halo galáctico o contenidos en cualquier región del Universo con altas densidades (centros de galaxias, cúmulos de galaxias), pueden aniquilarse directamente a γX , donde $X = \gamma, Z, H$. Particularmente, la aniquilación de las partículas de materia oscura dipolar (DDM, por sus siglas en inglés) hacia dos fotones es a través de los diagramas mostrados en la Figura 1.8. El proceso de aniquilación de materia oscura dipolar (DDM) a dos fotones (radiación gamma) es considerado a nivel árbol, analizado desde el marco de referencia del centro de masa (CM) y tiene como propagador a la propia materia oscura dipolar.

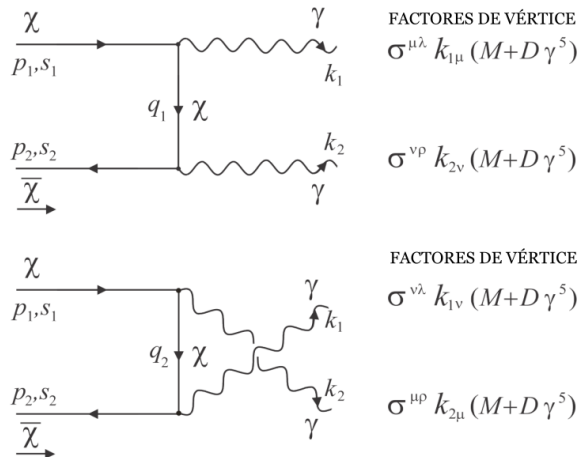


Figura 1.8: Diagramas de Feynman para la aniquilación de un par de DDM-antiDDM a dos fotones.

La sección eficaz diferencial que representa el proceso de aniquilación de materia oscura dipolar, escrita en términos de las variables de Mandelstam (s, t), está dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ann}}{d\Omega} = & \frac{1}{128\pi^2} \frac{\sqrt{1-v_{cm}^2}}{m_\chi v_{cm} \sqrt{s}} \\ & \times \left[\frac{4(D^4 + M^4)(m_\chi^4(s^2 + 10st + 6t^2) - 4tm_\chi^2(s+t)^2 + m_\chi^8 + t^2(s+t)^2)}{(m_\chi^2 - t)(-m_\chi^2 + s + t)} \right. \\ & \left. + \frac{8D^2M^2(-3m_\chi^4(s^2 + 2st - 2t^2) + 4tm_\chi^2(s^2 - t^2) + 4m_\chi^6(s-t) + m_\chi^8 + t^2(s+t)^2)}{(t - m_\chi^2)(-m_\chi^2 + s + t)} \right] \end{aligned} \quad (1.16)$$

donde $|\mathbf{p}_1| = \frac{m_\chi v_{cm}}{\sqrt{1-v_{cm}^2}}$, $|\mathbf{p}_3| = \frac{\sqrt{s}}{2}$, $(E_1 + E_2)^2 = s$, $v_{cm} = \frac{v_{rel}}{2}$. Finalmente, para obtener el promedio de la distribución térmica de los WIMPs, se necesita calcular $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$ sobre todas las variables del espacio de fase. De este modo, se obtiene $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$, necesaria para llevar a cabo otros análisis térmicos como calcular la abundancia residual $\Omega_{CDM} h^2$.

A partir de (ec. 1.16), y dado que estamos tratando con un proceso de aniquilación en el límite no relativista, es posible utilizar el método descrito en la Ref. [96] para obtener $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle = & \tilde{c}_0 m_{GeV}^2 [6(M_{16}^4 + 6M_{16}^2 D_{16}^2 + D_{16}^4) \\ & + (3M_{16}^4 + 2M_{16}^2 D_{16}^2 + 3D_{16}^4) \langle v_{rel}^2 \rangle] \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (1.17)$$

donde $\tilde{c}_0 = 1.71423 \times 10^{-30}$, $m_{GeV} = \frac{m_\chi}{\text{GeV}}$, y los momentos dipolares magnético y eléctrico se han normalizado para que sean adimensionales: $D, M \rightarrow D_{16} = D/10^{-16}$, $M_{16} = M/10^{-16}$. Por otro lado, utilizando la relación $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle \approx a_{rel} + b_{rel} \langle v_{rel}^2 \rangle = a_{rel} + \frac{6b_{rel}}{x}$ dada en [97], tenemos que $\langle v_{rel}^2 \rangle = \frac{6}{x}$. Ahora, podemos reescribir a $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$ como:

$$\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle = \tilde{c}_0 m_{GeV}^2 M_{16}^4 H(f, x), \quad (1.18)$$

donde $x = \frac{m_\chi}{T}$ es una cantidad adimensional (T es la temperatura de desacoplamiento), que en el límite no relativista $x \gg 1$ (o $T \ll m_\chi$), $f \equiv \frac{D_{16}}{M_{16}}$ es el parámetro adimensional que corresponde a la relación de los momentos dipolares eléctricos y magnéticos respectivamente, y la función adimensional $H(f, x)$ tiene la siguiente forma:

$$H(f, x) = 6(1 + 6f^2 + f^4) + \frac{6}{x}(3 + 2f^2 + 3f^4). \quad (1.19)$$

Fijamos x en el número mágico $x = \frac{m_\chi}{T} \sim 22$ que es un valor típico para los WIMPs [98]. De esta manera, el conjunto de parámetros teóricos que utilizaremos en adelante es $\{m_\chi, M_{16}, f\}$.

Nótese que $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$ aumenta tanto si m_χ y M_{16} lo hacen, lo que implica que si m_χ o M_{16} aumentan, los pares $\chi\bar{\chi}$ se aniquilan más eficientemente. Dado que el factor $H(f, x)$ está alrededor de 50 cuando $f \sim 1$, m_χ y M_{16} controlan el orden de magnitud de $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$.

Después de establecer las constricciones sobre el espacio de parámetros de la DDM de acuerdo a los datos de Planck, se obtuvieron los siguientes resultados (ver la Ref. [99] para una descripción más detallada):

- La Figura 1.9 ilustra el efecto de variar los parámetros de los momentos dipolares M_{16} y f sobre $\Omega_{CDM} h^2$ en función de la masa de la partícula DM. Más concretamente, se muestran

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA
1.2. ASTROFÍSICA OBSERVACIONAL Y MATERIA OSCURA

tres clases de curvas de $\Omega_{CDM}h^2(m_\chi)$ que tienen un valor común de f (asociado a un color determinado). Cada clase contiene curvas de modelos correspondientes a diferentes valores de M_{16} dentro de un rango fijo de valores de orden 1. Para un M_{16} dado, el efecto de variar f es claro, a medida que aumenta las curvas $\Omega_{CDM}h^2 - m_\chi$ se desplazan hacia m_χ más pequeñas.

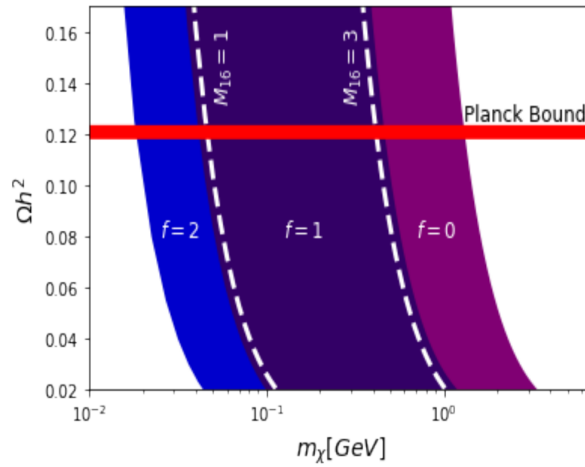


Figura 1.9: Las regiones azul, púrpura y magenta corresponden a las regiones teóricamente predichas de la densidad relativa de DM para $f = 2, 1$ y 0 , respectivamente. Dentro de cada región M_{16} se encuentra entre $[1, 3]$. La gráfica muestra la abundancia residual (ec. 1.14) para $D_{16} = 3$.

- El análisis combinado, al considerar tanto la abundancia residual como las restricciones del CMB, excluyen una serie de modelos con masas bajas y M_{16} grandes. Favoreciendo a partículas de materia oscura dipolar con masas por arriba de los 100 GeV con un momento dipolar magnético menor a $M_{16}^* = 0.67$, como se observa en la Figura 1.10.

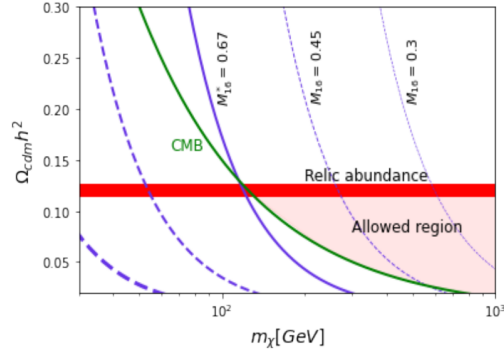


Figura 1.10: La densidad relativa de DM. La franja roja corresponde a la región permitida según el límite para la densidad relativa de la DM residual inferida a partir de las mediciones del CMB por Planck. Cada línea púrpura corresponde a la predicción teórica de la densidad relativa en función de m_χ . Las diferentes líneas discontinuas corresponden a varios valores del momento dipolar magnético asumiendo que $M_{16} = D_{16}$.

1.2.8. Métodos de detección

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 produce en su dispersión elástica con los núcleos de la sustancia del detector, 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 HAWC (por sus siglas en inglés, High Altitude Water Cherenkov) [100, 101].

Capítulo 2

Modelo Estándar de Física de Partículas

El Modelo Estándar 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 [102].

2.1. Aspectos teóricos del ME

El Modelo Estándar (ME) es una teoría cuántica de campos que es consistente con la mecánica cuántica y la relatividad especial, describe tres de las cuatro interacciones fundamentales conocidas entre partículas elementales que componen toda la materia: la electromagnética, la débil y las interacciones fuertes. Esta teoría toma como base 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 ME 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.

El ME se divide en tres sectores para el estudio de las partículas y sus interacciones: a) *el sector fermiónico*, b) *el sector bosónico de norma* y c) *el sector escalar o sector de Higgs*.

2.1.1. El sector fermiónico

Los quarks y leptones se encuentran ordenados en tres familias (ver Tabla 2.1). 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). Las tres familias tienen propiedades idénticas, con excepción de la masa. El contenido de partículas en cada familia se muestra en la Tabla 2.1; además de

CAPÍTULO 2. MODELO ESTÁNDAR DE FÍSICA DE PARTÍCULAS
2.1. ASPECTOS TEÓRICOS DEL ME

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.

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

Tabla 2.1: Familias de quarks y leptones del ME.

2.1.2. 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 propiedades físicas principales de estos bosones de norma intermediarios son: (i) los gluones, mediadores de las interacciones fuertes, tienen masa nula, son eléctricamente neutros y tienen carga de color, pueden ser de ocho tipos distintos y como consecuencia de esto, los gluones no sólo interactúan con los quarks, sino también con ellos mismos; (ii) los tres bosones de norma mediadores de las interacciones débiles, 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 , partícula intercambiada en las interacciones electromagnéticas, es eléctricamente neutro, sin masa y no interactúa consigo mismo, en la Tabla 2.2 se muestran algunas de las características de los bosones de norma.

Nombre	Masa <i>GeV/c²</i>	Carga eléctrica
γ	0	0
W^+	80.385	+1
W^-	80.385	-1
Z^0	91.188	0
g_α	0	0

Tabla 2.2: 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 2.3 para los estados fermiónicos en el ME.

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

2.1.3. 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.

En 1964, Peter Higgs *et al.* postuló un mecanismo, conocido como el campo de Higgs, para explicar por qué unas partículas tienen masa y otras no. 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 las que no lo hagan, no tendrían masa. Según el modelo propuesto este bosón debe ser un escalar, eléctricamente neutro y su masa debe ser del orden de la escala electrodébil. Si bien, este bosón de Higgs ya fue descubierto por los experimentos ATLAS y CMS del Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN, por sus siglas en inglés) el 4 de julio de 2012. Dicha partícula escalar fue hallada en la región de masa alrededor de 126 GeV [103]. Apesar de tal descubrimiento, permanece abierta la pregunta de que si este es el bosón de Higgs del Modelo estándar o quizá es el más liviano de varios bosones predichos en algunas teorías que van más allá del ME [104].

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 [105]-[109], así como de los fermiones (excepto los neutrinos), debido a que los términos de masa

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

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 ME 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 (ya descubierta): *el bosón de Higgs*.

Así, la versión mínima que describe correctamente la dinámica del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil 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 $T = 1/2$.

2.2. El mecanismo de Higgs

Uno de los ingredientes claves del ME 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 ME, 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 [103, 104].

2.2.1. Sector de rompimiento de simetría

Sea Φ un campo doblete el cual provee el rompimiento $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$. Por lo cual, dicho doblete 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

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

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

Con base a los requerimientos antes expuestos, la elección más simple para Φ y el lagrangiano del sector de rompimiento de simetría de la teoría electrodébil es:

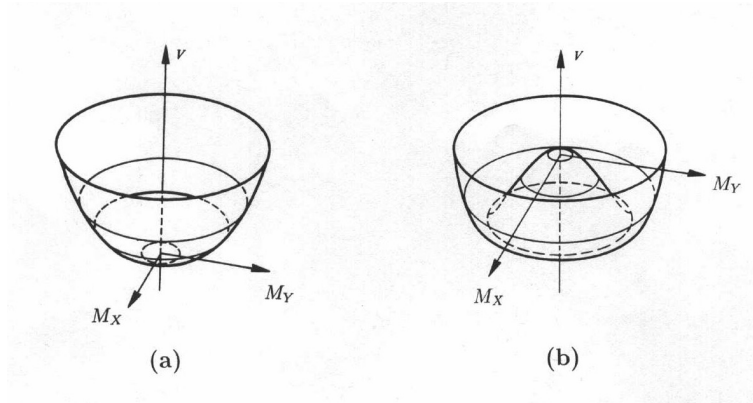
$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (2.4)$$

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

donde

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

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



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

Aquí, Φ es un doblete complejo, 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. Existen dos posibles v.e.v. $\langle \Phi \rangle$ que minimizan el potencial V , los cuales dependerá del signo del parámetro de masa (μ):

1. Para $\mu > 0$, el mínimo del potencial es

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

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

2. Para $\mu < 0$, el mínimo del potencial es

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

por lo tanto hay un número infinito de vacíos degenerados que corresponden al número infinito de posibles valores para $\langle \Phi^\dagger \Phi \rangle$, 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 (ver Figura 2.1(b)). Por simplicidad tomamos:

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

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 .

2.2.2. Las masas de las partículas

El lagrangiano del ME, invariante de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$, está dado por:

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

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, particularmente cada lagrangiano está dado por:

$$\mathcal{L}_f = \sum_{f=l,q} \bar{f} i \mathcal{D} f, \quad \text{con } \mathcal{D} = \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu, \quad (2.12)$$

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

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

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

donde,

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

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

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \phi_0^* \\ -\phi^- \end{pmatrix}.$$

\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 $\mathcal{L}_{\text{escalar}}$ 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}_{ME} es el siguiente:

1. Se fija un vacío no simétrico dado por (ec. 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 obtiene realizando “pequeñas oscilaciones” alrededor de este vacío. Estas pequeñas oscilaciones serán 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:

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

$$l_L \longrightarrow U(\xi)l_L; \quad e_R \longrightarrow e_R;$$

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

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

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

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}_{ME} :

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

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

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

A partir de lo anterior, se obtienen las siguientes predicciones a nivel árbol:

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

donde

$$v = \sqrt{-\frac{\mu}{\lambda}}. \quad (2.29)$$

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,

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

donde

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

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

Nótese que 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. Nótese también, que 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:

$$\begin{aligned} f\bar{f}h &: -i\frac{g_2}{2}\frac{m_f}{M_W}; \\ W_\mu^+W_\nu^-h &: ig_2M_Wg_{\mu\nu}; \\ Z_\mu Z_\nu h &: i\frac{g_2}{\cos\theta_W}M_Zg_{\mu\nu}. \end{aligned} \tag{2.33}$$

Experimentalmente se ha encontrado que [110]:

$$M_{W^\pm} = 80.385 \text{ GeV},$$

$$M_Z = 91.188 \text{ GeV}.$$

Usando estos valores se tiene que

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

De (ec. 2.28) podemos observar que

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

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 (ec. 2.34) es una predicción del ME, la cual ha resultado ser consistente con los experimentos.

Una cantidad útil a considerar es

$$\rho \equiv \frac{M_W}{M_Z \cos\theta_W}, \tag{2.35}$$

la cual vale 1 para el ME¹. Cualquier desviación de $\rho = 1$ es señal de la existencia de una nueva física.

2.3. 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 ME 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 [18].

¹De hecho, se ha demostrado que aún cuando existan dobletes de Higgs adicionales, el parámetro $\rho_{ME} = 1$ no cambia [111].

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 ME es el neutrino, que es inadecuado para explicar la mayor parte de la materia oscura [112]. Por lo tanto, no es una de las partículas elementales que figuran en el ME candidato a materia oscura sino alguna partícula masiva estable que podría generarse en muchas extensiones del ME. 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.

Un número de extensiones del ME 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 [113], entre otros.

Capítulo 3

cIDMS con violación explícita de CP

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 Modelo Estándar, en especial a los problemas tanto de la materia oscura como el de la asimetría materia-antimateria en el Universo. En lo concerniente a la Física de Altas Energías, los físicos de partículas han realizado extensiones tanto en el sector fermiónico como en el sector Higgs con el objetivo de aumentar el número de partículas e identificar una partícula candidata a materia oscura que satisfaga tanto restricciones teóricas (positividad, perturbatividad, unitariedad) como experimentales (parámetros oblicuos, LHC, abundancia residual); así también, han buscado fuentes adicionales de violación Carga-Paridad dentro de algunas extensiones para explicar la asimetría bariónica en el Universo. En torno al contexto de las extensiones del ME, la extensión del sector fermiónico (ver Refs. [5, 114]) queda fuera del alcance de este escrito, y es precisamente el contexto de una extensión del sector de Higgs o escalar con violación explícita de la simetría Carga-Paridad en el que descansa este trabajo de tesis doctoral.

3.1. cIDMS con violación espontánea de CP

Dado que el cIDMS con violación explícita de la simetría Carga-Paridad (CP), a grandes rasgos, es el modelo de dos dobletes de Higgs inerte más un singlete complejo (IDMS, por sus siglas en inglés) con una menor cantidad de parámetros en el potencial, comenzaremos describiendo las características más representativas de este modelo.

En términos generales, el IDMS es una extensión del modelo de dos dobletes de Higgs inerte (IDM, por sus siglas en inglés) con ligeros cambios tanto en la parte cinética como en el potencial. Específicamente hablando, es un modelo simétrico ante Z_2 que contiene un doblete de Higgs Φ_1 tipo ME, el cual, es responsable de la generación de las masas de los bosones de norma y de los fermiones, como en el ME. Hay también un doblete escalar inerte Φ_2 , el cual es impar bajo Z_2 . Este segundo doblete, Φ_2 , tiene un v.e.v nulo y puede proveer un candidato estable a materia oscura. A diferencia del IDM, este modelo tiene un singlete complejo neutro χ con hipercarga $Y = 0$ y un v.e.v distinto de cero. La inclusión de dicho singlete, es para proveer violación espontánea de CP si $\langle \chi \rangle \in \mathbb{C}$ o violación explícita por medio de sus términos

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.1. CIDMS CON VIOLACIÓN ESPONTÁNEA DE CP

de interacción [21].

En el marco de una violación espontánea de la simetría de CP dentro del modelo IDMS, se considera un v.e.v complejo distinto de cero, $\langle \chi \rangle \in \mathbb{C}$. Para este caso como para el caso de violación explícita de CP, tomamos χ a ser par bajo una transformación Z_2 definida como:

$$Z_2 : \Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2, \text{campos ME} \rightarrow \text{campos ME}, \chi \rightarrow \chi, \quad (3.1)$$

permitiendo su mezcla sólo con las componentes neutras de Φ_1 .

3.1.1. Lagrangiano escalar del modelo IDMS

El lagrangiano total del modelo está dado por:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gf}^{\text{ME}} + \mathcal{L}_{\text{escalar}} + \mathcal{L}_Y(\psi_f, \Phi_1), \quad (3.2)$$

donde $\mathcal{L}_{gf}^{\text{ME}}$ describe la interacción bosón-fermión como en el ME, $\mathcal{L}_{\text{escalar}}$ describe el sector escalar del modelo, y $\mathcal{L}_Y(\psi_f, \Phi_1)$ la interacción de Yukawa.

Particularmente, el lagrangiano escalar tiene la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu \Phi_1)^\dagger (D_\mu \Phi_1) + (D^\mu \Phi_2)^\dagger (D_\mu \Phi_2) + \partial\chi\partial\chi^* - V_{\text{IDMS}}(\Phi_i^\dagger \Phi_j, \chi^*, \chi), \quad (3.3)$$

donde D_μ es la derivada covariante para un doblete $SU(2)$ y V_{IDMS} el potencial escalar.

Sobre las generalidades del modelo, podemos enunciar que:

- La interacción de Yukawa se toma como en el 2HDM tipo I, donde sólo Φ_1 se acopla a los fermiones.
- El singlete escalar χ no se acopla con los fermiones del ME y por lo tanto, la interacción fermión-singlete está presente sólo a través de la mezcla del singlete con el primer doblete Φ_1 .
- En este modelo sólo los campos Z_2 -par, Φ_1 y χ , adquieren valor de expectación del vacío, los cuales son denotados por v y $we^{i\xi}$, respectivamente, donde $v, w, \xi \in \mathbb{R}$.

Bajo estas suposiciones se usa la siguiente descomposición de los campos alrededor del estado de vacío $(v, 0, we^{i\xi})$:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{v+\phi_1+i\phi_6}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{\phi_4+i\phi_5}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(we^{i\xi} + \phi_2 + i\phi_3). \quad (3.5)$$

Así, dentro del modelo IDMS la simetría Z_2 (ec. 3.1) no es violada espontáneamente. También, la simetría $U(1)_{em}$ no es rota, y no hay mezcla entre los componentes neutros y cargados. Las masas de los bosones de norma y de los fermiones son dadas por el v.e.v del primer doblete como en el ME.

3.1.2. Potencial escalar del IDMS

El potencial más general del modelo, puede escribirse como:

$$V_{\text{IDMS}} = V_{\text{IDM}} + V_S + V_{\text{DS}}, \quad (3.6)$$

donde V_{IDM} es el potencial del modelo de dos dobletes de Higgs inerte, V_S la parte del potencial dada únicamente por el singlete y V_{DS} la parte del potencial dada por los términos de interacción doblete-singlete. La forma específica de cada parte del potencial general está dada por:

$$V_{\text{IDM}} = \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\ + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{1}{2} \lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right). \quad (3.7)$$

$$V_S = \mu_{S1}^2 \chi^* \chi + \mu_{S2}^2 (\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{S1} (\chi^* \chi)^2 + \lambda_{S2} (\chi^* \chi) (\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{S3} (\chi^{*4} + \chi^4) \\ + \kappa_1 (\chi^* + \chi) + \kappa_2 (\chi^{*3} + \chi^3) + \kappa_3 (\chi (\chi^* \chi) + \chi^* (\chi^* \chi)). \quad (3.8)$$

$$V_{\text{DS}} = \Lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* \chi) + \Lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) (\chi^* \chi) + \Lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^{*2} + \chi^2) \\ + \Lambda_4 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) (\chi^{*2} + \chi^2) + \kappa_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* + \chi) + \kappa_5 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) (\chi^* + \chi). \quad (3.9)$$

Después de asumir que todos los parámetros del V_{IDMS} son reales, otras características a resaltar sobre el potencial son: *i*) simétrico ante Z_2 , *ii*) invariante explícitamente bajo una transformación CP $\Phi_{1,2} \rightarrow \Phi_{1,2}^\dagger, \chi \rightarrow \chi^*$ y *iii*) contiene 21 parámetros en total, de los cuales, cuatro son parámetros cuadráticos, doce parámetros cuárticos adimensionales y cinco parámetros dimensionales $\kappa_{1,2,3,4,5}$.

3.1.3. El IDMS constreñido: cIDMS

Sabiendo que el potencial general V_{IDMS} (ec. 3.6 - ec. 3.9) se reduce invocando simetrías adicionales a Z_2 , imponemos una simetría global adicional a dicho potencial escalar dada por:

$$U(1) : \Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow \Phi_2, \chi \rightarrow e^{i\alpha} \chi. \quad (3.10)$$

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 fenomenológicamente viables. Sin embargo, manteniendo algunos términos de rompimiento suave de $U(1)$ en el potencial resolvería este problema y al mismo tiempo nos llevaría a reducir el número de parámetros del V_{IDMS} . Por lo cual, es conveniente identificar y dividir los parámetros del potencial IDMS con base al comportamiento ante la simetría $U(1)$:

- (1) Términos simétricos ante $U(1)$: $\mu_1^2, \mu_2^2, \mu_{S1}^2, \lambda_{1,2,3,4,5}, \lambda_{S1}, \Lambda_{1,2}$,
- (2) Términos de rompimiento suave $U(1)$: $\mu_{S2}^2, \kappa_{2,3}, \kappa_{4,5}$,
- (3) Términos de rompimiento fuerte $U(1)$: $\lambda_{S2}, \lambda_{S3}, \Lambda_{3,4}$.

Con el objetivo de simplificar el número de términos en el potencial V_{IDMS} y evitar la aparición de partículas Nambu-Goldstone, se establecen las siguientes restricciones sobre ciertos parámetros [21]:

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

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP

3.2. CIDMS CON VIOLACIÓN ESPONTÁNEA O EXPLÍCITA DE LA SIMETRÍA CP

- Debido a que deseamos un rompimiento suave de la simetría $U(1)$, sólo se mantienen los términos cúbicos del singlete $\kappa_{2,3}$ y el término cuadrático μ_{S2}^2 , dejamos de lado a $\kappa_{4,5}$.
- 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 materia oscura sólo a través de la mezcla con el componente neutro de Φ_1 .

Tomando en cuenta todas las consideraciones anteriores, los términos que se mantienen en el potencial son términos simétricos ante $U(1)$ ($\mu_1^2, \mu_2^2, \mu_{S1}^2, \lambda_{1,2,3,4,5}, \lambda_{S1}, \Lambda_1$) y términos de rompimiento suave $U(1)$ ($\mu_{S2}^2, \kappa_{2,3}$). Al modelo con estos parámetros recibe el nombre de cIDMS, por lo cual, el potencial para el cIDMS con rompimiento espontáneo de la simetría CP está dado por:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{cIDMS}} = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\
 & + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{1}{2} \lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \\
 & + \mu_{S1}^2 \chi^* \chi + \mu_{S2}^2 (\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{S1} (\chi^* \chi)^2 + \kappa_2 (\chi^{*3} + \chi^3) \\
 & + \kappa_3 (\chi (\chi^* \chi) + \chi^* (\chi^* \chi)) + \Lambda_1 \left((\Phi_1)^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* \chi).
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

3.2. cIDMS con violación espontánea o explícita de la simetría CP

En el Modelo Estándar y en algunas de sus extensiones, tales como en el modelo de dos dobletes inerte, el potencial es invariante bajo transformaciones CP. Así, la violación de CP en el ME y en el IDM sólo surge via interacciones de Yukawa del campo de Higgs con los fermiones, esto es, a través del mecanismo Kobayashi-Maskawa [115], siendo esta la única fuente de violación de CP. Desde el punto de vista de la Cosmología, la violación de CP, es uno de los tres criterios de Sakharov que deben cumplirse para explicar la asimetría de barión-antibarión observada en nuestro Universo a través de la dinámica de las partículas [116, 117]. Dada la cantidad de violación de CP dentro del ME (y del IDM, debido a como fue construido) no es suficiente para explicar dicha asimetría bariónica [118]. Por tal motivo, se han considerado varias extensiones del ME para tener una fuente adicional de violación de CP [119].

3.2.1. Escenarios CPC y CPV

Dependiendo de si los parámetros del potencial son reales o complejos, se pueden construir modelos que conserven la simetría CP (CPC, por sus siglas en inglés) o que violen CP (CPV, por sus siglas en inglés). Estos últimos pueden ser de naturaleza espontánea o explícita.

Algunos de estos escenarios, identificados dentro del IDMS, son clasificados y mostrados en la Tabla 3.1.

El estudio del espacio de parámetros y de la fenomenología de la materia oscura para el Caso 4, el cual aborda el rompimiento espontáneo de la simetría CP, ya fue analizado en detalle en la literatura [21], pero los otros casos permanecen abiertos. En este trabajo de tesis doctoral, consideraremos el caso con violación explícita de CP, es decir, discutiremos el Caso 6. Sin

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.3. CIDMS-C6: ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP

	Valores de Expectación			Términos de Rompimiento Suave $U(1)$				Violación CP
	$\langle \Phi_1 \rangle = v$	$\langle \Phi_2 \rangle = v_2$	$\langle \chi \rangle = w$	$\mu_{S_2}^2$	κ_2	κ_3	κ_4	
Caso 1	\mathbb{R}	0	\mathbb{R}	\mathbb{C}	\mathbb{R}	\mathbb{R}	0	NO
Caso 2	\mathbb{R}	0	\mathbb{R}	\mathbb{R}	\mathbb{C}	\mathbb{R}	0	NO
Caso 3	\mathbb{R}	0	\mathbb{R}	\mathbb{R}	\mathbb{R}	\mathbb{C}	0	NO
Caso 4	\mathbb{R}	0	\mathbb{C}	\mathbb{R}	\mathbb{R}	\mathbb{R}	0	SI
Caso 5	\mathbb{C}	0	\mathbb{R}	\mathbb{R}	\mathbb{R}	\mathbb{R}	0	NO
Caso 6	\mathbb{R}	0	\mathbb{R}	\mathbb{C}	\mathbb{R}	\mathbb{C}	\mathbb{C}	SI

Tabla 3.1: v, v_2, w son los valores de expectación de los dobletes y del singlete respectivamente. Los parámetros $\mu_{S_2}^2, \kappa_2, \kappa_3$ provienen de la parte del potencial dada únicamente por el singlete, mientras κ_4 viene de la parte del potencial dada por los términos de interacción doblete-singlete. Tanto los valores de expectación como los parámetros pueden tomar un valor real \mathbb{R} , o complejo \mathbb{C} .

embargo, por completez, y como un resultado de nuestra búsqueda de la violación explícita dentro del modelo IDMS, mostramos la convergencia de los casos 1, 2, 3 y 5 (ver sección 3.6)

3.3. cIDMS-C6: Rompimiento explícito de CP

El Caso 6, que contempla el rompimiento explícito de la simetría CP dentro del IDMS, es una variante del cIDMS, cuyas diferencias generales son las siguientes: el valor de expectación del singlete se considera real, $\langle \chi \rangle = w \in \mathbb{R}$; se incluye otro término de rompimiento suave de la simetría $U(1)$ asociado al parámetro κ_4 y los parámetros $\mu_{S_2}^2, \kappa_3$ y κ_4 son complejos, es decir, $\mu_{S_2}^2 \rightarrow \mu_{S_2}^2 e^{i\xi_1}$, $\kappa_3 \rightarrow \kappa_3 e^{i\xi_2}$, y $\kappa_4 \rightarrow \kappa_4 e^{i\xi_3}$. A este modelo con estas nuevas características lo denotaremos como cIDMS-C6.

