

FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA Y DE LA ANOMALÍA
MAGNÉTICA DEL MUÓN EN EL MODELO INERTE DE ZEE

Por:

ALEXANDRA GAVIRIA NOREÑA

Para optar al título de Magíster

Asesor:

Dr. Óscar Alberto Zapata Noreña

Co-asesor:

Dr. Diego Alejandro Restrepo Quintero



1 8 0 3

Unuversidad de Antioquia
Instituto de Física
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
2018

FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA Y DE LA ANOMALÍA MAGNÉTICA DEL MUÓN EN EL MODELO INERTE DE ZEE

Esta tesis fue juzgada y aprobada para la obtención del grado de Magíster en Física en el curso de Posgrado en Física de la Universidad de Antioquia.

Medellín - Antioquia, 30 de Octubre de 2017

Dr. Alvaro L. Morales
Coordinador del Curso

BANCA EXAMINADORA

Dr. Óscar Zapata
Asesor

Dr. Eduardo Rojas
Jurado

Dr. Richard H. Benavides
Jurado

Dedicado a mis papás Amparo y Ramiro.

Agradecimientos

A cada una de las persona que me quieren y se sienten felices por mis logros. A mis profesores y compañeros del grupo de investigación, por sus enseñanzas y paciencia, en especial a mi asesor el profesor Óscar Zapata, a mi amigo Robinson Longas y a Amalia Betancur. A la Universidad de Antioquia por darme la oportunidad de continuar mi formación como profesional. A Dios por permitirme vivir esta aventura. ¡Gracias!

Índice general

Introducción	1
1. Física más allá del Modelo Estándar	3
1.1. Materia oscura	3
1.1.1. Evidencia cosmológica	4
1.1.2. Candidatos	7
1.1.3. Producción de WIMPs en el Universo temprano	8
1.1.4. Detección	10
1.2. Masas de neutrinos	15
1.2.1. Modelo de Zee	17
1.3. Momento magnético anómalo del muón	18
1.3.1. Factores de forma electromagnéticos	21
2. Modelo Inerte de Zee	25
2.1. Sector escalar	26
2.2. Sector fermiónico	27
2.3. Materia oscura	28
2.4. Masas de neutrinos y violación de sabor leptónico	30
2.5. Momento magnético anómalo del muón	32
3. Análisis fenomenológicos	37
3.1. Aniquilaciones de materia oscura	37
3.2. Co-aniquilaciones de materia oscura	45
3.2.1. Densidad de reliquia	51
3.2.2. Detección directa y detección indirecta	53
3.3. Momento magnético anómalo del muón	56
Conclusiones	61
A. Momento magnético anómalo del muón	63
A.1. Contribución de fermiones cargados y escalares neutros	63
A.2. Contribución de escalares cargados y fermiones neutros	70

B. Matrices Gamma y espinores	77
B.1. Identidades de Gordon	79
B.2. Integrales de loop	80
Bibliografía	86

Índice de figuras

1.1. Curva de rotación para la galaxia espiral NGC 6503	5
1.2. Cúmulo 1E 0657-56, también conocido como cúmulo bala.	5
1.3. Distribución de la densidad de energía del Universo de acuerdo a datos recientes del satélite Planck	7
1.4. Evolución de la abundancia de materia oscura ($Y(x)/Y(x = 1)$) en función del momento de desacople de esta del plasma primigenio ($x = m/T$)	9
1.5. Esquema de detección y producción de materia oscura	11
1.6. Límites experimentales sobre la sección eficaz de dispersión elástica WIMP-Nucleón, de XENON1T,LUX y PandaX-II.	12
1.7. Esquema de producción de antimateria y fotones provenientes de aniquilaciones de materia oscura.	13
1.8. Límites sobre la sección eficaz de aniquilación a un 95% de nivel de confianza para los canales $b\bar{b}$ y $\tau\tau$, de una análisis combinado de 15 galaxias enanas esferoidales tomados por Fermi-LAT.	14
1.9. Representación gráfica de las dos posibles jerarquías de masa de los neutrinos	17
1.10. Diagramas a un loop para la generación de masas de neutrinos de Majorana en el modelo de Zee.	17
1.11. Diagrama de Feynman asociado a la interacción de una partícula cargada (un muón) con un campo electromagnético	19
1.12. Contribuciones en el ME a a_μ de la QED, la interacción débil y la QCD.	19
1.13. Esquema ilustrativo de la medida del momento magnético anómalo de muón en los experimentos.	21
1.14. Vértice efectivo del decaimiento radiativo a dos cuerpos.	22
2.1. Diagramas a un loop para la generación de masas de los neutrinos	30
2.2. Contribuciones al momento magnético anomalo del muón de los campos exóticos del IZM.	32
3.1. Scan del IDM en los planos $(m_{H^0}, m_{A^0} - m_{H^0})$ y $(m_{H^0}, m_{H^\pm} - m_{H^0})$ en el límite de masa pequeña.	39
3.2. Gráfico en el pano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ para el IDM y el IDM- S^- en límite de masa baja	40

3.3. Diagramas de Feynman para la aniquilación de materia oscura a través del canal t mediados por el doblete fermiónico VL χ_1	40
3.4. Gráficos en el plano (m_{H^0}, λ_L) para el IDM y el IDM- Ψ en el límite de masa baja.	42
3.5. Gráficos en el plano (m_{H^0}, σ_{SI}) para el IDM y el IDM- Ψ en el límite de masa baja	43
3.6. Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \langle \sigma v \rangle)$ para el IDM y el IDM- Ψ en el límite de masa baja	44
3.7. Gráfico en el plano (m_{H^0}, λ_L) para el IDM y el IDM- Ψ en el régimen de masa baja compatible con los límites experimentales.	44
3.8. Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ para el IDM, IDM- S^- , IDM- ϵ y el IDM- Ψ en el límite de masa degenerada.	48
3.9. Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ del IDM- S^- para $m_{\kappa_1} = m_{\kappa_2}$ y $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\kappa_2}$	49
3.10. Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ del IDM- ϵ para $m_{\kappa_1} = m_{\chi_1}$ y $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\chi_2}$	50
3.11. Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ del IDM- Ψ para $m_{\kappa_1} = m_{\chi_1}$ y $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\chi_2}$	51
3.12. Gráficos en los planos $(m_{A^0} - m_{H^0}, \Omega h^2)$ y $(m_{\kappa_1} - m_{H^0}, \Omega h^2)$ para κ_2^\pm y χ_1^\pm co-aniquilando.	53
3.13. Diagrama de Feynman para la dispersión elástica nucleón-materia oscura.	54
3.14. Gráfico en el plano (m_{H^0}, σ_{SI}) , para κ_2^\pm y χ_1^\pm co-aniquilando independientemente con las partículas exóticas del IDM	55
3.15. Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \langle \sigma v \rangle)$, para κ_2^\pm y χ_1^\pm co-aniquilando cada uno con las partículas escalares del IDM	56
3.16. Gráfico en el plano $(\rho_2, \Delta a_\mu)$ esquematizando la contribución a Δa_μ de los campos exóticos del IZM.	57
3.17. Gráficos en los planos $({}_1[\eta_2, f_2], \Delta a_\mu)$ esquematizando la contribución al Δa_μ a través de los campos exóticos del IZM.	58
A.1. Diagramas que contribuyen al momento magnético anómalo del muón de acuerdo a la Lagrangiana dada por la ecuación (A.1).	64
A.2. diagramas que contribuyen al momento magnético anómalo del muón de acuerdo a la Lagrangiana dada por la ecuación (A.29).	70

Índice de cuadros

2.1. Contenido de partículas nuevas del modelo, junto con sus propiedades de transformación bajo la simetría $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes Z_2$	25
---	----

Introducción

Teorías y descubrimientos de centenares de físicos desde la década de 1930 han dado lugar a una notable visión de la estructura fundamental de la materia: todo el Universo visible se puede construir a partir de bloques básicos llamados partículas fundamentales, leptones y quarks, que a su vez son regidos por cuatro fuerzas: la fuerza gravitacional, la fuerza electromagnética, y las fuerzas nucleares débil y fuerte. La mejor comprensión de cómo las partículas fundamentales están relacionadas con las 3 últimas fuerzas mencionadas, está encapsulada en una teoría cuántica de campos conocida como el Modelo Estándar (ME). Fue justamente en el año 2012 con el descubriendo del bosón de Higgs por los experimentos CMS [1] y ATLAS [2] en el gran colisionador de hadrones ó LHC (sigla del inglés: Large Hadron Collider) donde se confirmó una de las piezas fundamentales sobre las cuales se basa el ME, imponiéndose entonces como la mejor teoría para describir a las interacciones fuerte, débil y electromagnética.

Sin embargo la historia no termina aquí. A pesar del ME ser una teoría muy sólida, puesto que describe con gran éxito muchos de los resultados experimentales, no incluye la interacción gravitacional, ya que ésta es muy débil a escalas cuánticas, siendo en principio la evidencia más clara de física más allá del ME. No obstante, incluso si se deja de lado la gravedad, hay otras piezas que hacen del ME una teoría incompleta, ya que existen varias observaciones experimentales de las cuales este es incapaz de dar explicación. Por ejemplo la masividad de los neutrinos, la cual se deduce a partir de observaciones de oscilación o cambio de sabor de estos [3, 4]. La astrofísica y la cosmología también proporcionan evidencias de física nueva, en especial sobre la materia oscura [5, 6, 7, 8, 9, 10].

Por otro lado, se tiene que algunos resultados experimentales sugieren la existencia de nueva física más allá del ME. En este aspecto se tiene por ejemplo la medida del momento magnético anómalo del muón o MAMM (sigla del ingles: Muon Anomalous Magnetic Moment). Dicha medida discrepa de la predicción teórica en más de 3σ [11], por lo que podría deberse a efectos de nueva física o simplemente a una fluctuación estadística o errores sistemáticos.

Debido a lo anterior, en la literatura existe un sin número de modelos teóricos que tratan de dar cuenta de las evidencias de física nueva, y dependiendo de su motivación e interés abarcan una o más de las evidencias de física más allá del ME mencionadas. En especial en este trabajo se explorará la fenomenología de materia oscura y del MAMM en el modelo inerte de Zee o IZM (sigla del inglés: Inert Zee Model) [12], el cual es un modelo que

soluciona de forma simultánea el problema de materia oscura y las masas y mezclas de neutrinos. Este modelo consiste de una extensión del ME por medio de campos escalares y fermiónicos, y una simetría Z_2 para estabilizar la materia oscura. En la referencia [12] se mostró que el IZM es consistente con las restricciones que vienen de procesos de LFV (sigla del inglés: Lepton Flavor Violation), parámetros oblicuos, materia oscura y datos de oscilaciones de neutrinos. No obstante en dicha referencia no se estudio el impacto que podrían tener las partículas adicionales en la fenomenología de la materia oscura. Por otro lado, como en el IZM se tienen procesos que violan el sabor leptónico (LFV), es posible construir diagramas que contribuyan al MAMM. Este aspecto tampoco fue analizado en la referencia [12]. Estos dos análisis son los objetos principales de esta investigación.

Este trabajo se divide de la siguiente forma: en el capítulo 1 se realiza una revisión de las evidencias de física más allá del ME como: materia oscura, y neutrinos masivos, además del MAMM. En el capítulo 2 se presenta el modelo IZM y su fenomenología. En el capítulo 3 se muestran los resultados numéricos respecto al impacto de las nuevas partículas en la fenomenología de la materia oscura, y se presentan las regiones del espacio de parámetros donde se puede explicar la medida del MAMM. Finalmente se presentan las conclusiones. En el apéndice A se muestra el resultado analítico respecto a las contribuciones al MAMM de los campos nuevos del IZM.

Capítulo 1

Física más allá del Modelo Estándar

En esta sección se presentan dos de las evidencias más sólidas de física más allá del ME como lo son materia oscura y masas de neutrinos. Por otra parte se revisará también la anomalía asociada al MAMM, la cual podría deberse a nueva física más allá del ME.

1.1. Materia oscura

Una de las revelaciones más asombrosas del siglo XXI en términos del entendimiento del Universo, es que la materia bariónica, es decir, la materia constituida de neutrones, protones y electrones, no es la componente dominante del Universo. Existe una extraña forma de materia la cual es aproximadamente 5 veces más abundante que la materia visible, a la cual se le ha atribuido el nombre de materia oscura debido a que no emite ni absorbe radiación electromagnética. Es por esto que han podido detectar su presencia sólo por medio de sus efectos sobre el movimiento de galaxias y otros objetos celestes a través de la interacción gravitacional.

Aunque ha pasado casi un siglo desde que un astrónomo utilizó por primera vez el término materia oscura en los años 30, su constituyente fundamental sigue siendo elusiva a toda forma de búsqueda. Sin embargo, hay suficiente evidencia cosmológica que apunta a su existencia, dando lugar en el marco teórico a miríadas de posibilidades que dan cuenta del constituyente, siendo el paradigma WIMP (sigla del inglés: Weakly Interacting Massive Particles) el más motivado en la literatura.

Para entender la naturaleza de la materia oscura, varias ramas de la física y la astronomía son fundamentales, puesto que la creación de esta durante la expansión del Universo se entiende a través de la estadística y la termodinámica; la física de partículas es necesaria para proponer candidatos a materia oscura y explorar sus posibles interacciones; mientras que la astrofísica y la cosmología dicen cómo la materia oscura actúa a grandes escalas y cómo el Universo puede ser visto como un laboratorio para estudiarla. Muchas otras áreas de la física entran en juego, haciendo así el estudio de la materia oscura un amplio

e interdisciplinario campo [13].

1.1.1. Evidencia cosmológica

A principios de los años 30, el astrónomo holandés J.H. Oort estudiando el movimiento de las estrellas en la Vía Láctea, encontró que éstas se movían con suficiente velocidad para escapar de la atracción gravitacional ejercida por la masa luminosa en la galaxia. Como las estrellas continuaban ligadas al plano galáctico, Oort concluyó que en la Vía Láctea debía haber masa adicional a la luminosa, la cual permitía mantener las estrellas en las órbitas observadas [13].

Más tarde el astrónomo y físico búlgaro F. Zwicky basado en estudios sobre velocidades de dispersión de galaxias entre cúmulos, llegó a resultados similares a los obtenidos por Oort pero ya a nivel extragaláctico, de esta forma fortaleciendo la idea de falta de masa en las galaxias. Zwicky se concentró en estudiar la dinámica en el cúmulo Coma, encontrando una masa para dicho cúmulo mucho mayor a la masa que se podía inferir por medio de observaciones ópticas (relación masa-luminosidad (L/M) y fotometría), proponiendo así la existencia de otro tipo de materia diferente a la bariónica, denominándola materia oscura. Por tanto, la materia bariónica y la materia oscura resultaron ser las responsables de la dinámica observada en galaxias y cúmulos [14].

Aproximadamente 40 años después de los descubrimientos de Oort, Zwicky y otros, Vera C. Rubin y colaboradores [15], encontraron que las velocidades de rotación de las estrellas en las galaxias permanecían aproximadamente constante a medida que estas se alejaban del centro galáctico. Sin embargo, dado que las estrellas en las galaxias espirales imitan el comportamiento de los planetas en el sistema solar, esta observación estaba en clara contradicción con la dinámica newtoniana; ya que de acuerdo con esta, los cuerpos a medida que se alejan de la distribución de materia visible deberían tener velocidades de la forma $v \propto 1/\sqrt{r}$ ¹. Por tanto para explicar la velocidad de las estrellas en los cúmulos, además de la velocidad de rotación de estas en las galaxias espirales (siendo consistentes con la dinámica newtoniana), se propuso la existencia de un halo de materia oscura distribuido uniformemente [16], (ver Figura 1.1).

En los años siguientes estos sucesos se reforzaron con observaciones de lentes gravitacionales, débil [6] y fuerte [7], además de observaciones realizadas sobre el cúmulo Bala [17]. Respecto a esta última evidencia, se tiene que en las colisiones en cúmulos, los centros gravitacionales reconstruidos aparecen claramente separados del constituyente principal de la materia bariónica (las nubes de gas que chocan y producen rayos X detectables). Esto puede ser interpretado debido a halos de materia oscura que continúan sus trayectorias independiente de la colisión (ver Figura 1.2). Otras evidencias, ya a nivel cosmológico vienen del BBN (por sus siglas en inglés de Big Bang nucleosynthesis) [18], simulaciones

¹Distancia de la estrella al centro galáctico

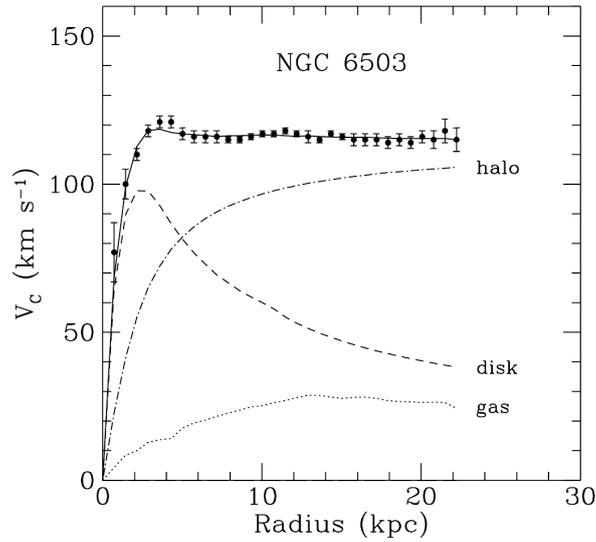


Figura 1.1: Curva de rotación para la galaxia espiral NGC 6503 [5]. La curva punteada inferior en el gráfico, da lugar a la contribución del gas, mientras que la línea discontinua y la línea discontinua-punteada corresponden a la contribución del disco visible y el halo de materia oscura respectivamente. Finalmente la línea sólida superior en el gráfico, representa la suma de las tres componentes.

de N cuerpos [9] y la medición de la radiación de fondo cósmico de microondas o CMB (por sus siglas en inglés de Cosmic microwave background) [10].



Figura 1.2: Cúmulo 1E 0657-56, también conocido como cúmulo bala. Consiste de la colisión de dos cúmulos de galaxias y el gas interestelar asociado a ellas. El color rosado representa los rayos X emitidos por el gas caliente durante la colisión (en esta región se concentra la mayor parte de la materia bariónica). Las estrellas corresponden a los puntos que se ven en naranja y blanco, y el color azul da lugar a la distribución de la materia oscura. Imagen tomada de [19].

En particular las simulaciones de N cuerpos, las cuales son usadas en cosmología para estudiar los procesos de formación de estructuras en el Universo como galaxias, cúmulos, supercúmulos, etc, mostraron la necesidad de la existencia de materia oscura y en especial de materia oscura fría o CDM (por sus siglas en inglés de Cold Dark Matter). Siendo la CDM consistente con observaciones cosmológicas de un Universo que evolucionó desde algo muy pequeño a la gran estructura que es ahora. Por otro lado se encuentra la materia oscura caliente o HDM (por sus siglas en inglés de Hot Dark Matter), la cual prácticamente está descartada como la componente dominante, debido a que las observaciones de estructuras de gran escala han mostrado que ella es incapaz de reproducir la estructura a gran escala del Universo observable. En medio de la CDM y la HDM se encuentra la materia oscura tibia o WDM (por sus siglas en inglés de Warm Dark Matter). De acuerdo con [20] la WDM puede solucionar algunas de las deficiencias de la CDM, como la abundancia de galaxias satélite y la alta densidad de núcleos galácticos.

Hasta ahora el modelo cosmológico consistente con las observaciones cosmológicas es el denominado Λ CDM (siglas en inglés de Lambda-Cold Dark Matter). Una de las predicciones más relevante de este modelo es el CMB, radiación que se desacopló del plasma primigenio justo cuando los átomos se formaron; libre de procesos de absorción y emisión con protones y electrones, se emitió 400 mil años después del Big Bang. Dicha radiación debido a la expansión del Universo pierde energía y llega ahora con una longitud de onda del orden de las microondas en el espectro electromagnetismo. Fue descubierta por los físicos Penzias y Wilson mientras se encontraban operando una antena de telecomunicación en Nueva Jersey en 1954, y se conoce como una forma de radiación electromagnética que impregna todo el Universo

En 1989 el explorador de fondo cósmico COBE (por sus siglas en inglés de Cosmic Background Explorer), verificó dos propiedades fundamentales del CMB: la uniformidad y el espectro de radiación de cuerpo negro. No pasó mucho tiempo para que el radiómetro diferencial del COBE descubriera pequeñas fluctuaciones en el CMB, siendo atribuidas al efecto Sachs-Wolfe a gran escala o a oscilaciones acústicas a pequeña escala en la época de desacople. Debido al efecto Sachs-Wolfe en la época de recombinación los fotones que escapaban de regiones más densas (pozos de potencial gravitacional más profundos) emergían con energía menor a aquellos que surgían de regiones menos densas (pozos de potencial gravitacional no tan profundos), dando como resultado pequeñas fluctuaciones del orden de $\pm 5 \mu\text{K}$ en la energía de los fotones emergentes. De esta forma, las fluctuaciones en el CMB parecían ser las semillas de formación de las primeras estructuras del Universo, pero resultó que eran demasiado pequeñas para reproducir la estructura actual de este. Los resultados del COBE mostraron la necesidad de la existencia de materia eléctricamente neutra que iniciara los procesos de formación de estructuras mucho antes de recombinación [21]. De acuerdo a datos recientes reportados por el satélite Planck, satélite diseñado para detectar las anisotropías del CMB, la densidad del Universo esta distribuida como se muestra en la Figura 1.3.

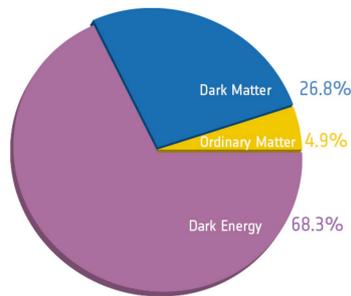


Figura 1.3: La densidad de energía del Universo de acuerdo a datos recientes del satélite Planck se distribuye en un 4.9% de materia ordinaria, 26.8% de materia oscura y 68.3% de energía oscura [22]. Esta imagen fue tomada de [23].

1.1.2. Candidatos

En los primeros años de búsqueda de los constituyentes de la CDM se consideró dentro de la materia bariónica a los MACHOs (por sus siglas en inglés de Massive astrophysical compact halo object), los cuales consisten de planetas aislados, enanas blancas, enanas marrones, agujeros negros ó estrellas de neutrones. Éstos tienen la propiedad de no emitir ningún tipo de radiación, por lo que son detectados por el efecto de microlentes gravitacionales. Al representar la cantidad de MACHOS encontrados un porcentaje pequeño comparado con el que da lugar la materia oscura en la galaxia, se descartaron como posibles candidatos, esto de acuerdo con los datos reportados por el experimento EROS-2 [24].

Las evidencias cosmológicas y astrofísicas sugieren candidatos a materia no bariones, estables a escalas cosmológicas, ya que deben haber sobrevivido desde un corto tiempo después del Big Bang hasta ahora, masivos por haber dado lugar a la formación de los primeros pozos de potencial de la estructura del Universo, eléctricamente neutros, y partículas no relativistas durante la formación de las primeras estructuras cosmológicas, como lo sugieren las simulaciones de N cuerpos.

En consistencia con las anteriores propiedades, en el ME los neutrinos resultaron ser las únicas partículas que parecían ser candidatos a materia oscura, por ser neutros e interactuar débilmente con la materia bariónica. A pesar de ello, el hecho de ser partículas relativistas y adicionalmente de responder tan solo por una densidad de $\Omega_\nu h^2 = 0,0072$ [25], permitió excluirlos como fuentes dominantes de materia oscura.

Por otra parte, los WIMPs que son partículas masivas que interactúan débilmente, hacen parte de los candidatos a CDM mejor motivados en la literatura en el marco de teorías más allá del ME. En general existe un sin número de modelos que trabajan bajo el escenario WIMPs, con singletes, dobletes, tripletes, cuádrupletes y quintupletes de $SU(2)$ escalares y fermiónicos, como candidatos a materia oscura. Por ejemplo, en cuanto a la materia oscura escalar se encuentran simples extensiones del ME por medio de singletes

y dobletes escalares de $SU(2)$ tales como: [26], [27], [28] y [29]. En especial en [28] se presenta el modelo del doblete inerte IDM (sigla del inglés Inert Doublet Model), el cual consiste en una extensión del ME por medio de un doblete escalar complejo de $SU(2)$ y de una simetría Z_2 para estabilizar la materia oscura, siendo el candidato a materia oscura la componente neutra del doblete escalar (ver en detalle en la sección 2.3).

De igual forma el modelo considerado en este trabajo, el IZM [12], tiene como candidato a materia oscura un WIMP. El IZM se puede ver como una extensión del espectro de partículas exóticas del IDM, por medio de un singlete escalar cargado de $SU(2)$, junto con un singlete y un doblete fermiónico Vector-Like (VL) de $SU(2)$. El candidato a materia oscura corresponde a la componente escalar neutra asociada al doblete escalar de $SU(2)$, similar al caso del IDM. Haciendo esto que bajo ciertos límites la fenomenología de materia oscura de ambos modelos se asemeje.

1.1.3. Producción de WIMPs en el Universo temprano

De acuerdo con la Figura 1.4, para estudiar la producción de materia oscura tipo WIMP, se consideran dos regímenes: uno de equilibrio térmico (línea continua) y otro fuera de dicho equilibrio (línea discontinua). En el régimen de equilibrio térmico, el Universo consistía de un plasma de partículas cargadas y fotones que coexistían con las partículas de materia oscura, siendo la tasa de interacción por partícula considerablemente mayor que la tasa de expansión del Universo. En este límite la termodinámica estadística puede ser usada para derivar relaciones para la densidad de energía (ρ), densidad numérica (n) y la entropía (s); haciendo uso de la estadística de Bose-Einstein para especies bosónicas y Fermi-Dirac para fermiones.

Por otra parte, debido a la expansión del Universo y la disminución de la temperatura como consecuencia de dicha expansión, llegó un momento en que las partículas del ME no tenían suficiente energía para aniquilarse en partículas de materia oscura. Luego las partículas de materia oscura estaban lo suficientemente alejadas para interactuar entre sí y aniquilarse en partículas del ME. De esta manera las interacciones disminuyeron drásticamente, y la densidad de materia oscura llegó a un estado de freeze-out (línea discontinua en la figura), permaneciendo aproximadamente constante, atribuyéndole a este remanente de materia oscura el nombre de densidad reliquia. En este régimen, para estudiar la evolución de la materia oscura se utiliza la ecuación de Boltzmann, donde la densidad numérica sigue ahora una distribución de Maxwell-Boltzmann [30]. Vale la pena notar en la figura que entre más grande es la sección eficaz de aniquilación $\langle\sigma v\rangle$, más tarda la partícula en desacoplarse y por tanto la densidad de reliquia será más pequeña. Siendo esto consistente con el hecho de que entre más eficientemente se aniquile una partícula, menor es la probabilidad de que exista un gran número de ellas ahora.

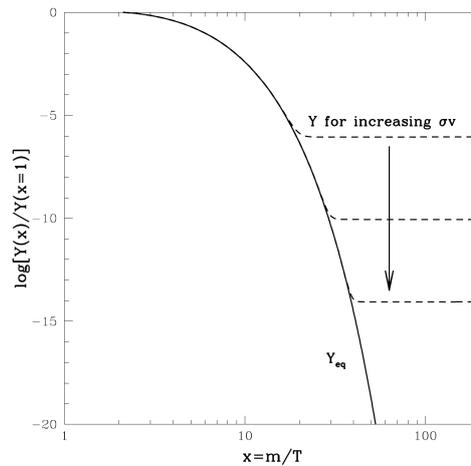


Figura 1.4: Evolución de la abundancia de materia oscura ($Y(x)/Y(x=1)$) en función del momento de desacople de esta del plasma primigenio ($x = m/T$), donde $Y = n/s$, m es la masa de la materia oscura y T la temperatura en la que ocurre el desacople, también conocida como temperatura de freeze-out. La línea sólida da lugar a la abundancia de materia oscura en el régimen de equilibrio térmico, mientras que la línea discontinua corresponde a la abundancia de materia oscura luego del desacople. Esta gráfica ha sido tomada de [13].

Co-aniquilaciones de materia oscura y su efecto sobre la densidad de reliquia

Como se mencionó previamente en el escenario WIMP, la densidad de materia oscura observada se cree que es el resultado de un “freeze-out” en el Universo temprano. Resulta que dicho proceso de “freeze-out” puede ser modificado por la presencia de partículas adicionales que son cercanas en masa a la partícula candidata a materia oscura. A estos procesos extras de interacción entre las partículas adicionales, y con la materia oscura se le atribuye el nombre de co-aniquilación, y como se dijo se vuelven importantes cuando la masa de las partículas exóticas es casi degenerada [30]. Las co-aniquilaciones pueden aumentar o disminuir la densidad de reliquia. Aquellas cuyo efecto es aumentarla se les atribuye el nombre de co-aniquilaciones parásitas, mientras que las que tienden a disminuirla son conocidas como co-aniquilaciones simbióticas. Desde hace varios años se han desarrollado modelos teóricos que exploran dicho efecto como por ejemplo, el modelo escotogenico explorado en [31], donde se considera el caso de materia oscura escalar co-aniquilando con tres neutrinos derechos adicionales. Gracias a dichos procesos de co-aniquilación, no sólo se logra un aumento en la densidad de reliquia, sino también una mejora en las señales de detección predichas.

En el IDM para masas de la materia oscura mayores a 500 GeV, se consigue reproducir la densidad de reliquia correcta si las partículas en el doblete extra tienen masas casi degeneradas, siendo entonces los procesos de co-aniquilación fundamentales. En este orden de ideas, para esta región de masa y considerando las partículas adicionales a las del IDM

presentes en el IZM, se tiene procesos de co-aniquilación extras que podrían modificar el espacio de parámetros que da cuenta el IDM para el cual se satisface la cota sobre la densidad de reliquia. Para analizar dichos procesos se considera la expresión para la sección eficaz de aniquilación para n partículas co-aniquilando σ_{eff} (ver [30]),

$$\sigma_{eff} = \sum_{i,j} \sigma^{ij} \frac{n_i^{eq} n_j^{eq}}{(n^{eq})^2},$$

donde n^{eq} es la densidad numérica para partículas no relativistas, la cual sigue una distribución de Maxwell-Boltzmann [30, 13], luego considerando esto, σ_{eff} se escribir como,

$$\sigma_{eff} = \sum_{i,j} \sigma^{ij} \frac{g_i g_j}{g_{eff}^2} (1 + \Delta_i)^{3/2} (1 + \Delta_j)^{3/2} e^{-x(\Delta_i + \Delta_j)}, \quad (1.1)$$

siendo $\Delta_i = (m_i - m_\chi)/m_\chi$ la diferencia de masas entre la masa de la i -ésima partícula de materia oscura co-aniquilando y la de la partícula candidata a materia χ , g_i es el número de grados de libertad internos de la partícula i , y $g_{eff} = \sum_i^n g_i (1 + \Delta_i)^{3/2} e^{-x\Delta_i}$ son los grados de libertad efectivos. Además $\sigma_{i,j}$ denota la sección eficaz de aniquilación de las partículas i y j en partículas del ME. Vale la pena notar la dependencia de esta expresión de tres factores: las secciones eficaces de aniquilación, los grados de libertad y los factores de supresión de Boltzmann. Como la sección eficaz de aniquilación y la densidad de reliquia son inversamente proporcionales, a través de estos tres factores se analizará el impacto de los procesos de co-aniquilación extras debido a las partículas adicionales a las del IDM que están presentes en el IZM, sobre la densidad de reliquia que da cuenta el IDM.

1.1.4. Detección

En las últimas décadas la comunidad científica ha puesto mucho esfuerzo para buscar las partículas que constituyen la materia oscura. En especial para WIMPs se han ideado básicamente tres formas para detectarlas, como lo son, la producción de partículas de materia oscura en aceleradores y los experimentos de detección directa e indirecta. En la Figura 1.5 se muestra un esquema consistente con estos tres enfoques de detección.