Entonces, dentro del nuevo modelo, el rompimiento explícito de la simetría CP se logra mediante la modificación de los siguientes términos en el potencial V_{cIDMS} (ec. 3.11):

$$\mu_{S_2}^2 (\chi^{*2} + \chi^2) \rightarrow \left(\mu_{S_2}^2 e^{-i\xi_1} \chi^{*2} + \mu_{S_2}^2 e^{i\xi_1} \chi^2 \right), \quad (3.12)$$

$$\kappa_3 (\chi (\chi^* \chi) + \chi^* (\chi^* \chi)) \rightarrow \left(\kappa_3 e^{i\xi_2} \chi (\chi^* \chi) + \kappa_3 e^{-i\xi_2} \chi^* (\chi^* \chi) \right), \quad (3.13)$$

y la modificación del término asociado al parámetro κ_4 presente en la parte del potencial V_{DS} (ec. 3.9):

$$\kappa_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* + \chi) \rightarrow \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\kappa_4 e^{-i\xi_3} \chi^* + \kappa_4 e^{i\xi_3} \chi \right). \quad (3.14)$$

De esta manera, el potencial a considerar para el Caso 6, al que denotaremos por V_{cIDMSC6} ,

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.3. CIDMS-C6: ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP

estará dado por:

$$\begin{aligned}
V_{\text{CIDMSC6}} = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\
& + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{1}{2} \lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \\
& + \mu_{S1}^2 \chi^* \chi + \left((\mu_{S2}^2 e^{-i\xi_1}) \chi^{*2} + (\mu_{S2}^2 e^{i\xi_1}) \chi^2 \right) + \lambda_{S1} (\chi^* \chi)^2 \\
& + \kappa_2 (\chi^{*3} + \chi^3) + \left((\kappa_3 e^{i\xi_2}) \chi (\chi^* \chi) + (\kappa_3 e^{-i\xi_2}) \chi^* (\chi^* \chi) \right) \\
& + \Lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* \chi) + \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left((\kappa_4 e^{-i\xi_3}) \chi^* + (\kappa_4 e^{i\xi_3}) \chi \right),
\end{aligned} \tag{3.15}$$

donde la descomposición de los campos es alrededor de un nuevo estado de vacío $(v, 0, w)$:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{v + \phi_1 + i\phi_6}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{\phi_4 + i\phi_5}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{3.16}$$

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}} (w + \phi_2 + i\phi_3). \tag{3.17}$$

3.3.1. Rompimiento de simetría en el CIDMS-C6

El mínimo del potencial se encuentra por medio de:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial \Phi_1} V_{\text{CIDMSC6}} \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle, \chi = \langle \chi \rangle} &= 0, \left(\frac{\partial}{\partial \Phi_2} V_{\text{CIDMSC6}} \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle, \chi = \langle \chi \rangle} = 0, \\
\left(\frac{\partial}{\partial \chi} V_{\text{CIDMSC6}} \right)_{\Phi_1 = \langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2 = \langle \Phi_2 \rangle, \chi = \langle \chi \rangle} &= 0,
\end{aligned} \tag{3.18}$$

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

De un número infinito de posibles mínimos, se elige uno (rompemos simetría), para el CIDMS-C6 se elige:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} v \end{pmatrix}, \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \langle \chi \rangle = w. \tag{3.19}$$

Antes de continuar, es de gran utilidad reescribir los parámetros dimensionales $\kappa_{2,3,4}$ en términos de parámetros adimensionales $\rho_{2,3,4}$ como:

$$\kappa_{2,3,4} = w \rho_{2,3,4}, \tag{3.20}$$

donde w es el valor absoluto del v.e.v del singlete y $\rho_{2,3,4}$ son considerados de orden $\mathcal{O}(1)$.

Después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, las condiciones de minimización llevan a las siguientes constricciones para los tres parámetros cuadráticos del potencial

V_{cIDMSC6} :

$$\mu_1^2 = -\lambda_1 v^2 - \frac{1}{2} w^2 \left(2\sqrt{2}\rho_4 \cos(\xi_3) + \Lambda_1 \right), \quad (3.21)$$

$$\mu_{S1}^2 = -\frac{1}{2} \left(w^2 \left(3\sqrt{2}(\rho_3 \cos(\xi_2) + \rho_2) + 2\lambda_{S1} \right) + 4\cos(\xi_1)\mu_{S2}^2 \right. \\ \left. + v^2 \left(\sqrt{2}\rho_4 \cos(\xi_3) + \Lambda_1 \right) \right), \quad (3.22)$$

$$\mu_{S2}^2 = -\frac{\csc(\xi_1) \left(v^2 \rho_4 \sin(\xi_3) + w^2 \rho_3 \sin(\xi_2) \right)}{2\sqrt{2}}. \quad (3.23)$$

Nótese que el parámetro μ_2^2 no está determinado por las condiciones de minimización presentes en el cIDMS-C6 como también sucede en el IDM y en el cIDMS.

La matriz de masas al cuadrado, M_{ij}^2 con $i, j = 1, \dots, 6$, para el cIDMS-C6 está dada por:

$$M_{ij}^2 = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{\Phi_i = \langle \Phi_i \rangle, \chi = \langle \chi \rangle}, \quad (3.24)$$

donde ϕ_i son los campos respectivos de la descomposición (ec. 3.16) y (ec. 3.17). Esta definición junto con la normalización definida en (ec. 3.16) y (ec. 3.17) da los términos de masa adecuados de $M_\varphi^2 \varphi^+ \varphi^-$ para los campos escalares cargados, y $\frac{M_\varphi^2}{2} \varphi^2$ para los campos escalares neutros.

3.3.2. Eigenestados de masa dentro del cIDMS-C6: sector inerte y sector de Higgs

Dado que el cIDMSC6 es solo una variante del cIDMS, algunas características tendrán en común, entre ellas, la forma de la parte neutra de la matriz de masa al cuadrado, calculada a partir de (ec. 3.24), lo que nos permite identificar los estados físicos y sus propiedades:

$$M^2 = \begin{pmatrix} M_{\text{mix}(3 \times 3)}^2 & 0_{(3 \times 3)} \\ & M_{H^0}^2 & 0 & 0 \\ 0_{(3 \times 3)} & 0 & M_{A^0}^2 & 0 \\ & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Además, como no hay mezcla entre los cuatro campos Z_2 -par $\phi_{1,2,3,6}$ y los dos campos Z_2 -impar $\phi_{4,5}$, podemos dividir el contenido de partículas del modelo en dos sectores separados: el sector par de Z_2 , denominado *sector de Higgs*, y el sector impar de Z_2 , denominado *sector inerte*.

Sector inerte

El sector inerte que se obtiene en el cIDMSC6 resulta ser el mismo que del cIDMS y, por lo tanto, idéntico al modelo de dos dobletes de Higgs inerte; por ello, los escalares neutros inertes son candidatos a materia oscura, los cuales se identifican como H^0 y A^0 , cuyas masas de estas partículas son justamente como en el IDM y están dadas por:

$$M_{H^0}^2 = \frac{1}{2} v^2 (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) + \mu_2^2 = \frac{1}{2} v^2 \lambda_{345} + \mu_2^2, \quad H^0 = \phi_4, \quad (3.26)$$

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.3. CIDMS-C6: ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP

$$M_{A^0}^2 = \frac{1}{2}v^2(\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) + \mu_2^2 = \frac{1}{2}v^2\lambda_{3\overline{45}} + \mu_2^2, \quad A^0 = \phi_5, \quad (3.27)$$

donde

$$\lambda_{345,3\overline{45}} = \lambda_3 + \lambda_4 \pm \lambda_5. \quad (3.28)$$

Nótese que,

$$\lambda_5 = \frac{M_{H^0}^2 - M_{A^0}^2}{v^2}, \quad (3.29)$$

por lo que, si $\lambda_5 < 0$ entonces H^0 , como un estado neutro más ligero, es el candidato a materia oscura.

Ya que la simetría Z_2 es exacta en nuestro modelo, las partículas Z_2 -impar tienen norma limitada e interacciones escalares (ellas interactúan solamente en pares) y ellas no se acoplan a fermiones. Las masas de las partículas inertes sólo dependen de $\lambda_{3,4,5}$ y de μ_2^2 . Estos parámetros no influyen en las masas de las partículas de Higgs del sector Z_2 -par. En este sentido, las masas de los sectores de Higgs e inerte pueden ser estudiados separadamente. En este nivel, la única conexión entre los parámetros de estos dos sectores es a través de las constricciones de positividad. Como en el IDM, λ_2 no influye el sector de masas y sólo aparece como un acoplamiento cuártico entre las partículas Z_2 -impar.

Los escalares cargados impares ante Z_2 , vienen únicamente del segundo doblete como en el IDM, sus masas están dadas por

$$M_{H^\pm}^2 = \frac{1}{2}v^2\lambda_3 + \mu_2^2, \quad H^\pm = \phi_2^\pm. \quad (3.30)$$

Nótese, que las relaciones para el sector Z_2 -impar del IDM se mantienen

$$M_{H^0}^2 = M_{H^\pm}^2 + \frac{v^2(\lambda_4 + \lambda_5)}{2} = M_{H^\pm}^2 + \frac{1}{2}v^2\lambda_{45}, \quad (3.31)$$

$$M_{A^0}^2 = M_{H^\pm}^2 + \frac{v^2(\lambda_4 - \lambda_5)}{2} = M_{H^\pm}^2 + \frac{1}{2}v^2\lambda_{4\overline{5}}, \quad (3.32)$$

donde

$$\lambda_{45,4\overline{5}} = \lambda_4 \pm \lambda_5. \quad (3.33)$$

Debido a que la partícula neutra H^0 es el candidato a materia oscura, se requiere que $M_H < M_{H^\pm}$, resultando en $\lambda_3 + \lambda_4 < 0$.

Sector de Higgs

Además de las dos partículas neutras H y A , provenientes del sector inerte, el cIDMSC6 tiene otras tres partículas neutras h_1, h_2 y h_3 , que resultan de la mezcla entre los campos reales neutros del doblete Φ_1 y el singlete χ , es decir, de la mezcla de ϕ_1, ϕ_2 y ϕ_3 . A diferencia del cIDMS, donde la fase distinta de cero del v.e.v del singlete ($we^{i\xi}$) hace que los campos h_1, h_2 y h_3 estén compuestos de estados con diferentes propiedades CP, el rompimiento explícito de CP en el potencial (ec. 3.15) les proporciona esta propiedad. Por tanto, entre los vértices posibles, hay vértices como ZZh_i y todas las partículas h_i se acoplan a fermiones.

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.3. CIDMS-C6: ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP

Tomando en cuenta las condiciones de minimización del potencial dadas por (ec. 3.21 - ec. 3.23), la matriz de masas que describe la mezcla doblete-singlete, en la base de los campos reales neutros (ϕ_1, ϕ_2 y ϕ_3), está dada por:

$$M_{mix}^2 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{12} & m_{22} & m_{23} \\ m_{13} & m_{23} & m_{33} \end{pmatrix}, \quad (3.34)$$

donde

$$\begin{aligned} m_{11} &= 2v^2\lambda_1, \\ m_{12} &= vw \left(\sqrt{2}\rho_4 \cos(\xi_3) + \Lambda_1 \right), \\ m_{13} &= -\sqrt{2}vw\rho_4 \sin(\xi_3), \\ m_{22} &= \frac{1}{2}w^2 \left(3\sqrt{2}\rho_3 \cos(\xi_2) + 4\lambda_{S1} + 3\sqrt{2}\rho_2 \right) - \frac{v^2\rho_4 \cos(\xi_3)}{\sqrt{2}}, \\ m_{23} &= \frac{v^2\rho_4 \sin(\xi_3) - w^2\rho_3 \sin(\xi_2)}{\sqrt{2}}, \\ m_{33} &= -\frac{w^2(9\rho_2 + \rho_3(\cos(\xi_2) - 2\cot(\xi_1)\sin(\xi_2))) + v^2\rho_4(\cos(\xi_3) - 2\cot(\xi_1)\sin(\xi_3))}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

Las masas de estas partículas de Higgs dependen únicamente de los siguientes parámetros del potencial: $\lambda_1, \Lambda_1, \rho_{2,3,4}, \lambda_{S1}$ y $\xi_{1,2,3}$. Finalmente, podemos concluir que el espectro de partículas y masas que nos da el modelo cIDMS son las mismas que se obtienen en el IDM más las que resulten de diagonalizar la matriz anterior.

Nosotros podemos ver dos casos triviales de (ec. 3.34):

Caso A: $\xi_3 \rightarrow \pi/2$

$$M_{mixA}^2 = \begin{pmatrix} 2v^2\lambda_1 & wv\Lambda_1 & -\sqrt{2}vw\rho_4 \\ wv\Lambda_1 & \frac{1}{2}w^2(4\lambda_{S1} + 3\sqrt{2}(\rho_3 \cos(\xi_2) + \rho_2)) & \frac{v^2\rho_4 - w^2 \sin(\xi_2)\rho_3}{\sqrt{2}} \\ -\sqrt{2}vw\rho_4 & \frac{v^2\rho_4 - w^2 \sin(\xi_2)\rho_3}{\sqrt{2}} & -\frac{9\rho_2 w^2 + (\cos(\xi_2) - 2\cot(\xi_1)\sin(\xi_2))\rho_3 w^2 - 2\cot(\xi_1)v^2\rho_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.36)$$

Case B: $\kappa_4 \rightarrow 0$

$$M_{mixB}^2 = \begin{pmatrix} 2v^2\lambda_1 & wv\Lambda_1 & 0 \\ wv\Lambda_1 & \frac{1}{2}w^2(4\lambda_{S1} + 3\sqrt{2}(\rho_3 \cos(\xi_2) + \rho_2)) & -\frac{w^2\rho_3 \sin(\xi_2)}{\sqrt{2}} \\ 0 & -\frac{w^2\rho_3 \sin(\xi_2)}{\sqrt{2}} & -\frac{w^2((\cos(\xi_2) - 2\cot(\xi_1)\sin(\xi_2))\rho_3 + 9\rho_2)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

Sólo cuando Λ_1, w y $\sin(\xi_2)$ son distintos de cero, hay una mezcla entre estados de diferentes propiedades de CP ϕ_1 o ϕ_2 y ϕ_3 .

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.3. CIDMS-C6: ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP

La diagonalización de M_{mix}^2 (ec. 3.34) da los estados propios de masa, que también se pueden obtener mediante la rotación de la base de los campos:

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix}, \quad \widetilde{M}^2 = RM_{mix}^2 R^T = \text{diag}(M_{h_1}^2, M_{h_2}^2, M_{h_3}^2). \quad (3.38)$$

En general, la matriz de rotación $R = R_1 R_2 R_3$ depende de tres ángulos de mezcla $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, que varían en un intervalo de longitud π . Así, la matriz de rotación dependiente de los ángulos de mezcla está dada por

$$R = R_1 R_2 R_3 = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & c_3 s_1 - c_1 s_2 s_3 & c_1 c_3 s_2 + s_1 s_3 \\ -c_2 s_1 & c_1 c_3 + s_1 s_2 s_3 & -c_3 s_1 s_2 + c_1 s_3 \\ -s_2 & -c_2 s_3 & c_2 c_3 \end{pmatrix}. \quad (3.39)$$

donde hemos usado la notación abreviada $c_i = \cos(\alpha_i)$ y $s_i = \sin(\alpha_i)$.

La inversa de la matriz R se puede utilizar para obtener la relación opuesta entre h_i y ϕ_i :

$$R^{-1} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{21} & R_{31} \\ R_{12} & R_{22} & R_{32} \\ R_{13} & R_{23} & R_{33} \end{pmatrix}, \quad (3.40)$$

donde R_{ij} son las entradas correspondientes de la matriz R .

Las dos relaciones importantes que se pueden leer a partir de esta matriz de rotación son:

$$h_1 = R_{11}\phi_1 + R_{12}\phi_2 + R_{13}\phi_3, \quad (3.41)$$

y

$$\phi_1 = R_{11}h_1 + R_{21}h_2 + R_{31}h_3. \quad (3.42)$$

Las ecuaciones anteriores describen la composición del bosón de Higgs tipo ME h_1 , en términos de componentes reales ϕ_1 y ϕ_2 , que proporcionan la parte CP-par, así como de la componente ϕ_3 , la cual contribuye con la parte CP-impar. Esta forma de escribir a h_1 está ausente en los casos 1, 2, 3 y 5.

Podemos ver que el primer elemento tanto en R como en R^{-1} , dado por

$$R_{11} = R_{11}^{-1} = c_1 c_2, \quad (3.43)$$

da la modificación relativa de la interacción del bosón de Higgs (h_1) con respecto al IDM.

3.3.3. Acoplamientos de la materia oscura con el sector de Higgs

Todos los acoplamientos triples del Higgs tipo ME h_1 a H^0/A^0 son proporcionales a $\lambda_{345, \overline{345}}$. De hecho, podemos escribir, a nivel de árbol, el acoplamiento $h_1 H^0 H^0$ y $h_1 A^0 A^0$ como

$$g_{h_1 H^0 H^0} = \frac{1}{2} \lambda_{345} v R_{11}, \quad g_{h_1 A^0 A^0} = \frac{1}{2} \lambda_{\overline{345}} v R_{11}. \quad (3.44)$$

Aunque la interacción de Yukawa tiene la misma forma que en el ME, los acoplamientos de Yukawa se modifican a partir de las predicciones del ME por la mezcla de campos

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{m_f}{v} (R_{11}\bar{f}fh_1 + R_{21}\bar{f}fh_2 + R_{31}\bar{f}fh_3), \quad (3.45)$$

por lo tanto,

$$g_{h_i f \bar{f}} = -\frac{m_f}{v} R_{i1}. \quad (3.46)$$

3.4. Constricciones

En el contexto de la construcción de modelos más allá del ME, existen ciertas consideraciones teóricas sobre el potencial escalar que puede ser usadas para constreñir el espacio de parámetros del sector escalar extendido, y así obtener un modelo viable. En general, uno está interesado en el IDMS como una teoría débilmente acoplada, de modo que se necesita imponer límites de perturbatividad y de unitariedad perturbativa. Hay que asegurarse también que el estados de vacío de la teoría no sea inestable. Las correcciones oblicuas de las funciones de dos puntos del bosón de norma restringirán la división en masa entre los escalares físicos de la teoría. Además, los datos de LHC para el bosón de 125 GeV ponen restricciones directas en la estructura del sector escalar.

3.4.1. Constricciones de positividad

Para que la configuración de vacío sea estable, el potencial escalar debe ser positivo en todas las direcciones del espacio de campo para valores asintóticamente grandes de los campos. En otras palabras, nosotros requerimos que el potencial (ec. 3.8), esté delimitado desde abajo, de tal manera que no haya una configuración para el campo en el cual $V \rightarrow -\infty$. Como este comportamiento es dominado por los términos cuárticos los términos cúbicos no jugarán un rol importante aquí. Así las siguientes condiciones se aplicarán a una variedad de modelos que sólo difieran por los términos cúbicos [21]. Esto nos lleva directamente a las siguientes condiciones sobre los acoplamientos a nivel árbol:

$$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{s1} > 0, \quad \bar{\lambda}_{12} = \lambda_3 + \theta[-\lambda_4 + |\lambda_5|](\lambda_4 - |\lambda_5|) + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0,$$

$$\bar{\lambda}_{1S} = \Lambda_1 + 2\sqrt{\lambda_1 \lambda_{s1}} > 0, \quad (3.47)$$

$$\frac{1}{2}\sqrt{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_{s1}} + [\lambda_3 + \theta[-\lambda_4 + |\lambda_5|](\lambda_4 - |\lambda_5|)]\sqrt{\lambda_{s1}} + \Lambda_1 \sqrt{\frac{\lambda_2}{2}} + \sqrt{\lambda_{12} \lambda_{1S} \lambda_{2S}},$$

donde $\bar{\lambda}_{2S} = \sqrt{2\lambda_2 \lambda_{s1}} > 0$.

3.4.2. Constricciones de unitariedad a nivel árbol

Para constreñir los parámetros del potencial escalar del cIDMS, nosotros demandamos que unitariedad a nivel árbol sea preservada en una variedad de procesos de dispersión, $S_1 S_2 \rightarrow S_3 S_4$, tanto elásticos como inelásticos (ver Tabla 3.2).

Cargados		Neutros	
$\phi_1^+ \phi_2^-$	$\phi_2^+ \phi_1^-$	$\phi_1 \phi_5$	$\phi_4 \phi_6$
$\phi_1^+ \phi_1^-$	$\phi_2^+ \phi_2^-$	$\phi_6 \phi_5$	$\phi_1 \phi_4$
$\phi_1^+ \phi_1$	$\phi_1^+ \phi_4$	$\phi_1 \phi_3$	$\phi_2 \phi_6$
$\phi_1^+ \phi_6$	$\phi_1^+ \phi_5$	$\phi_6 \phi_3$	$\phi_1 \phi_2$
$\phi_2^+ \phi_1$	$\phi_2^+ \phi_4$	$\phi_6 \phi_6$	$\phi_5 \phi_5$
$\phi_2^+ \phi_6$	$\phi_2^+ \phi_5$	$\phi_1 \phi_1$	$\phi_4 \phi_4$
$\phi_1^+ \phi_2$	$\phi_1^+ \phi_3$	$\phi_3 \phi_3$	$\phi_2 \phi_2$
$\phi_2^+ \phi_2$	$\phi_2^+ \phi_3$	$\phi_1 \phi_6$	$\phi_4 \phi_5$
		$\phi_2 \phi_3$	

Tabla 3.2: Estados iniciales o finales cargados y neutros

Los términos cuárticos del potencial eIDMS están denotados por

$$\begin{aligned}
 V_4 = & \lambda_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\
 & + \lambda_4((\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1)) + \frac{1}{2} \lambda_5((\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_1)) \\
 & + \lambda_{S1}(\chi^* \chi)^2 + \Lambda_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\chi^* \chi).
 \end{aligned} \tag{3.48}$$

Este potencial con coeficientes reales, λ_i 's, describe la teoría **sin violación de CP** en sector de Higgs. Se sabe que una amenaza potencial para la unitariedad del potencial proviene de los bosones de norma longitudinales y de las partículas de Higgs [120]. Las dispersiones que afectan a los bosones de norma longitudinales son reemplazadas en el límite de altas energías por las de los bosones de Nambu-Goldstone correspondientes gracias al teorema de equivalencia, (revisar [1] y las referencias contenidas aquí.). La contribución a altas energías viene solo de los acoplamientos cuárticos. La matriz S llega a ser independiente de la energía, es decir, sólo una constante. En base al principio de equivalencia, conviene escribir a los dobletes como al singlete en términos de los campos reales, es decir

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{v + \phi_1 + i\phi_6}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{\phi_4 + i\phi_5}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{3.49}$$

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(we^{i\xi} + \phi_2 + i\phi_3). \tag{3.50}$$

Para constreñir los parámetros del potencial escalar uno puede demandar que Unitariedad a nivel árbol sea preservada en una variedad de procesos de dispersión. Esto corresponde al requerimiento de las ondas parciales $J = 0$ (a_0) para dispersiones escalar-escalar y escalar-bosón de norma satisfacen $|a_0| < 1/2$ en el límite de altas energías [121]. A muy altas energías el teorema de equivalencia establece que la amplitud de un proceso de dispersión que involucra bosones de norma longitudinales V_μ^\pm puede ser aproximada por la amplitud escalar en la cual los

bosones de norma son reemplazados por sus correspondientes bosones de Goldstone $G^{\pm,0}$. Nosotros concluimos que las constricciones de Unitariedad pueden ser implementadas considerando únicamente la dispersión escalar pura.

Para derivar las constricciones de Unitariedad sobre los acoplamientos cuárticos (por ende sobre las masas de los escalares) nosotros adoptamos la técnica introducida por [120] como por [121] (ver apéndice A). Se ha mostrado en trabajos previos que los vértices escalares cuárticos escritos en términos de los campos físicos $H^{\pm}, G^{\pm}, h, H^0, A^0$ y G^0 , son funciones muy complicadas de λ_i . Sin embargo, los vértices cuárticos (calculados antes del rompimiento de la simetría electrodébil) escritos en términos de los campos *no físicos* son expresiones considerablemente más simples.

Las constricciones de Unitariedad resultan son:

$$\left| (\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + \lambda_4^2} \right| \leq 8\pi,$$

$$\left| (\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + \lambda_5^2} \right| \leq 8\pi,$$

$$|\lambda_3 \pm \lambda_4| \leq 8\pi,$$

$$|\lambda_3 \pm \lambda_5| \leq 8\pi,$$

$$|\lambda_3 + 2\lambda_4 \pm 3\lambda_5| \leq 8\pi,$$

$$|\Lambda_1| \leq 8\pi,$$

$$|2\lambda_{s1}| \leq 8\pi,$$

$$\left| \frac{2}{3} (3\lambda_1 + 3\lambda_2 + 2\lambda_{s1}) + \frac{-2(2^{1/3}A) + 2^{2/3}(B + \sqrt{4A^3 + B^2})^{2/3}}{6(B + \sqrt{4A^3 + B^2})^{1/3}} \right| \leq 8\pi,$$

$$\left| \frac{2}{3} (3\lambda_1 + 3\lambda_2 + 2\lambda_{s1}) + \frac{((2+2i\sqrt{3})A + i2^{1/3}(i+\sqrt{3})(B + \sqrt{4A^3 + B^2})^{2/3})}{6 \times 2^{2/3}(B + \sqrt{4A^3 + B^2})^{1/3}} \right| \leq 8\pi,$$

$$\left| \frac{2}{3} (3\lambda_1 + 3\lambda_2 + 2\lambda_{s1}) + \frac{((2-2i\sqrt{3})A - i2^{1/3}(-i+\sqrt{3})(B + \sqrt{4A^3 + B^2})^{2/3})}{6 \times 2^{2/3}(B + \sqrt{4A^3 + B^2})^{1/3}} \right| \leq 8\pi,$$

donde

$$\begin{aligned}
 A &= -3(2\lambda_3 + \lambda_4)^2 + 4(-9(\lambda_1^2 - \lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) + 6(\lambda_1 + \lambda_2)\lambda_{s1} - 4\lambda_{s1}^2) - 6\Lambda_1^2, \\
 B &= 2(3(\lambda_1 + \lambda_2) - 4\lambda_s) \left(9(2\lambda_3 + \lambda_4)^2 + 4(6\lambda_1 - 3\lambda_2 - 2\lambda_s)(3\lambda_1 - 6\lambda_2 + 2\lambda_s) \right) \\
 &\quad + 6(3\lambda_1 - 6\lambda_2 + 2\lambda_s)\Lambda_1^2.
 \end{aligned} \tag{3.52}$$

3.4.3. Constricciones de Perturbatividad

Un requisito habitual sobre los coeficientes quárticos del potencial escalar es que estos sean pequeños $|\lambda_i| \lesssim O(1)$, para evitar que el sector de Higgs se vuelva fuertemente acoplado y la teoría de la perturbación ya no sea válida. Aunque el límite superior exacto impuesto sobre $|\lambda_i|$ es un tanto arbitrario, elegimos 4π dado que es una opción común en la literatura

$$|\lambda_i| \lesssim 4\pi, \text{ para } i = 1, 2, \dots \tag{3.53}$$

3.5. Espacio de parámetros en el sector de Higgs e Inerte: cIDMS-C6

3.5.1. Espacio de parámetros en el sector de Higgs

El escaneo y análisis del espacio de parámetros permitido del sector de Higgs se realiza de forma numérica con la paquetería `numpy-python`. Los escaneos cumplen las condiciones de positividad (ec. 3.47), unitaridad (ec. 3.51) y perturbatividad (ec. 3.53). Además, debido a que los datos de LHC favorecen a un Higgs tipo modelo estándar con una masa del orden de 125 GeV, nosotros requeriremos que el estado de Higgs neutro más ligero provenga principalmente del doblete Φ_1 . **Características del escaneo** En ausencia de la mezcla $\Phi_1 - \chi$ la masa al cuadrado

del Higgs del modelo estándar está dada por $M_{h_1}^2 = 2\lambda_1 v^2$, entonces, si $M_{h_1} = 125$ GeV y $v = 246$ GeV tenemos que el parámetro $\lambda_1 = 0.13$, por lo tanto, nosotros consideramos la variación de λ_1 en el rango:

$$0.1 < \lambda_1 < 0.2, \tag{3.54}$$

y pedimos que la masa del Higgs más ligero se encuentre dentro del rango:

$$M_{h_1} \in [124.5, 125.5] \text{ GeV}. \tag{3.55}$$

Además, los dos Higgses adicionales, que son más pesados que M_{h_1} , cumplen con la jerarquización

$$M_{h_3} > M_{h_2} > 150 \text{ GeV}. \tag{3.56}$$

Por último, los parámetros restantes del sector de Higgs varían en los rangos siguientes:

$$0 < \lambda_{s1} < 1, \quad -1 < \Lambda_1 < 1, \quad -1 < \rho_{2,3,4} < 1, \quad 0 < \xi_{1,2,3} < \pi. \tag{3.57}$$

Nótese que los parámetros del sector inerte, $\lambda_{2,3,4,5}, \mu_2^2$, no tienen influencia directa sobre los valores de la masas de los Higgses (ec. 3.34). Sin embargo, los valores permitidos para $\lambda_{2,3,4,5}$

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

están relacionados a los rangos de los parámetros del sector de Higgs por medio de las constricciones de positividad (ec. 3.47) y unitariedad (ec. 3.51). Dentro del escaneo, los parámetros del sector inerte cambian en el rango permitido por las constricciones de perturbatividad, tomando en cuenta que H^0 es el candidato a materia oscura:

$$0 < \lambda_2 < 1, \quad -1 < \lambda_{3,4} < 1, \quad -1 < \lambda_5 < 0. \quad (3.58)$$

Sin perder generalidad, el escaneo es realizado para $w = 300 \text{ GeV}$, por lo cual, todas la gráficas realizadas para el setor inerte y de Higgs tienen al parámetro w como un valor constante al mismo tiempo que $v = 246 \text{ GeV}$.