Producción en aceleradores de partículas

La búsqueda en aceleradores como el LHC de partículas de materia oscura, consiste en producirlas a través de aniquilaciones entre partículas del ME [32, 33]. Debido a la característica de interacción débil de la materia oscura tipo WIMP con la materia ordinaria,

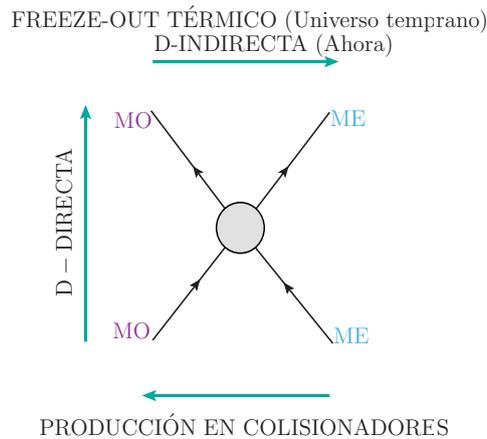


Figura 1.5: Esquema de detección y producción de materia oscura, considerando la aniquilación de partículas de materia oscura (MO) en partículas del ME, (detección indirecta), la dispersión de MO con núcleos atómicos (detección directa) y la aniquilación de partículas del ME en partículas de MO (producción en aceleradores). Se esquematiza también la producción en el Universo temprano, debido a aniquilaciones de partículas de materia oscura en partículas del ME.

las partículas de materia oscura escapan del detector dejando una traza como falta de energía y momento, la cual va típicamente acompañada de “jets”, y/o leptones. Estos eventos son observados y proporcionan señales de materia oscura en los aceleradores.

Detección directa

Dado que la Vía Láctea se encuentra sumergida en un halo de materia oscura, una fracción de sus constituyentes pasa a través de la Tierra, dando lugar a su posible detección debido a su dispersión normal con los núcleos atómicos de un material específico de un experimento.

El detector es un aparato que contiene una cantidad de algún elemento químico, y como consecuencia de la interacción de la WIMP con el núcleo atómico asociado al elemento, se produce un retroceso nuclear que el detector debido a su alta sensibilidad reconoce y registra como un evento. El retroceso nuclear que caracteriza dicha interacción puede ser categorizado como un proceso térmico, de ionización o centelleo, de modo que los detectores generalmente están diseñado para sentir dos de éstas señales, de esta forma los efectos de fondo pueden ser reconocidos como tal.

Adicionalmente la señal de una WIMP se puede distinguir de la señal de la radiación de fondo, debido a que la interacción de una WIMP con un núcleo atómico es un evento de un sólo sitio a diferencia de la radiación cósmica o la radiactividad natural que pueden provenir de varios lugares. Otra característica tiene que ver con la modulación anual de

la materia oscura, dado que la tasa de detección varía de acuerdo a la época debido al movimiento de la Tierra, ya sea en la misma dirección de la velocidad de la materia oscura en la galaxia o en contra de esta. Ya que el Sol se mueve aproximadamente a 220 km/s a través del halo de materia oscura de la Vía Láctea, en junio la velocidad de la Tierra (unos 30 km/s) está a favor de la velocidad del Sol y en diciembre está en contra, como resultado de la interacción (dispersión) entre las WIMPs y el blanco del detector se espera una oscilación anual.

Algunos de los experimentos de detección directa que operan en la actualidad son, PandaX-II [34] el cual se encuentra localizado en China, LUX [35] que se encuentra ubicado en la Mina Homestake (Dakota del Sur Estados Unidos), y XENON1T [36] sucesor de XENON100, el cual está situado en Gran Sasso Italia, cuya sensibilidad no tiene precedentes, y al igual que PandaX y LUX usa Xenón. Estos tres experimentos son subterráneos con el fin de disminuir la probabilidad de la llegada al detector de partículas asociadas a radiación de fondo. En la Figura 1.6 se muestran los límites actuales sobre la sección eficaz de dispersión elástica de XENON1T, además de aquellos provenientes de LUX, PandaX-II y XENON100.

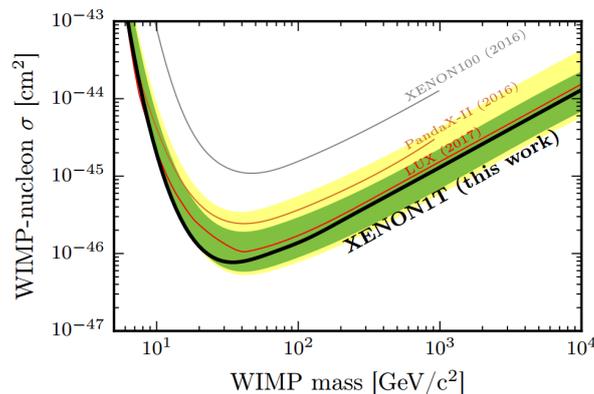


Figura 1.6: Límites experimentales sobre la sección eficaz de dispersión elástica WIMP-Nucleón, de XENON1T, LUX y PandaX-II. La línea negra representa las perspectivas de los límites sobre la sección eficaz de dispersión elástica WIMP-Nucleón independiente del spin en función de la masa de la WIMP de XENON1T. Las bandas verde y amarilla están a 1 y 2 σ de sensibilidad respectivamente. También se muestra como referencia los resultados de LUX (curva roja), PandaX-II (curva marrón) y XENON100 (curva gris). Esta gráfica fue tomada de [36].

Detección indirecta

La detección indirecta se basa en la idea de que las partículas de materia oscura pueden decaer o aniquilarse generando flujos de rayos cósmicos de alta energía, los cuales pueden

incluir fotones (γ), positrones (e^+), antiprotones (\bar{p}) y neutrinos (ν), ver Figura 1.7.

En la actualidad se cuenta con instrumentos de alta sensibilidad para la detección de

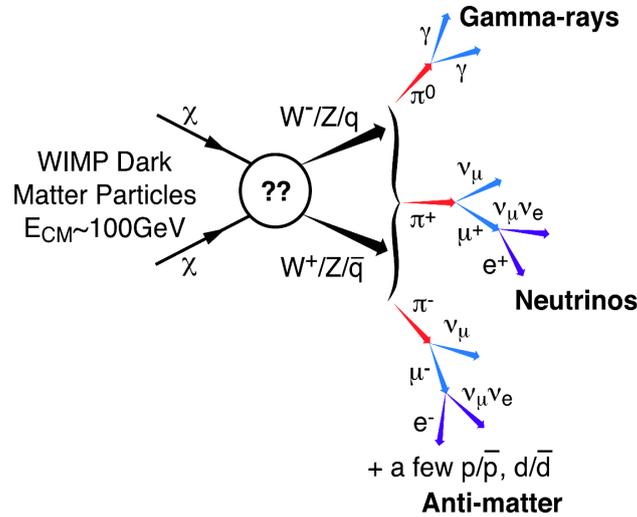


Figura 1.7: Esquema de producción de antimateria y rayos gamma, provenientes de aniquilaciones de materia oscura. Figura tomada de [37].

partículas provenientes de aniquilaciones de WIMPs, como Fermi-LAT [38] diseñado para detectar rayos gamma, ANTARES [39], situado en el mar Mediterráneo cerca de Toulon (Francia), detecta neutrinos, y AMS-02 [40] diseñado para detectar partículas o anti-partículas con carga. Por medio de los modelos astrofísicos sensibles a la radiación de fondo se puede discriminar esta radiación de los datos provenientes de Fermi-LAT, ANTARES o el instrumento que este operando, obteniendo de esta forma aquello que posiblemente proviene de interacciones entre partículas de materia oscura.

La expresión para el flujo observado de fotones provenientes de la aniquilación de partículas de materia oscura, se puede escribir como:

$$\Phi(\Delta\Omega) = \underbrace{\frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{DM}^2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN}{dE} dE}_{\text{Física de partículas}} \underbrace{\int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s} dl d\Omega' \rho^2(r)}_{\text{J-factor}}, \quad (1.2)$$

donde m_{DM} es la masa de la materia oscura, $\langle\sigma v\rangle$ y ρ son la sección eficaz promediada térmicamente y la densidad de partículas de materia oscura respectivamente, dN/dE es el espectro de energía asociado a los fotones integrado sobre el rango de energía experimental. El segundo término es conocido como el J-factor, es la integral de la línea de visión a través de la distribución de la materia oscura integrada sobre el ángulo sólido $\Delta\Omega$.

De acuerdo al término relacionado con el J-factor, resulta lógico buscar flujos de partículas provenientes de aniquilaciones de materia oscura en regiones donde la densidad de esta es

alta, esto es, aquellas regiones con un J-factor grande como el centro galáctico. A pesar de que en el centro galáctico se tiene muy buena estadística se presenta un alto grado de ruido debido a la cantidad de fuentes astrofísicas, lo que dificulta diferenciar las señales provenientes de aniquilaciones de materia oscura de aquellas provenientes de radiación de fondo. Otros blancos de búsqueda de materia oscura lo constituyen las galaxias esferoidales enanas de la Vía Láctea también denominadas dSphs (siglas del inglés de Dwarf spheroidal satellite galaxies). Estas son sistemas dominados principalmente de materia oscura, y aunque no poseen un J-factor como el del centro de la galaxia, el hecho de no tener una formación activa de estrellas o contenido de gas detectado, las convierte en objetivos de exploración, ya que es sencillo diferenciar una señal proveniente de fuentes astrofísicas y una de nueva física. Incluso de las dSphs se han obtenido los límites más restrictivos sobre la sección eficaz de aniquilación de partículas de materia oscura en fotones a través de diferentes mediadores (ver Figura 1.8).

Vale la pena notar que cuando los productos de aniquilación de la materia oscura corresponden a partículas cargadas como positrones y electrones, debido a que normalmente estas partículas son afectadas por los campos galácticos, su propagación se estudia a través de una ecuación de difusión para tener en cuenta dichos efectos [41].

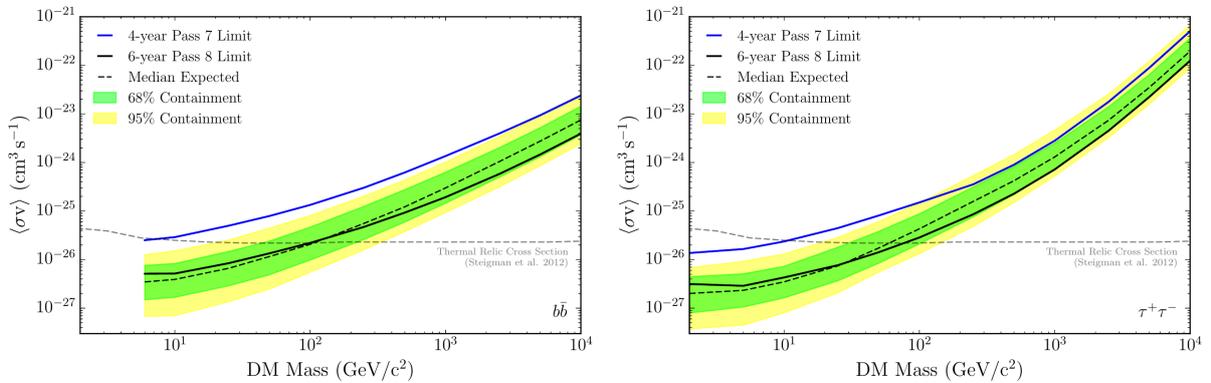


Figura 1.8: Límites sobre la sección eficaz de aniquilación de materia oscura a fotones a un 95 % de nivel de confianza en los canales $b\bar{b}$ y $\tau\tau$, de un análisis combinado de 15 galaxias enanas esferoidales dados por Fermi-LAT [42]. La Línea negra sólida da lugar al límite actual proveniente de un análisis de 6 años de datos, la línea discontinua negra muestra la sensibilidad esperada, mientras las bandas color verde y amarillo representan los cuantiles de 68 % y 95 % respectivamente. Además la curva discontinua color gris corresponde a la sección eficaz térmica. También se muestra una curva azul sólida que corresponde a límites derivados de previos análisis de cuatro años de datos reprocesados, para las mismas 15 galaxias enanas.

1.2. Masas de neutrinos

En 1930 el físico austriaco Wolfgang Pauli propuso la existencia de partículas llamadas neutrinos (denotadas por la letra griega ν), como un “remedio desesperado” para dar cuenta de la energía faltante en el decaimiento β , y de esta forma no violar el principio de conservación de energía, lo cual había tenido a los físicos de la época perplejos. Pauli supuso además que el neutrino era una partícula de spin $1/2$, sin masa, eléctricamente neutra y además que interactuaba débilmente con la materia. Respecto a esto último Pauli se atrevió a decir que nadie podría detectarlos, pero no paso más de un cuarto de siglo para que Clyde Cowan y Fred Reines detectaran antineutrinos emitidos por un reactor nuclear en Savannah River en Carolina del Sur, Estados Unidos [43]. La historia comenzó allí, y ya para hoy en día se han observado los tres sabores de neutrinos correspondientes a las tres familias de leptones del ME.

Desde entonces los neutrinos han sido bien estudiados. Sin embargo, inicialmente, como se dijo, se creía que no tenían masa y por tanto el ME se construyó sin la componente quiral derecha del neutrino, imposibilitando en esta forma generar términos de masa de Dirac para los neutrinos en el ME ². Contrario a lo que predecía el ME, los experimentos subterráneos de neutrinos solares mostraron un déficit de neutrinos electrónicos provenientes desde el Sol, respecto a los que se esperaba desde el modelo solar [44, 45]. A raíz de esto Pontecorvo en 1957 sugirió que los neutrinos podrían experimentar transiciones neutrino-antineutrino [46]. De igual forma esta idea fue extendida por Maki, Nakagawa y Sakata in 1962 en [47] proponiendo transiciones de neutrinos entre dos sabores. Lo anterior permitía dar una explicación al problema de los neutrinos solares, planteando que los neutrinos electrónicos oscilaban entre sabores en su trayecto desde el centro del Sol hasta la Tierra, de manera que algunos de ellos llegaban como neutrinos tauónicos ó muónicos, y no podían ser detectados ya que los experimentos iniciales sólo estaban destinados a la detección de neutrinos electrónicos.

Alrededor de 1963 Cabibbo y otros físicos habían propuesto la matriz CMK (nombre dado en honor a sus autores Cabibbo–Kobayashi–Maskawa), matriz de mezcla de quarks, para calcular las desintegraciones débiles que cambian el sabor de los quarks. En analogía a los estudios realizados por Cabibbo y sus colegas se propuso años más tarde la matriz Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata o PMNS (U), nombrada así debido a los autores de esta. Siendo esta un objeto matemático utilizado para estudiar las probabilidades de transición entre sabores de neutrinos. Básicamente U relaciona la base de sabor (ν_e, ν_μ, ν_τ) con la base de masa (ν_1, ν_2, ν_3). La probabilidad P de que un neutrino relativista producido con un sabor l sea detectado como un neutrino de sabor l' , después de viajar una distancia L a través del vacío esta dada por,

²De igual forma tampoco se puede generar a nivel árbol términos de masa de Majorana, ya estos términos violan el número leptónico total, por tanto no son invariantes gauge.

$$\begin{aligned}
P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = & \delta_{ll'} - 4 \sum_{i>j} \mathcal{R}(U_{li}^* U_{l'i} U_{lj} U_{l'j}^*) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta m_{i,j}^2 L}{4E} \right) \\
& - 2 \sum_{i>j} \mathcal{I}(U_{li}^* U_{l'i} U_{lj} U_{l'j}^*) \text{sen} \left(\frac{\Delta m_{i,j}^2 L}{4E} \right),
\end{aligned} \tag{1.3}$$

donde E es la energía de los neutrinos, $\Delta m_{i,j}^2 = m_i^2 - m_j^2$ es la diferencia entre los cuadrados de las masas de los autoestados de masa ν_i y ν_j , $\delta_{l,l'}$ es la delta de Kronecker y $U_{l,i}$ son los elementos matriciales de U , con l corriendo sobre la base de sabor e i sobre la base de masa. Es importante tener en cuenta que los experimentos de oscilaciones de neutrinos son sólo sensitivos a la diferencia de los cuadrados de las masas, esto es a $\Delta m_{i,j}^2 = m_i^2 - m_j^2$, y no dan información acerca del valor absoluto de m_i , por lo que existen dos patrones de masas de neutrinos masivos consistentes con los experimentos de neutrinos solares y atmosféricos: jerarquía normal o NH (sigla del inglés Normal Hierarchy) y la jerarquía invertida o IH (sigla del inglés Inverted Hierarchy) ³. Ambos casos se muestran gráficamente en la Figura 1.9, donde la diferencia de masa “solar” Δm_{21}^2 [48] y la diferencia de masa “atmosférica” Δm_{32}^2 [49] aunque han sido medidas con alta precisión no es fácil determinar el signo de Δm_{31}^2 , con lo que no se sabe si la jerarquía de masas es normal, el neutrino 3 es el más masivo, o invertida, el neutrino 3 es el menos masivo.