En las Figuras 3.1-3.9 se muestra la correlación entre los parámetros del potencial relacionados al sector de Higgs.

Las Figuras 3.10-3.16 muestran las masas de las partículas de Higgs como función de algunos parámetros.

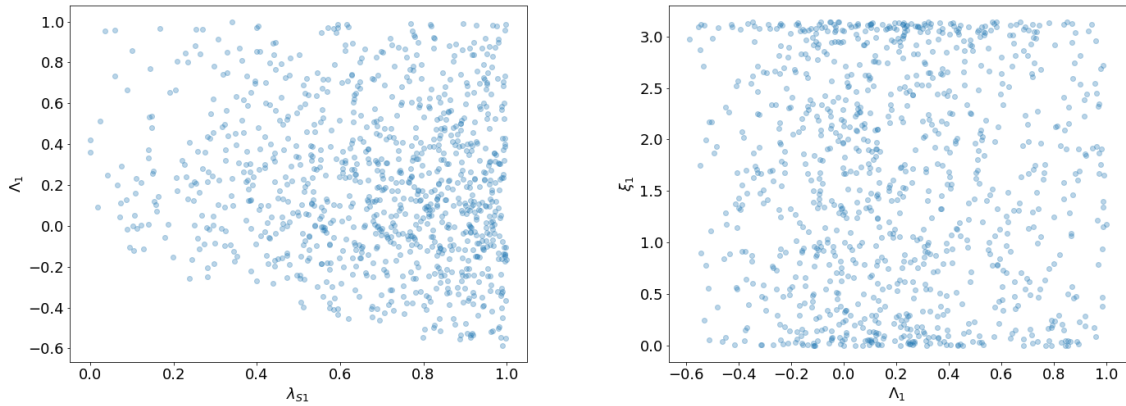


Figura 3.1: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano $(\lambda_{S1}, \Lambda_1)$ y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (Λ_1, ξ_1) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

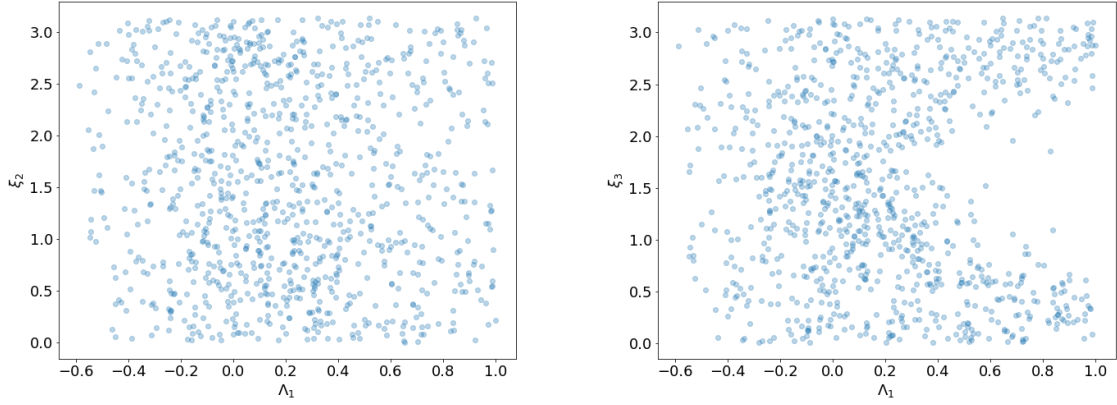


Figura 3.2: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (Λ_1, ξ_2) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (Λ_1, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

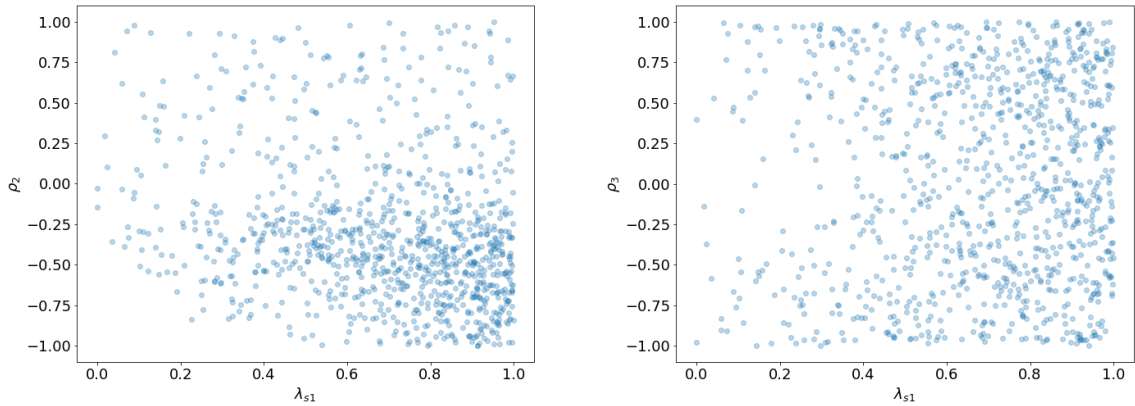


Figura 3.3: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, ρ_2) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, ρ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

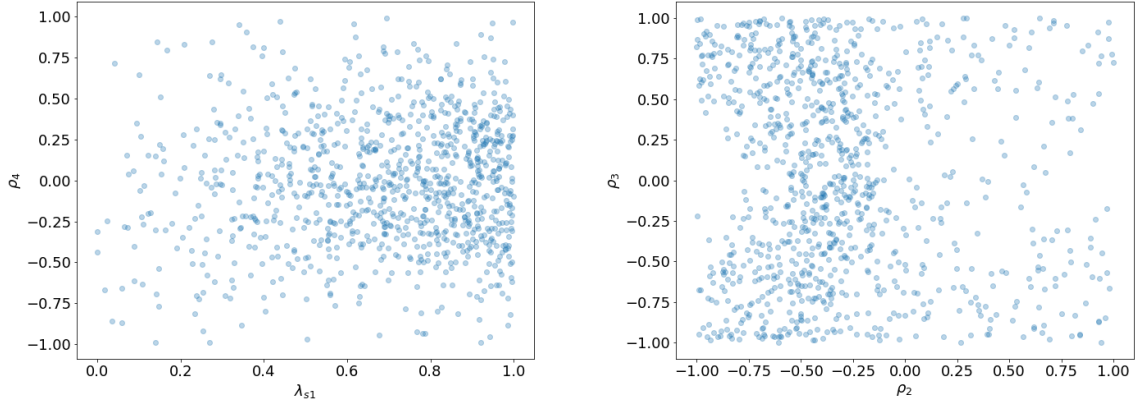


Figura 3.4: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, ρ_4) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ρ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

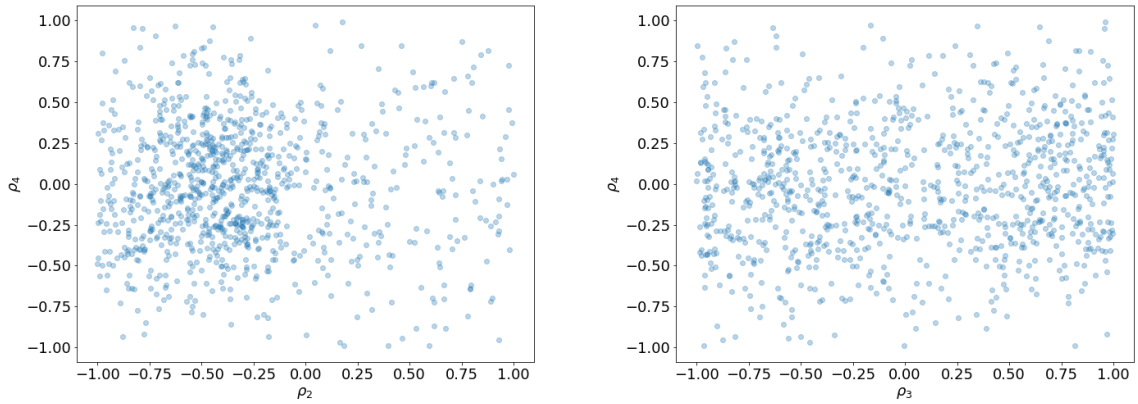


Figura 3.5: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ρ_4) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_3, ρ_4) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

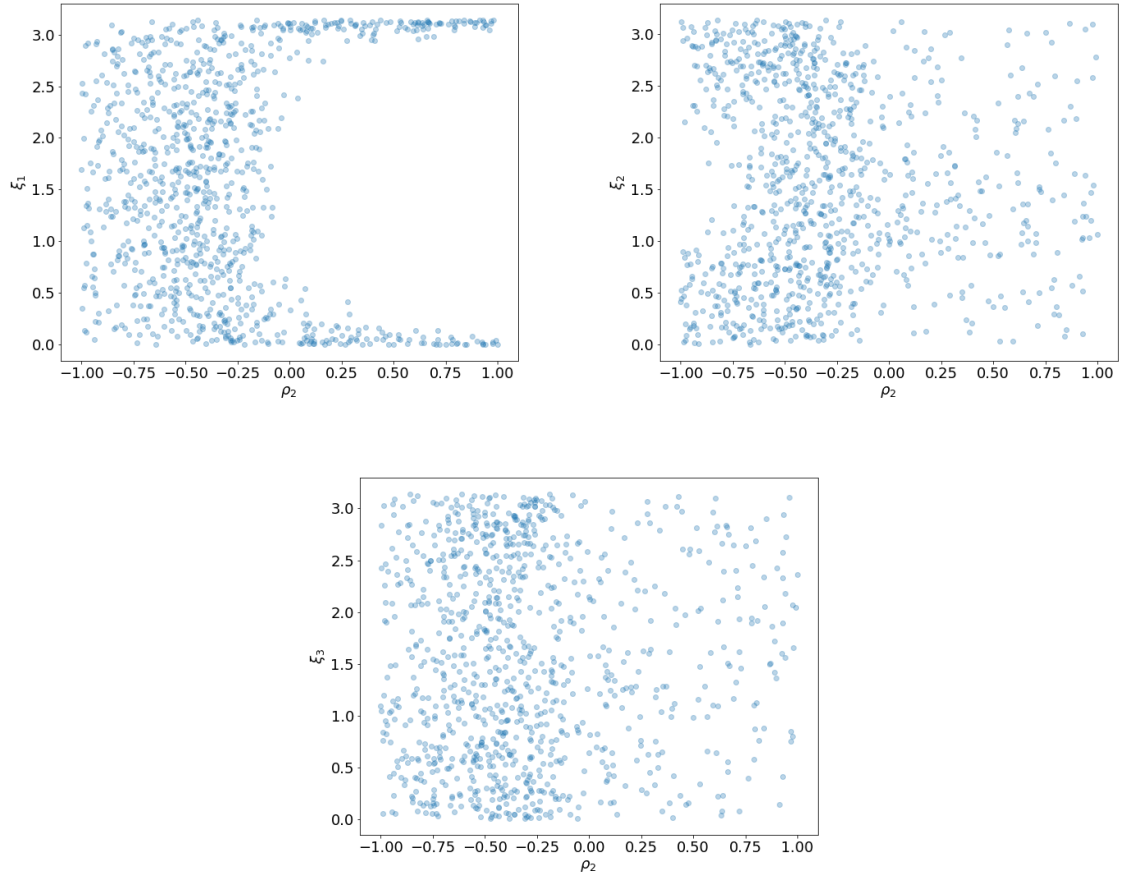


Figura 3.6: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ξ_1) , la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ξ_2) y la figura inferior muestra la región permitida en el plano (ρ_2, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

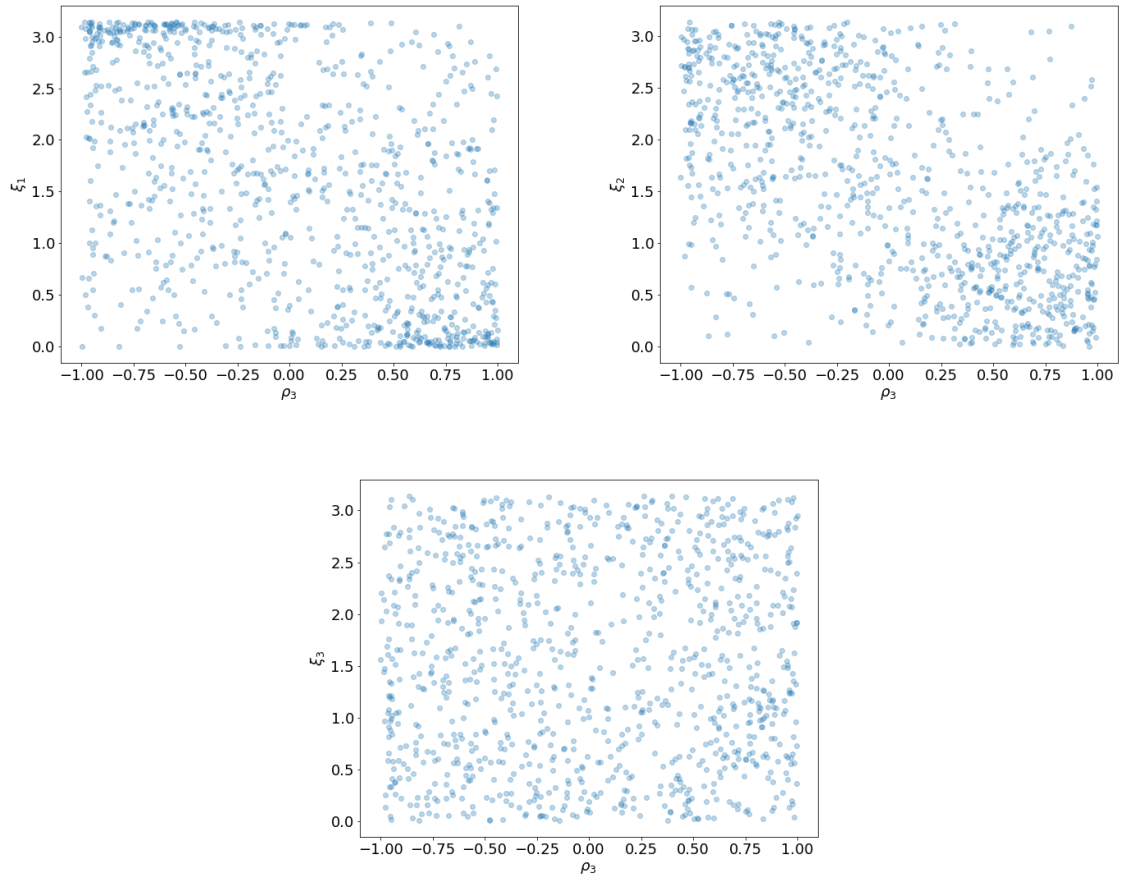


Figura 3.7: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_3, ξ_1) , la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_3, ξ_2) y la figura inferior muestra la región permitida en el plano (ρ_3, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

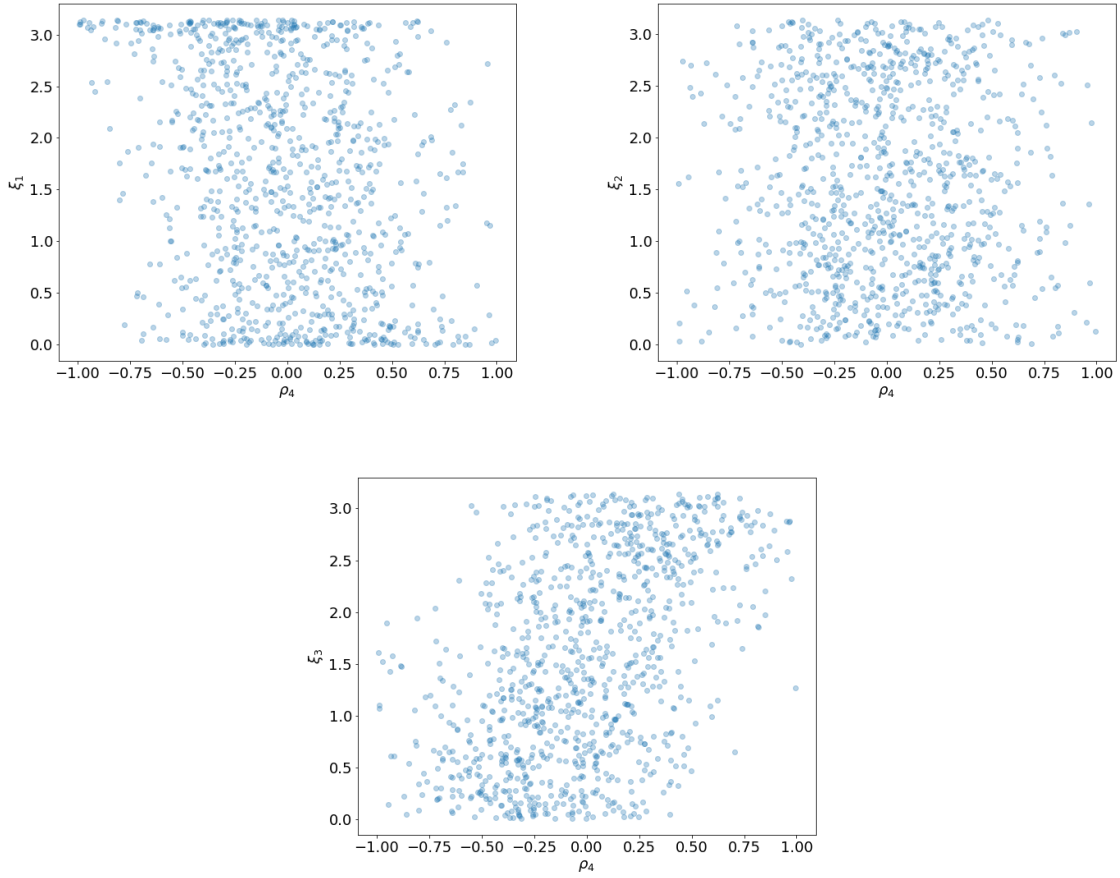


Figura 3.8: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_4, ξ_1) , la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_4, ξ_2) y la figura inferior muestra la región permitida en el plano (ρ_4, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

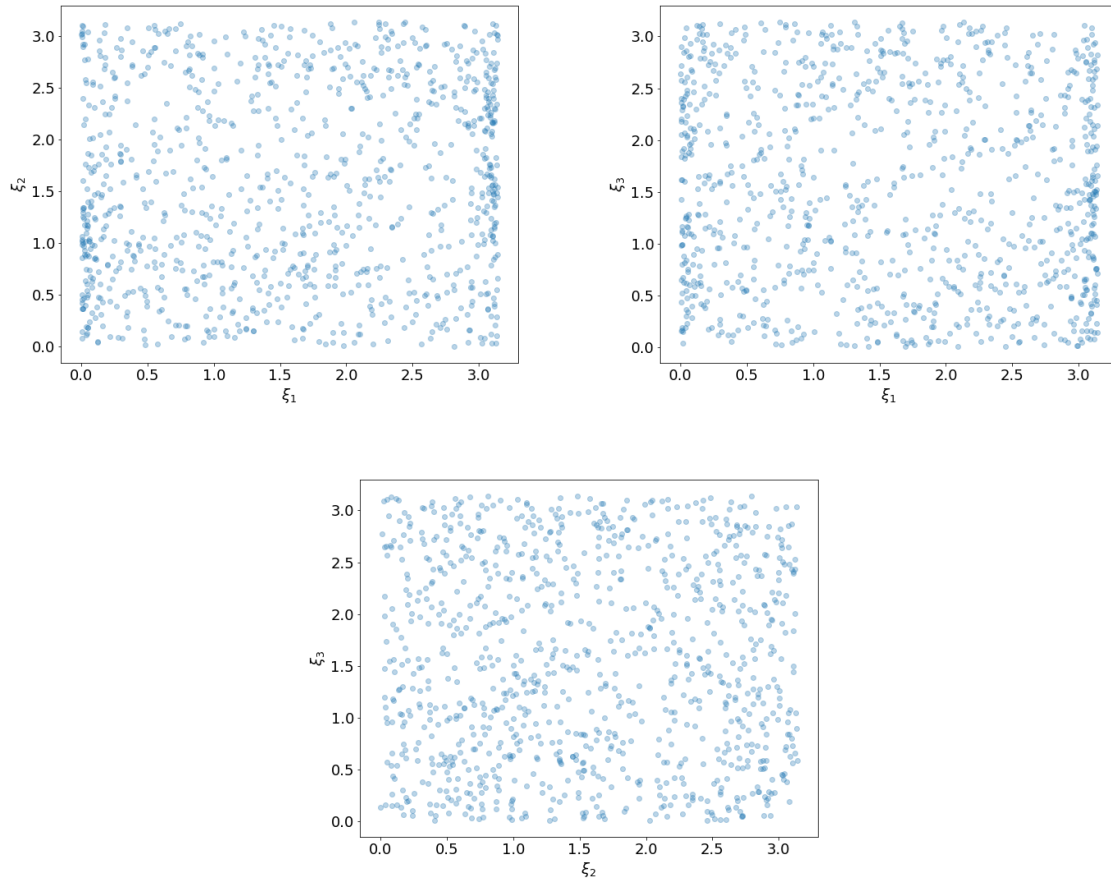


Figura 3.9: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ξ_1, ξ_2) , la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ξ_1, ξ_3) y la figura inferior muestra la región permitida en el plano (ξ_2, ξ_3) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

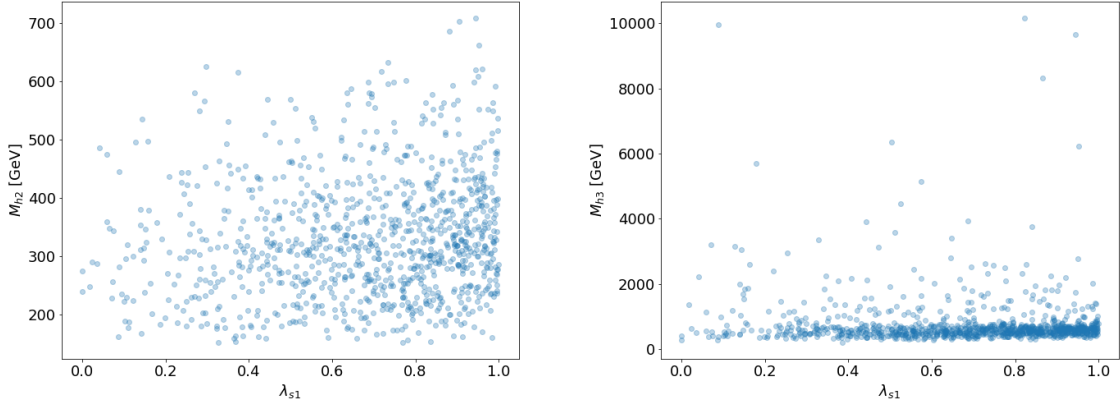


Figura 3.10: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (λ_{S1}, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

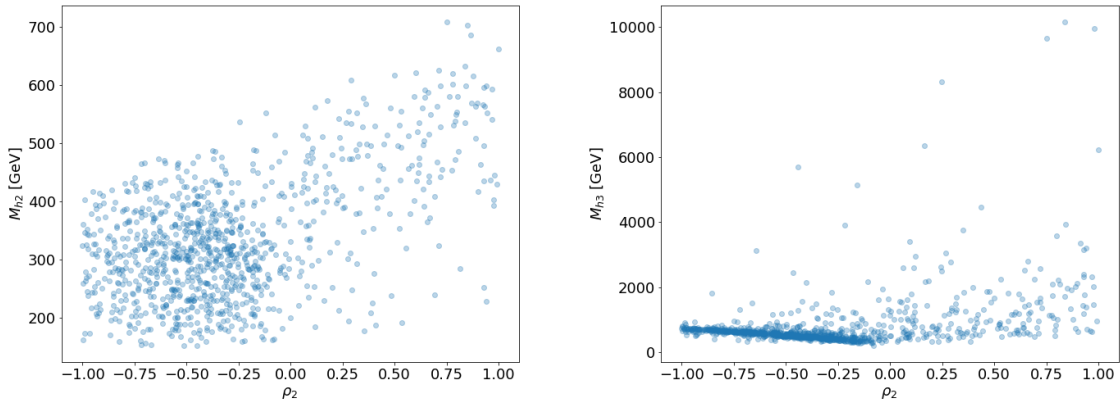


Figura 3.11: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_2, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_2, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

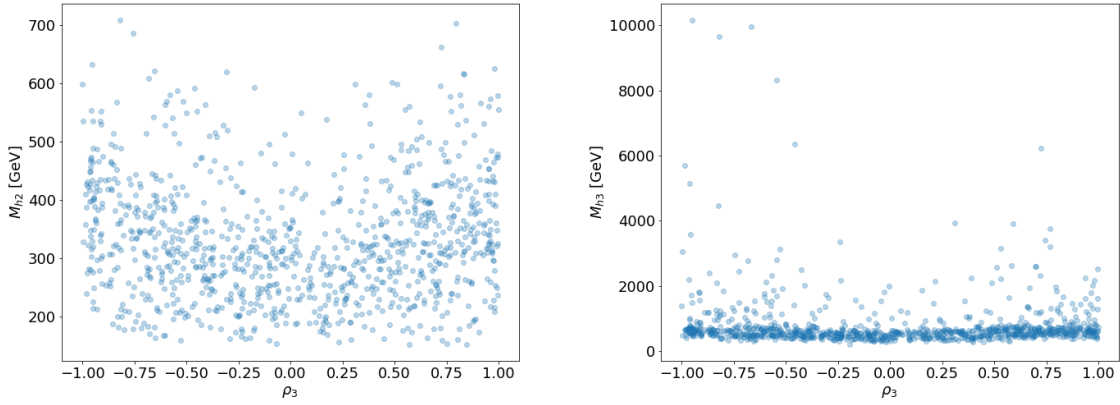


Figura 3.12: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_3, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_3, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

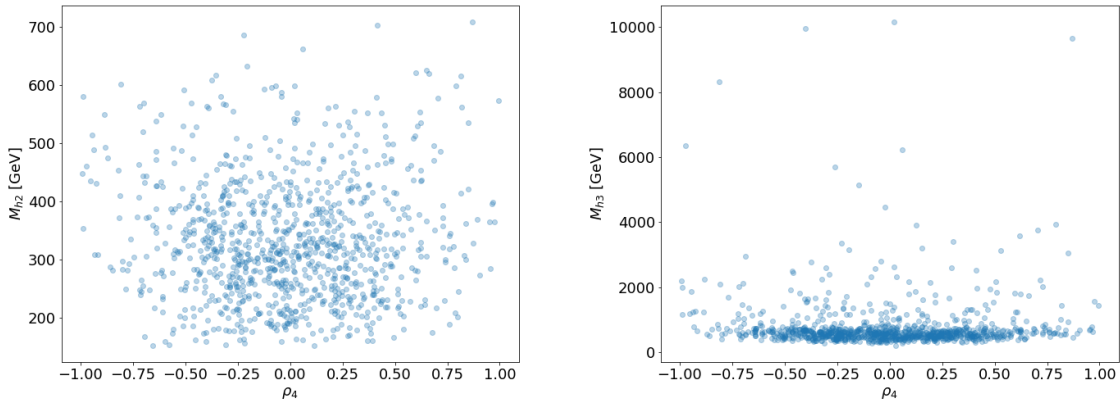


Figura 3.13: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ρ_4, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ρ_4, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

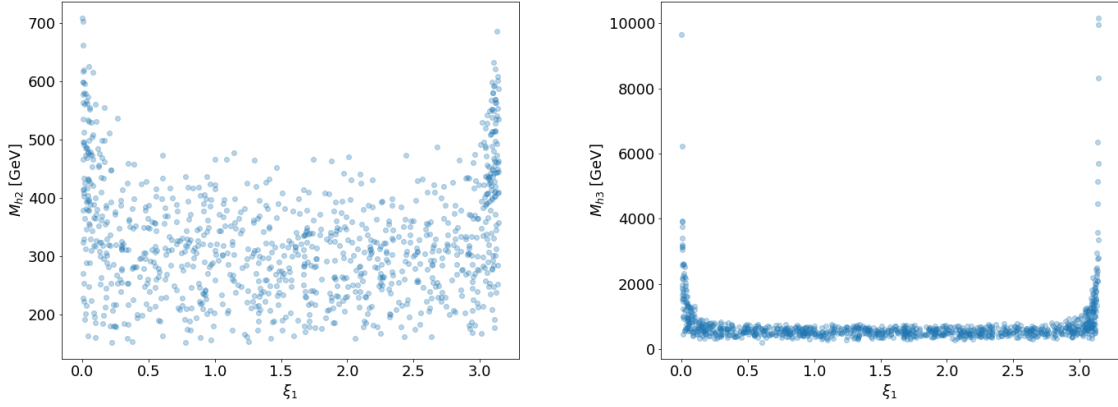


Figura 3.14: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ξ_1, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ξ_1, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

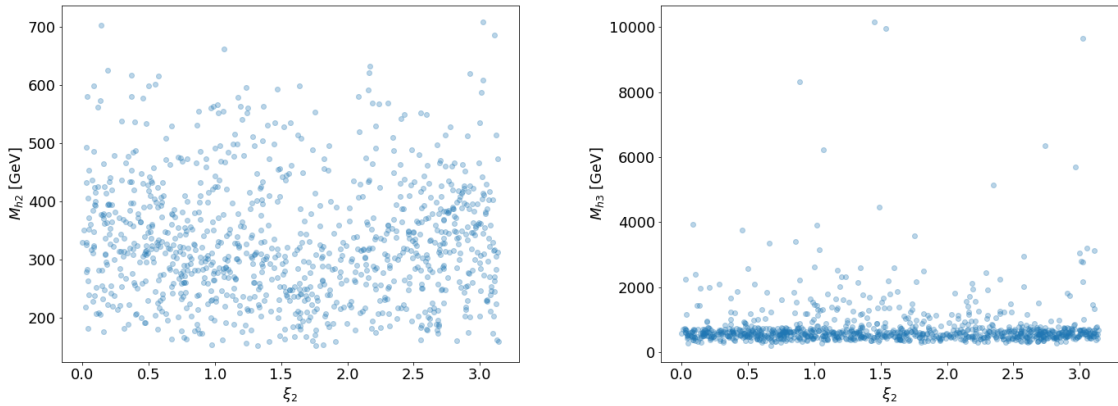


Figura 3.15: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ξ_2, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ξ_2, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

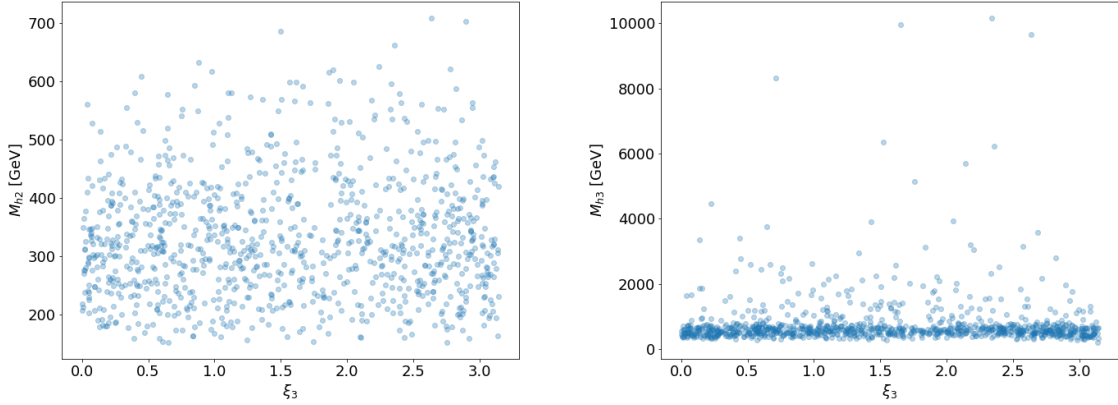


Figura 3.16: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. La figura de la izquierda muestra la región permitida en el plano (ξ_3, M_{h_2}) y la figura de la derecha muestra la región permitida en el plano (ξ_3, M_{h_3}) . Resultados del escaneo para $w = 300 \text{ GeV}$, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57).