Otra cuestión sin solucionar dentro de esta teoría es que aún no se sabe si los neutrinos son partículas de Dirac o de Majorana. Se espera que la desintegración doble β sin neutrinos, que aún no ha sido observada por los experimentos, permita dilucidar este enigma. Esto porque solo para el caso Majorana está permitida, puesto que requiere la aniquilación mutua de dos antineutrinos, proceso posible solo si el antineutrino es su propia antipartícula. Desde el punto de vista teórico la explicación más común a la masa insignificante de los neutrinos es dada por los mecanismos seesaw tipo I [51], tipo II [51, 52] y tipo III [53]. Respecto al seesaw tipo I, tres singletes fermiónicos se añaden al ME, además del término de masa de Dirac, existe un término de masa de la forma $\bar{N}_L^c M_R N_L$, que no está permitido por la simetría gauge y viola el número leptónico total. La masa de los singletes fermiónicos es un parámetro libre y puede ser identificada como la nueva escala de energía Λ . Lo cual significa que si $M_R \sim 10^{13}$ GeV y $m_D \sim 10^2$ GeV, como $m_\nu \sim m_D/M_R^2$ se tendrá $m_\nu \sim$ eV.

Por otro lado, a nivel de loops, para generar la masa de neutrinos radiativamente, los modelos mejor motivados en la literatura son el de Zee [54], y el de Zee-Babu [55]. En lo que sigue se hará una breve revisión del Modelo de Zee, ya que sobre este se basa el modelo IZM que se abordó en este trabajo.

³También existe el caso en donde en ambas jerarquía hay una cuasidegenrencia en en los autoestados de masa, esto es, $m_1 \sim m_2 \sim m_3$, siendo de esta manera difícil distinguir entre ambos esquemas

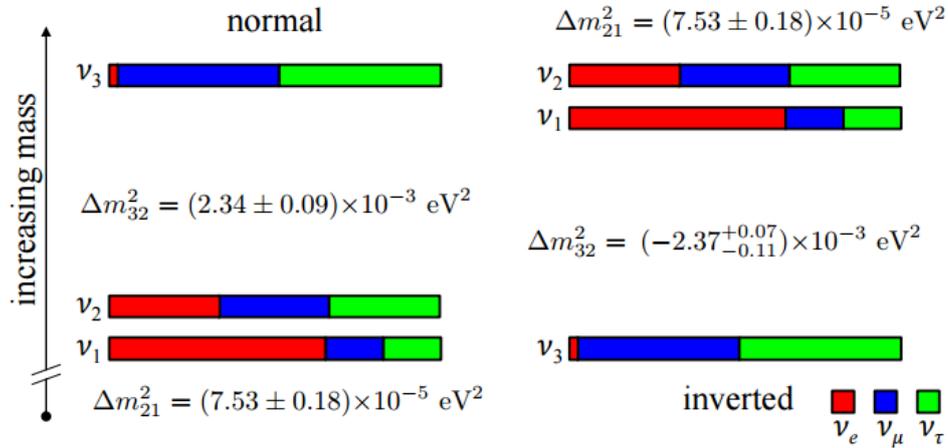


Figura 1.9: Representación gráfica de las dos posibles jerarquías de masa de los neutrinos, NH: $m_1 < m_2 < m_3$, mientras que para la IH se tiene $m_3 < m_1 < m_2$. Donde los colores representan aproximadamente las mezclas de sabor presentes en cada autoestado de masa. La Figura ha sido tomada de [50].

1.2.1. Modelo de Zee

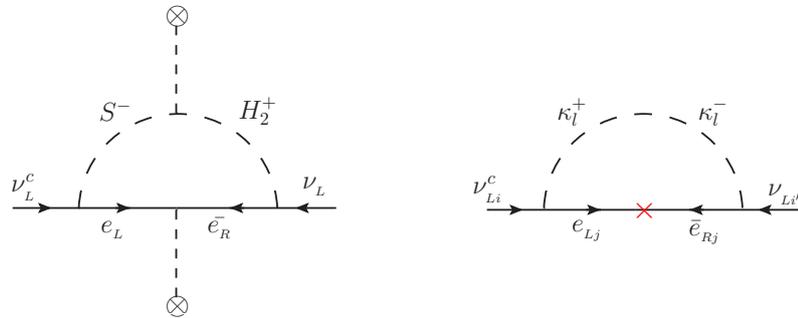


Figura 1.10: Diagramas a un loop para la generación de masas de neutrinos de Majorana en el modelo de Zee, en la base de interacción y de masa.

En el modelo de Zee es posible generar masa de neutrinos a un loop mediante los diagramas mostrados en la Figura 1.10. Este modelo añade al contenido de partículas del ME dos escalares complejos, que transforman bajo el grupo gauge del ME ($SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) como $(1,2,1)$, $(1,1,-2)$. Se sigue que los acoplamientos de Yukawa más generales del modelo, relevantes para masas de neutrinos están dados por,

$$-\mathcal{L}_Y \supset f_{ij}\epsilon_{ab}\overline{L}_i^C L_j^b S^+ + Y_{ij}^\beta \overline{L}_i H^\beta e_{Rj} + \mu\epsilon_{ab}H_1^a H_2^b S^+ + h.c., \quad (1.4)$$

donde $\epsilon_{a,b}$ es un tensor antisimétrico de $SU(2)$ con $a, b = 1, 2$, L_i y e_{Rj} son el doblete y singlete de leptones del ME respectivamente, $i, j = 1, 2, 3$ son índices de familia, H_1 y H_2

son el doblete de Higgs y el doblete escalar nuevo (ambos dobletes escalares adquieren un valor esperado de vacío (vev)), $\beta = 1, 2$ denotando el número del doblete escalar con su respectivo acoplamiento de Yukawa $Y_{i,j}^\beta$, μ es un acople que se puede tomar como real, y finalmente f esta asociada a las matrices en el espacio de sabor, donde de acuerdo con la estadística de Fermi se cumple $f_{ij} = -f_{ji}$ (ver apéndice B, expresiones (B.19) y (B.20)). El espectro escalar esta dado por el bosón de Higgs, dos escalares neutros, uno par bajo CP y otro impar bajo la misma simetría, cuatro escalares cargados, dos asociados a la componente cargada del doblete nuevo y dos asociados al singlete escalar complejo adicional. El término en el que aparece μ en la Lagrangiana (1.4) da lugar a una mezcla en el sector cargado con (H_1^\pm, S^\pm) la base de interacción y $(\kappa_1^\pm, \kappa_2^\pm)$ la base física. Adicionalmente dicho término encapsula la violación del número leptónico (L), condición necesaria para la generación de masas de neutrinos de Majorana, con $L(S) = -2$, $L(H_{1,2}) = 0$. Luego, la matriz de masa de Majorana de acuerdo con el diagrama de la derecha de la Figura 1.10 es

$$M_{ij}^\nu \sim \frac{\mu v_2}{v_1} (m_j^2 - m_i^2) F(m_{\kappa_1^\pm}^2, m_{\kappa_2^\pm}^2) \quad (\text{ver [56]}), \quad (1.5)$$

con v_1 y v_2 los vev de H_1 y H_2 respectivamente, $m_{\kappa_1^\pm}$ y $m_{\kappa_2^\pm}$ las masas físicas de los escalares cargados, y $F(m_{\kappa_1^\pm}^2, m_{\kappa_2^\pm}^2)$ la función de loop, la cual se puede escribir como

$$F(m_{\kappa_1^\pm}^2, m_{\kappa_2^\pm}^2) = \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{(m_{\kappa_2^\pm}^2 - m_{\kappa_1^\pm}^2)} \ln \left(\frac{m_{\kappa_1^\pm}^2}{m_{\kappa_2^\pm}^2} \right) \quad (1.6)$$

En la referencia [56] se muestra la compatibilidad del modelo con los datos de física de neutrinos. Respecto a la materia oscura claramente el modelo de Zee no cuenta con una partícula estable candidata a materia oscura, ya que no es posible imponer la simetría Z_2 ⁴ sin afectar las masas de los neutrinos, debido a que los vértices que se muestran en la Figura 1.10 no serían invariantes bajo dicha simetría. Entonces para generar masas de neutrinos de Majorana y tener un candidato a materia oscura, se requiere de un nuevo espectro de fermiones impares bajo Z_2 . Este problema lo resuelve el IZM, el cual se puede ver como la extensión del modelo de Zee por medio de un conjunto mínimo de fermiones VL, que consisten de un singlete y un doblete de $SU(2)$.

1.3. Momento magnético anómalo del muón

Cualquier partícula elemental cargada tiene un momento dipolar magnético $\vec{\mu}$ el cual esta alineado con su spin \vec{s} , y se relaciona con este a través de la expresión

$$\vec{\mu} = g \left(\frac{q}{2m} \right) \vec{s}, \quad (1.7)$$

⁴Bajo la simetría Z_2 , los campos del ME son pares, mientras que los campos nuevos son impares.

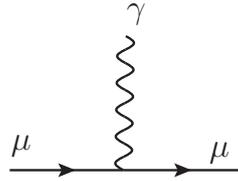


Figura 1.11: Diagrama de Feynman asociado a la interacción de una partícula cargada (un muón) con un campo electromagnético .

con g la constante giromagnética, $q = \pm Ne$ y m son la carga eléctrica y la masa de la partícula respectivamente. En la teoría clásica de Dirac la predicción es que $g = 2$ (ver Figura 1.11). Por otra parte en el ME efectos cuánticos inducen una pequeña corrección a g la cual es cuantificada por la expresión $a = (g - 2)/2$. Este resultado se denomina momento magnético anómalo y se asocia a alguno de los tres leptones cargados (τ^- , μ^- y e^-). Para el caso del muón en el ME, a_μ , denota el momento magnético anómalo de esta partícula, el cual recibe contribuciones de la electrodinámica cuántica o QED (sigla del inglés Quantum Electrodynamics), de la interacción débil y de la QCD (sigla del inglés Quantum Chromodynamics) o contribucion hadrónica, como se muestra en la Figura 1.12. En los últimos años se han hecho grandes esfuerzos para determinar la predicción del ME incluyendo órdenes superiores en teoría de perturbaciones, como se muestra por ejemplo en [57] y [58], donde consideran las contribuciones del ME hasta tres órdenes en la constante electromagnética, obteniendo valores para el momento magnético anómalo del muón tales como, $a_\mu^{\text{ME}} = 116591802(2)(42)(26)10^{-11}$ y $a_\mu^{\text{ME}} = 116591828(2)(43)(26) 10^{-11}$ respectivamente ⁵.

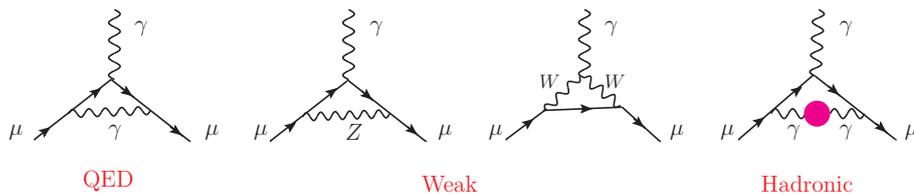


Figura 1.12: Contribuciones en el ME a a_μ de la QED, la interacción débil y la QCD.

La historia de la medición y cálculo del a_μ es larga, siendo cada vez más precisas las mediciones y las predicciones. Sin embargo, las medidas experimentales del MAMM han mostrado una clara desviación respecto al resultado teórico, como indican resultados re-

⁵ Las diferencias de los valores centrales se deben a distintos resultados encontrados de las contribuciones hadrónicas debido a la polarización de vacío. Los tres errores en paréntesis dan cuenta de las contribuciones débiles, hadrónicas de orden más bajo y orden más alto respectivamente

cientes en [11], tal que $\Delta a_\mu^6 = 287(80) \times 10^{-11} (3.6\sigma)$, donde 3.6σ es la desviación respecto a la predicción del ME. Este claro desacuerdo ha llevado a que el estudio del MAMM sea uno de los campos más activos en la física de partículas en los últimos años [11, 57].

En el ME la mayor parte de las contribuciones al a_μ vienen de la QCD, y dado que las correcciones hadrónicas son muy difíciles de calcular, además del hecho de que ni siquiera se conoce el valor exacto de la masa de los quarks, se generan una serie de errores en los cálculos teóricos que dan lugar lógicamente a una mayor diferencia entre el valor teórico y experimental en el a_μ . En este orden de ideas, tal vez en un futuro cuando se tenga un conocimiento más exacto acerca de la QCD sea posible establecer modelos teóricos con menos incertidumbres, y de esta forma se podrá saber con certeza si en realidad persiste tal discrepancia entre la medida experimental y lo que predice la teoría, pero mientras esta permanezca es una puerta abierta a la nueva física, a nuevas partículas que puedan remover dicha discrepancia.

En cuanto a la medida experimental de a_μ en la Figura 1.13 se muestra un esquema del experimento. Este básicamente consiste en inyectar muones polarizados en un anillo de almacenamiento superconductor, los cuales provienen del decaimiento de piones cargados que se originaron a su vez después del impacto de protones altamente energéticos con un blanco. El campo magnético \vec{B} altamente uniforme en el anillo es perpendicular a la dirección del spin del muón. A medida que el muón circula alrededor del anillo, su spin, que inicialmente estaba alineado en la dirección del movimiento del muón, gira un poco más rápido que el muón, la diferencia entre la velocidad a la que gira el muón \vec{w}_c (frecuencia del ciclotrón) y la velocidad a la que gira su spin \vec{w}_s (frecuencia de precesión del spin), es directamente proporcional al a_μ como se indica a continuación,

$$\vec{w}_{a_\mu} = \vec{w}_s - \vec{w}_a = \frac{e}{m_\mu c} \left[a_\mu \vec{B} - \left(a_\mu - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) (\vec{\beta} \times E) \right] \quad \text{Cuando } \vec{B} \cdot \vec{\beta} = \vec{E} \cdot \vec{\beta}, \quad (1.8)$$

donde $\vec{\beta}$ representa la dirección del muón.

Para que los muones no se salgan del anillo se utiliza un campo eléctrico (\vec{E}) para confinarlos. Se tiene que \vec{E} afecta el giro de los muones, es decir, tiende a desviarlos del anillo, excepto para una velocidad “mágica” tal que $\gamma = 29,3$, con $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$, donde el efecto del campo eléctrico desaparece, luego se mide la frecuencia \vec{w}_{a_μ} y se extrae el valor de a_μ (para más detalles ver [59]).

⁶ $\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{Exp}} - a_\mu^{\text{ME}}$

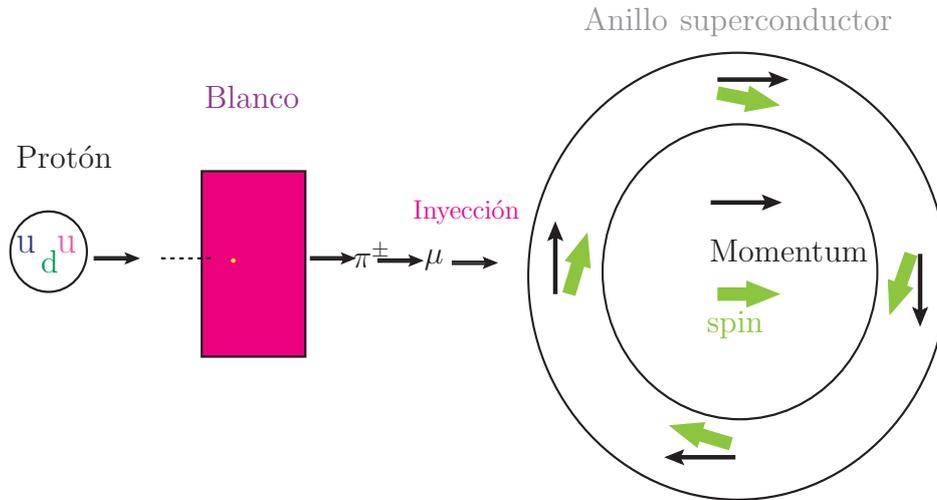


Figura 1.13: Esquema ilustrativo de la medida del momento magnético anómalo de muón en los experimentos.