3.5.2. Espacio de parámetros en el sector inerte

La realización del escaneo del espacio de parámetros en el sector inerte se da bajo las siguientes consideraciones:

- Resultados de medidas de precisión por LEP-I excluyen la posibilidad que los bosones de norma del ME decaigan hacia partículas inertes [18], $W^\pm \rightarrow HH^\pm/AH^\pm$ y $Z \rightarrow H^+H^-/HA$, lo cual consecuentemente requiere que:

$$M_{H^\pm} + M_{H,A} \geq M_{W^\pm}, \quad M_H + M_A, 2M_{H^\pm} \geq M_Z. \quad (3.59)$$

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

$$M_{H^\pm} \geq 70 - 90 \text{ GeV}. \quad (3.60)$$

- Así mismo, búsqueda de charginos y neutralinos en LEP han trasladado límites a la región de masas en el sector inerte, excluyendo

$$M_A - M_H > 8 \text{ GeV} \text{ sí } M_H < 80 \text{ GeV y } M_A < 100 \text{ GeV}. \quad (3.61)$$

Algunos comentarios generales sobre los resultados del escaneo son:

- La Figura 3.17 muestra la correlación entre la masa del escalar cargado y el parámetro μ_2^2 . Valores grandes de M_{H^\pm} corresponde a valores grandes de μ_2^2 . Este mismo comportamiento esta presente tanto en el IDM como en el cIDMS.

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.5. ESPACIO DE PARÁMETROS EN EL SECTOR DE HIGGS E INERTE: CIDMS-C6

- Los desdoblamientos de masas entre las partículas Z_2 -impar están dados por las combinaciones de λ_4 y λ_5 , las cuales están constreñidas por las constricciones de perturbatividad.
- En la Figura 3.18, podemos observar, que dentro del régimen de masas grandes, todas las partículas tienen masas similares, esto se debe a que $|\lambda_{3,4,5}| < 1$. Nótese también, que el desdoblamiento de masas del orden de 200 GeV es permitido sólo para partículas ligeras.

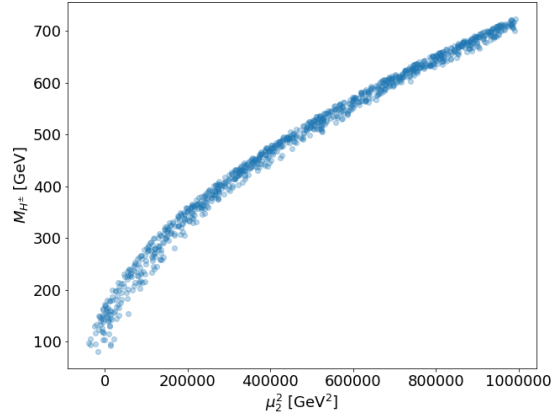


Figura 3.17: Masa del escalar cargado M_{H^\pm} como una función del parámetro μ_2^2 . Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, con rangos de parámetros definidos por (ec. 3.54) - (ec. 3.57) y (ec. 3.58)

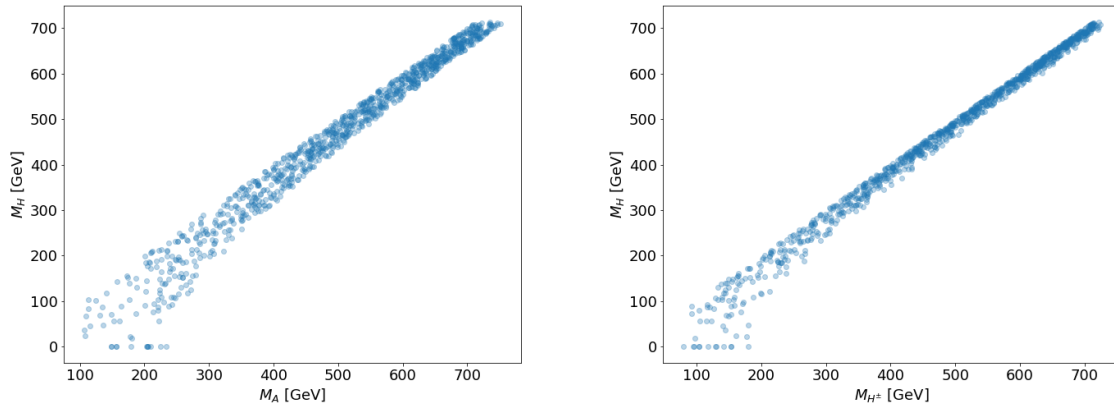


Figura 3.18: Izquierda: Relación entre M_{H^0} y M_{A^0} . Derecha: Relación entre M_{H^0} y M_{H^\pm} . Ambas correlaciones fueron obtenidas realizando un escaneo aleatorio con $|\lambda_{3,4,5}| < 1$ y $|\mu_2^2| < 10^6$ GeV².

3.6. Casos de convergencia sin rompimiento explícito de CP: cIDMS-C1

La convergencia de los casos 1, 2, 3 y 5, lo exponemos como un resultado en nuestra búsqueda de rompimiento explícito de la simetría CP dentro del cIDMS. A sabiendas que los casos mencionados no violan explícitamente CP, por completez, nosotros decidimos desarrollar este caso particular del cIDMS.

Caso1

Para el estudio del primer caso, tomamos $\langle \chi \rangle = w \in \mathbb{R}$, y al parámetro μ_{S2}^2 a ser complejo, es decir, $\mu_{S2}^2 \rightarrow \mu_{S2}^2 e^{i\xi}$. Estas pequeñas consideraciones no implican modificaciones mayores en el potencial dado por (ec. 3.8), sólo la sustitución del término relacionado con este parámetro:

$$\mu_{S2}^2 (\chi^{*2} + \chi^2) \rightarrow \left(\mu_{S2}^2 e^{-i\xi} \chi^{*2} + \mu_{S2}^2 e^{i\xi} \chi^2 \right). \quad (3.62)$$

Así, el potencial a considerar para el caso 1, al que denotaremos por $V_{cIDMSC1}$, estará dado por:

$$\begin{aligned} V_{cIDMSC1} = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \\ & + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{1}{2} \lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \\ & + \mu_{S1}^2 \chi^* \chi + \left(\mu_{S2}^2 e^{-i\xi} \chi^{*2} + \mu_{S2}^2 e^{i\xi} \chi^2 \right) + \lambda_{S1}^2 (\chi^* \chi)^2 + \kappa_2 (\chi^{*3} + \chi^3) \\ & + \kappa_3 (\chi (\chi^* \chi) + \chi^* (\chi^* \chi)) + \Lambda_1 \left((\Phi_1)^\dagger \Phi_1 \right) (\chi^* \chi). \end{aligned} \quad (3.63)$$

Este primer potencial con rompimiento explícito de la simetría CP, después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, conlleva las siguientes condiciones del mínimo:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} v (2\mu_1^2 + 2\lambda_1 v^2 + \Lambda_1 w^2) &= 0, \\ \frac{1}{2} w (4\mu_{S2}^2 \cos(\xi) + 2\mu_{S1}^2 + 2w^2 \lambda_{S1} + \Lambda_1 v^2 + 3\sqrt{2} (\kappa_2 + \kappa_3) w) &= 0, \\ -2\mu_{S2}^2 w \text{sen}(\xi) &= 0. \end{aligned} \quad (3.64)$$

Nótese que a partir de la última igualdad, y asumiendo que μ_{S2}^2 y w son distintos de cero, la condición del mínimo obliga a que $\text{sen}(\xi)$ sea nulo, lo cual se logra con

$$\xi = n\pi, \text{ con } n \in \mathbb{Z}. \quad (3.65)$$

Lo anterior implica que nuestro potencial dado por (ec. 3.63), que en un principio fue considerado con violación explícita de CP, sea simétrico ante la simetría CP, es decir, se convierte en un potencial donde todos los parámetros son reales. Esta misma situación se presenta en el caso 2 y caso 3, haciendo que estos tres primeros converjan a un caso particular del cIDMS que nosotros denotaremos como cIDMSC1.

Caso5

El cIDMSC5 por su parte, consiste en asumir que todos los parámetros del potencial del cIDMS dado por (ec. 3.11) y el v.e.v del singlete son reales, además de considerar que $\langle \Phi_1 \rangle \in \mathbb{C}$, es decir, $v \rightarrow v \cos(\xi) + i v \sin(\xi)$.

Después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, las condiciones de mínimo para este caso son:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} v \cos(\xi) (2\mu_1^2 + 2\lambda_1 v^2 + \Lambda_1 w^2) &= 0, \\ \frac{1}{2} v \sin(\xi) (2\mu_1^2 + 2\lambda_1 v^2 + \Lambda_1 w^2) &= 0, \end{aligned} \tag{3.66}$$

$$\frac{1}{2} w (2\mu_{S1}^2 + 2w^2 \lambda_{S1} + 4\mu_{S2}^2 + \Lambda_1 v^2 + 3\sqrt{2} (\kappa_2 + \kappa_3) w) = 0.$$

Si bien en (ec. 3.66)) podemos considerar que $\cos(\xi) \neq 0$, sin embargo, la segunda condición sobre el mínimo del potencial nos obliga a que $\sin(\xi)$ sea nulo, y por lo tanto, a que $\xi = n\pi$, con $n \in \mathbb{Z}$. Esta condición sobre la fase del $\langle \Phi_1 \rangle$, lleva al cIDMSC5 a que converja al caso particular del cIDMS al que hemos denotado como cIDMSC1.

Finalmente, concluimos que no existe violación explícita de CP en los casos 1, 2, 3 y 5, y que estos representan el mismo caso particular del cIDMS, donde todos los parámetros del potencial escalar, como los valores de expectación del doblete Φ_1 y del singlete χ , son reales, por lo cual, el campo del singlete complejo dado por (ec. 3.5) simplemente cambia a

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}} (w + \phi_2 + i\phi_3). \tag{3.67}$$

3.6.1. Eigenestados de masa del cIDMSC1

Sector Inerte del cIDMSC1

Después del rompimiento espontáneo de la simetría y de haber reescrito los parámetros μ_1^2, μ_{S1}^2 y ξ a partir de (ec. 3.64), calculamos la matriz de masa al cuadrado notando que tiene la misma estructura que la del cIDMS (ec. 3.25), es decir, podemos dividir el contenido de las partículas del modelo en dos sectores totalmente separados: *el sector de Higgs* y *el sector inerte*.

El sector inerte del cIDMSC1 resulta ser el mismo que para el cIDMS, y por ende idéntico al IDM, por tal motivo, (ec. 3.26) - (ec. 3.30) describirán a dicho sector.

Sector de Higgs del cIDMSC1

La matriz de masa que describe la mezcla doblete-singlete ($\Phi_1 - \chi$) en la base de los campos neutros (ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3) está dada por:

$$M_{mix}^2 = \begin{pmatrix} 2\lambda_1 v^2 & \Lambda_1 v w & 0 \\ \Lambda_1 v w & \frac{1}{2} w^2 (3\sqrt{2} (\rho_2 + \rho_3) + 4\lambda_{S1}) & 0 \\ 0 & 0 & -4\mu_{S2}^2 - \frac{(9\rho_2 + \rho_3) w^2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{3.68}$$

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP

3.6. CASOS DE CONVERGENCIA SIN ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP: CIDMS-C1

donde Λ_1 es el parámetro de mezcla en el potencial entre el doblete y el singlete, ρ_2, ρ_3 ($\kappa_2 = w\rho_2, \kappa_3 = w\rho_3$) y λ_{S1} son parámetros que provienen del potencial del singlete, v es el v.e.v del doblete Φ_1 , w el v.e.v del singlete χ y μ_{S2}^2 es el modulo del parámetro $\mu_{S2}^2 e^{i\xi}$. La matriz de mezcla M_{mix}^2 obtenida, nos dice que hay tres Higgses como en el CIDMS, pero con la diferencia de que sólo las partes escalares del doblete y del singlete se mezclan y no así la parte pseudoescalar de χ .

La diagonalización de M_{mix}^2 nos da los eigenestados de masa, los cuales también pueden ser obtenidos al rotar la base de los campos

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha_1) & \sin(\alpha_1) \\ -\sin(\alpha_1) & \cos(\alpha_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}, \quad (3.69)$$

donde α_1 es el ángulo de mezcla.

De esta rotación hay dos relaciones importantes

$$\begin{aligned} h_1 &= \phi_1 \cos(\alpha_1) + \phi_2 \sin(\alpha_1), \\ h_2 &= -\phi_1 \sin(\alpha_1) + \phi_2 \cos(\alpha_1), \end{aligned} \quad (3.70)$$

y

$$\begin{aligned} \phi_1 &= h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1), \\ \phi_2 &= h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1). \end{aligned} \quad (3.71)$$

Las masas de los tres escalares neutros obtenidos para el CIDMSC1 son

$$\begin{aligned} M_{h_1}^2 &= \frac{1}{4\Lambda_1 v w} \left(2\Lambda_1 v w \left(\frac{1}{2} w^2 r + 2\lambda_1 v^2 \right) + 2 \sin(\alpha_1) \cos(\alpha_1) \left((2\lambda_1 v^2 - \frac{1}{2} w^2 r)^2 + 4\Lambda_1^2 v^2 w^2 \right) \right), \\ M_{h_2}^2 &= \frac{1}{4\Lambda_1 v w} \left(2\Lambda_1 v w \left(\frac{1}{2} w^2 r + 2\lambda_1 v^2 \right) - 2 \sin(\alpha_1) \cos(\alpha_1) \left((2\lambda_1 v^2 - \frac{1}{2} w^2 r)^2 + 4\Lambda_1^2 v^2 w^2 \right) \right), \\ M_{h_3}^2 &= -4\mu_{S2}^2 - \frac{(9\rho_2 + \rho_3)w^2}{\sqrt{2}}, \end{aligned} \quad (3.72)$$

donde μ_{S2}^2 es el modulo del parámetro $\mu_{S2}^2 e^{i\xi}$, $r = 3\sqrt{2}(\rho_2 + \rho_3) + 4\lambda_{S1}$ y el ángulo de mezcla es dado por $\tan(2\alpha_1) = \frac{4\Lambda_1 v w}{4\lambda_1 v^2 - w^2 r}$ con $0 < \alpha_1 < \pi$.

Por convención M_{h_1} es la masa del Higgs ligero, h_1 , de la mezcla $\Phi_1 - \chi$; mientras M_{h_2} representará la masa del Higgs pesado, h_2 . Además, cumplirán, la siguiente relación de jerarquía $M_{h_1} < M_{h_2} < M_{h_3}$.

Algunos parámetros pueden escribirse en términos de las masas

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \frac{M_{h_1}^2 - M_{h_2}^2}{2vw} \sin(2\alpha_1), \\ \lambda_1 &= \frac{M_{h_1}^2 \cos^2(\alpha_1) + M_{h_2}^2 \sin^2(\alpha_1)}{2v^2}, \\ r &= (4\lambda_{S1} + 3\sqrt{2}(\rho_2 + \rho_3)) = \frac{2(M_{h_1}^2 \sin^2(\alpha_1) + M_{h_2}^2 \cos^2(\alpha_1))}{w^2}. \end{aligned} \quad (3.73)$$

3.6.2. Interacciones escalares

En la norma de Feynman el potencial escalar se lee

$$\begin{aligned}
 V_{CIDMSC1} = & \frac{1}{2} \left((A^0)^2 M_{A^0}^2 + (H^0)^2 M_{H^0}^2 \right) + \frac{1}{2} (h_1^2 M_{h_1}^2 + h_2^2 M_{h_2}^2 + h_3^2 M_{h_3}^2) + H^- H^+ M_{H^+}^2 \\
 & + \frac{\lambda_1}{4} \left((2G^- G^+ + (G^0)^2 + (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1))^2) (2G^- G^+ + (G^0)^2 \right. \\
 & \left. + (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) (4v + h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1))) - 4h_1 h_2 v^2 \sin(2\alpha_1) \right) \\
 & + \frac{\lambda_2}{4} \left((A^0)^2 + 2H^- H^+ + (H^0)^2 \right)^2 + \lambda_5 A^0 G^0 H^0 (v + h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) \\
 & + \frac{H^0}{2} (H^+ G^- (\lambda_{45} (v + h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) + i\lambda_{r45} G^0) + h.c) \\
 & + \frac{A^0}{2} (H^+ G^- (-i\lambda_{r45} (v + h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) + \lambda_{45} G^0) + h.c) \\
 & + \frac{(H^0)^2}{4} (2\lambda_3 G^- G^+ + \lambda_{r345} (G^0)^2 \\
 & + \lambda_{345} (2v + h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1))) \\
 & + \frac{(A^0)^2}{4} (2\lambda_3 G^- G^+ + \lambda_{345} (G^0)^2 \\
 & + \lambda_{r345} (2v + h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1))) \\
 & + \frac{H^+ H^-}{2} \left(\lambda_3 ((2v + h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) + (G^0)^2) \right. \\
 & \left. + 2\lambda_{34} G^- G^+ \right) \\
 & + \frac{\lambda_5}{2} \left((H^+ G^-)^2 + h.c \right) \\
 & + \frac{\Lambda_1}{4} \left((2G^- G^+ + (G^0)^2) \left((h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1)) (h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1) + 2w) \right. \right. \\
 & \left. \left. + h_3^2 \right) + \frac{1}{4} \left(4h_3^2 (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1))^2 + ((h_1^2 - h_2^2) \sin(2\alpha_1) + 2h_1 h_2 \cos(2\alpha_1))^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. + 8v (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) \left((h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1))^2 + h_3^2 \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + 8w \left((h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1)) (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1))^2 + 2h_1 h_2 v \cos(2\alpha_1) \right) \right) \right) \\
 & + \frac{w}{2\sqrt{2}} \left(2(\rho_3 - 3\rho_2) h_3^2 (h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1)) \right. \\
 & \left. + (\rho_2 + \rho_3) \left(2(h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1))^3 + 3h_1 h_2 w \sin(2\alpha_1) \right) \right) \\
 & + \frac{\lambda_{S1}}{4} \left(4h_1 h_2 w^2 \sin(2\alpha_1) + \left((h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1))^2 + h_3^2 \right) \right. \\
 & \left. \times \left((h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1))^2 + 4w (h_1 \sin(\alpha_1) + h_2 \cos(\alpha_1)) + h_3^2 \right) \right).
 \end{aligned} \tag{3.74}$$

3.6.3. Interacciones de norma

Interacciones de norma de Φ_1

El primer término cinético en el Lagrangiano escalar (ec. 3.3) da origen a las interacciones de norma entre los escalares h_1 y h_2 , las cuales pueden ser divididas en interacciones cúbicas y cuárticas:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{NCub}\Phi_1} = & ieA_\mu (G^- \partial^\mu G^+ - G^+ \partial^\mu G^-) \\
 & + \frac{ig_2}{2\cos(\theta_W)} \left((2\cos(\theta_W)^2 - 1) (G^- \partial^\mu G^+ - G^+ \partial^\mu G^-) \right. \\
 & + \left. (iG^0 \partial^\mu (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1) + v) - i(h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1) + v) \partial^\mu G^0) \right) Z_\mu \\
 & + \frac{ig_2}{2} \left(\left(\partial^\mu G^+ (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1) + v - iG^0) \right. \right. \\
 & - \left. \left. G^+ \partial^\mu (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1) + v - iG^0) \right) W_\mu^- \right. \\
 & - \left(\partial^\mu G^- (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1) + v + iG^0) \right. \\
 & - \left. G^- \partial^\mu (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1) + v + iG^0) \right) W_\mu^+ \left. \right) \\
 & + \frac{g_2^2 v}{4\cos(\theta_W)^2} (h_1 \cos(\alpha_1) - h_2 \sin(\alpha_1)) \left(Z^\mu Z_\mu + 2\cos(\theta_W)^2 W_\mu^- W^{+\mu} \right).
 \end{aligned} \tag{3.75}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{NCuart}\Phi_1} = & e^2 G^- G^+ A^\mu A_\mu + \frac{eg_2}{\cos(\theta_W)} (2\cos(\theta_W)^2 - 1) G^- G^+ A_\mu Z^\mu \\
 & + \frac{g_2^2}{8\cos(\theta_W)^2} \left(\left((G^0)^2 + h_1^2 \cos(\alpha_1)^2 + v^2 + 2(1 - 2\cos(\theta_W)^2)^2 G^- G^+ \right) \right. \\
 & \left. + h_2 \sin(\alpha_1) (h_2 \sin(\alpha_1) - 2h_1 \cos(\alpha_1)) \right) Z^\mu Z_\mu \\
 & + \frac{g_2^2}{4} \left(\left((G^0)^2 + h_1^2 \cos(\alpha_1)^2 + v^2 + 2G^- G^+ \right) \right. \\
 & \left. + h_2 \sin(\alpha_1) (h_2 \sin(\alpha_1) - 2h_1 \cos(\alpha_1)) \right) W_\mu^- W^{+\mu} \\
 & + \frac{eg_2}{2\cos(\theta_W)} \left(-\sin(\theta_W) Z_\mu + \cos(\theta_W) A_\mu \right) \left(G^+ W^{-\mu} (h_1 \cos(\alpha_1) + v - iG^0) \right. \\
 & \left. + G^- W^{+\mu} (h_1 \cos(\alpha_1) + v + iG^0) - h_2 \sin(\alpha_1) (G^- W^{+\mu} + G^+ W^{-\mu}) \right).
 \end{aligned} \tag{3.76}$$

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP

3.6. CASOS DE CONVERGENCIA SIN ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP: CIDMS-C1

Tabla 3.3: Constantes de acoplamiento para las interacciones escalares y de norma de Φ_1 relevantes para el proceso de aniquilación $H^0 H^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Partículas	Constantes de acoplamiento		
	IDM	cIDMS-Caso1	
		$h \rightarrow h_1$	$h \rightarrow h_2$
hFF	$-i\frac{M_F}{v}$	$-i\frac{M_F \cos(\alpha_1)}{v}$	$i\frac{M_F \text{sen}(\alpha_1)}{v}$
hUU	$-i\frac{M_W^2}{v}$	$-i\frac{M_W^2 \cos(\alpha_1)}{v}$	$i\frac{M_W^2 \text{sen}(\alpha_1)}{v}$
$FF\gamma$	ieQ_F	ieQ_F	ieQ_F
$UU\gamma$	$-ie$	$-ie$	$-ie$
hG^+G^-	$\frac{-iM_h^2}{v}$	$-i(2\lambda_1 v \cos(\alpha_1) + \Lambda_1 w \text{sen}(\alpha_1))$	$-i(-2\lambda_1 v \text{sen}(\alpha_1) + \Lambda_1 w \cos(\alpha_1))$
$hG^+W_\mu^-$	$\frac{-iM_W}{v}$	$\frac{-iM_W \cos(\alpha_1)}{v}$	$\frac{iM_W \text{sen}(\alpha_1)}{v}$
$hW_\mu^- W^+ \mu$	$\frac{2iM_W^2}{v}$	$\frac{2iM_W^2 \cos(\alpha_1)}{v}$	$\frac{-2iM_W^2 \text{sen}(\alpha_1)}{v}$
$G^+W^- \mu \gamma$	ieM_W	ieM_W	ieM_W
$G^+G^- \gamma$	$-ie$	$-ie$	$-ie$
$W^+W^- \gamma$	$-ie$	$-ie$	$-ie$
$G^+G^- \gamma\gamma$	$2ie^2$	$2ie^2$	$2ie^2$
$W^+W^- \gamma\gamma$	$-ie^2$	$-ie^2$	$-ie^2$
$hG^+W^- \gamma$	$\frac{ieM_W}{v}$	$\frac{ieM_W \cos(\alpha_1)}{v}$	$\frac{-ieM_W \text{sen}(\alpha_1)}{v}$
$H^0 H^0 h$	$-i\lambda_{345}v$	$-i\lambda_{345}v \cos(\alpha_1)$	$i\lambda_{345}v \text{sen}(\alpha_1)$
hH^+H^-	$-i\lambda_3v$	$-i\lambda_3v \cos(\alpha_1)$	$i\lambda_3v \text{sen}(\alpha_1)$
$H^+H^- \gamma$	$-ie$	$-ie$	$-ie$
$H^+H^- \gamma\gamma$	$2ie^2$	$2ie^2$	$2ie^2$

Interacciones de norma de Φ_2

El segundo término cinético en el Lagrangiano escalar (ec. 3.3) da origen a las interacciones de norma entre los escalares h_1 y h_2 con Φ_2 , las cuales pueden ser divididas en interacciones cúbicas y cuárticas. En este caso los bosones de norma interactúan con los escalares inertes por medio de corrientes de norma

$$\mathcal{L}_{\text{NCub}\Phi_2} = A_\mu J_A^\mu + Z_\mu J_Z^\mu + (W_\mu^- J_{W^-}^{\mu\dagger} + h.c), \quad (3.77)$$

con

$$\begin{aligned}
 J_A^\mu &= ie (H^- \partial^\mu H^+ - H^+ \partial^\mu H^-), \\
 J_Z^\mu &= \frac{ig_2}{2\cos(\theta_W)} \left((2\cos(\theta_W)^2 - 1) (H^- \partial^\mu H^+ - H^+ \partial^\mu H^-) + iA^0 \partial^\mu H^0 - iH^0 \partial^\mu A^0 \right), \\
 J_{W^-}^\mu &= -\frac{ig_2}{2} \left((H^0 + iA^0) \partial^\mu H^- - H^- \partial^\mu (H^0 + iA^0) \right).
 \end{aligned} \tag{3.78}$$

Estas son interacciones de contacto entre dos bosones de norma y dos escalares

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{NCuart}\Phi_2} &= e^2 H^- H^+ A_\mu A^\mu + \frac{eg_2}{\cos(\theta_W)} (2\cos(\theta_W)^2 - 1) H^- H^+ A_\mu Z^\mu \\
 &+ \frac{g_2^2}{8\cos(\theta_W)^2} Z_\mu Z^\mu \left((H^0)^2 + (A^0)^2 + 2(1 - 2\cos(\theta_W)^2)^2 H^- H^+ \right) \\
 &+ \frac{g_2^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} \left((H^0)^2 + (A^0)^2 + 2H^- H^+ \right) \\
 &+ \frac{eg_2}{2\cos(\theta_W)} \left(-\sin(\theta_W) Z_\mu + \cos(\theta_W) A_\mu \right) \left(H^+ W^{-\mu} (H^0 - iA^0) + h.c \right)
 \end{aligned} \tag{3.79}$$

3.6.4. Escaneo de parámetros en el sector de Higgs del cIDMSC1

El escaneo del espacio de parámetros se realiza de igual manera que en el cIDMSC6, por lo cual, las características del escaneo son:

- Los escaneos cumplen las condiciones de positividad (ec. 3.47), unitaridad (ec. 3.51) y perturbatividad (ec. 3.53).
- El estado de Higgs neutro más ligero proviene del doblete Φ_1 .
- El rango de valores para $\lambda_1, M_{h_1}, M_{h_2}$ y M_{h_3} , están dados por (ec. 3.54)-(ec. 3.56).
- Los parámetros restantes del sector de Higgs varían en los rangos siguientes:

$$0 < \lambda_{S1} < 1, \quad -1 < \Lambda_1 < 1, \quad -1 < \rho_{2,3} < 1, \quad 0 < \alpha_1 < \pi. \tag{3.80}$$

- Los parámetros del sector inerte cambian en el rango permitido por las constricciones de perturbatividad, tomando en cuenta que H^0 es el candidato a materia oscura:

$$0 < \lambda_2 < 1, \quad -1 < \lambda_{3,4} < 1, \quad -1 < \lambda_5 < 0. \tag{3.81}$$

- Las gráficas realizadas para el sector inerte y de Higgs tienen al parámetro w como un valor constante, $w = 300$ GeV, al mismo tiempo que $v = 246$ GeV.

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP

3.6. CASOS DE CONVERGENCIA SIN ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP: CIDMS-C1

En las Figuras 3.19 - 3.21 se muestra la correlación entre los parámetros del potencial relacionados al sector de Higgs.

Los límites sobre el rango de valores del parámetro de mezcla Λ_1 , dependen en gran medida del rango de valores de M_{h_1} . En la Figura 3.19, observamos que $|\Lambda_1| < 0.6$. El rango de valores del parámetro λ_{S1} no se reduce, esto se puede ver en las figuras 3.19, 3.20 y 3.22.

Los valores de los parámetros $\rho_{2,3}$ permitidos están dentro de un rango menor con respecto al inicial: $-1 < \rho_2 \lesssim 0.1$ y $-0.8 \lesssim \rho_3 < 1$ (ver figuras 3.20, 3.21, 3.23 y 3.24).

La Figura 3.21 muestra la correlación entre los parámetros ρ_2 y ρ_3 : para valores de ρ_2 cercanos a -1 , los valores de ρ_3 se encuentran en $0.26 \lesssim \rho_3 < 1$, conforme ρ_2 se mueve al valor de -0.1 el rango de ρ_3 se incrementa, $-0.5 \lesssim \rho_3 < 1$; sin embargo, para valores de $-0.1 \lesssim \rho_2 < 0.1$ los valores ρ_3 decrecen rápidamente.

La masa M_{h_2} resulta ser más sensible a los parámetros λ_{S1} , ρ_2 y ρ_3 , mientras M_{h_3} es casi independiente a dichos parámetros. El límite superior para M_{h_3} es aproximadamente 2000 GeV. Nótese también, que cuando $\mu_{S2} \rightarrow -10^6$ a la partícula h_3 le corresponden masas muy grandes (ver figuras 3.22 - 3.25).

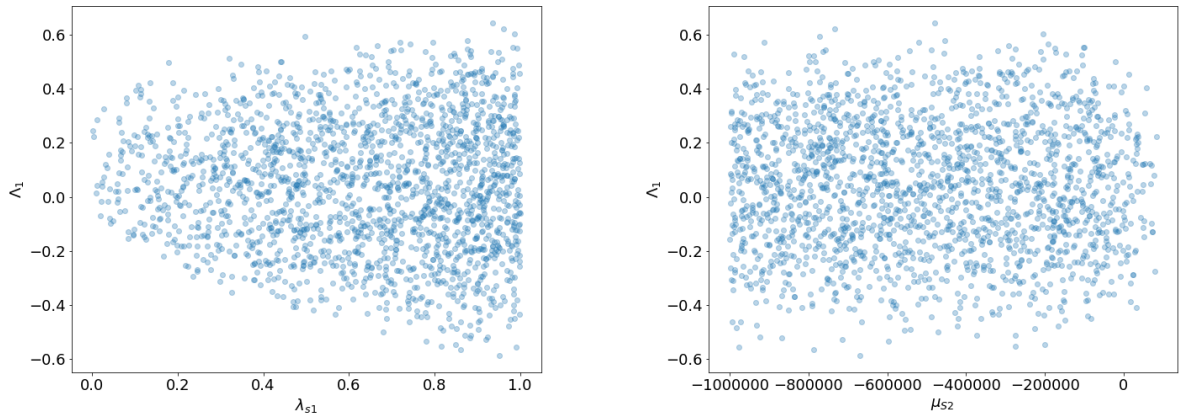


Figura 3.19: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.80).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.6. CASOS DE CONVERGENCIA SIN ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP: CIDMS-C1

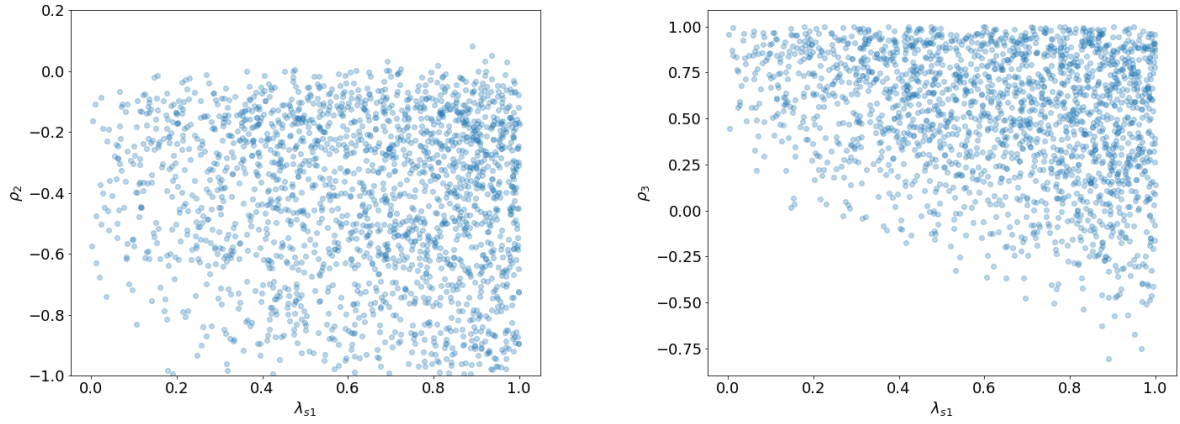


Figura 3.20: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.80).

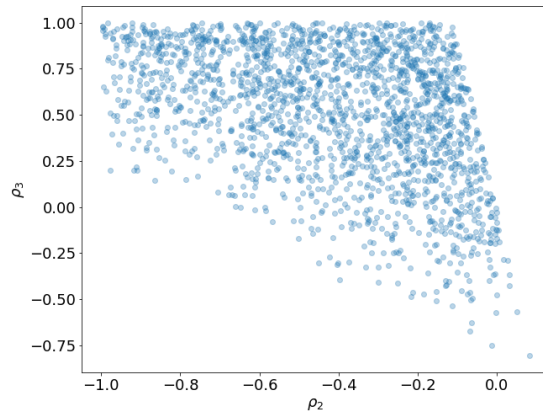


Figura 3.21: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.6. CASOS DE CONVERGENCIA SIN ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP: CIDMS-C1

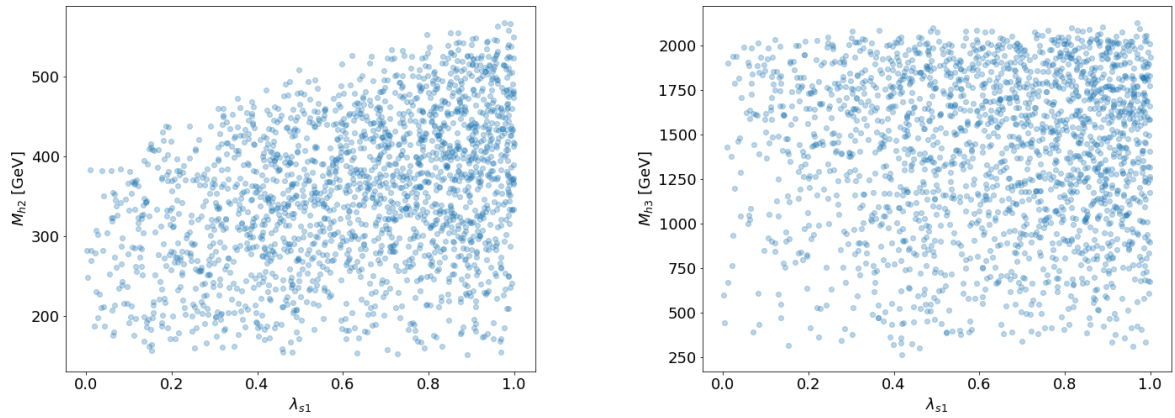


Figura 3.22: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57).

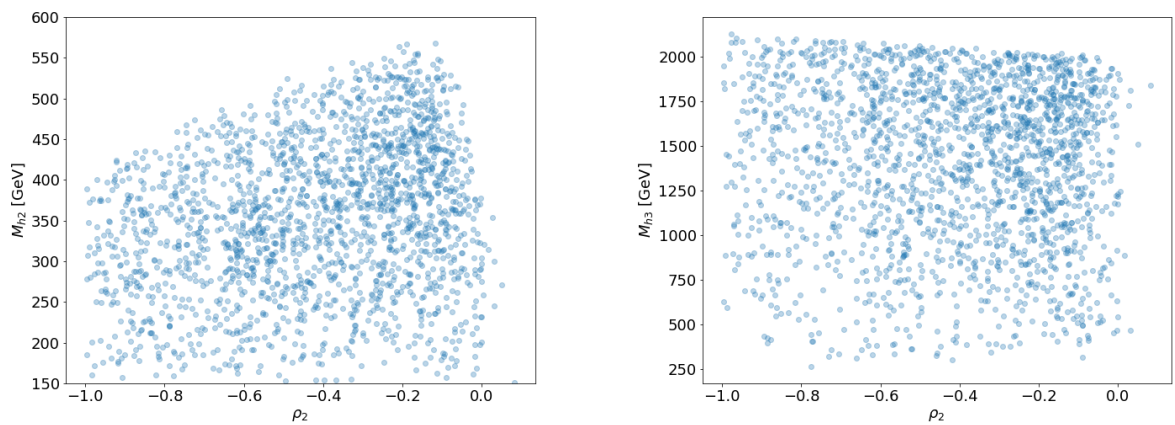


Figura 3.23: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57).

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.6. CASOS DE CONVERGENCIA SIN ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP: CIDMS-C1

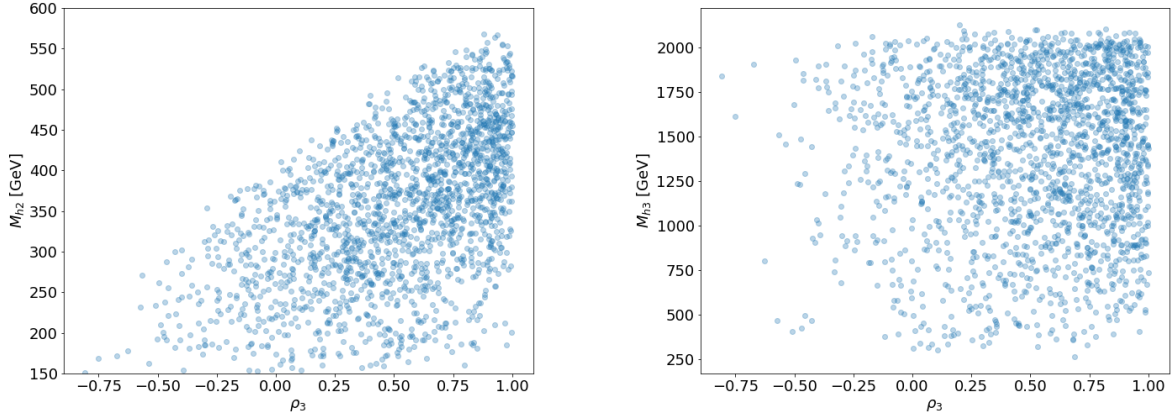


Figura 3.24: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57).

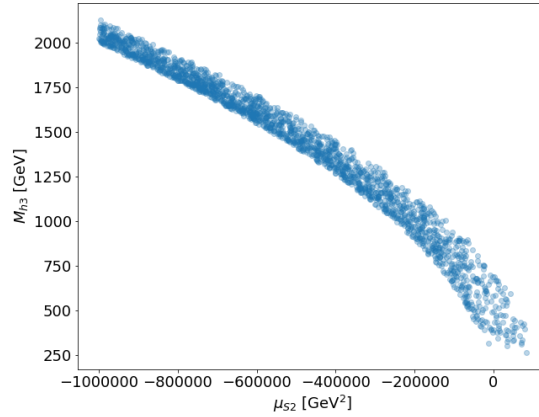


Figura 3.25: Correlaciones entre los parámetros del sector de Higgs. Resultados del escaneo para $w = 300$ GeV, y parámetros definidos en los rangos dados por (ec. 3.54) y (ec. 3.57).

3.6.5. Escaneo de parámetros en el sector de inerte

El sector inerte del cIDMSC1 resulta ser el mismo que para el cIDMSC6, así como para todos los casos contenidos en la Tabla 3.1, y por ende, idéntico al IDM. Las gráficas obtenidas son las mismas que para el cIDMSC6:

CAPÍTULO 3. CIDMS CON VIOLACIÓN EXPLÍCITA DE CP
3.6. CASOS DE CONVERGENCIA SIN ROMPIMIENTO EXPLÍCITO DE CP: CIDMS-C1

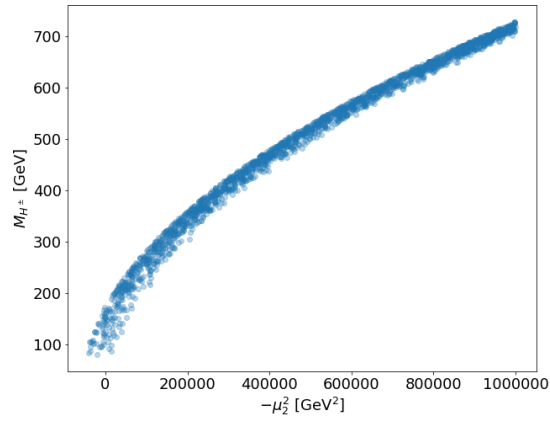


Figura 3.26: Masa del escalar cargado M_{H^\pm} como una función del parámetro μ_2^2 .

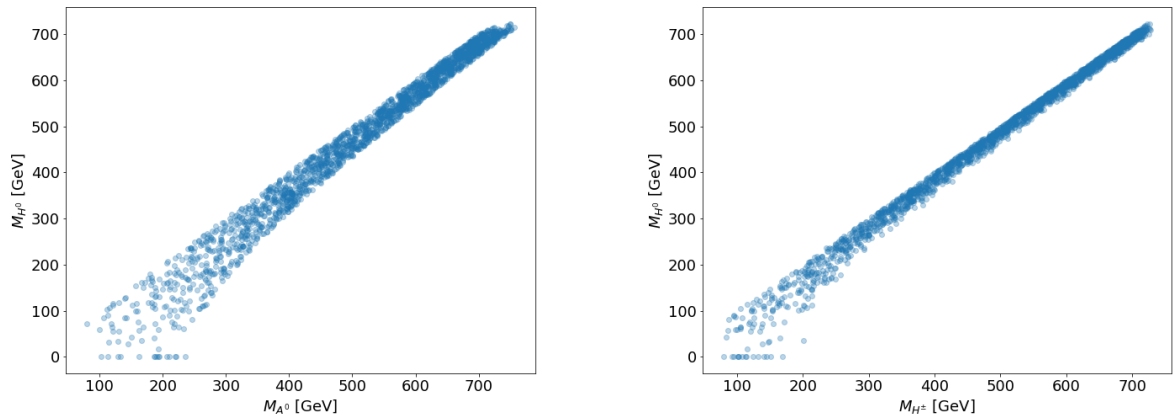


Figura 3.27: Izquierda: Relación entre M_{H^0} y M_{A^0} . Derecha: Relación entre M_{H^0} y M_{H^\pm} . Ambas correlaciones fueron obtenidas realizando un escaneo aleatorio con $|\lambda_{3,4,5}| < 1$ y $|\mu_2^2| < 10^6 \text{ GeV}^2$.

Capítulo 4

Materia Oscura en el IDMS

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 se sabe que la detección indirecta de materia oscura 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 [122]. Dado que los WIMPs son eléctricamente neutros no puede haber, a nivel de árbol, aniquilación directamente a pares de fotones. Por tal motivo, el proceso $H^0 H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ no es posible de realizarse. No obstante, procesos de aniquilación de materia oscura inerte H^0 a $\gamma\gamma$, $Z\gamma$ y $h\gamma$, es decir, estados finales con fotones monoenergéticos, son viables a un loop.

4.1. Cálculo de la amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ para el IDM y el cIDMSC1 en la norma de Feynman-'t Hooft

Trabajar en la norma de Feynman-'t Hooft incrementa el número de diagramas, porque los bosones de Goldstone y Ghosts entran en el loop. Para simplificar los cálculos, nosotros consideramos diagramas genéricos obtenidos por medio de FeynArts (Figura 4.1) y calculamos para cada uno de ellos su amplitud con ayuda de FeynCalc [123] y Package X [124]. En todos los diagramas, H^0 es un escalar neutro y en este caso denota a la materia oscura; S representa a un escalar, el cual puede ser neutro o cargado; F denota a los fermiones; U a los Ghost y V a un bosón vectorial. Los diagramas que pueden ser obtenidos del intercambio de los fotones y por la conjugación de carga son omitidos. En lugar de estos, nosotros incluiremos un factor de 2 dentro de los diagramas (N2, N6, N7, N10) y un factor de 4 dentro de los diagramas (N3, N5, N9, N13) para incluir las contribuciones de estos diagramas. El diagrama N3 también contiene un factor de -1 del loop de Ghost. Los diagramas son genéricos, en el sentido de que un solo diagrama puede representar varios procesos de interacción con ciertas características en común. Por ejemplo, el diagrama N1 en la Figura 4.1, representa la aniquilación de materia oscura a fotones mediado por un loop de fermiones, por lo que, F denota implícitamente a los leptones, quarks up y quarks down.

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDM

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

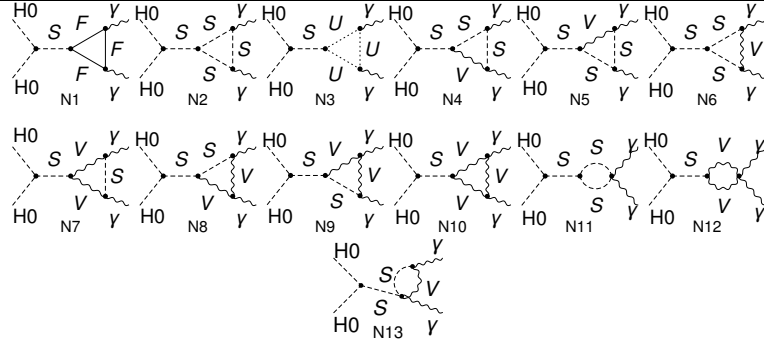


Figura 4.1: Diagramas de Feynman genéricos en la norma de Feynman-'t Hooft, que contribuyen al proceso de aniquilación de materia oscura inerte a rayos gamma. En todos los diagramas $H0$ es el escalar neutro que denota a la materia oscura; S es un escalar, el cual siempre será un higgs escalar neutro tipo ME entre el vértice de las partículas de la materia oscura y las partículas del loop, mientras en el loop siempre S será un escalar cargado, G^\pm o H^\pm ; F denota a los fermiones; U a los Ghost y V al bosón W^\pm .

Dicho lo anterior nosotros calculamos las amplitudes bajo las siguientes consideraciones:

- Campos y masas: el escalar S , siempre será un higgs escalar neutro tipo ME (h), entre el vértice de las partículas de la materia oscura y el loop; mientras dentro del loop, S será un escalar cargado G^+ para denotar al Goldstone del doblete Φ_1 y H^+ para el escalar cargado del segundo doblete Φ_2 ; U serán los Ghost y V sólo podrá ser el bosón W . Por lo tanto M_F denota a la masa de un fermión, M_h a la masa del Higgs tipo modelo estándar, M_U será la masa del Ghost, M_W representa a la masa del bosón W y M_{Sch} denotará a la masa de un escalar cargado.
- Constantes de acoplamiento: cualquier constante de acoplamiento genérica siempre iniciará con una letra G seguida de los campos de los que proviene, por ejemplo, $GSchV\gamma$ es la constante de acoplamiento de escalar cargado-bosón W -fotón.
- Método de regularización: usamos regularización dimensional, por lo que, en algunas amplitudes aparece explícitamente la dimensión D .
- Método de reducción de Passarino-Veltman: empleamos este método para reducir toda integral tensorial como una combinación lineal de funciones escalares A_0, B_0 y C_0 , teniendo en cuenta que las dos primeras son funciones divergentes.
- Transversalidad y on-shell: en el estado final tenemos dos fotones reales, cuyos cuadrimentos son denotados por k_1 y k_2 , por lo tanto:

$$k_1^2 = k_2^2 = 0,$$

y

$$\epsilon_\mu^*(k_1)k_1^\mu = \epsilon_\nu^*(k_2)k_2^\nu = 0,$$

donde $\epsilon_\mu^*(k1)$ y $\epsilon_\nu^*(k2)$ son los vectores de polarización de los fotones salientes.

Cabe mencionar que existe otros digramas que contribuyen al proceso de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, como diagramas caja, pero que no son considerados por el momento.

4.1.1. Lista de amplitudes genéricas

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1^{\mu\nu} = & \frac{G_{FF\gamma}^2 G_{FFh} G_{H0H0h} M_F Q_F^2 (g^{\mu\nu}(k1 \cdot k2) - k1^\nu k2^\mu)}{\pi^2 (k1 \cdot k2) ((k1 + k2)^2 - M_h^2)} \\ & \times \left((k1 \cdot k2 - 2M_F^2) C_0(0, 0, 2(k1 \cdot k2), M_F^2, M_F^2, M_F^2) - 1 \right), \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2^{\mu\nu} = & \frac{G_{H0H0h} G_{hSchSch} G_{SchSch\gamma}^2}{16\pi^2 (k1 \cdot k2) ((k1 + k2)^2 - M_h^2)} \left(g^{\mu\nu}(k1 \cdot k2) (B_0(2(k1 \cdot k2), M_{Sch}^2, M_{Sch}^2) + 1) \right. \\ & \left. + 2M_{Sch}^2 (g^{\mu\nu}(k1 \cdot k2) - k1^\nu k2^\mu) C_0(0, 0, 2(k1 \cdot k2), M_{Sch}^2, M_{Sch}^2, M_{Sch}^2) - k1^\nu k2^\mu \right), \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_3^{\mu\nu} = & \frac{G_{H0H0h} G_{hUU} G_{UU\gamma}^2}{64\pi^2 (k1 \cdot k2) ((k1 + k2)^2 - M_h^2)} \left(-g^{\mu\nu}(k1 \cdot k2) (B_0(2(k1 \cdot k2), M_U^2, M_U^2) + 1) \right. \\ & \left. + 2M_U^2 (k1^\nu k2^\mu - g^{\mu\nu}(k1 \cdot k2)) C_0(0, 0, 2(k1 \cdot k2), M_U^2, M_U^2, M_U^2) + k1^\nu k2^\mu \right), \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_4^{\mu\nu} = & \frac{G_{H0H0h} G_{hSchV} G_{SchSch\gamma} G_{SchV\gamma}}{64\pi^2 (k1 \cdot k2)^2 ((k1 + k2)^2 - M_h^2)} \left(k1^\nu k2^\mu \left((k1 \cdot k2) (8B_0(2(k1 \cdot k2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \right. \right. \\ & - 8B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) + 4M_{Sch}^2 C_0(0, 0, 2(k1 \cdot k2), M_{Sch}^2, M_{Sch}^2, M_W^2) + 2) \\ & - (M_{Sch}^2 - M_W^2) (3B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - 2B_0(2(k1 \cdot k2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \\ & \left. + A_0(M_{Sch}^2) - A_0(M_W^2) \right) - g^{\mu\nu}(k1 \cdot k2) \left(2(k1 \cdot k2) (B_0(2(k1 \cdot k2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \right. \\ & \left. + 2M_{Sch}^2 C_0(0, 0, 2(k1 \cdot k2), M_{Sch}^2, M_{Sch}^2, M_W^2) + 1) \right. \\ & \left. - (M_{Sch}^2 - M_W^2) (B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - B_0(2(k1 \cdot k2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \right) \Big), \end{aligned} \quad (4.4)$$

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDMS

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_5^{\mu\nu} = & \frac{G_{H_0H_0h}G_{hSchV}G_{SchSch\gamma}G_{SchV\gamma}}{64\pi^2(k_1 \cdot k_2)^2((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \left(k_1^\nu k_2^\mu \left((k_1 \cdot k_2) (8B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \right. \right. \\
 & - 8B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) + 4M_{Sch}^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_{Sch}^2, M_W^2) + 2) \\
 & - (M_{Sch}^2 - M_W^2) (B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - 2B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \\
 & - A_0(M_{Sch}^2) + A_0(M_W^2) \left. \right) - g^{\mu\nu} (k_1 \cdot k_2) \left(2(k_1 \cdot k_2) (B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \right. \\
 & + 2M_{Sch}^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_{Sch}^2, M_W^2) + 1) \\
 & \left. \left. - (M_{Sch}^2 - M_W^2) (B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \right) \right), \tag{4.5}
 \end{aligned}$$

$$\mathcal{M}_6^{\mu\nu} = - \frac{G_{H_0H_0h}G_{hSchSch}G_{SchV\gamma}^2 g^{\mu\nu} C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_{Sch}^2)}{16\pi^2((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)}, \tag{4.6}$$

$$\mathcal{M}_7^{\mu\nu} = \frac{G_{H_0H_0h}G_{hVV}G_{SchV\gamma}^2 g^{\mu\nu} C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_{Sch}^2, M_W^2)}{16\pi^2((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)}, \tag{4.7}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_8^{\mu\nu} = & \frac{G_{H_0H_0h}G_{hSchV}G_{SchV\gamma}G_{VV\gamma}}{128\pi^2(k_1 \cdot k_2)^2((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\
 & \times \left(k_1^\nu k_2^\mu \left(-32(k_1 \cdot k_2)^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_W^2) \right. \right. \\
 & + 2(k_1 \cdot k_2) (-12B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2) + 8B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) + 4B_0(0, M_W^2, M_W^2)) \\
 & + (4M_{Sch}^2 - 2M_W^2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_W^2) + 1) \\
 & + (M_{Sch}^2 - M_W^2) (B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - 2B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2)) + A_0(M_{Sch}^2) \\
 & - A_0(M_W^2) \left. \right) + g^{\mu\nu} (k_1 \cdot k_2) \left(16(k_1 \cdot k_2)^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_W^2) \right. \\
 & + (k_1 \cdot k_2) (6B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2) - 8B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) + 8B_0(0, M_W^2, M_W^2)) \\
 & + 4(2M_{Sch}^2 - M_W^2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_W^2) - 2) \\
 & \left. \left. - (M_{Sch}^2 - M_W^2) (B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \right) \right), \tag{4.8}
 \end{aligned}$$

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDM

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_9^{\mu\nu} = & \frac{G_{H_0H_0h}G_{hSchV}G_{SchV\gamma}G_{VV\gamma}}{128\pi^2(k_1 \cdot k_2)^2((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\
& \times \left(k_1^\nu k_2^\mu \left(32(k_1 \cdot k_2)^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_W^2) \right. \right. \\
& - 2(k_1 \cdot k_2) \left(-12B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2) + 8B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) + 4B_0(0, M_W^2, M_W^2) \right. \\
& + (4M_{Sch}^2 - 2M_W^2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_W^2) + 1) \\
& - (M_{Sch}^2 - M_W^2) (3B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - 2B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2)) + A_0(M_{Sch}^2) \\
& - A_0(M_W^2) \left. \right) + g^{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2) \left(-16(k_1 \cdot k_2)^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_W^2) \right. \\
& + (k_1 \cdot k_2) \left(-6B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2) + 8B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - 8B_0(0, M_W^2, M_W^2) \right. \\
& + 4(M_W^2 - 2M_{Sch}^2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2, M_W^2) + 2) \\
& \left. \left. + (M_{Sch}^2 - M_W^2) (B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2) - B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_W^2)) \right) \right), \tag{4.9}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{10}^{\mu\nu} = & \frac{G_{H_0H_0h}G_{hVV}G_{VV\gamma}^2}{32\pi^2(k_1 \cdot k_2)((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \left(g^{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2) \left((1 - 2D)B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2) \right. \right. \\
& - 2B_0(0, M_W^2, M_W^2) - 4DM_W^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) \\
& + 2M_W^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) \\
& + 10(k_1 \cdot k_2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) - 2D + 3) \\
& + k_1^\nu k_2^\mu \left(2B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2) - 2B_0(0, M_W^2, M_W^2) \right. \\
& + 4DM_W^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) - 6M_W^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) \\
& \left. \left. - 8(k_1 \cdot k_2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) + 2D - 3 \right) \right), \tag{4.10}
\end{aligned}$$

$$\mathcal{M}_{11}^{\mu\nu} = - \frac{iG_{H_0H_0h}G_{hSchSch}G_{SchSch\gamma\gamma}g^{\mu\nu}B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_{Sch}^2, M_{Sch}^2)}{16\pi^2((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)}, \tag{4.11}$$

$$\mathcal{M}_{12}^{\mu\nu} = - \frac{i(D - 1)G_{H_0H_0h}G_{hVV}G_{VV\gamma\gamma}g^{\mu\nu}B_0(2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2)}{8\pi^2((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)}, \tag{4.12}$$

$$\mathcal{M}_{13}^{\mu\nu} = \frac{iG_{H_0H_0h}G_{hSchV\gamma}G_{SchV\gamma}g^{\mu\nu}B_0(0, M_{Sch}^2, M_W^2)}{16\pi^2((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)}. \tag{4.13}$$

La amplitud total está dada por

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}^{\mu\nu} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) = \left(\sum_{j=1}^{13} \mathcal{M}_j^{\mu\nu} \right) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2). \tag{4.14}$$

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDMS

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

La parte tensorial de la amplitud, $\mathcal{M}^{\mu\nu}$, deberá satisfacer la identidad de Ward (relacionada con la conservación de corriente electromagnética); esto es, la amplitud deberá de anularse si algún vector de polarización del fotón es remplazado por su cuádrimomento:

$$k1_\mu \mathcal{M}^{\mu\nu} = k2_\nu \mathcal{M}^{\mu\nu} = 0. \quad (4.15)$$

4.1.2. Amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ del IDM

Un número importante de simplificaciones se obtiene cuando se hacen las sustituciones de las constantes de acoplamiento (ver Tabla 4.1), de las masas correspondientes en cada uno de los diagramas ($M_{Sch}(M_{G^+}) = M_U = M_W$ y $M_{Sch} = M_{H^+}$ para la contribución del escalar cargado del segundo doblete) y al establecer el límite $D \rightarrow 4$. Por lo tanto, nosotros hacemos la sustituciones propias para obtener la amplitud del IDM, la cual denotaremos como $\mathcal{M}_{IDM}^{\mu\nu}$. Con un poco de álgebra, lo primero que observamos es que $\mathcal{M}_{IDM}^{\mu\nu}$ está libre de divergencias, es decir, todos los términos que tienen como factor una función escalar A_0 o B_0 se cancelan. Después de haber hecho esto, agrupamos los diagramas (amplitudes) que tienen partículas comunes en el loop para poder hablar de contribuciones más específicas; así por ejemplo, la contribución $G^+ - G^+ - W$ agrupa a los diagramas (amplitudes) $N4, N5$ y $N6$, por lo tanto, la amplitud de esta contribución será denotada por $\mathcal{M}_{IDMG^+G^+W}^{\mu\nu}$. Si la amplitud sólo contempla una letra, muy independiente de la nomenclatura IDM, como $\mathcal{M}_{IDMW}^{\mu\nu}$, es porque suma los diagramas (amplitudes) donde el loop esta conformado sólo por esta partícula. Cabe mencionar que en todo momento se deben considerar los factores asociados a cada diagrama. Así, las contribuciones para el IDM son

Contribución Fermiónica

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{IDMF}^{\mu\nu} &= \frac{2e^2 \lambda_{345} M_F^2 Q_F^2 (k1^\nu k2^\mu - g^{\mu\nu} (k1 \cdot k2))}{\pi^2 (k1 \cdot k2) ((k1 + k2)^2 - M_h^2)} \\ &\times \left((k1 \cdot k2 - 2M_F^2) C_0(0, 0, 2(k1 \cdot k2), M_F^2, M_F^2, M_F^2) - 1 \right), \end{aligned} \quad (4.16)$$

Contribución G^+ (Goldstone) y H^+

$$\mathcal{M}_{IDMG^+}^{\mu\nu} = \frac{e^2 \lambda_{345} M_h^2 (g^{\mu\nu} (k1 \cdot k2) - k1^\nu k2^\mu) (2M_W^2 C_0(0, 0, 2(k1 \cdot k2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) + 1)}{8\pi^2 (k1 \cdot k2) ((k1 + k2)^2 - M_h^2)}, \quad (4.17)$$

$$\mathcal{M}_{IDMH^+}^{\mu\nu} = \frac{e^2 \lambda_3 \lambda_{345} v^2 (g^{\mu\nu} (k1 \cdot k2) - k1^\nu k2^\mu) (2M_{H^+}^2 C_0(0, 0, 2(k1 \cdot k2), M_{H^+}^2, M_{H^+}^2, M_{H^+}^2) + 1)}{8\pi^2 (k1 \cdot k2) ((k1 + k2)^2 - M_h^2)}, \quad (4.18)$$

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDMS

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

Contribución Ghost

$$\mathcal{M}_{\text{IDMGhost}}^{\mu\nu} = \frac{e^2 \lambda_{345} M_W^2 (k_1^\nu k_2^\mu - g^{\mu\nu} (k_1 \cdot k_2)) (2M_W^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) + 1)}{16\pi^2 (k_1 \cdot k_2) ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)}, \quad (4.19)$$

Contribución $G^+ - G^+ - W$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{IDMG}^+G^+W}^{\mu\nu} &= \frac{2e^2 \lambda_{345} M_W^2 (g^{\mu\nu} (k_1 \cdot k_2) - k_1^\nu k_2^\mu) (2M_W^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) + 1)}{16\pi^2 (k_1 \cdot k_2) ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\ &\quad - \frac{e^2 \lambda_{345} M_h^2 M_W^2 g^{\mu\nu} C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2)}{8\pi^2 ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)}, \end{aligned} \quad (4.20)$$

Contribución $G^+ - W - W$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{IDMG}^+WW}^{\mu\nu} &= - \frac{e^2 \lambda_{345} M_W^4 g^{\mu\nu} C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2)}{4\pi^2 ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\ &\quad - \frac{2e^2 \lambda_{345} M_W^2}{32\pi^2 (k_1 \cdot k_2) ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\ &\quad \times \left(g^{\mu\nu} (k_1 \cdot k_2) \left(2(4(k_1 \cdot k_2) + M_W^2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) - 1 \right) \right. \\ &\quad \left. + k_1^\nu k_2^\mu \left(2(M_W^2 - 8(k_1 \cdot k_2)) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) + 1 \right) \right), \end{aligned} \quad (4.21)$$

Contribución del bosón W

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{IDMW}}^{\mu\nu} &= \frac{e^2 \lambda_{345} M_W^2}{8\pi^2 (k_1 \cdot k_2) ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\ &\quad \times \left(g^{\mu\nu} (k_1 \cdot k_2) \left(2(7M_W^2 - 5(k_1 \cdot k_2)) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) + 5 \right) \right. \\ &\quad \left. + k_1^\nu k_2^\mu \left(2(4(k_1 \cdot k_2) - 5M_W^2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) - 5 \right) \right). \end{aligned} \quad (4.22)$$

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDMS

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

En todas las contribuciones, e representa la carga eléctrica del electrón, λ_{345} denota la suma de tres parámetros del potencial escalar del modelo, es decir, $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$, v es el valor de expectación del doblete Φ_1 ; mientras Q_F , que aparece solo en la contribución fermiónica, denota la carga eléctrica para cada clase de fermiones.