A pesar de que la medición del momento magnético del electrón a_e se hace con mayor precisión [60], 0.7 ppb (parte por mil millones), a_μ es más sensible a los efectos de nueva física alrededor de $m_\mu^2/m_e^2 \sim 40000$, debido al gran valor de su masa en comparación con la del electrón. En la Tabla 1 de [11] se muestra un resumen histórico de las mediciones del MAMM por diferentes colaboraciones, además se da un estimativo de la discrepancia actual respecto a la predicción teórica.

En la literatura existen un sin número de modelos que intentan explicar la anomalía del muón, como por ejemplo el modelo de Zee Babu, el modelo escotogenico, el modelo con seesaw inverso, entre otros, como se indica en [11], donde se hace un estudio de varios modelos y sus contribuciones al MAMM. Además se estudia la correlación de esta observable con LFV. Dado que en el IZM hay procesos de LFV, se espera que a través de los mismos campos e interacciones hayan contribuciones al MAMM.

1.3.1. Factores de forma electromagnéticos

Considerando el vértice efectivo para el decaimiento radiativo a dos cuerpos mostrado en la Figura 1.14. El círculo verde contiene en general diferentes realizaciones de acuerdo con el modelo a estudiar, donde la información dependiente de cada modelo esta contenida en los conocidos factores de forma.

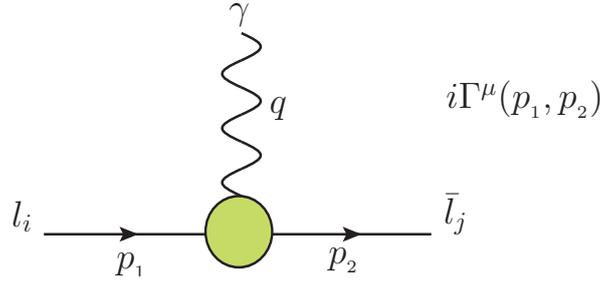


Figura 1.14: Vértice efectivo del decaimiento radiativo a dos cuerpos.

La estructura de Lorentz más general del vértice vector-fermión, contiene 24 términos independientes que son combinaciones de los cuadvectores $p \equiv p_1 + p_2$, $q \equiv p_1 - p_2$ y las 15 matrices de Dirac $\{\gamma^\mu, \gamma^5, \gamma^\mu\gamma^5, \sigma^{\mu\nu}\} + \mathbb{1}_{4 \times 4}$ (ver [61]). Generalmente este vértice se puede escribir como se indica a continuación,

$$i\Gamma^\mu(p_1, p_2) = ie [\gamma^\mu(F_V - F_A\gamma_5) + (iF_M + F_E\gamma_5)\sigma^{\nu\mu}q_\nu + (iF_S + F_P\gamma_5)q^\mu + (F_{MV} + iF_{EV}\gamma_5)p^\mu + (F_{TS} + iF_{TP}\gamma_5)\sigma^{\mu\nu}p_\nu + \dots], \quad (1.9)$$

donde los objetos F_V, F_A, \dots, F_{TP} que aparecen en esta expresión son los factores de forma, los cuales son funciones de todos los escalares independientes, invariantes de Lorentz, que se pueden construir con los vectores p_1 y p_2 , como lo son p_1^2, p_2^2 y $p_1 \cdot p_2$, donde el último término bajo ciertas aproximaciones se puede escribir como $q^2 = (p_1 - p_2)^2$, por tanto los factores de forma se expresan como $F_i(p_1^2, p_2^2, q^2)$. Los puntos al final en la expresión representan los términos que no se escribieron explícitamente, y e es la carga elemental, la cual se introduce por conveniencia, de forma que los acoplamientos quedan normalizados a los de la electrodinámica cuántica.

Si ambos fermiones están on-shell, esto es, $p^2 = m^2$, por medio de la ecuación de Dirac, expresiones (B.7)-(B.8), junto con las identidades de Gordon ((B.23) y (B.24)) y la ecuación (B.2), es posible simplificar la ecuación (1.9), eliminando los términos omitidos junto con los factores de forma $F_{MV}, F_{EV}, F_{TS}, F_{TP}$; en consistencia con esto la ecuación (1.9) se puede escribir como,

$$i\Gamma^\mu(p_1, p_2) = ie [\gamma^\mu(F_V - F_A\gamma_5) + (iF_M + F_E\gamma_5)\sigma^{\nu\mu}q_\nu + (iF_S + F_P\gamma_5)q^\mu]. \quad (1.10)$$

Dado que la invariancia gauge electromagnética impone la conservación de la corriente $q_\mu\Gamma^\mu = 0$, se tiene

$$ie[q_\mu\gamma^\mu(F_V - F_A\gamma_5) + q_\nu q_\mu\sigma^{\nu\mu}(iF_M + F_E\gamma_5) + (iF_S + F_P\gamma_5)q^\mu] = 0, \quad (1.11)$$

donde el segundo término es cero ya que consiste de una multiplicación de un factor simétrico y otro antisimétrico, luego

$$\begin{aligned} 0 &= ie[q_\mu\gamma^\mu(F_V - F_A\gamma_5) + (iF_S + F_P\gamma_5)q_\mu q^\mu], \\ &= ie[(p_1 - p_2)_\mu\gamma^\mu(F_V - F_A\gamma_5) + (iF_S + F_P\gamma_5)q^2], \\ &= ie[(\not{p}_1 - \not{p}_2)(F_V - F_A\gamma_5) + (iF_S + F_P\gamma_5)q^2]. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Luego la amplitud del decaimiento radiativo $l_i \rightarrow \bar{l}_j \gamma$ se escribe como,

$$\mathcal{M}(l_i \rightarrow \bar{l}_j \gamma) = \xi_\mu^* \bar{u}_j(p_2) \Gamma^\mu(p_1, p_2) u_i(p_1). \quad (1.13)$$

En consistencia con (1.12), la amplitud se puede reescribir como,

$$\begin{aligned} 0 &= ie \xi_\mu^* \bar{u}_j(p_2) \left[(\not{p}_1 - \not{p}_2)(F_V - F_A \gamma_5) + (iF_S + F_P \gamma_5) q^2 \right] u_i(p_1), \\ &= ie \xi_\mu^* \bar{u}_j(p_2) \left[\{(\not{p}_1 - \not{p}_2)F_V + iF_S q^2\} \mathbb{1} \{ -(\not{p}_1 - \not{p}_2)F_A + F_P q^2 \} \gamma_5 \right] u_i(p_1), \end{aligned} \quad (1.14)$$

usando las ecuaciones de Dirac (B.7)-(B.8), y teniendo en cuenta que la matriz identidad $\mathbb{1}$ y γ^5 son linealmente independientes, se obtienen las siguiente relaciones:

$$(m_i - m_j)F_V + iF_S q^2 = 0, \quad (1.15)$$

$$-(m_i + m_j)F_A + F_P q^2 = 0. \quad (1.16)$$

Además, si el fotón esta on-shell, se cumple que $q^2 = 0$, y las anteriores expresiones se escriben como:

$$(m_i - m_j)F_V = 0, \quad (1.17)$$

$$-(m_i + m_j)F_A = 0. \quad (1.18)$$

De modo que si el fotón esta on-shell, su polarización cumple que $q^\mu \xi_\mu^* = 0$, por lo que los factores de forma F_p y F_S en la expresión (1.10) no contribuyen, y si además los estados inicial y final son iguales, esto es, $m_i = m_j$, de acuerdo con la expresión (1.18) $F_A = 0$, luego la función vértice queda:

$$i\Gamma_{i=j} = ie(\gamma^\mu F_V + iF_M + F_E \gamma_5) \sigma^{\mu\nu} q_\nu, \quad (1.19)$$

por otra parte, si los estados inicial y final son distintos, $m_i \neq m_j$, en consistencia con (1.17) $F_A = F_V = 0$, así que (1.10) queda:

$$i\Gamma_{i \neq j} = ie(iF_M + F_E \gamma_5) \sigma^{\mu\nu} q_\nu, \quad (1.20)$$

Los factores de forma F_V , F_A , F_M y F_E se denominan vectorial, axial, dipolar magnético y dipolar eléctrico respectivamente. El primer caso para $i = j$, se usa para calcular el MAMM, mientras que el último caso, cuando $i \neq j$ se usa para procesos como $\mu \rightarrow e\gamma$.

En el límite no relativista cuando $p_{1,2} \rightarrow 0$, los factores de forma se pueden interpretar en términos de la carga eléctrica, el momento dipolar eléctrico y magnético, como se indica

en las siguientes relaciones:

$$eQ_f \equiv -eF_V(0) \quad (\text{Carga eléctrica del fermión}), \quad (1.21)$$

$$\mu \equiv \left(\frac{e}{2m} F_V(0) + eF_M(0) \right) \quad (\text{Momento dipolar magnético}), \quad (1.22)$$

$$d \equiv -eF_E(0) \quad (\text{Momento dipolar eléctrico}), \quad (1.23)$$

$$a_f \equiv 2m \left(\frac{F_M(0)}{F_V(0)} \right) \quad (\text{Momento dipolar magnético anómalo}). \quad (1.24)$$

En el caso del muón, en (1.21) $Q_\mu = -1$ entonces $F_V(0) = 1$, luego a_μ de acuerdo a (1.24) se puede escribir como,

$$a_\mu = 2mF_M(0) \quad (1.25)$$

Se tiene que el momento magnético anómalo del muón depende de la masa del muón y del factor de forma dipolar magnético. De acuerdo con la expresión para la función vértice, ecuación (1.19), $F_M(0)$ es el coeficiente de $ie\sigma^{\mu\nu}q_\nu$, por tanto para determinar las contribuciones a a_μ de los campos del ME o campos adicionales a éste, basta con determinar la función vértice e identificar $F_M(0)$. Se sigue entonces que interacciones de Yukawa de la forma $\bar{\mu}FS$ ⁷ las cuales están presentes en modelos con LFV podrían contribuir al $F_M(0)$, y este caso es precisamente el del IZM, el cual se pretende abordar en el trabajo.

⁷Con μ el muón, F un fermión y S un escalar

Capítulo 2

Modelo Inerte de Zee

El modelo inerte de Zee, es una extensión del ME, donde se introducen de más dos campos escalares complejos: un singlete (S^\pm) y un doblete (H_2) de $SU(2)$, junto con un par de fermiones “Vector-Like ” (VL): un singlete (ϵ) y un doblete (Ψ) de $SU(2)$. Se incluye también la simetría Z_2 bajo la cual los campos nuevos son impares mientras que los campos del ME son pares, esto para estabilizar la partícula más ligera del espectro exótico. El candidato a materia oscura consiste de la componente escalar neutra de H_2 par bajo la simetría CP⁸. En el Cuadro 2.1, se muestra como transforman los nuevos campos bajo la simetría gauge del ME y la simetría Z_2 .

Adicionalmente, este modelo da cuenta de masas de neutrinos de Majorana, las cuales son generadas radiativamente utilizando los nuevos campos escalares y fermionicos (ver [12]).

Note que, como se discutió en la sección 1.1.2, el IZM se puede ver como una extensión del IDM, modelo mediante el cual es posible explicar materia oscura. De igual forma el IZM, es un modelo que extiende el modelo de Zee, como se estudio en la sección 1.2.1, para explicar tanto masas de neutrinos como materia oscura.

	Espín	$SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y, Z_2$
ϵ	1/2	(1 , 1 , -2, -)
Ψ	1/2	(1 , 2 , -1, -)
H_2	0	(1 , 2 , 1, -)
S^-	0	(1 , 1 , -2, -)

Cuadro 2.1: Contenido de partículas nuevas del modelo, junto con sus propiedades de transformación bajo la simetría $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes Z_2$.

⁸También podría ser la componente escalar neutra impar bajo CP, A^0 .

2.1. Sector escalar

El Lagrangiano más general, renormalizable e invariante bajo el grupo gauge del ME y la simetría Z_2 esta dado por

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{ME} + (D_{1\mu}H_2)^\dagger D_1^\mu H_2 + (D_{2\mu}S^-)^\dagger D_2^\mu S - \mathcal{V}(H_1, H_2, S^-), \quad (2.1)$$

donde \mathcal{L}_{ME} es el Lagrangiano del ME, $D_{1\mu}$ y $D_{2\mu}$ son las derivadas covariantes asociadas al doblete y el singlete escalar respectivamente, las cuales se expresan como se indica a continuación

$$D_{1\mu} = \partial_\mu - i\frac{g_1}{2}B_\mu - ig_2\tau_a W_\mu^a, \quad D_{2\mu} = \partial_\mu - i\frac{g_1}{2}B_\mu, \quad (2.2)$$

y $\mathcal{V}(H_1, H_2, S^-)$ es el potencial escalar, el cual esta dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{V}(H_1, H_2, S^-) = & \mu_2^2 H_2^\dagger H_2 + \frac{\lambda_2}{2} (H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_3 (H_1^\dagger H_1)(H_2^\dagger H_2) + \lambda_4 (H_1^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_1) + \\ & \frac{\lambda_5}{2} [(H_1^\dagger H_2)^2 + h.c.] + \mu_S^2 S^+ S^- + \lambda_S (S^+ S^-)^2 + \lambda_6 (S^+ S^-)(H_1^\dagger H_1) + \\ & \lambda_7 (S^+ S^-)(H_2^\dagger H_2) + \mu\epsilon_{ab}[H_1^a H_2^b S^+ + h.c], \end{aligned} \quad (2.3)$$

donde ϵ_{ab} es el tensor antisimétrico con $\epsilon_{12} = 1$, $H_1 = (0, H_1^0)^T$ es el doblete de Higgs del ME y $H_2 = (H_2^+, H_2^0)^T$. Los acoplamientos escalares λ_5 y μ se toman reales. Después del rompimiento de la simetría electrodébil, los campos escalares pueden ser parametrizados en la forma $H_1^0 = (h + v)/\sqrt{2}$ y $H_2^0 = (H^0 + iA^0)/\sqrt{2}$, con h siendo el bosón de Higgs y $v = 246$ GeV es el vev. El espectro escalar neutro coincide con el del IDM [62, 63, 64], el cual consiste de dos estados neutros (H^0, h) pares bajo CP y un estado neutro (A^0) impar bajo CP. Las masas de las partículas escalares neutras impares bajo Z_2 se leen como

$$m_{H^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)v^2, \quad (2.4)$$

$$m_{A^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5)v^2. \quad (2.5)$$

Por otra parte el sector cargado involucra una mezcla de los estados singlete y doblete, los cuales conducen a la siguiente matriz de mezcla en la base (H_2^\pm, S_\pm)

$$\mathcal{M}_1 = \begin{pmatrix} m_{H^\pm}^2 & -\frac{\mu v}{\sqrt{2}} \\ -\frac{\mu v}{\sqrt{2}} & m_{S^\pm}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

donde m_{H^\pm} y m_{S^\pm} se expresan como sigue

$$m_{H^\pm}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v^2, \quad (2.7)$$

$$m_{S^\pm}^2 = \mu_S^2 + \frac{\lambda_6}{2}v^2. \quad (2.8)$$

Para diagonalizar la matriz de masa dada en (2.6) se relacionan los autoestados de interacción (S^\pm , H^\pm) con los autoestados de masa (κ_1^\pm , κ_2^\pm) por medio de una matriz de rotación como se indica a continuación,

$$\begin{pmatrix} H_2^\pm \\ S^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta & -\sin \delta \\ \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \kappa_1^\pm \\ \kappa_2^\pm \end{pmatrix}, \quad \text{con } \sin 2\delta = \frac{\sqrt{2}\mu v}{m_{\kappa_2^\pm}^2 - m_{\kappa_1^\pm}^2}, \quad (2.9)$$

donde δ es el ángulo de mezcla, y $m_{\kappa_1^\pm}$ y $m_{\kappa_2^\pm}$ son las masas de los escalares cargados, las cuales se escriben como,

$$m_{\kappa_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{H^\pm}^2 + m_{S^\pm}^2 \mp \sqrt{(m_{H^\pm}^2 - m_{S^\pm}^2)^2 + 2\mu^2 v^2} \right), \quad (2.10)$$

restringiendo μ para valores positivos con el fin de tener el requisito $m_{\kappa_1^\pm}^2 > 0$.