Invariancia de norma electromagnética: $g^{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2) - k_1^\nu k_2^\mu$

La suma de todas las contribuciones nos dan la parte tensorial de la amplitud del IDM, la cual resulta ser

$$\mathcal{M}_{\text{IDM}}^{\mu\nu} = \mathcal{M}_{\text{IDMF}}^{\mu\nu} + \mathcal{M}_{\text{IDMG}^+}^{\mu\nu} + \mathcal{M}_{\text{IDMH}^+}^{\mu\nu} + \mathcal{M}_{\text{IDMG}^{\text{ghost}}}^{\mu\nu} + \mathcal{M}_{\text{IDMG}^+G^+W}^{\mu\nu} + \mathcal{M}_{\text{IDMG}^+WW}^{\mu\nu} + \mathcal{M}_{\text{IDMW}}^{\mu\nu}. \quad (4.23)$$

Imponiendo que $\mathcal{M}_{\text{IDM}}^{\mu\nu}$ sea invariante de norma electromagnética, deberá cumplir con la identidad de Ward dada por (ec. 4.15)

$$k_{1\mu} \mathcal{M}_{\text{IDM}}^{\mu\nu} = \frac{e^2 \lambda_{345} k_1^\nu M_W^2 (2k_1 \cdot k_2 - M_h^2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2)}{8\pi^2 ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} = 0, \quad (4.24)$$

como puede verse, $\mathcal{M}_{\text{IDM}}^{\mu\nu}$ es invariante si el doble producto punto de los cuadrimentos es igual a la masa del higgs tipo ME al cuadrado, esto es

$$2k_1 \cdot k_2 = M_h^2. \quad (4.25)$$

Finalmente, tomando en cuenta el resultado anterior, tenemos que la parte tensorial de la amplitud del ‘‘IDM parcial’’ (parcial porque sólo estamos considerando en el proceso de aniquilación de materia oscura inerte a gammas los diagramas dados en la Fig. 1), esta dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu} &= - \frac{e^2 \lambda_{345} (g^{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2) - k_1^\nu k_2^\mu)}{4\pi^2 (k_1 \cdot k_2) ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\ &\times \left((k_1 \cdot k_2) (6M_W^2 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) - 1) \right. \\ &\left. - 3(2M_W^4 C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_W^2, M_W^2, M_W^2) + M_W^2) \right) \\ &+ \frac{2e^2 \lambda_{345} M_F^2 Q_F^2 (g^{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2) - k_1^\nu k_2^\mu)}{\pi^2 (k_1 \cdot k_2) ((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\ &\times \left((k_1 \cdot k_2 - 2M_F^2) C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_F^2, M_F^2, M_F^2) - 1 \right). \end{aligned} \quad (4.26)$$

$\mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu}$ escrita en términos de β_i y $f(\beta_i)$

Debido a que el proceso de aniquilación de materia oscura se considera en el límite no relativista, por conservación de energía-momento tenemos que

$$k_1 \cdot k_2 = 2M_{H^0}^2. \quad (4.27)$$

Una expresión analítica para la función escalar de Passarino-Veltman C_0 podemos obtener con ayuda de Package X, sin embargo por el momento sólo la definimos como

$$\begin{aligned} C_0(0, 0, 2(k_1 \cdot k_2), M_i^2, M_i^2, M_i^2) &= C_0(0, 0, 4M_{H^0}^2, M_i^2, M_i^2, M_i^2) \\ &= - \frac{f(\beta_i)}{2M_{H^0}^2}, \end{aligned} \quad (4.28)$$

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDM

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

donde $\beta_i = M_i/M_{H^0}$ es la razón de la masa de la partícula que aparece en el loop y la masa de la materia oscura.

También podemos reescribir el término tensorial de la amplitud $\mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu}$ de la siguiente manera

$$\begin{aligned} (g^{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2) - k_1^\nu k_2^\mu) &= (2M_{H^0}^2 g^{\mu\nu} - k_1^\nu k_2^\mu) \\ &= -2M_{H^0}^2 \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right). \end{aligned} \quad (4.29)$$

Con los resultados anteriores, nosotros podemos escribir la (ec. 4.26) en términos de β_i y $f(\beta_i)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu} &= \left(\frac{\alpha\lambda_{345}M_{H^0}^2 (3\beta_W^4 f(\beta_W) - 3\beta_W^2 (2f(\beta_W) + 1) - 2)}{\pi((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \right. \\ &\quad + \frac{4\alpha\lambda_{345}M_{H^0}^2\beta_F^2 N_C Q_F^2 ((\beta_F^2 - 1)f(\beta_F) - 1)}{\pi((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \\ &\quad \left. + \frac{\alpha\lambda_3\lambda_{345}v^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1)}{2\pi((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \right) \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right). \end{aligned} \quad (4.30)$$

Propagador Breit-Wigner

Podemos notar que el propagador $\frac{1}{((k_1+k_2)^2 - M_h^2)}$ diverge cuando la energía del CM es igual a la masa en reposo del bosón de higgs tipo modelo estándar, h . Entonces, debido a que el bosón h es una partícula inestable, podemos usar su ancho de decaimiento Γ_h para reescribir su masa, por lo que, en el propagador hacemos la sustitución $M_h \rightarrow M_h - i\Gamma_h/2$, lo cual nos permite obtener

$$\begin{aligned} \frac{1}{((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} &= \frac{1}{\left((k_1 + k_2)^2 - \left(M_h - \frac{i\Gamma_h}{2} \right)^2 \right)} \\ &\approx \frac{1}{(4M_{H^0}^2 - M_h^2 + iM_h\Gamma_h)}. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Nótese, que se ha usado $k_1^2 = k_2^2 = 0$ y $k_1 \cdot k_2 = 2M_{H^0}^2$; además, obsérvese que

$$M_h^2 = -(4M_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h) + 4M_{H^0}^2. \quad (4.32)$$

Esta última consideración sobre la masa del higgs escalar h , afecta a la contribución G^+ (de los Goldstone), la cual escrita en términos de β_i y $f(\beta_i)$ es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{IDMG}^+}^{\mu\nu} &= \frac{\alpha\lambda_{345}M_h^2 (\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{\pi((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right) \\ &= \frac{\alpha\lambda_{345} (4M_{H^0}^2) (\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{2\pi((k_1 + k_2)^2 - M_h^2)} \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right), \end{aligned} \quad (4.33)$$

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDMS

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

donde en la última igualdad usamos la condición de invariancia de norma electromagnética $M_h^2 = k_1 \cdot k_2 = 2M_{H^0}^2$. Entonces, al sustituir $4M_{H^0}^2 = M_h^2 + (4M_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)$ tenemos que

$$\mathcal{M}_{\text{IDMG}^+}^{\mu\nu} = \left(\frac{\alpha\lambda_{345} (\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{2\pi} + \frac{\alpha\lambda_{345} M_h^2 (\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{2\pi(4M_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)} \right) \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right). \quad (4.34)$$

Finalmente, con un poco de álgebra y considerando la información en líneas anteriores, se puede mostrar que ambas expresiones que a continuación se muestran, representan a $\mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu}$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu} = & \left(\frac{\alpha\lambda_{345} 2M_{H^0}^2 (3\beta_W^4 f(\beta_W) - 3\beta_W^2 (2f(\beta_W) + 1) - 2)}{\pi (4M_{H^0}^2 - M_h^2 + iM_h \Gamma_h)} \right. \\ & - \frac{\alpha\lambda_{345} (\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{\pi} + \frac{\alpha\lambda_{345} \lambda_3 v^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1)}{\pi(4M_{H^0}^2 - M_h^2 + iM_h \Gamma_h)} \\ & \left. + \frac{4\alpha\lambda_{345} M_{H^0}^2 N_C Q_F^2 \beta_F^2 ((\beta_F^2 - 1)f(\beta_F) - 1)}{\pi(4M_{H^0}^2 - M_h^2 + iM_h \Gamma_h)} \right) \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right) \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu} = & \left(\frac{1}{\pi(4M_{H^0}^2 - M_h^2 + iM_h \Gamma_h)} \right. \\ & \times \alpha\lambda_{345} \left(M_h^2 (-(1 - \beta_W^2 f(\beta_W))) + 2M_{H^0}^2 \beta_W^2 (1 - \beta_W^2 f(\beta_W)) \right. \\ & \left. - 8M_{H^0}^2 \beta_W^2 ((2 - \beta_W^2) f(\beta_W) + 1) \right) + \frac{\alpha\lambda_{345} \lambda_3 v^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1)}{\pi(4M_{H^0}^2 - M_h^2 + iM_h \Gamma_h)} \\ & \left. + \frac{4\alpha\lambda_{345} M_{H^0}^2 N_C Q_F^2 \beta_F^2 ((\beta_F^2 - 1)f(\beta_F) - 1)}{\pi(4M_{H^0}^2 - M_h^2 + iM_h \Gamma_h)} \right) \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right) \end{aligned} \quad (4.36)$$

O bien, de (ec. 4.35) llegamos a una expresión final para $\mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu}$, la cual estaría dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}^{\mu\nu} = & \lambda_{345}^{1/2} \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right) \left(- \frac{\alpha(\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{\pi} \right. \\ & \left. + \frac{M_{H^0}^2 \left(2\pi\alpha \left(\sum_F N_C Q_F^2 A_{\frac{1}{2}}^h(\beta_F) + A_1^h(\beta_W) \right) + \lambda_3 \beta_W^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1) \text{sen}^2(\theta_W) \right)}{\pi^2 (4M_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)} \right). \end{aligned} \quad (4.37)$$

donde α es la constante de estructura fina, M_{H^0} es la masa de la materia oscura, $\beta_i = M_i/M_{H^0}$ representa la razón entre la masa de la partícula que aparece en el loop (W - bosón W , F -fermiones y H^+ - escalar cargado inerte) y la masa de la materia oscura, M_h y Γ_h es la masa y el ancho de decaimiento del Higgs del ME, respectivamente, Q_F denota la carga eléctrica para cada clase de fermiones, θ_W es el ángulo de Wienberg, $\lambda_{3,4,5}$ son parámetros del potencial escalar, $\lambda_{345}^{1/2} = \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)$. Además la contribución fermiónica y bosónica están

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDM

4.1. CÁLCULO DE LA AMPLITUD $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ PARA EL IDM Y EL CIDMSC1 EN LA NORMA DE FEYNMAN-'T HOOFT

representadas, respectivamente, por

$$\begin{aligned} A_{1/2}^h(\beta_F) &= 2\beta_F^2((\beta_F^2 - 1)f(\beta_F) - 1), \\ A_1^h(\beta_W) &= (-3\beta_W^2(2f(\beta_W) + 1) + 3\beta_W^4 f(\beta_W) - 2), \end{aligned} \quad (4.38)$$

$f(\beta_F)$ y $f(\beta_W)$ representan la forma analítica de la función escalar Passarino-Veltman $C_0(0, 0, 4M_{H^0}^2, M_i^2, M_i^2, M_i^2) = -f(\beta_i)/2M_{H^0}^2$ para $i = F, W, H^+$, y dependiendo del valor de β_i , la función $f(\beta_i)$ será dada por

$$\begin{aligned} f(\beta_i) \equiv f(\beta_i)_< &= -\frac{1}{4} \left(i\pi + \text{Log} \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \beta_i^2}}{1 + \sqrt{1 - \beta_i^2}} \right) \right)^2 \quad \text{para } \beta_i < 1, \\ f(\beta_i) \equiv f(\beta_i)_\geq &= (\text{arcsen}(\beta_i^{-1}))^2 \quad \text{para } \beta_i \geq 1. \end{aligned} \quad (4.39)$$

4.1.3. Amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ del cIDMSC1

Dado que en el modelo cIDMSC1 tenemos dos escalares neutros h_1 y h_2 debidos al término de mezcla $\Lambda_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\chi^* \chi)$, estos interactuarán cada uno de la misma manera que el Higgs h en el IDM, teniendo un factor de supresión $\cos(\alpha_1)$ y $\sin(\alpha_1)$, respectivamente. Cada nuevo Higgs contribuye al proceso de aniquilación de materia oscura (ver Tabla 3.3).

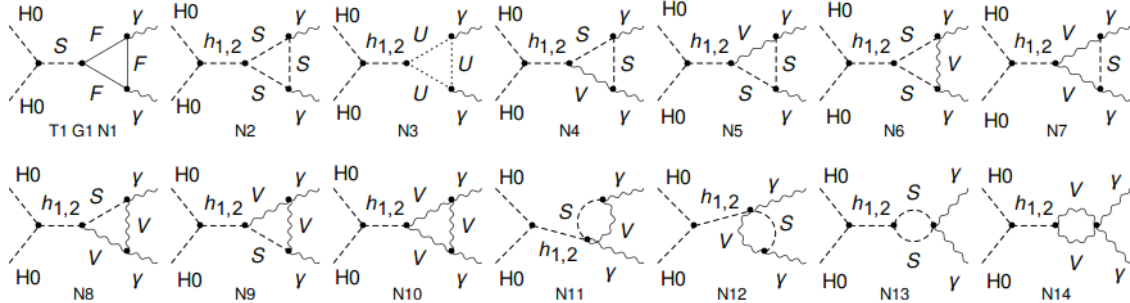


Figura 4.2: Diagramas de Feynman genéricos en la norma de Feynman-'t Hooft para h_1 y h_2 , que contribuyen al proceso de aniquilación de materia oscura inerte a rayos gamma. En todos los diagramas H^0 es el escalar neutro que denota a la materia oscura (H^0); S es un escalar, el cual siempre será un higgs escalar neutro tipo ME entre el vértice de las partículas de la materia oscura y las partículas del loop, mientras en el loop siempre S será un escalar cargado, G^\pm o H^\pm ; F denota a los fermiones; U a los Ghost y V al bosón W^\pm .

Con un procedimiento análogo al descrito en líneas anteriores para el IDM y con un poco de álgebra, nosotros obtenemos la amplitud invariante de norma electromagnética parcial para el cIDMSC1 (llamada así porque solo consideramos los diagramas de la Figura 4.2), la cual

denotaremos por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{hpartCIDMS}}^{\mu\nu} = & F_{\text{CIDMS}} \lambda_{345}^h \left(\frac{k_1^\nu k_2^\mu}{2M_{H^0}^2} - g^{\mu\nu} \right) \left(- \frac{\alpha(\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{\pi} \right. \\ & \left. + \frac{M_{H^0}^2 \left(2\pi\alpha \left(\sum_F N_C Q_F^2 A_{\frac{1}{2}}^h(\beta_F) + A_1^h(\beta_W) \right) + \lambda_3 \beta_W^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1) \text{sen}^2(\theta_W) \right)}{\pi^2 (4M_{H^0}^2 - M_{h_1}^2 + i\Gamma_{h_1} M_{h_1})} \right), \end{aligned} \quad (4.40)$$

donde M_{h_1} y Γ_{h_1} es la masa y el ancho de decaimiento del Higgs tipo ME, además

$$\begin{aligned} F_{\text{CIDMS}} &= \frac{\cos^2(\alpha_1) (M_{h_1}^2 - M_{h_2}^2)}{M_{h_1}^2 - 2M_{H^0}^2} \equiv \frac{\cos^2(\alpha_1) (\beta_{h_1}^2 - \beta_{h_2}^2)}{\beta_{h_1}^2 - 2} \quad \text{con } \beta_{h_1, h_2} = \frac{M_{h_1, h_2}}{M_{H^0}}, \\ \lambda_{345}^h &= \frac{1}{2} \lambda_3 + \frac{(\pi\alpha) (1 - \beta_{H^+}^2)}{\beta_W^2 \text{sen}^2(\theta_W)}. \end{aligned} \quad (4.41)$$

4.2. Sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte del IDM y del cIDMSC1

Para una partícula térmica a escala débil, la abundancia residual en el caso de aniquilación de ondas s es aproximadamente establecida por [84, 125, 126]:

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v_{\text{rel}} \rangle}. \quad (4.42)$$

Nótese que dicha densidad de masa de partículas de materia oscura residuales es fijada por la sección eficaz de aniquilación de todas las partículas más ligeras multiplicada por la velocidad relativa, σv_{rel} ; además obsérvese que para secciones eficaces de aniquilación más pequeñas corresponden a densidades residuales mucho mayores.

Considerando que σv_{rel} es la cantidad clave en la determinación de la abundancia residual cósmica de una especie de partícula, nosotros analizamos el comportamiento de la sección eficaz, para observar la relevancia de la omisión de los diagramas triangulares, de burbuja y de caja, y poder determinar si σv_{rel} obtenida sólo a partir de los diagramas de Feynman del canal s (ver Figura 4.1) puede ser considerada como una buena aproximación para hablar de aniquilación de materia oscura inerte a gamas en todos los casos referentes al cIDMS con rompimiento explícito de la simetría CP.

Amplitud parcial alcuadrado del IDM

De (ec. 4.37) se obtiene la amplitud parcial al cuadrado invariante de norma electromagnética para el IDM, la cual está dada por

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}|^2 = & 2 \left| \lambda_{345}^{1/2} \left(- \frac{\alpha(\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{\pi} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{M_{H^0}^2 \left(2\pi\alpha \left(\sum_F Q_F^2 A_{\frac{1}{2}}^h(\beta_F) + A_1^h(\beta_W) \right) + \lambda_3 \beta_W^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1) \text{sen}^2(\theta_W) \right)}{\pi^2 (4M_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)} \right) \right|^2 \end{aligned} \quad (4.43)$$

Amplitud parcial alcuadrado del cIDMSC1

De igual manera, partiendo de (ec. 4.40) la amplitud parcial al cuadrado invariante de norma electromagnética para el IDM, está dada por

$$|\mathcal{M}_{\text{hpartcIDMS}}|^2 = 2|F_{\text{cIDMS}}|^2 \left| \lambda_{345}^{1/2} \left(-\frac{\alpha(\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{\pi} + \frac{M_{H^0}^2 \left(2\pi\alpha \left(\sum_F Q_F^2 A_{\frac{1}{2}}^h(\beta_F) + A_1^h(\beta_W) \right) + \lambda_3 \beta_W^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1) \sin^2(\theta_W) \right)}{\pi^2 (4M_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)} \right) \right|^2. \quad (4.44)$$

Como un resultado sobresaliente, es que la amplitud $\mathcal{M}_{\text{hpartcIDMS}}$ es proporcional a la del IDM, esto es, $\mathcal{M}_{\text{hpartcIDMS}} = F_{\text{cIDMS}} \mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}$.

4.2.1. Sección eficaz de aniquilación del IDM

De manera general, la sección eficaz de aniquilación por la velocidad relativa para el proceso $H^0 H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ esta dada por

$$\sigma_{\text{ann}v_{\text{rel}}}(H^0 H^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{64\pi M_{H^0}^2} |\mathcal{M}|^2, \quad (4.45)$$

donde M_{H^0} es la masa de la materia oscura y \mathcal{M} es la amplitud del proceso.

Partiendo de la ecuación anterior, nosotros obtenemos una expresión $\sigma_{\text{ann}v_{\text{rel}}}$ para la amplitud parcial del IDM al sustituir $|\mathcal{M}|^2$ por $|\mathcal{M}_{\text{hpartIDM}}|^2$ (ec. 4.43), a dicha expresión de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas por la velocidad relativa, la llamaremos “sección eficaz parcial” y la denotaremos por $\sigma_{v_{\text{hpartIDM}}}$

$$\sigma_{v_{\text{hpartIDM}}} = \frac{1}{32\pi M_{H^0}^2} \left| \lambda_{345}^{1/2} \left(-\frac{\alpha(\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{\pi} + \frac{M_{H^0}^2 \left(2\pi\alpha \left(\sum_F Q_F^2 A_{\frac{1}{2}}^h(\beta_F) + A_1^h(\beta_W) \right) + \lambda_3 \beta_W^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1) \sin^2(\theta_W) \right)}{\pi^2 (4M_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)} \right) \right|^2. \quad (4.46)$$

Mientras la $\sigma_{\text{ann}v_{\text{rel}}}$ reportada en la Ref. [127] será la “sección eficaz total” y la denotaremos

con σv_{TotIDM} , la cual está dada por

$$\begin{aligned}
 \sigma v_{TotIDM} = & \frac{1}{32\pi m_{H^0}^2} \left| \frac{\lambda_2 \alpha (1 - r_H^2 f_H)}{\pi} + \frac{\lambda_3 \lambda_h s_W^2 r_W^2 m_{H^0}^2}{\pi^2 (4m_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)} (1 - r_H^2 f_H) \right. \\
 & - \frac{2\lambda_h \alpha m_{H^0}^2}{\pi} \frac{\left(\sum_f Q_f^2 A_{1/2}^h(r_f) + A_1^h(r_W) \right)}{(4m_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)} + \alpha^2 \frac{(r_H^2 + 3r_W^2 - 1)}{s_W^2 r_W^2} \\
 & + \alpha^2 \left(6 - 3r_W^2 + \frac{4r_W^2 - 4}{1 + r_H^2 - r_W^2} \right) \frac{f_W}{s_W^2} + \alpha^2 \left(5 - r_H^2 + \frac{4r_H^2 - 4}{1 + r_W^2 - r_H^2} \right) \frac{r_H^2 f_H}{r_W^2 s_W^2} \\
 & - \frac{2\alpha^2}{s_W^2} \left(1 + \frac{5r_H^2 - r_W^2 + 1}{(r_H^2 - r_W^2)(1 + r_H^2 - r_W^2)} \right) C_0(0, 1, -1, r_W^2, r_W^2, r_H^2) \\
 & \left. - \frac{2\alpha^2 r_H^2}{s_W^2 r_W^2} \left(1 + \frac{5r_W^2 - r_H^2 + 1}{(r_W^2 - r_H^2)(1 + r_W^2 - r_H^2)} \right) C_0(0, 1, -1, r_H^2, r_H^2, r_W^2) \right|^2,
 \end{aligned} \tag{4.47}$$

donde α es la constante de estructura fina, $\lambda_h \equiv \lambda_{345}^{1/2}$, $r_i \equiv \beta_i$, $f_i \equiv f(\beta_i)$, $s_W \equiv \text{sen}(\theta_W)$ siendo θ_W el ángulo de Weinberg, $m_{H^0} \equiv M_{H^0}$, $H \equiv H^+$ denota al Higgs cargado inerte del segundo doblete, $m_H \equiv M_{H^+}$, y finalmente $C_0(0, 1, -1, r_i^2, r_i^2, r_j^2)$ es una función escalar de Passarino-Veltman. La diferencia de términos de una expresión a otra se debe a los diagramas triangulares, de burbuja y de caja que no consideramos en nuestro cálculo por depender de α^2 .

Análisis de la sección eficaz de aniquilación del IDM

Como un primer análisis del comportamiento de σv_{Tot} reescribimos la amplitud total de la ec. (5.41) como la suma de tres subamplitudes: $\mathcal{M}_{Tot} = \mathcal{M}_{\lambda_2} + \mathcal{M}_{\lambda_3} + \mathcal{M}_{\alpha^2}$, donde el subíndice nos indica el tipo de términos que agrupa cada una

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{\lambda_2} &= \frac{\lambda_2 \alpha (1 - r_H^2 f_H)}{\pi}, \\
 \mathcal{M}_{\lambda_3} &= \frac{\lambda_3 \lambda_h s_W^2 r_W^2 m_{H^0}^2}{\pi^2 (4m_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)} (1 - r_H^2 f_H) - \frac{2\lambda_h \alpha m_{H^0}^2}{\pi} \frac{\left(\sum_f Q_f^2 A_{1/2}^h(r_f) + A_1^h(r_W) \right)}{(4m_{H^0}^2 - M_h^2 + i\Gamma_h M_h)}, \\
 \mathcal{M}_{\alpha^2} &= \alpha^2 \frac{(r_H^2 + 3r_W^2 - 1)}{s_W^2 r_W^2} + \alpha^2 \left(6 - 3r_W^2 + \frac{4r_W^2 - 4}{1 + r_H^2 - r_W^2} \right) \frac{f_W}{s_W^2} \\
 &+ \alpha^2 \left(5 - r_H^2 + \frac{4r_H^2 - 4}{1 + r_W^2 - r_H^2} \right) \frac{r_H^2 f_H}{r_W^2 s_W^2} \\
 &- \frac{2\alpha^2}{s_W^2} \left(1 + \frac{5r_H^2 - r_W^2 + 1}{(r_H^2 - r_W^2)(1 + r_H^2 - r_W^2)} \right) C_0(0, 1, -1, r_W^2, r_W^2, r_H^2) \\
 &- \frac{2\alpha^2 r_H^2}{s_W^2 r_W^2} \left(1 + \frac{5r_W^2 - r_H^2 + 1}{(r_W^2 - r_H^2)(1 + r_W^2 - r_H^2)} \right) C_0(0, 1, -1, r_H^2, r_H^2, r_W^2).
 \end{aligned} \tag{4.48}$$

Podemos notar que los parámetros del potencial que aparecen explícitamente son λ_2 y λ_3 , ya que los parámetros λ_4 y λ_5 que aparecen en $\lambda_h \equiv \lambda_{345}^{1/2} = (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)/2$, pueden reescribirse

en términos de las masas de la partícula de materia oscura $m_{H^0} \equiv M_{H^0}$ y la masa del escalar cargado inerte $m_H \equiv M_{H^+}$, de la siguiente manera

$$\lambda_4 + \lambda_5 = \frac{2}{v_1^2} (M_{H^0}^2 - M_{H^+}^2), \quad (4.49)$$

por lo cual, λ_h podrá expresarse como

$$\lambda_h = \frac{1}{2}\lambda_3 + \frac{\pi\alpha}{\beta_W^2 \sin^2(\theta_W)} (1 - \beta_{H^+}^2). \quad (4.50)$$

Cabe recordar, que dentro del IDM se considera al escalar inerte neutro, H^0 , como el más ligero, lo cual implica que $M_{H^0} < M_{H^+}$. Entonces, si definimos $\delta m = M_{H^+} - M_{H^0}$, tenemos que $\delta m > 0$ y de la ec. (5.45) encontramos que

$$\delta m = M_{H^+} - M_{H^0} = -\frac{v_1^2(\lambda_4 + \lambda_5)}{2(M_{H^0} + M_{H^+})}. \quad (4.51)$$

Dado que las expresiones dadas por (ec. 4.48) dependen de las funciones $f(\beta_i)$, tenemos dos casos de análisis: I) $\beta_f, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$ y II) $\beta_{f=top}, \beta_W > 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$.

Caso 1: $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$

El Caso I implica que la masa de la materia oscura, M_{H^0} , sea mayor tanto de la masa del bosón W como de la masa de los fermiones, por lo cual, $175\text{GeV} < M_{H^0}$; además, se requiere que $M_{H^0} < M_{H^+}$ debido a que la partícula neutra H^0 es el candidato a materia oscura. Para el análisis de este caso y para el caso II, conviene escribir a la masa del escalar cargado como $M_{H^+} = \delta m + M_{H^0}$. Podemos ver aquí, que para $\lambda_3 = 1$ (Figura 4.3 - gráfica superior izquierda.), la subamplitud \mathcal{M}_{λ_2} toma mayor importancia, esto sucede a medida que M_{H^0} se incrementa. Este comportamiento se mantiene incluso para $\lambda_3 = 4\pi$ y $\lambda_3 = -4\pi$, principalmente para masas $M_{H^0} > 600\text{GeV}$ (Figura 4.3-gráfica superior derecha.). A pesar de ello, existe una pequeña región, $175\text{GeV} < M_{H^0} < 300\text{GeV}$, en la cual \mathcal{M}_{λ_3} es ahora la dominante.

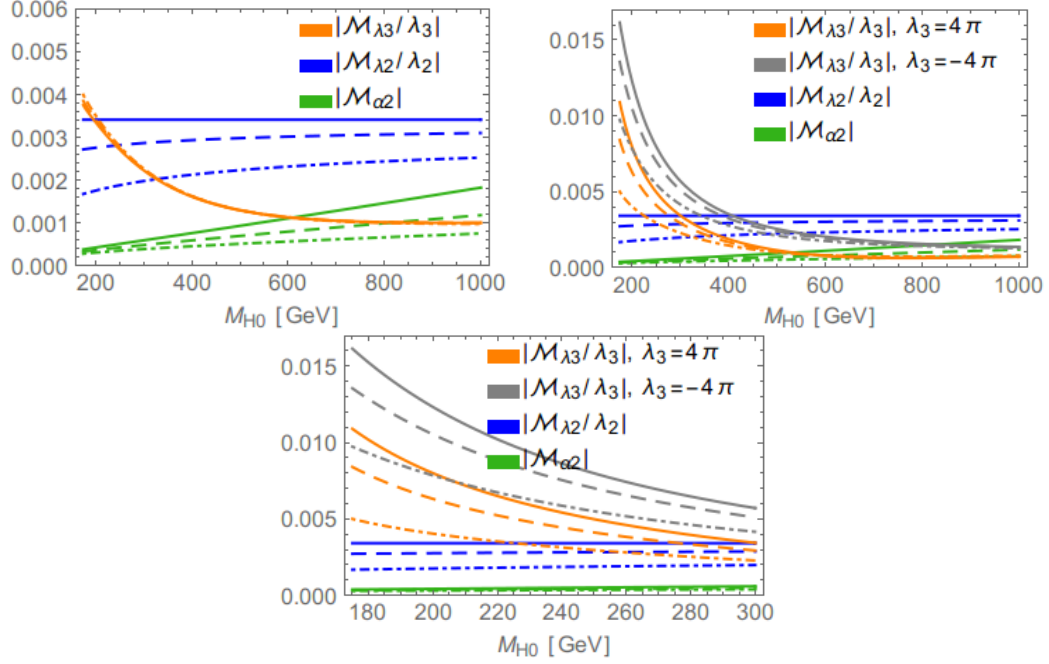


Figura 4.3: Valores absolutos de las funciones \mathcal{M}_{λ_2} , \mathcal{M}_{λ_3} y \mathcal{M}_{α_2} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV. En la gráfica superior izquierda $\lambda_3 = 1$. Para todas las gráficas $|\mathcal{M}_{\lambda_2}/\lambda_2|$ es independiente del valor de λ_2 .

Caso 2: $\beta_{F=top}, \beta_W > 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$

El caso II implica que la masa de la materia oscura, M_{H^0} , sea menor tanto de la masa del bosón W como de la masa de los fermiones. Si asumimos que M_{H^0} es mayor que 10 GeV y un poco menor que la masa del bosón W, $10 \text{ GeV} < M_{H^0} < 80 \text{ GeV}$, solo podríamos incluir de los fermiones, a la masa del top dentro del análisis. Podemos ver dentro del caso II, que la subamplitud \mathcal{M}_{α_2} siempre es subdominante con respecto a \mathcal{M}_{λ_2} y aún más comparándola con \mathcal{M}_{λ_3} . Para $\lambda_3 = 1$ toma relevancia \mathcal{M}_{λ_2} , pero tiende a ser dominante \mathcal{M}_{λ_3} (ver figura 4.4). En cambio, si $\lambda_3 = 4\pi$ y $\lambda_3 = -4\pi$, \mathcal{M}_{λ_3} siempre es dominante, acentuándose alrededor de una masa para la materia oscura de $M_{H^0} = 60$ GeV (ver figura 4.5).

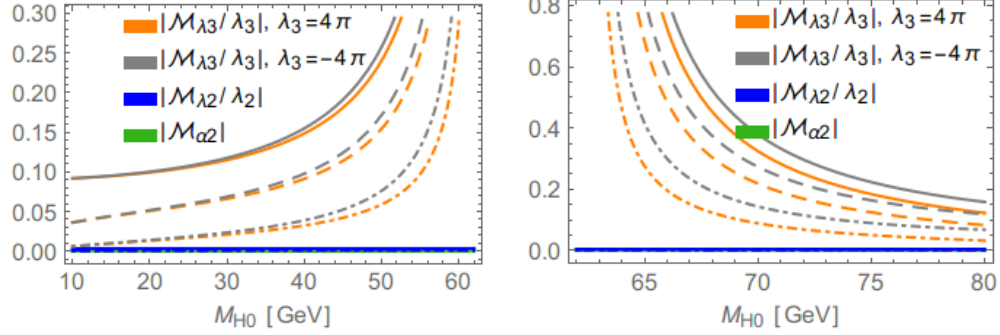


Figura 4.5: Valores absolutos de las funciones \mathcal{M}_{λ_2} , \mathcal{M}_{λ_3} y \mathcal{M}_{α^2} con $\beta_{F=top}, \beta_W > 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV. Para todas las gráficas $|\mathcal{M}_{\lambda_2}/\lambda_2|$ es independiente del valor de λ_2 .

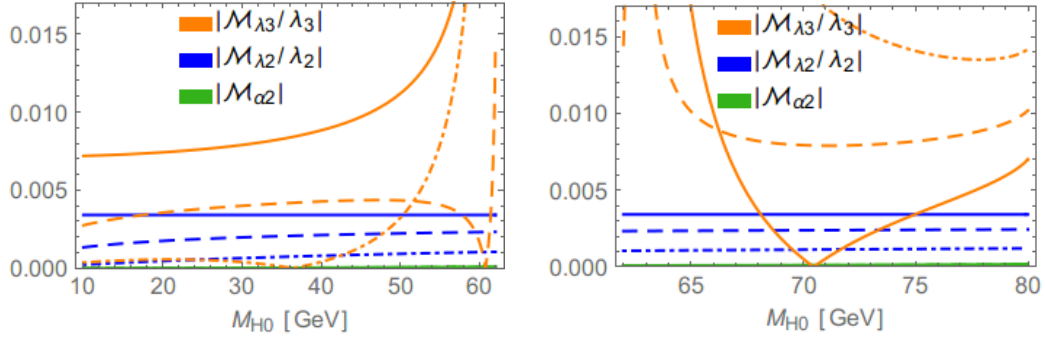


Figura 4.4: Valores absolutos de las funciones \mathcal{M}_{λ_2} , \mathcal{M}_{λ_3} y \mathcal{M}_{α^2} con $\beta_{F=top}, \beta_W > 1$, $\beta_{H^+} \geq 1$ y $\lambda_3 = 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV. Para todas las gráficas $|\mathcal{M}_{\lambda_2}/\lambda_2|$ es independiente del valor de λ_2 .

Esta inspección fragmentada de la amplitud total del IDM nos permite observar la relevancia que tiene cada subamplitud dentro del rango de masas para la materia oscura en el que cada una domina. Claramente podemos observar que los diagramas triangulares, de burbuja y de caja son relevantes en el rango de masas grande para la materia oscura, [600 GeV, 1000 GeV]; mientras en el rango de masas [10 GeV, 80 GeV], se podría prescindir de dichos diagramas para hablar de la aniquilación de materia oscura inerte a gammas.

Mostramos en seguida el comportamiento de la $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ y σv_{TotIDM} en dos rangos distintos de masas para la materia oscura, M_{H^0} : [175 GeV, 250 GeV] y [10 GeV, 80 GeV].

Comparación de $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$ Masas para la materia oscura: $M_{H^0} \in [175 \text{ GeV}, 250 \text{ GeV}]$

Para $\lambda_2 = 0.1$, $\delta_m = 10$ GeV y λ_3 en $[1, 4\pi]$, estaríamos sobreestimando σv hasta por un máximo de un factor de 2. En cambio, $\lambda_2 = 0.1$, $\delta_m = 10$ GeV y λ_3 en $[-4\pi, -6]$ estaríamos subestimando σv hasta por un máximo de un factor de 0.2. Solo para valores de λ_3 en los

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDMS

4.2. SECCIÓN EFICAZ DE ANIQUILACIÓN DE MATERIA OSCURA INERTE DEL IDM Y DEL CIDMSC1

intervalos $[-4\pi, -6]$ y $[8, 4\pi]$ se puede acceder al valor canónico de la sección eficaz $\sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$.

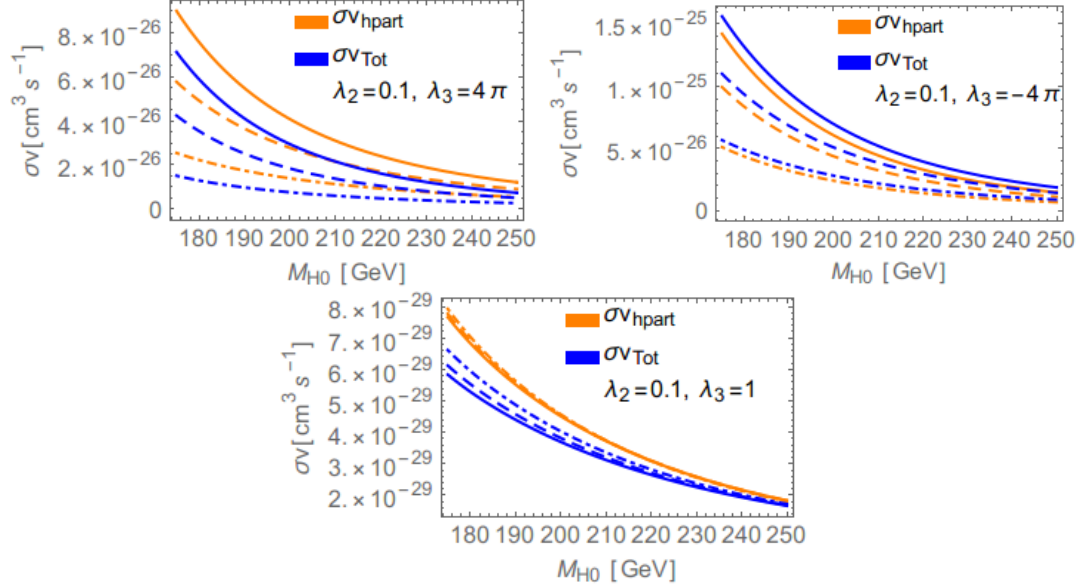


Figura 4.6: Gráficas de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0 \text{ GeV}$, para líneas discontinuas $\delta_m = 1 \text{ GeV}$ y para líneas raya-punto $\delta_m = 10 \text{ GeV}$.

Comparación de $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_{F=top}, \beta_W > 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$ Masas para la materia oscura: $M_{H^0} \in [10 \text{ GeV}, 80 \text{ GeV}]$

En este rango de masas para la materia oscura con $\lambda_2 = 0.1$, $\delta_m = 10 \text{ GeV}$ y cualquier valor de λ_3 , tenemos que $\sigma v_{\text{hpartIDM}} \simeq \sigma v_{\text{TotIDM}}$. Solo para valores de λ_3 en $[-3.5, 3.5]$ podemos acceder al valor canónico de la sección eficaz $\sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. Gráficamente observamos que $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ puede ser considerada como una buena aproximación para este rango de masas.

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDMS

4.2. SECCIÓN EFICAZ DE ANIQUILACIÓN DE MATERIA OSCURA INERTE DEL IDM Y DEL CIDMSC1

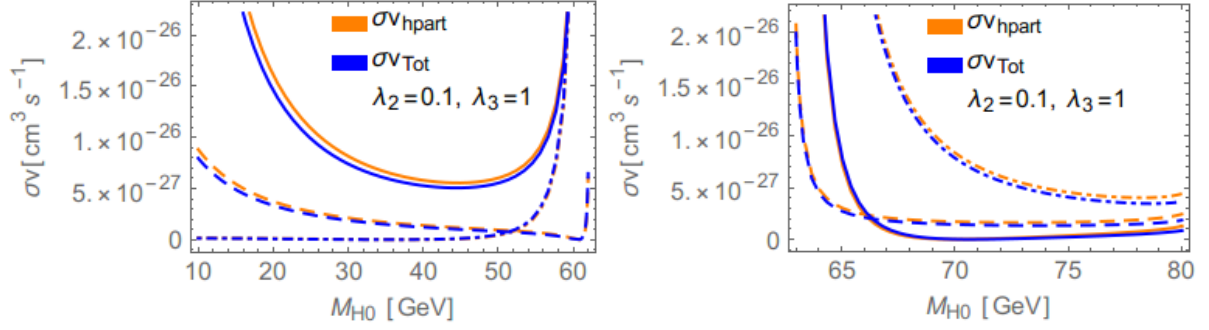


Figura 4.7: Gráficas de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_{F=top}, \beta_W > 1$ y $\beta_{H+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0 \text{ GeV}$, para líneas discontinuas $\delta_m = 1 \text{ GeV}$ y para líneas raya-punto $\delta_m = 10 \text{ GeV}$.

4.2.2. Sección eficaz de aniquilación del cIDMSC1

La sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas por la velocidad relativa para el cIDMSC1 está dada por

$$\sigma v_{\text{hpartcIDMS}} = \frac{|F_{cIDMS}|^2}{32\pi M_{H^0}^2} \left| \lambda_{345}^h \left(-\frac{\alpha(\beta_W^2 f(\beta_W) - 1)}{\pi} + \frac{M_{H^0}^2 \left(2\pi\alpha \left(\sum_F N_C Q_F^2 A_{\frac{1}{2}}^h(\beta_F) + A_1^h(\beta_W) \right) + \lambda_3 \beta_W^2 (\beta_{H^+}^2 f(\beta_{H^+}) - 1) \sin^2(\theta_W) \right)}{\pi^2 (4M_{H^0}^2 - M_{h_1}^2 + i\Gamma_{h_1} M_{h_1})} \right) \right|^2, \quad (4.52)$$

donde $F_{cIDMS} = \cos^2(\alpha_1) (\beta_{h_1}^2 - \beta_{h_2}^2) / (\beta_{h_1}^2 - 2)$. Nótese que la presencia del factor F_{cIDMS} incrementa o decremanta el valor de $\sigma v_{\text{hpartcIDMS}}$.

Nosotros ahora comparamos las tres expresiones de la sección eficaz de aniquilación, las dos correspondientes a las amplitudes parciales del IDM (ec. 4.43) y del cIDMSC1 (ec. 4.44) con la σv_{TotIDM} del IDM (ec. 4.47)). Dicha comparación se da dentro de los mismos rangos de masas para la materia oscura: [175 GeV, 250 GeV] y [10 GeV, 80 GeV]. Se considera que la masa del higgs ligero tipo ME está dada por $h_1 = 125 \text{ GeV}$.

Comparación de $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$, $\sigma v_{\text{hpartcIDMS}}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$ Masas para la materia oscura: $M_{H^0} \in [175 \text{ GeV}, 250 \text{ GeV}]$

En este régimen, muy independiente de que la omisión de ciertos diagramas hace que $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ y $\sigma v_{\text{hpartcIDMS}}$ sean subdominantes, el factor F_{cIDMS} puede remarcar o disminuir la diferencia con σv_{TotIDM} .

También observamos, que cuando el ángulo de mezcla se fija, α_1 , el valor de la masa M_{h_2} puede hacer que se incremente o decrezca la discrepancia entre $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$, $\sigma v_{\text{hpartcIDMS}}$ y σv_{TotIDM} .

CAPÍTULO 4. MATERIA OSCURA EN EL IDMS

4.2. SECCIÓN EFICAZ DE ANIQUILACIÓN DE MATERIA OSCURA INERTE DEL IDM Y DEL CIDMSC1

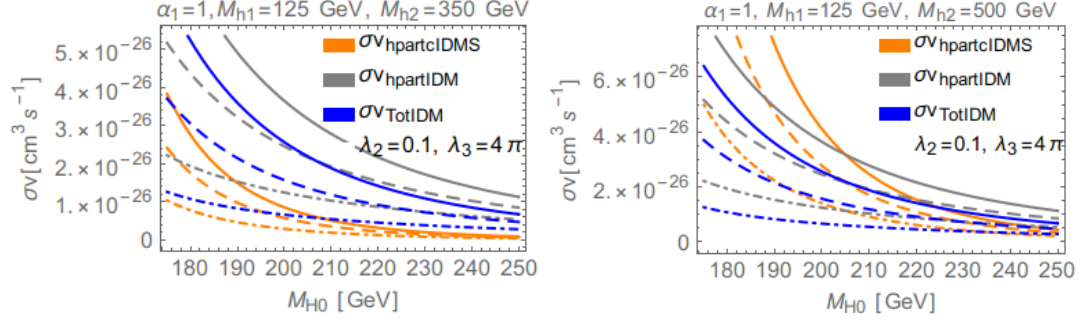


Figura 4.8: Gráficas de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, $\sigma v_{\text{hpartclDMS}}$, $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV.

Comparación de $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$, $\sigma v_{\text{hpartclDMS}}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_{F=\text{top}}, \beta_W > 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$ Masas para la materia oscura: $M_{H^0} \in [10 \text{ GeV}, 80 \text{ GeV}]$

El incremento o decremento de los valores de la $\sigma v_{\text{hpartclDMS}}$, sólo está asociado con el factor F_{CIDMS} , porque como vimos al principio, la amplitud asociada a los diagramas caja es subdominante en este régimen. Nótese que las tres expresiones coinciden conforme M_{H^0} tiende a 62.5 GeV y discrepan en la medida que la masa de la materia oscura se acerca a 10 GeV y 80 GeV, respectivamente.

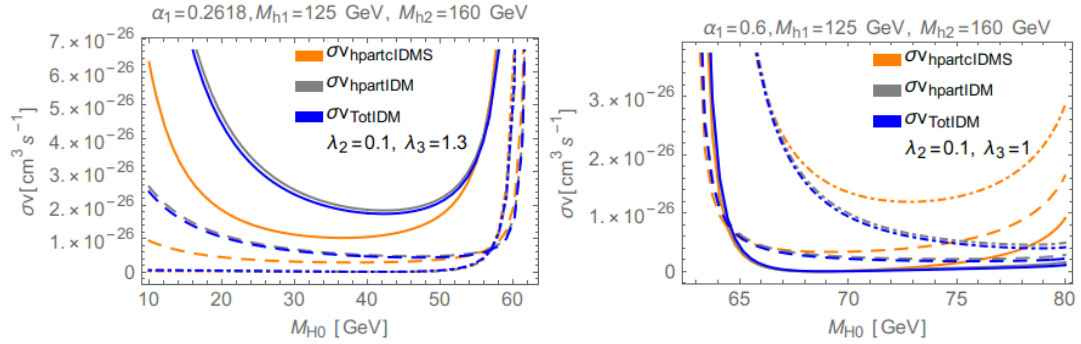


Figura 4.9: Gráficas de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura inerte a gammas, $\sigma v_{\text{hpartclDMS}}$, $\sigma v_{\text{hpartIDM}}$ y σv_{TotIDM} con $\beta_F, \beta_W < 1$ y $\beta_{H^+} \geq 1$. Para líneas continuas $\delta_m = 0$ GeV, para líneas discontinuas $\delta_m = 1$ GeV y para líneas raya-punto $\delta_m = 10$ GeV.

Sin otras constricciones, sólo las establecidas en este primer análisis, sobre los parámetros de los que depende la sección eficaz de aniquilación, podemos tener regiones donde $|\mathcal{M}_{\text{hpartclDMS}}|$ es suficiente para acceder al valor canónico de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura $\sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ por medio de $\sigma v_{\text{hpartclDMS}}$, teniendo en cuenta que estaríamos sobreestimando o subestimando dicho valor. En el régimen de masas bajas para la materia oscura, la amplitud asociada a los diagramas caja es subdominante, no así, en el régimen de masas grandes (por encima de los 500 GeV) donde toma mucha relevancia y dichos diagramas deberían ser incluidos.

4.3. Rayos gamma de la aniquilación de materia oscura inerte del cIDMSC1

Pares de partículas de materia oscura pueden aniquilarse a dos fotones a través de los diagramas mostrados en la Figura 4.1, y debido a que dichas partículas se mueven con velocidades por debajo de una milésima parte la velocidad de la luz, $v_{rel} \simeq 230 \text{ kms}^{-1}$, los fotones producidos serán muy cercanamente monoenergéticos con energías igual a la masa en reposo de las partículas de materia oscura, $E_\gamma = m_\chi$.

Los rayos gamma son ideales para estudiar la aniquilación de la materia oscura, debido a que no se desvían en campos magnéticos intermedios y, por lo tanto, apuntan hacia el lugar en el que se crean. Esto permite buscar firmas de rayos gamma no solo en nuestra vecindad de la galaxia, sino también en objetos distantes como galaxias satélite o incluso cúmulos de galaxias. Otra ventaja del uso de los rayos gamma es que, en el Universo local, los rayos gamma no sufren la atenuación y, por lo tanto, retienen la información espectral fuente intacta en la Tierra [126].

4.3.1. Abundancia residual de la aniquilación de materia oscura inerte: $H^0 H^0 \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$

Las observaciones del CMB hechas por el experimento Planck establece que la densidad relicta de materia oscura es $\Omega_\chi h^2 = 0.12 \pm 0.0012$ [30], por lo cual, a partir de (ec. 4.42) podemos ver que $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$ debe ser del orden de $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Entonces, si nosotros queremos saber acerca del promedio de la distribución térmica de las partículas de materia oscura (WIMPs) lo hacemos por medio de la sección eficaz de aniquilación por la velocidad relativa promediada térmicamente, $\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle$. Debido a que estamos trabajando dentro del límite no-relativista es posible emplear el método descrito en la Ref. [96], que de manera cualitativa, este método nos permite en lugar de realizar las integrales para obtener $\sigma_{ann} v_{rel}$ y luego expandir en v_{rel} , nosotros expandimos en v_{rel} y luego hacemos las integrales restantes sobre funciones trigonométricas analíticamente simples para llegar a la respuesta final, por lo que obtener la sección eficaz de aniquilación promediada termicamente se convierte en un cálculo de $\langle v_{rel}^{2n} \rangle$:

$$\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle = a_{rel} + b_{rel} v_{rel}^2 + c_{rel} v_{rel}^4 + \dots \quad (4.53)$$

La aplicación del método de la Ref. [96], requiere que la sección eficaz diferencial como la amplitud sean escritas en términos de las variables de Mandelstam, así

$$\frac{d\sigma(\chi + \chi \rightarrow 3 + 4)}{d\Omega} = \frac{\sqrt{1 - v_{cm}^2} \sqrt{(s - (m_3 - m_4)^2) (s - (m_3 + m_4)^2)} |\mathcal{M}|^2}{128\pi^2 s^{3/2} v_{cm} m_\chi} \quad (4.54)$$

donde v_{cm} es la velocidad del centro de masa, s es la energía del centro de masa, m_3, m_4 son las masas de las partículas de los estados finales y m_χ es la masa de la partícula de materia oscura y \mathcal{M} es la amplitud del proceso de aniquilación $\chi + \chi \rightarrow 3 + 4$, que para el cIDMSC1

está dada por

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}_{\text{cIDMSC1}}|^2 = & 2 \left| F_{\text{cIDMS}} \lambda_{345}^h \left(-\frac{4\alpha f(s, M_W) M_W^2}{\pi s} - \frac{\lambda_3 \sin^2(\theta_W) (-M_{h1}^2 - i\Gamma_{h1} M_{h1} + s) M_W^2}{\pi^2 \left((s - M_{h1}^2)^2 + M_{h1}^2 \Gamma_{h1}^2 \right)} \right. \right. \\
 & + \frac{4\lambda_3 f(s, M_{Hch}) \sin^2(\theta_W) M_{Hch}^2 (-M_{h1}^2 - i\Gamma_{h1} M_{h1} + s) M_W^2}{\pi^2 s \left((s - M_{h1}^2)^2 + M_{h1}^2 \Gamma_{h1}^2 \right)} + \frac{\alpha}{\pi} \\
 & + \frac{16\alpha \sum_F N_c Q_F^2 M_F^2 (s + f(s, M_F) (s - 4M_F^2)) (-M_{h1}^2 - i\Gamma_{h1} M_{h1} + s)}{\pi s \left((s - M_{h1}^2)^2 + M_{h1}^2 \Gamma_{h1}^2 \right)} \\
 & \left. \left. + \frac{\alpha (-s^2 - 6M_W^2 (s + 2f(s, M_W) (s - 2M_W^2))) (-M_{h1}^2 - i\Gamma_{h1} M_{h1} + s)}{\pi s \left((s - M_{h1}^2)^2 + M_{h1}^2 \Gamma_{h1}^2 \right)} \right) \right|^2,
 \end{aligned} \tag{4.55}$$

siendo α la constante de estructura fina, $s = 4M_{H^0}^2$ la energía del centro de masa con M_{H^0} la masa de la materia oscura; M_W, M_F y M_{H^\pm} son las masas del bosón W, del fermión y del escalar cargado inerte, respectivamente; M_{h1} y Γ_{h1} es la masa y el ancho de decaimiento del Higgs del ME, respectivamente; Q_F denota la carga eléctrica para cada clase de fermiones, N_c es el número de color, θ_W es el ángulo de Wienberg, $\lambda_{3,4,5}$ son parámetros del potencial escalar, $\lambda_{345}^h = \frac{1}{2}\lambda_3 + \frac{(\pi\alpha)(1-\beta_{H^+}^2)}{\beta_W^2 \sin^2(\theta_W)}$ y $F_{\text{cIDMS}} = \frac{\cos^2(\alpha_1)(M_{h2}^2 - M_{h1}^2)}{s - M_{h1}^2}$.

La función $f(s, M_i)$ representan la forma analítica de la función escalar Passarino-Veltman $C_0(0, 0, s, M_i^2, M_i^2, M_i^2) = -\frac{2f(s, M_i)}{s}$. Dependiendo del valor de $4M_i^2/s$, la función $f(s, M_i)$ será dada por

$$\begin{aligned}
 f(s, M_i) = & -\frac{1}{4} \left(i\pi + \log \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \frac{4M_i^2}{s}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{4M_i^2}{s}}} \right) \right) \quad \text{para } \frac{4M_i^2}{s} < 1, \\
 f(s, M_i) = & \arcsen^2 \left(\left(\frac{4M_i^2}{s} \right)^{-1/2} \right) \quad \text{para } \frac{4M_i^2}{s} \geq 1.
 \end{aligned} \tag{4.56}$$

Debido a que el cIDMSC1 es un caso particular del cIDMS, y a su vez, una extensión del IDM, nosotros iniciaremos con una breve descripción de la fenomenología de materia oscura de este último. La densidad relicta de materia oscura es $\Omega_\chi h^2 = 0.0012 \pm 0.0012$ [30], la cual, dentro del IDM puede ser reproducida en cuatro rangos de masa de la materia oscura: partículas de materia oscura ligeras con masas por debajo de los 10 GeV; rango de masa media entre 50 – 80 GeV con dos regiones distitivas, con o sin coaniquilaciones de H^0 con la parte neutra Z_2 -impar A^0 , región de masa media 80 – 150 GeV con desdoblamientos de masa muy grandes, y materia oscura pesada de masas mucho mayores a 550 GeV, donde todas las partículas inertes tienen masas degeneradas por lo que los procesos de coaniquilación entre todas las partículas inertes son importantes [21].

Con base al análisis realizado en secciones anteriores nosotros realizamos un escaneo bajo

las siguientes consideraciones:

$$\begin{aligned} -1 < \lambda_3 < 1, 50 \text{ GeV} \leq M_{H^0} \leq 80 \text{ GeV}, \quad 90 \text{ GeV} \leq M_{H^\pm} \leq 300 \text{ GeV}, \\ M_{h_1} = 125 \text{ GeV}, \quad 150 \text{ GeV} < M_{h_2} \leq 300 \text{ GeV}, 0 < \alpha_1 < \pi. \end{aligned} \quad (4.57)$$

La Figura 4.10 muestra la abundancia residual como función de la masa de la partícula de materia oscura. Los puntos naranjas corresponden a aquellos que reproducen correctamente el valor de $\Omega_\chi h^2 = 0.12 \pm 0.0012$. Cabe mencionar que al variar M_{H^0} en $[50 \text{ GeV}, 80 \text{ GeV}]$ sólo las contribuciones del quark top y del bosón W son consideradas dentro de las partículas del ME. Nótese también, que en todo momento se satisface la condición de $M_{H^0} < M_{H^\pm}$.