Por último, los acoplamientos escalares están sujetos a restricciones de perturbatividad y estabilidad de vacío, lo cual implica las siguientes condiciones [62, 65]:

$$\begin{aligned} \mu_1 < 0, \quad \lambda_1 \mu_2^2 > \lambda_3 \mu_1^2, \quad \lambda_1 \mu_S^2 > \lambda_6 \mu_1^2, \quad \lambda_1 \mu_2^2 > (\lambda_3 + \lambda_4 \pm |\lambda_5|) \mu_1^2, \quad \lambda_1, \lambda_S < |8\pi| \\ \lambda_1, \lambda_2, \lambda_S > 0, \quad \lambda_6 > -\sqrt{\frac{\lambda_1 \lambda_2}{2}}, \quad \lambda_7 > -\sqrt{\frac{\lambda_2 \lambda_S}{2}}, \quad \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Respecto a los parámetros libres en el sector escalar, es posible elegir el siguiente conjunto

$$m_{H^0}, m_{A^0}, m_{\kappa_1^+}, m_{\kappa_2^+}, \lambda_L, \lambda_6 \text{ y } \delta, \quad (2.12)$$

donde $\lambda_L = \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)$ controla el acoplamiento trilineal entre el Higgs del modelo estándar y H^0 . Ya que los acoplos cuárticos λ_2 , λ_S y λ_7 son sólo relevantes para interacciones que involucran partículas impares bajo Z_2 no se añaden aquí.

2.2. Interacciones de Yukawa y sector fermiónico impar bajo Z_2

La Lagrangiana invariante bajo Z_2 respetando la simetría gauge del ME contiene los siguientes términos

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset \bar{\Psi} \not{D}_1 \Psi + \bar{\epsilon} \not{D}_2 \epsilon - m_\Psi \bar{\Psi} \Psi - m_\epsilon \bar{\epsilon} \epsilon - \{ \eta_i \bar{L}_i H_2 \epsilon + \rho_i \bar{\Psi} H_2 e_{Ri} + \Pi \bar{\Psi} H_1 \epsilon + \\ f_i \bar{L}_i^c \Psi S^\dagger + h.c. \}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

con $\not{D}_1 = \gamma^\mu D_{1\mu}$ y $\not{D}_2 = \gamma^\mu D_{2\mu}$, donde $D_{1\mu}$ y $D_{2\mu}$ están dadas de acuerdo a la ecuación (2.2). Además L_i y e_{Ri} son los dobletes de leptones y singletes de $SU(2)$ respectivamente, Π , η_i , ρ_i y f_i son los acoplamientos de Yukawa que controlan las nuevas Interacciones, e

i es el índice de familia. Como se muestra en [12], los términos η_i , f_i con los términos de mezcla Π y μ dan lugar a masas de neutrinos diferentes de cero a nivel de un loop, y junto con el término ρ_i , inducen procesos de violación de sabor leptónico tales como $\mu \rightarrow e\gamma$.

Una vez la simetría electrodébil se rompe espontáneamente el término Π ⁹ genera una mezcla de los dos fermiones cargados impares bajo Z_2 , conduciendo a una matriz de masa en la base (E, ϵ) dada por

$$\mathcal{M}_2 = \begin{pmatrix} m_\Psi & \frac{\mu v}{\sqrt{2}} \\ \frac{\mu v}{\sqrt{2}} & m_\epsilon \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Para la diagonalización de la matriz de masa dada en (2.14) se relacionan los autoestados de interacción ϵ y E con los autoestados de masa χ_1 y χ_2 por medio de una matriz de rotación como se indica a continuación,

$$\begin{pmatrix} E \\ \epsilon \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\text{sen} \alpha \\ \text{sen} \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}, \quad \text{con } \text{sen} 2\alpha = \frac{\sqrt{2}\mu v}{m_{\chi_2} - m_{\chi_1}}, \quad (2.15)$$

siendo α el ángulo de mezcla, y m_{χ_1} y m_{χ_2} son las masas de los fermiones cargados, las cuales se escriben como,

$$m_{\chi_{1,2}} = \frac{1}{2} \left(m_\Psi + m_\epsilon \mp \sqrt{(m_\Psi - m_\epsilon)^2 + 2\Pi^2 v^2} \right) \quad (2.16)$$

Adicionalmente el espectro de fermiones impares bajo Z_2 contiene un fermión de Dirac N con una masa $m_N = m_\Psi$. De las expresiones anteriores (2.15)-(2.16), se sigue que $m_N = m_{\chi_1} \cos^2 \alpha + m_{\chi_2} \text{sen}^2 \alpha$, lo cual implica la jerarquía de masa: $m_{\chi_1} \leq m_N \leq m_{\chi_2}$. Por tanto el fermión neutro N no puede ser la partícula más ligera impar bajo Z_2 en el espectro.

Como $m_{\chi_1} > m_{H^0}$, y dado que en la sección anterior se consideró $\lambda_5 < 0$, de acuerdo a las expresiones (2.4) y (2.5) la partícula más ligera impar bajo Z_2 es H^0 , por tanto es la candidata a materia oscura.

2.3. Materia oscura

De acuerdo con las secciones anteriores, la partícula impar bajo la simetría Z_2 , más liviana del espectro de partículas mostrado en el Cuadro 2.1 es la componente neutra H^0 del doblete escalar complejo H_2 , igual que en IDM. Dado que el IZM extiende al IDM por medio de un singlete escalar complejo y dos campos fermiónicos VL, bajo ciertos límites sobre los parámetros nuevos la fenomenología de materia oscura de ambos modelos es similar. Esto es, para $m_{\kappa_2}, m_{\chi_1} \geq m_{\kappa_1}$, un ángulo de mezcla escalar pequeño, $\eta_i, f_i, \rho_i, \lambda_6 \ll 1$ y $\mu/v \ll 1$. Bajo estas restricciones los procesos extras de aniquilación y co-aniquilación

⁹Por simplicidad se asume Π real

debido a los campos nuevos son despreciables.

Por tanto el rango de masa viable para la materia oscura en el IZM bajo estas condiciones es el mismo que en el IDM. El cual consiste de dos regiones, una de masa baja con $55 < m_{H^0}/\text{GeV} < 73$ y otra de masa alta para $m_{H^0} \gtrsim 500$ GeV. En la región intermedia, para $100 < m_{H^0}/\text{GeV} < 500$, las interacciones gauge se vuelven grandes, aniquilándose la materia oscura muy efectivamente, no siendo posible alcanzar la densidad de reliquia observada. Para $m_{H^0} > 500$ GeV, en consistencia con el requisito de unitariedad, la sección eficaz decrece con el inverso de la $m_{H^0}^2$, disminuyendo de esta forma la tasa de aniquilación y dando lugar a la abundancia de materia oscura para estos valores de la masa de la materia oscura.

En el IDM en el régimen de masa baja, la materia oscura se aniquila principalmente en fermiones ligeros a través del canal s , con contribuciones subdominantes debido a aniquilaciones a tres cuerpos: $H^0 H^0 \rightarrow WW^* \rightarrow W f \bar{f}'$. Adicionalmente mediciones del LEP dan lugar a restricciones sobre las masas de las partículas impares bajo Z_2 tales como: $m_{H^0} + m_{A^0} > m_Z$, $\max(m_{H^0}, m_{A^0}) > 100$ GeV y $m_{\kappa_1} \gtrsim 75$ GeV (ver sección 3.3 de [66]), haciendo despreciables entonces los procesos de co-aniquilación en este límite de masa.

Por otra parte para $m_{H^0} \gtrsim 500$ GeV (régimen de masa alta), la densidad de reliquia depende de la diferencia entre la masa de los estados exóticos del IDM más pesados respecto a la masa de la materia oscura. De acuerdo a las expresiones (2.4), (2.5) y (2.6) se tiene que $m_{H^\pm}^2 = m_{H^0}^2 - (\lambda_4 + \lambda_5)v^2$ y $m_{A^0}^2 = m_{H^0}^2 - 2\lambda_5 v^2$, y como $m_{H^0} \gg v$, las masas m_{H^0} , m_{A^0} y m_{κ_1} son aproximadamente degeneradas. En efecto una diferencia de masas pequeña, a lo sumo de 15 GeV se requiere para reproducir la densidad de reliquia correcta. Por tanto en este régimen los procesos de co-aniquilación son fundamentales para explicar la materia oscura.

Considerando ahora el escenario bajo el cual las partículas adicionales a los del IDM (κ_2 , $\chi_{1,2}$ y N presentes en el IZM), contribuyen a la densidad de reliquia a través de procesos de aniquilación o co-aniquilación. En el régimen de masa baja debido a restricciones del LEP-II sobre la masa de fermiones y escalares cargados en general, se tiene que los procesos de aniquilación siguen siendo los relevantes en este régimen. En especial, a través de los nuevos canales de aniquilación mediados por el doblete fermiónico, tales como: $H^0 H^0 \rightarrow \tau\tau$, con contribuciones subdominantes de $H^0 H^0 \rightarrow \tau\tau\gamma$, es posible recuperar una región excluida por detección directa y el ancho invisible del Higgs asumiendo un acople al Higgs pequeño, gracias al nuevo portal leptónico.

Respecto al régimen de masa alta, se tienen procesos de co-aniquilación extras que involucran estados iniciales como: $H^0 \chi_i$, $H^0 \kappa_i^\pm$, $N \kappa_j$, $\chi_i \kappa_j^\pm$, $\kappa_i^\pm \kappa_j^\pm$. Estos procesos pueden jugar un papel principal en el cálculo de la densidad de reliquia de materia oscura, afectando en una forma sensible las expectativas de detección directa de materia oscura, y por tanto modificando el espacio de parámetros viable del modelo.

2.4. Masas de neutrinos y violación de sabor leptónico



Figura 2.1: Diagramas a un loop para la generación de masas de los neutrinos. El diagrama de la izquierda esta en la base de interacción, mientras que el de la derecha en la base de masa. Esta gráfica se tomo de [12]

Las masas de neutrinos de Majorana en el IZM son generadas radiativamente a través de diagramas a un loop, por medio de la combinación de los acoplamientos de Yukawa η_i y f_i , la mezcla escalar μ y la mezcla fermiónica Π (ver Figura 2.1). La matriz de masa de Majorana en la base de los autoestados de masa calculada de los diagramas de Feynman de la Figura 2.1 es,

$$[M^\nu]_{ij} = \frac{\text{sen } 2\alpha \text{ sen } 2\delta}{64\pi^2} (\eta_i f_j + \eta_j f_i) \sum_n c_n m_{\chi_n} I(m_{\kappa_1^+}^2, m_{\kappa_2^+}^2, m_{\chi^n}^2), \quad (2.17)$$

donde $c_1 = -1$, $c_2 = +1$ y la función del loop I dada por,

$$I(m_a^2, m_b^2, m_c^2) = \frac{m_b^2}{m_b^2 - m_c^2} \ln \left(\frac{m_b^2}{m_c^2} \right) - \frac{m_a^2}{m_a^2 - m_c^2} \ln \left(\frac{m_a^2}{m_c^2} \right), \quad (2.18)$$

con $a = \kappa_1^+$, $b = \kappa_2^+$ y $c = \chi^n$. Dada la estructura de sabor de M^ν , su determinante es igual a cero, dando lugar sólo a dos neutrinos masivos. Luego las masas de los neutrinos se determinan por las diferencias de masa solar y de masa atmosférica. De modo que para NH: $m_1 = 0$, $m_2 = \sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2}$ y $m_3 = \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$ y para IH: $m_1 = \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$, $m_2 = \sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2 + m_1^2} \approx \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$ y m_3^2 . Además, se tiene que M^ν depende de los ángulos de mezcla escalar y fermiónico, cuyas entradas tienden a cero cuando $m_{\kappa_1^+} = m_{\kappa_2^+}$ o $m_{\chi_1} = m_{\chi_2}$. Por tanto para tener masas para los neutrinos pequeñas se requiere un espectro de masas degenerado hasta cierto punto. Por otro lado si no se asume dicha degenerancia, se pueden obtener también dichas masas considerando acoplamientos de Yukawa y ángulos de mezcla pequeños.

M^ν se diagonaliza con la matriz de mezcla de masa U (U_{PMNS}) [67] (ver sección 1.2) como,

$$U^T M^\nu U = \text{diag}(m_1, m_2, m_3), \quad m_i \geq 0. \quad (2.19)$$

Desde la anterior expresión y gracias a la estructura de sabor de la matriz de masa de neutrinos dada por la ecuación (2.17), cinco de los seis acoplamientos de Yukawa η_i , f_i se pueden expresar en términos de los observables de neutrinos. Sin pérdida de generalidad η_1 puede ser elegido como parámetro libre el cual se puede restringir usando otras observables de baja energía tales como $\mu \rightarrow e\gamma$. Finalmente los acoplamiento de Yukawa compatibles con los datos de oscilaciones de neutrinos se indican a continuación.

$$\vec{\eta} = |\eta_1| \begin{pmatrix} e^{i\phi_{\eta_1}} \\ A_2/\beta_{11} \\ A_3/\beta_{11} \end{pmatrix}, \quad \vec{f} = \frac{1}{2\zeta} \begin{pmatrix} \beta_{11}/\eta_1 \\ \beta_{22}/\eta_2 \\ \beta_{33}/\eta_3 \end{pmatrix} = \frac{\beta_{11}}{2\zeta|\eta_1|} \begin{pmatrix} e^{i\phi_{\eta_1}} \\ \beta_{22}/A_2 \\ \beta_{33}/A_3 \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

con

$$\zeta = \frac{\sin 2\alpha \sin 2\delta}{64\pi^2} \sum_n c_n m_{\chi_n} I(m_{\kappa_1^+}^2, m_{\kappa_2^+}^2, m_{\chi_n}^2), \quad (2.21)$$

donde $I(m_{\kappa_1^+}^2, m_{\kappa_2^+}^2, m_{\chi_n}^2)$ se define de acuerdo con la expresión 2.18. Los factores $\beta_{i,j}$ y A_j para NH e IH respectivamente son,

$$\beta_{ij} = \lambda m_2 V_{i2}^* V_{j2}^* + m_3 V_{i3}^* V_{j3}^*, \quad A_j = \pm \sqrt{-\lambda m_2 m_3 (V_{12}^* V_{j3}^* - V_{13}^* V_{j2}^*)^2} + \beta_{1j} e^{i\text{Arg}(\eta_1)}, \quad (2.22)$$

$$\beta_{ij} = m_1 V_{i1}^* V_{j1}^* + \lambda m_2 V_{i2}^* V_{j2}^*, \quad A_j = \pm \sqrt{-\lambda m_1 m_2 (V_{11}^* V_{j2}^* - V_{12}^* V_{j1}^*)^2} + \beta_{1j} e^{i\text{Arg}(\eta_1)}, \quad (2.23)$$

siendo V_{ij}^* las componentes de la matriz U .