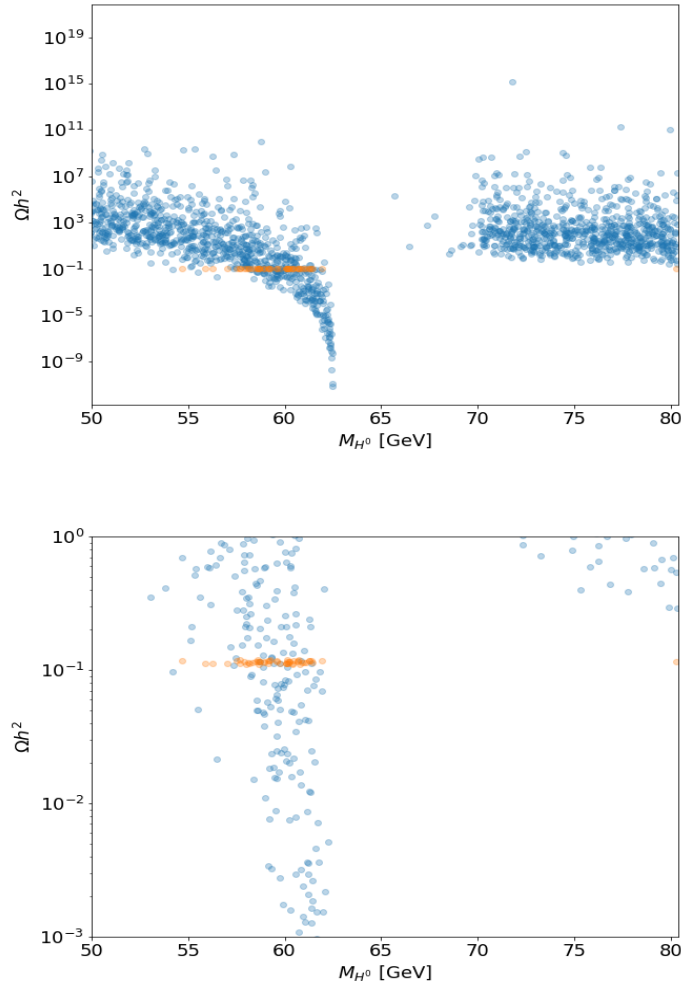


Figura 4.10: Abundancia residual como una función de la masa de la materia oscura M_{H^0} .

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo de tesis nosotros hemos estudiado al IDMS, visto no solo como una extensión del Modelo Estándar sino también como una extensión del modelo de dos dobletes de Higgs inerte, es decir, un modelo de dos dobletes de Higgs simétrico ante Z_2 con un singlete complejo, el cual, puede proveer un candidato viable a materia oscura. Específicamente hablando, consideramos cinco casos dentro del IDMS constreñido en búsqueda de violación explícita de CP. Nosotros hemos puesto atención al Caso 6 (cIDMSC6) por ser el modelo donde se obtiene violación explícita de CP y al Caso 1 (cIDMSC1) por ser un modelo sin violación explícita de CP en el que convergen los otros casos.

Si bien el cIDMS y el cIDMSC6 comparten la forma de la parte neutra de la matriz de masa al cuadrado en la que nos permite identificar los estados físicos y sus propiedades: sector de Higgs y Sector inerte, no comparten el mecanismo de obtención. Mientras para el cIDMS la fase distinta de cero del v.e.v del singlete ($we^{i\xi}$) hace que los campos h_1, h_2 y h_3 estén compuestos de estados con diferentes propiedades CP, el rompimiento explícito de CP en el potencial, al considerar el valor de expectación del singlete real y algunos parámetros complejos, les proporciona esta propiedad.

Las fases contempladas en los parámetros complejos hace que difieran los resultados del escaneo en el sector de Higgs, cuyo análisis del espacio de parámetros permitido del sector de Higgs se realizó de forma numérica con nuestros propios programas generados en la paquetería numpy-python. Dichos escaneos cumplen las condiciones de positividad, unitariedad y perturbatividad. Además, debido a que los datos de LHC favorecen a un Higgs tipo modelo estándar con una masa del orden de 125 GeV, nosotros requeriremos que el estado de Higgs neutro más ligero provenga principalmente del doblete Φ_1 dentro del cIDMSC6. En las constricciones establecidas en el escaneo, fueron consideradas las contricciones de unitariedad a nivel árbol obtenidas explícitamente, las cuales son una contribución porque no están presentes en el trabajo “IDMS: inert dark matter model with a complex singlet”.

Con respecto al cIDMSC1, nosotros analizamos el comportamiento de la sección eficaz, para observar la relevancia de la omisión de los diagramas triangulares, de burbuja y de caja, y poder determinar si σ_{rel} obtenida sólo a partir de los diagramas de Feynman del canal s puede ser considerada como una buena aproximación para hablar de aniquilación de materia oscura inerte a gamas en todos los casos referentes al cIDMS con rompimiento explícito de la simetría CP. Nosotros encontramos que los diagramas triangulares, de burbuja y de caja son relevantes en

el rango de masas grande para la materia oscura, [600 GeV, 1000 GeV]; mientras en el rango de masas [10 GeV, 80 GeV], se podría prescindir de dichos diagramas para hablar de la aniquilación de materia oscura inerte a gammas. Así, existen regiones donde la amplitud parcial, porque solo consideramos los diagramas del canal s, $|\mathcal{M}_{\text{hpartcIDMS}}|$ es suficiente para acceder al valor canónico de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura $\sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. Esto nos permitió hallar una región de masas para la materia dentro del cIDMSC1 que puede reproducir el valor de la abundancia residual $\Omega_\chi h^2 = 0.12 \pm 0.0012$.

Apéndice A

La matriz S y las constricciones de unitariedad

En colisiones a muy alta energía, se puede demostrar que la contribución dominante a la amplitud de dispersión de dos cuerpos $S_1 S_2 \rightarrow S_3 S_4$ es la que está mediada por el acoplamiento cuártico. Con la ayuda de la *descomposición parcial de la onda*, la amplitud de dispersión \mathcal{M} es escrita por

$$\mathcal{M}(s, t, u) = 16\pi \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) P_J(\cos\theta) a_J(s), \quad (\text{A.1})$$

donde s, t, u son las variables de Mandelstam, $a_J(s)$ es la onda parcial de espín J y P_J son los polinomios de Legendre. La sección eficaz diferencial es dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |\mathcal{M}|^2, \quad (\text{A.2})$$

y usando la ortogonalidad de los polinomios de Legendre la sección eficaz llega a ser

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) |a_J|^2. \quad (\text{A.3})$$

Aplicando el teorema óptico, la sección eficaz es proporcional a la parte imaginaria de la amplitud en la "dirección hacia adelante", $\mathcal{M}(\theta = 0)$, dada por

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im} [\mathcal{M}(\theta = 0)] \quad (\text{A.4})$$

nosotros obtenemos la siguiente constricción de unitariedad,

$$|a_J|^2 = \text{Im}(a_J), \text{ para todo } J. \quad (\text{A.5})$$

Lo que conlleva a la famosa constricción de unitariedad de la amplitud de la onda parcial a_J con la identidad $\text{Re}(a_J)^2 + \text{Im}(a_J)^2 = |a_J|^2$,

$$|a_J|^2 \leq \frac{1}{2}. \quad (\text{A.6})$$

APÉNDICE A. LA MATRIZ S Y LAS CONSTRICCIONES DE UNITARIEDAD

La J – ésima amplitud de la onda parcial puede ser obtenida al invertir la ec. (A.1),

$$a_J(s) = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 dz P_J(z) \mathcal{M}(s, t, u), \quad (\text{A.7})$$

donde z es el coseno del ángulo de dispersión. Para derivar el límite de unitariedad, basta con enfocarnos en la amplitud de la onda s , $a_{J=0}(s)$, por lo cual, la amplitud de la onda parcial cero puede ser escrita por

$$a_0 = \frac{1}{32\pi} \sqrt{\frac{4k_f^{\text{CM}} k_i^{\text{CM}}}{s}} \int_{-1}^{+1} \mathcal{M}_{2 \rightarrow 2} d \cos \theta \quad (\text{A.8})$$

s es la energía del centro de masas (CM) y $k_{i,f}^{\text{CM}}$ son los momentos inicial y final en el sistema del CM.

Como ya mencionamos las condiciones de unitariedad se imponen sobre los eigenvalores de la matriz S entre todos los campos escalares para procesos de dispersión de $2 \rightarrow 2$. Siguiendo el método y notación en [120] como por [121], la matriz S se contruye en la base débil. Por lo tanto, el conjunto completo de procesos de dispersión escalar se puede expresar como una matriz S compuesta por 4 submatrices que no se acoplan entre sí debido a la conservación de la carga y la invarianza de CP. Las entradas son los acoplamientos cuárticos los cuales median los procesos de dispersión.

La primera submatriz corresponde a dispersiones cuyo estado inicial o final es uno de los siguientes: $\phi_1^+ \phi_2^-, \phi_2^+ \phi_1^-, \phi_1 \phi_5, \phi_4 \phi_6, \phi_6 \phi_5, \phi_1 \phi_4, \phi_1 \phi_3, \phi_2 \phi_6, \phi_6 \phi_3, \phi_1 \phi_2$, está dada por

$$M_1 = \begin{pmatrix} \lambda_{34} & 2\lambda_5 & \frac{i\lambda_{54}^-}{2} & -\frac{i\lambda_{54}^-}{2} & \frac{\lambda_{45}}{2} & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2\lambda_5 & \lambda_{34} & -\frac{i\lambda_{54}^-}{2} & \frac{i\lambda_{54}^-}{2} & \frac{\lambda_{45}}{2} & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{i\lambda_{54}^-}{2} & \frac{i\lambda_{54}^-}{2} & \lambda_{345} & \lambda_5 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{i\lambda_{54}^-}{2} & -\frac{i\lambda_{54}^-}{2} & \lambda_5 & \lambda_{345}^- & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\lambda_{45}}{2} & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & 0 & \lambda_{345} & \lambda_5 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\lambda_{45}}{2} & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & 0 & \lambda_5 & \lambda_{345} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Dicha submatriz, al igual que las siguientes, es obtenida apartir de la expansión del potencial que incluye únicamente los términos cuárticos dado por 3.48. Por legibilidad y por tener una forma compacta de las entradas de la matriz definimos: $\lambda_{34} = \lambda_3 + \lambda_4$, $\lambda_{54}^- = \lambda_5 - \lambda_4$, $\lambda_{45} = \lambda_4 + \lambda_5$, $\lambda_{345}^- = \lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5$ y $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$. Con ayuda de Mathematica encontramos que la matriz M_1 tiene 6 eigenvalores distintos:

$$\begin{aligned} e_1 &= \lambda_3 + \lambda_4, \\ e_2 &= \lambda_3 + 2\lambda_4 \pm 3\lambda_5, \\ e_3 &= \lambda_3 \pm \lambda_5, \\ e_4 &= \Lambda_1. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

APÉNDICE A. LA MATRIZ S Y LAS CONSTRICCIONES DE UNITARIEDAD

La segunda submatriz corresponde a dispersiones cuyo estado inicial o final es uno de los siguientes: $\phi_1^+ \phi_1^-, \phi_2^+ \phi_2^-, \frac{\phi_6 \phi_6}{\sqrt{2}}, \frac{\phi_5 \phi_5}{\sqrt{2}}, \frac{\phi_1 \phi_1}{\sqrt{2}}, \frac{\phi_4 \phi_4}{\sqrt{2}}, \frac{\phi_3 \phi_3}{\sqrt{2}}, \frac{\phi_2 \phi_2}{\sqrt{2}}$. El factor $\sqrt{2}$ toma en cuenta la estadística de las partículas idénticas.

$$M_2 = \begin{pmatrix} 4\lambda_1 & \lambda_{34} & \sqrt{2}\lambda_1 & \frac{\sqrt{2}\lambda_3}{2} & \sqrt{2}\lambda_1 & \frac{\sqrt{2}\lambda_3}{2} & \frac{\sqrt{2}\Lambda_1}{2} & \frac{\sqrt{2}\Lambda_1}{2} \\ \lambda_{34} & 4\lambda_2 & \frac{\sqrt{2}\lambda_3}{2} & \sqrt{2}\lambda_2 & \frac{\sqrt{2}\lambda_3}{2} & \sqrt{2}\lambda_2 & 0 & 0 \\ \sqrt{2}\lambda_1 & \frac{\sqrt{2}\lambda_3}{2} & 3\lambda_1 & \frac{\lambda_{345}}{2} & \lambda_1 & \frac{\lambda_{345}^-}{2} & \frac{\Lambda_1}{2} & \frac{\Lambda_1}{2} \\ \frac{\sqrt{2}\lambda_3}{2} & \sqrt{2}\lambda_2 & \frac{\lambda_{345}}{2} & 3\lambda_2 & \frac{\lambda_{345}^-}{2} & \lambda_2 & 0 & 0 \\ \sqrt{2}\lambda_1 & \frac{\sqrt{2}\lambda_3}{2} & \lambda_1 & \frac{\lambda_{345}^-}{2} & 3\lambda_1 & \frac{\lambda_{345}}{2} & \frac{\Lambda_1}{2} & \frac{\Lambda_1}{2} \\ \frac{\sqrt{2}\lambda_3}{2} & \sqrt{2}\lambda_2 & \frac{\lambda_{345}}{2} & \lambda_2 & \frac{\lambda_{345}}{2} & 3\lambda_2 & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{2}\Lambda_1}{2} & 0 & \frac{\Lambda_1}{2} & 0 & \frac{\Lambda_1}{2} & 0 & 3\lambda_{s1} & \lambda_{s1} \\ \frac{\sqrt{2}\Lambda_1}{2} & 0 & \frac{\Lambda_1}{2} & 0 & \frac{\Lambda_1}{2} & 0 & \lambda_{s1} & 3\lambda_{s1} \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

Los 8 eigenvalores obtenidos de M_2 son:

$$\begin{aligned} e_5 &= (\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_2)^2 + \lambda_4^2} \\ e_6 &= (\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{(\lambda_1 + \lambda_2)^2 + \lambda_5^2} \\ e_7 &= 2\lambda_{s1} \\ e_8 &= \frac{2}{3} (3\lambda_1 + 3\lambda_2 + 2\lambda_{s1}) + \frac{2^{2/3} \left(\sqrt{4A^3 + B^2} + B \right)^{2/3} - 2\sqrt[3]{2}A}{6\sqrt[3]{\sqrt{4A^3 + B^2} + B}} \\ e_9 &= \frac{2}{3} (3\lambda_1 + 3\lambda_2 + 2\lambda_{s1}) + \frac{(2 + 2i\sqrt{3})A + i\sqrt[3]{2}(\sqrt{3} + i) \left(\sqrt{4A^3 + B^2} + B \right)^{2/3}}{6 \cdot 2^{2/3} \sqrt[3]{\sqrt{4A^3 + B^2} + B}} \\ e_{10} &= \frac{2}{3} (3\lambda_1 + 3\lambda_2 + 2\lambda_{s1}) + \frac{(2 - 2i\sqrt{3})A - i\sqrt[3]{2}(\sqrt{3} - i) \left(\sqrt{4A^3 + B^2} + B \right)^{2/3}}{6 \cdot 2^{2/3} \sqrt[3]{\sqrt{4A^3 + B^2} + B}} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

donde

$$\begin{aligned} A &= -3(2\lambda_3 + \lambda_4)^2 + 4(-9(\lambda_1^2 - \lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) + 6(\lambda_1 + \lambda_2)\lambda_{s1} - 4\lambda_{s1}^2) - 6\Lambda_1^2, \\ B &= 2(3(\lambda_1 + \lambda_2) - 4\lambda_s) \left(9(2\lambda_3 + \lambda_4)^2 + 4(6\lambda_1 - 3\lambda_2 - 2\lambda_s)(3\lambda_1 - 6\lambda_2 + 2\lambda_s) \right) \\ &\quad + 6(3\lambda_1 - 6\lambda_2 + 2\lambda_s)\Lambda_1^2. \end{aligned}$$

Mientras la tercera submatriz corresponde a dispersiones cuyo estado inicial o final es uno de los siguientes: $\phi_1\phi_6, \phi_4\phi_5, \phi_2\phi_3$

$$M_3 = \begin{pmatrix} 2\lambda_1 & \lambda_5 & 0 \\ \lambda_5 & 2\lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & 2\lambda_{s1} \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

APÉNDICE A. LA MATRIZ S Y LAS CONSTRICCIONES DE UNITARIEDAD

Los eigenvalores calculados son:

$$\begin{aligned}
 e_{11} &= (\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + \lambda_5^2} \\
 e_{12} &= e_7
 \end{aligned}
 \tag{A.14}$$

La última submatriz corresponde a dispersiones cuyo estado inicial o final es uno de los siguientes: $\phi_1^+ \phi_1, \phi_1^+ \phi_4, \phi_1^+ \phi_6, \phi_1^+ \phi_5, \phi_2^+ \phi_1, \phi_2^+ \phi_4, \phi_2^+ \phi_6, \phi_2^+ \phi_5, \phi_1^+ \phi_2, \phi_1^+ \phi_3, \phi_2^+ \phi_2, \phi_2^+ \phi_3$

$$\left(\begin{array}{cccccccccc}
 2\lambda_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & \frac{i\lambda_{54}^-}{2} & 0 & 0 \\
 0 & \lambda_3 & 0 & 0 & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & -\frac{i\lambda_{54}^-}{2} & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 2\lambda_1 & 0 & 0 & -\frac{i\lambda_{54}^-}{2} & 0 & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & \lambda_3 & \frac{i\lambda_{54}^-}{2} & 0 & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & 0 & 0 \\
 0 & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & -\frac{i\lambda_{54}^-}{2} & \lambda_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & \frac{i\lambda_{54}^-}{2} & 0 & 0 & 2\lambda_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & \frac{i\lambda_{54}^-}{2} & 0 & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & 0 & \lambda_3 & 0 & 0 & 0 \\
 -\frac{i\lambda_{54}^-}{2} & 0 & \frac{\lambda_{45}}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\lambda_2 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_1 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_1
 \end{array} \right)
 \tag{A.15}$$

Los eigenvalores obtenidos fueron:

$$\begin{aligned}
 e_{13} &= \lambda_3 - \lambda_4 \\
 e_{14} &= (\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + \lambda_4^2} \\
 e_{15} &= e_3 \\
 e_{16} &= e_{11} \\
 e_{17} &= e_4
 \end{aligned}
 \tag{A.16}$$

Bibliografía

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

- [20] Dolle E. M., Su S., [arXiv:hep-ph/0906.1609v1], 2009.
- [21] C. Bonilla, D. Sokolowska, J. L. Díaz-Cruz, M. Krawczyk, N. Darvishi, [arXiv:hep-ph/1412.8730v1], 2014.
- [22] B. Swiezewska, [arXiv:hep-ph/1209.5725v4], 2013.
- [23] P. Agrawal, E. M. Dolle, and C. A. Krenke, [arXiv:hep-ph/0811.1798v1], 2008.
- [24] A. Ilnicka, M. Krawczyk, and T. Robens, [arXiv:hep-ph/1508.01671v2], 2016.
- [25] C. Garcia Cely, M. Gutafsson, and A. Ibarra, [arXiv:hep-ph/1512.02801v2], 2016.
- [26] C. Garcia Cely, Dark Matter Phenomenology in Scalar Extensions of the Standard Model, Ph.D. thesis, Technische Universität München, 2014.
- [27] F. S. Queiroz and C. E. Yaguna, [arXiv:hep-ph/1511.05967v2], 2016.
- [28] E. Lundström, Phenomenology of Inert Scalar and Supersymmetric Dark Matter, Ph.D. thesis, Stockholm University, 2010.
- [29] J. Rich, *Fundamentals of Cosmology*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2001).
- [30] Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M., Aumont J., Baccigalupi C., Ballardini M., Banday A. J., Barreiro R. B., Bartolo N., and et al., *Astronomy and Astrophysics* **641**, A6 (2020).
- [31] Karttunen *et al.*, *Fundamental Astronomy*, Springer-Verlag (1987).
- [32] 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).
- [33] Bergström L., *Rept.Prog.Phys.* **63**, 793 (2000).
- [34] Alpher R. A., Bethe H. y Gamow G., *Physical Review* **73**, 803 (1948).
- [35] Bennett C. L. *et al.*, *Astrophys. J. S.*, 208:20 (2013).
- [36] B. Ménard and N. Shtarkman, Johns Hopkins University. The Map of the Universe. <https://mapoftheuniverse.net/>.
- [37] Springel V., *Nature* **435**, 629 (2005).
- [38] 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].
- [39] Klapdor-Kleingrothaus H. V. y Zuber K., *Particle Astrophysics* (1997).
- [40] van Albada T. S. *et al.*, *Astrophys J.* **295**, 305 (1985).
- [41] Binney J. y Tremaine S., *Galactic Dynamics*, Princeton University Press.
- [42] Thomas P., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238**, 1319 (1989).

- [43] Sackett P. D. *et al.*, *Nature* **370**, 441 (1994).
- [44] Ostriker J. P., Peebles P. J. E. y Yahil A., *Astrophys. J.* **186**, 467 (1973).
- [45] Schweizer F., Whitmore B. C. y Rubin V. C., *Astron. J.* **88**, 909 (1983).
- [46] Lin D. N. C., Jones B. F. y Klemola A. R., *Astrophys J.* **439**, 652 (1995).
- [47] Ostriker J. P., Peebles P. J. E. y Yahil A., *Astrophys. J.* **193**, L1(1974).
- [48] Helmi A. *et al.*, *Phys. Rev. D* **66**, 063502 (2002); Green A.M., *Phys. Rev. D* **63**, 043005 (2001).
- [49] Saglia R. P. *et al.*, *Astrophys. J.* **403**, 567 (1993).
- [50] Forman W., Jones C. y Tucker W., *Astrophys. J.* **293**, 535 (1985).
- [51] Trumper J., *Ann. NY Acad. Sci.* **688** 260 (1993); *Science* **260**, 1769 (1993).
- [52] Bhattacharya S., Habib S., Heitmann K. and Vikhlinin A., *Astrophys. J.*, **766:32** (16pp), 2013.
- [53] www.mpe.mpg.de/eROSITA.
- [54] DaCosta G. S, *The stellar population of galaxies*, Eds. B. Barbuy y A. Renzini, IAU Proc. **149**, 191 (1992).
- [55] Silk J. y Wyse R. F. G., *Phys. Rep* **231**, 293 (1993).
- [56] Bohringer H., *Phys. in unserer Zeit* **3**, 114 (1994).
- [57] Mulchaey J. S. *et al.*, *Astrophys. J.* **404**, L9 (1993).
- [58] Ponman T. J. y Bertram D., *Nature* **363**, 51 (1993).
- [59] Milgrom M., *Astrophys. J.*, **270**, 365 (1983).
- [60] Beckenstein J. P. y Milgram M., *Astrophys. J.* **286**, 7 (1984).
- [61] Sanders R. H., *Astron. Astrophys. Rev.*, **2**, 1 (1990).
- [62] Milgrom M., *Sci. Am.*, Agosto (2002).
- [63] Lue A. *et al.*, *Physical Review Letters* **92**, 131102 (2004).
- [64] Gavazzi R., *New Astronomy Reviews* **46**, 783 (2002).
- [65] Dunkel J., *The Astrophysical Journal*, **604**, L37 (2004).
- [66] Dirac P. A. M., *Nature* **139**, 323 (1937).
- [67] Starkman G. D., *Phys. Rev. D* **45**, 476 (1992).
- [68] van Flandern T. C., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **170**, 333 (1975).

- [69] van Flinders T. C., *Sci. Am.* **234**, 44 (1976).
- [70] Narlikar J. V., *Introduction to Cosmology*, 2a. Ed., Cambridge University Press.
- [71] Tripathy D. N. y Mishra S. [arXiv:ge/9705024v2].
- [72] Cen R. y Ostriker J. P., *Astrophys. J.* **514**, 1 (1999).
- [73] Combes F. y Pfenninger D., *Astron. Astrophys* **V**, 453 (1997).
- [74] Carr B., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **32**, 531 (1994).
- [75] Paczynski B., *Astrophys J.* **304**, 1 (1986).
- [76] Paczynski B., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **34**, 419 (1996).
- [77] Roulet E. y Mollerach S., *Phys. Rep.* **279**, 67 (1997).
- [78] Alcock C. *et al.* (MACHO collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2867 (1995).
- [79] Gates E. I., Gynk G. y Turner M. S., *Phys. Rev. Lett.* **74** 3724, (1995).
- [80] Gondolo P., *Introduction to Non-Baryonic Dark Matter* [arXiv:astro-ph/0403064v1].
- [81] 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).
- [82] Scott P., *Doctoral Thesis in Theoretical Physics*, Department of Physics Stockholm University (2010).
- [83] Murayama H., *Physics Beyond the Standard Model y Dark Matter* [arXiv:0704.2276v1].
- [84] Jungman G., Kamionkowski M. y Griest K., *Phys. Rept.* **267**, 195 (1996).
- [85] Primack J., Seckel D. y Sadoulet B., *Ann. Rev. Nucl. Part. Phys.* **38**, 751 (1988).
- [86] Starkman G. D., Gould A., Esmailzadeh R. y Dimopoulos S., *Phys. Rev. D* **41**, 3594 (1990).
- [87] Spergel D. N. y Steinhardt P. J., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3760 (2000).
- [88] Gould A., Draine B. T., Romani R. W. y Nussinov S., *Phys. Lett. B* **238**, 337 (1990).
- [89] Davidson S., Hannestad S. y Raelt G., *J. High Energy Phys.* **05**, (2000) 003.
- [90] 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).
- [91] Sigurdson K., Doran M., Kurylov A., Caldwell R. R. y Kamionkowski M., *Phys. Rev. D* **70**, 083501 (2004).
- [92] Profumo S. y Sigurdson K., *Phys.Rev.D* **75**, 023521 (2007).

- [93] Masso E., Mohanty S. y Rao S., *Phys.Rev. D* 80, 036009 (2009).
- [94] Ho Heo J., *Phys.Lett.B* 693, 255 (2010).
- [95] Ho Heo J., *Phys.Lett.B* 702, 205 (2011).
- [96] J. D. Wells, (1994), arXiv:hep-ph/9404219 [hep-ph].
- [97] M. Cannoni, *Eur. Phys. J. C* 76, 137 (2016), arXiv:1506.07475 [hep-ph].
- [98] M. Drees, H. Iminniyaz, and M. Kakizaki, *Phys. Rev. D* 76, 103524 (2007).
- [99] Arellano-Celiz, C., Avilez López, A., Barradas Guevara, J. E., Carrillo-Monteverde, A., Díaz Cruz, J. L., and Felix Beltrán, O. (2022). Signatures of Dipolar Dark Matter on indirect detection. *Journal of Physics. G, Nuclear and Particle Physics: An Institute of Physics Journal*. <https://doi.org/10.1088/1361-6471/aca03d>.
- [100] HAWC Collaboration: A. U. Abeysekara et al., *Astropart. Phys.* 50-52 (2013), 26-32.
- [101] HAWC Collaboration: A. U. Abeysekara et al., *Phys. Rev. D* 90 (2014), 122002.
- [102] Herrero M. [arXiv:hep-ph/9812242v1].
- [103] CMS-ATLAS Colaborations, Higgs within reach, *Cern Homepage*, 4 July 2012.
- [104] Moriond Conference, *Cern Homepage*, 14 March 2013.
- [105] Higgs P. W., *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
- [106] Higgs P. W., *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966).
- [107] Dawson S., *Introduction to the Physics of the Higgs Boson* [arXiv:hep-ph/9411325].
- [108] Carena M. *et al.*, *Higgs Physics* [arXiv:hep-ph/9602250].
- [109] Dawson S., *Introduction to Electroweak Symmetry breaking* [arXiv:hep-ph/9901280].
- [110] Lep Working Group, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP* [arXiv:hep-ex/0306033].
- [111] Gunion J. F., Haber H. E., Kane G. y Dawson S., *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, New York (1990).
- [112] Fornengo N., [arXiv:astro-ph/0612786v1].
- [113] Servant G. y Tait T. M. P., *Nucl. Phys. B* **650**, 391 (2003).
- [114] Lee, K. Y., Kim, Y. G., and Shin, S. (2008). Singlet fermionic dark matter. *Journal of High Energy Physics*, 2008(05), 100?100. <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/05/100>.
- [115] Kobayashi and Maskawa T., *Prog. Theor. Phys.* 49 (1973) 652.

- [116] Sakharov A. D., Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 5 (1967) 32 [JETP Lett. 5 (1967 SOPUA,34,392-393.1991 UFNAA,161,61-64.1991) 24].
- [117] Fromme, L., Huber, S. J., and Seniuch, M. (2006). Baryogenesis in the two-Higgs doublet model. *Journal of High Energy Physics*, 2006(11), 038?038. <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/11/038>
- [118] Bernreuther W., *Lect. Notes Phys.* 591 (2002) 237 [hepph/0205279].
- [119] Darvishi, N., and Krawczyk, M. (2021). CP violation in the extension of SM with a complex singlet scalar and vector quarks. *Nuclear Physics. B*, 962(115242), 115242. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2020.115242>
- [120] Kanemura, S., Kubota, T., and Takasugi, E. (1993). Lee-Quigg-Thacker bounds for Higgs boson masses in a two-doublet model. *Physics Letters. Part B*, 313(1?2), 155?160. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(93\)91205-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(93)91205-2).
- [121] Akeroyd, A. G., Arhrib, A., and Naimi, E. (2000). Note on tree-level unitarity in the general two Higgs doublet model. *Physics Letters. Part B*, 490(1?2), 119?124. [https://doi.org/10.1016/s0370-2693\(00\)00962-x](https://doi.org/10.1016/s0370-2693(00)00962-x).
- [122] Queiroz, F. S., and Yaguna, C. E. (2016). The CTA aims at the Inert Doublet Model. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(02), 038?038. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/02/038>.
- [123] Shtabovenko V., Mertig R. and Orellana F., *FeynCalc 9.3: New features and improvements*, arXiv:2001.04407.
- [124] Patel, H. H. (2017). Package -X 2.0: A Mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals. *Computer Physics Communications*, 218, 66?70. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2017.04.015>.
- [125] Arkani-Hamed N., Finkbeiner D. P., Slatyer T. R. and Weiner N., arXiv: 0810.0713v3 [hep-ph], 2009.
- [126] Funk, S., Indirect detection of dark matter with ? rays. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 112(40), 12264?12271, (2015). <https://doi.org/10.1073/pnas.1308728111>.
- [127] Garcia-Cely, C., and Rivera, A., General calculation of the cross section for dark matter annihilations into two photons. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017(03), 054?054. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/03/054>