De igual forma los procesos de violación de sabor leptónico también pueden proporcionar señales de nueva física, pero debido a la falta de señales en este sector, límites muy rigurosos sobre los “branching ratios” se establecen para procesos particulares, con $\mu \rightarrow e\gamma$ uno de los procesos más restrictivo. En este modelo dicho proceso se controla por los acoples de Yukawa $\eta_{1,2}$, $f_{1,2}$ y $\rho_{1,2}$ mediado por las partículas impares bajo Z_2 . La expresión para el branching ratio para el proceso $\mu \rightarrow e\gamma$ se escribe como (ver [12] para más detalles),

$$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha_{em}}{64\pi m_\mu^2 G_F^2} (|\Sigma_L|^2 + |\Sigma_R|^2), \quad (2.24)$$

donde α_{em} es la constante de estructura fina electromagnética, G_F es la constante de Fermi y Σ_L y Σ_R están dadas por

$$\begin{aligned} \Sigma_L = & -\rho_1^* \eta_2^* s_\alpha c_\alpha [m_{\chi_1} \mathcal{D}_1(m_{\chi_1}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2) - m_{\chi_2} \mathcal{D}_1(m_{\chi_2}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2)] \\ & - m_\mu \rho_1 \rho_2^* [s_\alpha^2 \mathcal{F}_1(m_{\chi_2}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2) + c_\alpha^2 \mathcal{F}_1(m_{\chi_1}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2)] \\ & + m_\mu \rho_1 \rho_2^* [c_\delta^2 \mathcal{F}_2(m_{\kappa_1^+}^2, m_N^2) + s_\delta^2 \mathcal{F}_2(m_{\kappa_2^+}^2, m_N^2)], \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_R = & -\rho_2 \eta_1 s_\alpha c_\alpha [m_{\chi_1} \mathcal{D}_1(m_{\chi_1}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2) - m_{\chi_2} \mathcal{D}_1(m_{\chi_2}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2)] \\ & - m_\mu \eta_1 \eta_2^* [c_\alpha^2 \mathcal{F}_1(m_{\chi_2}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2) + s_\alpha^2 \mathcal{F}_1(m_{\chi_1}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2)] \\ & + m_\mu f_1 f_2^* [s_\delta^2 \mathcal{F}_2(m_{\kappa_1^+}^2, m_N^2) + c_\delta^2 \mathcal{F}_2(m_{\kappa_2^+}^2, m_N^2)], \end{aligned} \quad (2.26)$$

con las funciones de loop dadas como se indica a continuación.

$$\mathcal{D}_1(m_a^2, m_b^2, m_c^2) = \frac{1}{m_b^2} D_2\left(\frac{m_a^2}{m_b^2}\right) - \frac{1}{m_c^2} D_2\left(\frac{m_a^2}{m_c^2}\right), \quad (2.27)$$

$$\mathcal{F}_1(m_a^2, m_b^2, m_c^2) = \frac{1}{2m_a^2} \left[F_2\left(\frac{m_b^2}{m_a^2}\right) + F_2\left(\frac{m_c^2}{m_a^2}\right) \right], \quad (2.28)$$

$$\mathcal{F}_2(m_a^2, m_b^2) = \mathcal{F}_1(m_a^2, m_b^2, m_b^2), \quad (2.29)$$

donde

$$D_2(x) = \frac{x^2 - 4x + 3 + 2 \log(x)}{2(x-1)^3}, \quad (2.30)$$

y $F_2(x)$ ¹⁰ esta dada por la expresión B.29 en el apéndice B.2. El límite actual para el $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$ admite valores menores a 5.3×10^{-13} de acuerdo con [68], siendo este resultado fácil de satisfacer en el IZM para $\rho_1\rho_2 \lesssim 4 \times 10^{-2}$ y $\eta_1 \lesssim 10^{-2}$ [12].

2.5. Momento magnético anómalo del muón

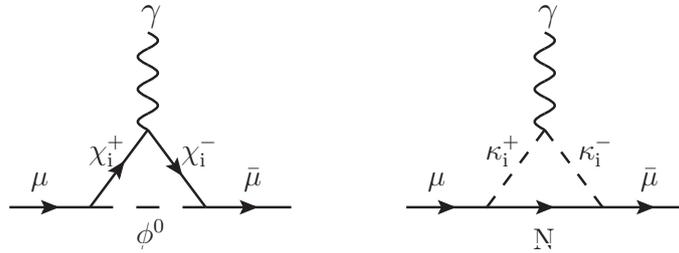


Figura 2.2: Contribuciones al momento magnético anómalo del muón de los campos exóticos del IZM. Siendo ϕ^0 cualquiera de los dos campos escalares neutros del IZM: A^0 y H^0 .

En esta sección se va a estimar la contribución de los campos nuevos en el IZM al MAMM, de acuerdo con la Lagrangiana de Yukawa dada en la expresión (2.13). Para este fin se utilizará el resultado analítico obtenido en el apéndice A, donde se consideró una Lagrangiana general para tener en cuenta las contribuciones al MAMM de fermiones y escalares nuevos.

En la Figura 2.2, en el diagrama de la izquierda se muestra la contribución al MAMM de los fermiones cargados y de los escalares neutros del IZM, y en la de la derecha se muestra la contribución de los campos escalares cargados y la partícula neutra de Dirac.

¹⁰Con $x = i/j$, $i = a, b, c$ y $j = a, b, c$

En consistencia con esto, en la Lagrangiana de Yukawa, ecuación (2.13) los términos que contribuyen al MAMM son,

$$-\mathcal{L} \supset \eta_i \bar{L}_i H_2 \epsilon + \rho_i \bar{\Psi} H_2 e_{R_i} + f_i \bar{L}_i^C \Psi S^+ + h.c. \quad (2.31)$$

Escribiendo el doblete escalar, el doblete leptónico y el doblete fermiónico como: $H_2 = (H^+, \frac{H^0 + iA^0}{\sqrt{2}})$, $L = (\nu, e)_L$ y $\Psi = (N, E)$ en la expresión anterior, junto con las expresiones dadas para H^+ , S^+ , ϵ , y E de acuerdo con (2.9) y (2.15); además considerando el resultado obtenido en el apéndice B, expresión B.22, donde se simplifico el término $f_i \bar{L}_i^C \Psi S^+$. La Lagrangiana se reduce entonces como se indica a continuación, donde se han tenido en cuenta sólo los procesos que contribuyen al MAMM.

$$-\mathcal{L} \supset \sum_{i=1}^6 \mathcal{L}_i, \quad (2.32)$$

con,

$$\mathcal{L}_1 = \bar{e}_2 \left\{ \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} s_\alpha P_R + \frac{\rho_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha P_L \right\} H^0 \chi_1 + \bar{\chi}_1 \left\{ \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha P_L + \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} c_\alpha P_R \right\} H^0 e_2,$$

$$\mathcal{L}_2 = \bar{e}_2 \left\{ \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} c_\alpha P_R - \frac{\rho_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha P_L \right\} H^0 \chi_2 + \bar{\chi}_2 \left\{ \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha P_L - \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} s_\alpha P_R \right\} H^0 e_2,$$

$$\mathcal{L}_3 = \bar{e}_2 \left\{ i \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} s_\alpha P_R - i \frac{\rho_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha P_L \right\} A^0 \chi_1 + \bar{\chi}_1 \left\{ -i \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha P_L + i \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} c_\alpha P_R \right\} A^0 e_2,$$

$$\mathcal{L}_4 = \bar{e}_2 \left\{ i \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} c_\alpha P_R + i \frac{\rho_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha P_L \right\} A^0 \chi_2 + \bar{\chi}_2 \left\{ -i \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha P_L - i \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} s_\alpha P_R \right\} A^0 e_2,$$

$$\mathcal{L}_5 = \bar{N} \{ \rho_2 c_\delta P_R \} \kappa_1^+ e_2 + \bar{e}_2 \{ \rho_2^* c_\delta P_L \} \kappa_1^- N - \bar{N} \{ \rho_2 s_\delta P_R \} \kappa_2^+ e_2 - \bar{e}_2 \{ \rho_2^* s_\delta P_L \} \kappa_2^- N$$

$$\mathcal{L}_6 = -\bar{N}^c \{ f_2 s_\delta P_L \} \kappa_1^+ e_2 - \bar{e}_2 \{ f_2^* s_\delta P_R \} \kappa_1^- N^c - \bar{N}^c \{ f_2 c_\delta P_L \} \kappa_2^+ e_2 - \bar{e}_2 \{ f_2^* c_\delta P_R \} \kappa_2^- N^c.$$

Comparando los términos de (2.32) con las expresiones (A.1) y (A.29) que corresponden a las Lagrangianas más generales para cálculo de las contribuciones al MAMM de fermiones cargados junto con escalares neutros y escalares cargados junto con fermiones neutros respectivamente. Con esto se encuentran las siguientes relaciones para los Yukawas:

$$\blacksquare \bar{e}_2 \left\{ \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} s_\alpha P_R + \frac{\rho_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha P_L \right\} H^0 \chi_1 + \bar{\chi}_1 \left\{ \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha P_L + \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} c_\alpha P_R \right\} H^0 e_2,$$

$$\mathcal{Y}_L = \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha, \quad \mathcal{Y}_R = \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} c_\alpha. \quad (2.33)$$

$$\blacksquare \bar{e}_2 \left\{ \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} c_\alpha P_R - \frac{\rho_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha P_L \right\} H^0 \chi_2 + \bar{\chi}_2 \left\{ \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha P_L - \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} s_\alpha P_R \right\} H^0 e_2,$$

$$\mathcal{Y}_L = \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha, \quad \mathcal{Y}_R = -\frac{\rho_2}{\sqrt{2}} s_\alpha. \quad (2.34)$$

$$\blacksquare \bar{e}_2 \left\{ i \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} s_\alpha P_R - i \frac{\rho_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha P_L \right\} A^0 \chi_1 + \bar{\chi}_1 \left\{ -i \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha P_L + i \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} c_\alpha P_R \right\} A^0 e_2,$$

$$\mathcal{Y}_L = -i \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha, \quad \mathcal{Y}_R = i \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} c_\alpha. \quad (2.35)$$

$$\blacksquare \bar{e}_2 \left\{ i \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} c_\alpha P_R + i \frac{\rho_2^*}{\sqrt{2}} s_\alpha P_L \right\} A^0 \chi_2 + \bar{\chi}_2 \left\{ -i \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha P_L - i \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} s_\alpha P_R \right\} A^0 e_2,$$

$$\mathcal{Y}_L = -i \frac{\eta_2^*}{\sqrt{2}} c_\alpha, \quad \mathcal{Y}_R = -i \frac{\rho_2}{\sqrt{2}} s_\alpha. \quad (2.36)$$

$$\blacksquare \bar{N} \{ \rho_2 c_\delta P_R \} \kappa_1^+ e_2 + \bar{e}_2 \{ \rho_2^* c_\delta P_L \} \kappa_1^- N,$$

$$\mathcal{Y}_L = 0, \quad \mathcal{Y}_R = \rho_2 c_\delta. \quad (2.37)$$

$$\blacksquare -\bar{N} \{ \rho_2 s_\delta P_R \} \kappa_2^+ e_2 - \bar{e}_2 \{ \rho_2^* s_\delta P_L \} \kappa_2^- N,$$

$$\mathcal{Y}_L = 0, \quad \mathcal{Y}_R = -\rho_2 s_\delta. \quad (2.38)$$

$$\blacksquare -\bar{N}^c \{ f_2 s_\delta P_L \} \kappa_1^+ e_2 - \bar{e}_2 \{ f_2^* s_\delta P_R \} \kappa_1^- N^c,$$

$$\mathcal{Y}_L = -f_2 s_\delta, \quad \mathcal{Y}_R = 0. \quad (2.39)$$

$$\blacksquare -\bar{N}^c \{ f_2 c_\delta P_L \} \kappa_2^+ e_2 - \bar{e}_2 \{ f_2^* c_\delta P_R \} \kappa_2^- N^c,$$

$$\mathcal{Y}_L = -f_2 c_\delta, \quad \mathcal{Y}_R = 0. \quad (2.40)$$

Reemplazando las expresiones (2.33)-(2.36) en (A.28) y (2.37)-(2.40) en (A.44), se obtiene las siguientes contribuciones al momento magnético anómalo del muón debido a los nuevos campos del IZM,

$$a_{\mu}^{\text{F1}} = \frac{m_{\mu}^2}{2^5 \pi^2 m_{\chi_1^2}^2} \left\{ [|\rho_2|^2 c_{\alpha}^2 + |\eta_2|^2 s_{\alpha}^2] F_2 \left(\frac{m_{H^0}^2}{m_{\chi_1}^2} \right) + s_{2\alpha} \mathbb{R}(\rho_2^* \eta_2^*) G_2 \left(\frac{m_{H^0}^2}{m_{\chi_1}^2} \right) \frac{m_{\chi_1}}{m_{\mu}} \right\},$$

$$a_{\mu}^{\text{F2}} = \frac{m_{\mu}^2}{2^5 \pi^2 m_{\chi_2^2}^2} \left\{ [|\rho_2|^2 s_{\alpha}^2 + |\eta_2|^2 c_{\alpha}^2] F_2 \left(\frac{m_{H^0}^2}{m_{\chi_2}^2} \right) - s_{2\alpha} \mathbb{R}(\rho_2^* \eta_2^*) G_2 \left(\frac{m_{H^0}^2}{m_{\chi_2}^2} \right) \frac{m_{\chi_2}}{m_{\mu}} \right\},$$

$$a_{\mu}^{\text{F3}} = \frac{m_{\mu}^2}{2^5 \pi^2 m_{\chi_1^2}^2} \left\{ [|\rho_2|^2 c_{\alpha}^2 + |\eta_2|^2 s_{\alpha}^2] F_2 \left(\frac{m_{A^0}^2}{m_{\chi_1}^2} \right) - s_{2\alpha} \mathbb{R}(\rho_2^* \eta_2^*) G_2 \left(\frac{m_{A^0}^2}{m_{\chi_1}^2} \right) \frac{m_{\chi_1}}{m_{\mu}} \right\},$$

$$a_{\mu}^{\text{F4}} = \frac{m_{\mu}^2}{2^5 \pi^2 m_{\chi_2^2}^2} \left\{ [|\rho_2|^2 s_{\alpha}^2 + |\eta_2|^2 c_{\alpha}^2] F_2 \left(\frac{m_{A^0}^2}{m_{\chi_2}^2} \right) + s_{2\alpha} \mathbb{R}(\rho_2^* \eta_2^*) G_2 \left(\frac{m_{A^0}^2}{m_{\chi_2}^2} \right) \frac{m_{\chi_2}}{m_{\mu}} \right\},$$

$$a_{\mu}^{\text{E1}} = -\frac{m_{\mu}^2}{2^4 \pi^2 m_{\kappa_1^2}^2} \left\{ [|\rho_2|^2 c_{\delta}^2] F_2 \left(\frac{m_N^2}{m_{\kappa_1}^2} \right) \right\},$$

$$a_{\mu}^{\text{E2}} = -\frac{m_{\mu}^2}{2^4 \pi^2 m_{\kappa_2^2}^2} \left\{ [|\rho_2|^2 s_{\delta}^2] F_2 \left(\frac{m_N^2}{m_{\kappa_2}^2} \right) \right\},$$

$$a_{\mu}^{\text{E3}} = -\frac{m_{\mu}^2}{2^4 \pi^2 m_{\kappa_1^2}^2} \left\{ [|f_2|^2 s_{\delta}^2] F_2 \left(\frac{m_N^2}{m_{\kappa_1}^2} \right) \right\},$$

$$a_{\mu}^{\text{E4}} = -\frac{m_{\mu}^2}{2^4 \pi^2 m_{\kappa_2^2}^2} \left\{ [|f_2|^2 c_{\delta}^2] F_2 \left(\frac{m_N^2}{m_{\kappa_2}^2} \right) \right\}.$$

$a_{\mu}^{\text{F}} = \sum_{i=1}^4 a_{\mu}^{\text{Fi}}$, denota la contribución de fermiones cargados y escalares neutros nuevos en el IZM a a_{μ} , y $a_{\mu}^{\text{E}} = \sum_{i=1}^4 a_{\mu}^{\text{Ei}}$ representa la contribución de escalares cargados y el fermión neutro del IZM. Explícitamente estas contribuciones de acuerdo con los desarrollos anteriores se escriben como,

$$a_{\mu}^{\text{F}} = \frac{m_{\mu}^2}{2^4 \pi^2} \left\{ [|\rho_2|^2 c_{\alpha}^2 + |\eta_2|^2 s_{\alpha}^2] \mathcal{F}_1(m_{\chi_1}^2, m_{H^0}^2, m_{A^0}^2) + [|\rho_2|^2 s_{\alpha}^2 + |\eta_2|^2 c_{\alpha}^2] \mathcal{F}_1(m_{\chi_2}^2, m_{H^0}^2, m_{A^0}^2) \right. \\ \left. + \frac{1}{m_{\mu}} s_{2\alpha} \mathbb{R}(\rho_2^* \eta_2^*) [m_{\chi_1} \mathcal{G}_1(m_{\chi_1}^2, m_{H^0}^2, m_{A^0}^2) - m_{\chi_2} \mathcal{G}_1(m_{\chi_2}^2, m_{H^0}^2, m_{A^0}^2)] \right\}, \quad (2.41)$$

$$a_{\mu}^{\text{E}} = -\frac{m_{\mu}^2}{2^3 \pi^2} \left\{ [|\rho_2|^2 c_{\delta}^2 + |f_2|^2 s_{\delta}^2] \mathcal{F}_2(m_{\kappa_1}^2, m_N^2) + [|\rho_2|^2 s_{\delta}^2 + |f_2|^2 c_{\delta}^2] \mathcal{F}_2(m_{\kappa_2}^2, m_N^2) \right\}, \quad (2.42)$$

con

$$\mathcal{G}_1(m_a^2, m_b^2, m_c^2) = \frac{1}{2m_a^2} \left[G_2 \left(\frac{m_b^2}{m_a^2} \right) - G_2 \left(\frac{m_c^2}{m_a^2} \right) \right], \quad (2.43)$$

$\mathcal{F}_1(m_a^2, m_b^2, m_c^2)$ y $\mathcal{F}_2(m_a^2, m_b^2)$ dadas de acuerdo con las expresiones (2.28) y (2.29) respectivamente, con las funciones de loop dadas en el apéndice B.2. Teniendo en cuenta las expresiones (2.41) y (2.42), la contribución total de los campos del IZM a a_μ se puede escribir como,

$$a_\mu^{\text{IZM}} = a_\mu^{\text{F}} + a_\mu^{\text{E}}. \quad (2.44)$$

Vale la pena notar, que debido a que a_μ^{IZM} es inversamente proporcional a la masa de las partículas exótica cargadas presentes en el IZM, en el régimen de masa alta se espera una contribución al MAMM despreciable. Además si se busca compatibilidad con materia oscura, siendo requerido un espectro de masas casi degenerado en esta región para reproducir la densidad de reliquia correcta, se tiene que las contribuciones de los fermiones cargados al MAMM son aproximadamente despreciables, dominando las de los escalares cargados de acuerdo con la expresiones anteriores.

Ambas contribuciones además de las masas dependen de los ángulos de mezcla fermiónico y escalar α y δ respectivamente, y de los acoples de Yukawa ρ_2 , η_2 y f_2 , donde ρ_2 está presente en ambas contribuciones. De restricciones de los parámetros electrodébiles S y T , se tiene que en la región de masa baja se requiere que la magnitud de los ángulos de mezcla sea aproximadamente $\lesssim 0.1$ [12]. Por tanto, los términos proporcionales a las funciones de loop G_2 son despreciables en la contribución de fermiones cargados, ya que son suprimidos por la función $s_{2\alpha}$. Adicionalmente dado que η_2 y f_2 están sujetos a restricciones de física de neutrinos de acuerdo con la sección 2.4, las cuales dan lugar a Yukawas pequeños para reproducir las masas de los neutrinos, se tiene entonces que tanto en las contribuciones de fermiones cargados como la de los escalares cargados los términos que dominan son los que acompañan a ρ_2 .

Capítulo 3

Análisis fenomenológicos

En este capítulo se estudia el impacto de las partículas adicionales a las del IDM presentes en el IZM, sobre la densidad de reliquia de H^0 . Para esto se analizan las dos regiones viables del IDM. Adicionalmente, se explora la contribución de las partículas nuevas del IZM al MAMM.

Para explorar el espacio de parámetros del modelo se utiliza micrOMEGAs versión 4.2.5, software disponible al público para cálculos numéricos de distintas observables como la densidad reliquia, el ancho invisible del Higgs, la sección eficaz de dispersión elástica, y la sección eficaz de aniquilación de materia oscura. Para conseguir la región viable en ambos regímenes de masa, se asume el dato reportado de la densidad de reliquia $\Omega h^2 = 0.1196 \pm 0.0033$ a 3σ , por la colaboración Planck [22]. Considerando también, la restricción experimental sobre el Branching invisible del Higgs: $B_{\text{inv}} < 0.191$, obtenida de un análisis combinado de los experimentos ATLAS y CMS del LHC y del Tevatrón del Fermilab [69]. Además, de las restricciones sobre la sección eficaz de dispersión elástica, dadas por los experimentos de detección directa como LUX [70], junto con las perspectivas futuras de XENON1T [71]. Finalmente se tienen en cuenta también las restricciones sobre la sección eficaz de aniquilación de partículas de materia oscura a partículas del ME colocadas por Fermi-LAT [42].

Respecto al MAMM, el resultado analítico obtenido en la sección 2.5 se implementa en python, y para la corroboración de este resultado se usa el FlavorKit de SARAH y el módulo de SPheno para obtener las contribuciones nuevas al MAMM. Se tomó el resultado del PDG $\Delta a_\mu = 287(80) \times 10^{-11}$ [72].

3.1. Régimen de masa baja: aniquilaciones de materia oscura

Gracias a restricciones provenientes de colisionadores sobre las masas de las partículas cargadas nuevas tales como: $m_{\chi_{1,2}^+} \gtrsim 100$ GeV y $m_{\kappa_{1,2}^+} \gtrsim [75 - 90]$ GeV, el espacio de

parámetros en este rango de masa se limita a una región donde las masas no son degeneradas, por tanto los procesos de co-aniquilación no juegan un papel importante en cuanto a la contribución a la densidad de reliquia (ver sección 2.3).

Para este régimen el rango de masa viable para la materia oscura se encuentra en el intervalo $55 < m_{H^0}/\text{GeV} < 76$, donde los procesos relevantes provienen de aniquilaciones de materia oscura a fermiones ligeros a través del canal s , con contribuciones subdominantes debido a aniquilaciones a tres cuerpos: $H^0 H^0 \rightarrow WW^* \rightarrow W f \bar{f}'$, y procesos de co-aniquilación [73], [74].

En la Figura 3.1 por ejemplo se muestra un scan del IDM en los planos $(m_{H^0}, m_{A^0} - m_{H^0})$ y $(m_{H^0}, m_{H^\pm} - m_{H^0})$, donde los puntos color cian satisfacen la restricción sobre densidad de reliquia. Adicionalmente, considerando restricciones de colisionadores sobre las masas de las partículas escalares neutras, tal que: $m_{A^0} - m_{H^0} < 8 \text{ GeV}$ o/y $m_{A^0} > 100 \text{ GeV}$ (ver sección 3.3 de [66]), en el gráfico de la izquierda se encuentra que para $m_{A^0} - m_{H^0} \sim 7 \text{ GeV}$ (puntos color naranja) los procesos de co-aniquilación debido a la interacción entre el escalar neutro y la materia oscura contribuyen a la densidad de reliquia cuando $63 < m_{H^0}/\text{GeV} < 74$. Similarmente en el gráfico de la derecha se observa que en el intervalo $9 < (m_{H^\pm} - m_{H^0})/\text{GeV} < 20$ los procesos de co-aniquilación producidos ahora por la interacción entre el escalar cargado y la materia oscura contribuyen a la densidad de reliquia para $58 < m_{H^0}/\text{GeV} < 76$ (puntos color naranja), esto para $m_{H^\pm} > 75 \text{ GeV}$. Vale la pena anotar, que los puntos color naranja que dan lugar a procesos de co-aniquilación tienen acoples al Higgs $\lambda_L \ll 1$, por tanto en esta región, los procesos de aniquilación de materia oscura a partículas del ME mediados por el Higgs, son despreciables.

Resultados similares a los discutidos se encuentran si se adiciona al espectro de partículas del IDM un singlete escalar cargado S^- (ver sección 2.1 y Cuadro 2.1)¹¹, el cual se mezcla con el doblete escalar cargado del IDM de acuerdo con las expresiones (2.9) y (2.10).

Debido a que la masa de las nuevas partículas siguen las mismas restricciones experimentales colocadas sobre la masa del doblete escalar cargado en el IDM (es decir, $\gtrsim 75 \text{ GeV}$), las partículas nuevas contribuyen a la densidad de reliquia de H^0 a través de procesos de co-aniquilación similar que el doblete escalar complejo como se mostró en la Figura 3.1. En la Figura 3.2 se muestra un scan para el IDM (puntos color cian) y para la extensión del IDM por medio del singlete escalar complejo (puntos color gris), nombrada por comodidad IDM- S^- , donde la franja color naranja corresponde al espacio de parámetros viable de los modelos, el cual es aproximadamente igual. En la figura se aprecia que para una masa de la materia oscura entre 62 y 73 GeV hay una disminución leve en la densidad de reliquia en el IDM- S^- (puntos superiores color gris) respecto a la que da lugar en el IDM (puntos superiores color cian). Esto se debe a que en esta región las nuevas partículas tienen masas muy cercanas a la materia oscura, dando lugar a procesos de co-aniquilación con esta, y a una disminución en la densidad de reliquia. En especial para

¹¹Equivale en el IZM a desacoplar el sector fermiónico: $m_{\chi_1^+, \chi_2^+} \ll m_{k_2^+}$, $\rho_i = f_i = 0$ y $\alpha = \pi/2$.

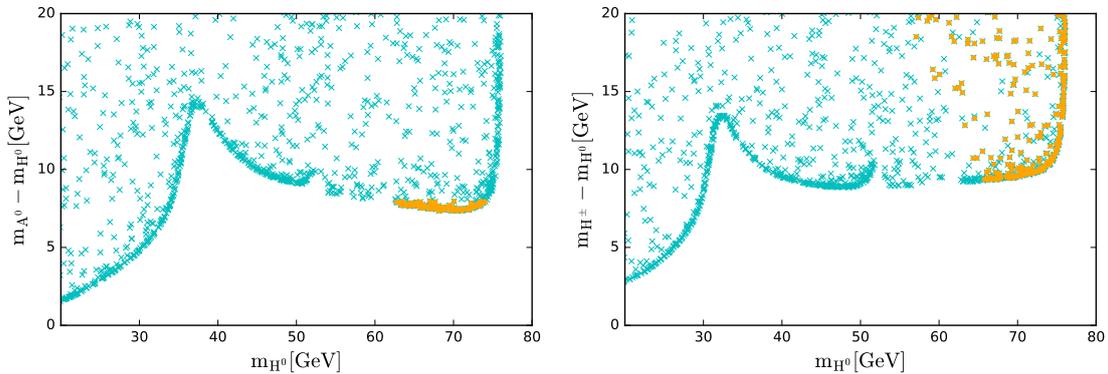


Figura 3.1: Scan del IDM en los planos $(m_{H^0}, m_{A^0} - m_{H^0})$ y $(m_{H^0}, m_{H^\pm} - m_{H^0})$ satisfaciendo densidad de reliquia ($\Omega h^2 = 0.1199 \pm 0.0081$ [22]) (puntos color cian). El gráfico de la izquierda muestra que para $m_{A^0} - m_{H^0} \sim 7$ GeV con $63 < m_{H^0}/\text{GeV} < 74$, los procesos de co-aniquilación son tenidos en cuenta (puntos color naranja), los cuales son consistentes con los límites experimentales de colisionadores. Por otra parte el gráfico de la derecha muestra que para $9 < (m_{H^\pm} - m_{H^0})/\text{GeV} < 20$ y $58 < m_{H^0}/\text{GeV} < 76$ las co-aniquilaciones debido a interacciones entre el escalar cargado y la materia oscura contribuyen a la densidad de reliquia (puntos color naranja) para $m_{H^\pm} > 75$ GeV.

$68 < m_{H^0}/\text{GeV} < 73$ los procesos de co-aniquilación extras contribuyen a la densidad de reliquia del IDM de acuerdo con el dato reportado por Planck (puntos color naranja), lo cual es consistente con la gráfica de la derecha de la Figura 3.1. Sin embargo estos procesos de co-aniquilación no dan lugar a un espacio de parámetros nuevo respecto al del IDM como se observa en la figura, por tanto, dichos procesos no representan un papel importante en este límite de masa.

Sin pérdida de generalidad si se quieren considerar únicamente procesos de aniquilación para este régimen de masa, basta con asumir: $m_{A^0, \kappa_1} > 100$ GeV y $|\delta| \lesssim 0.2$. Respecto a la segunda condición, de acuerdo con restricciones de los parámetros electrodébiles S y T sobre el ángulo de mezcla escalar se debe satisfacer: $|\delta| \lesssim 0.1$ [12]. Por tanto el impacto del singlete escalar en esta región debido a procesos de co-aniquilación pierde relevancia.

Ahora, se considera el doblete fermiónico VL (Ψ) adicional en el espectro de partículas del IDM (ver Cuadro 2.1), nombrando esta extensión como IDM- Ψ . Dado que las búsquedas en el LEP II imponen un límite para la masa de χ_1 mayor a 100 GeV [75], el doblete fermiónico en esta región no afecta el cálculo de la densidad de reliquia mediante procesos de co-aniquilación. Sin embargo los acoplos de interacción nuevos $\rho_{1,2,3}$ pueden desempeñar un papel importante en cuanto a la contribución a la densidad de reliquia de H^0 por medio de los nuevos canales, en especial en la región por debajo de 55 GeV. Esta región en el IDM está excluida por restricciones sobre la sección eficaz de dispersión provenientes de detección directa, ya que para este límite de masa existe una sobreproducción de materia oscura, por tanto se necesitan valores para el acople de interacción λ_L relativamente

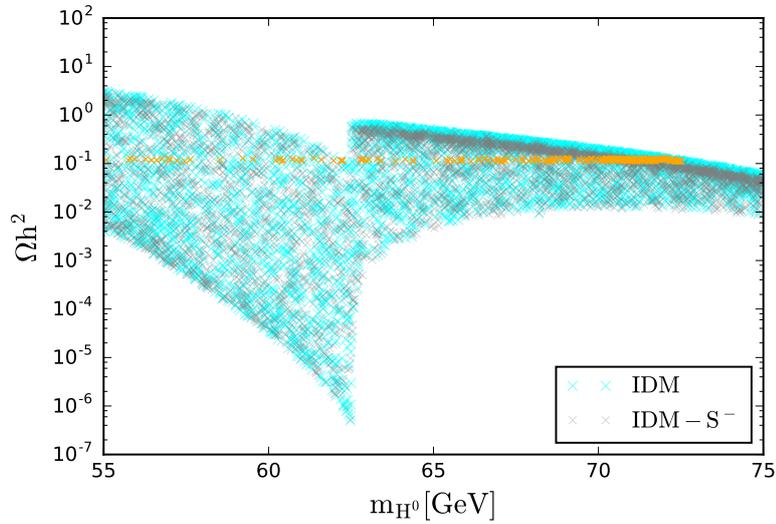


Figura 3.2: Gráfico en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ para el IDM y el IDM-S⁻ en límite de masa baja. Los puntos color cian representan el espacio de parámetros del IDM y aquellos de color gris dan lugar al del IDM-S⁻, mientras que la franja color naranja da cuenta de la densidad de reliquia observada.

grandes para dar cuenta de la densidad de materia oscura requerida, dando lugar de esta forma secciones eficaces de dispersión por encima del límite experimental. Es aquí donde entra el nuevo campo fermiónico, el cual puede ayudar a disminuir la densidad de materia oscura mediante procesos de aniquilación mediados por este a través del canal t como se indica en la Figura 3.3. De esta forma los nuevos acoples de interacción para valores de λ_L pequeños, pueden ayudar a satisfacer las restricciones experimentales y recuperar parte de la región excluida. Valga aclarar que también se podría haber elegido el singlete

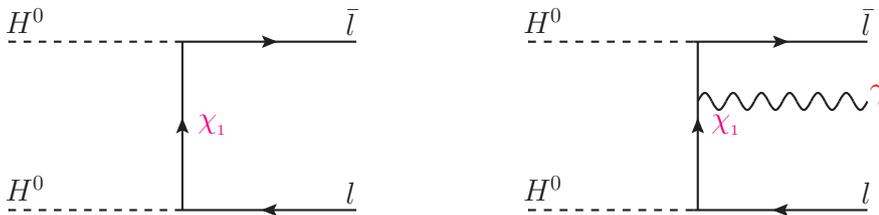


Figura 3.3: Diagramas de Feynman para la aniquilación de materia oscura a partículas del ME, a través del canal t mediados por el doblete fermiónico VL χ_1 . El diagrama de la izquierda corresponde a la aniquilación de materia oscura a dos leptones, mientras que el de la izquierda muestra la aniquilación de H^0 a tres cuerpos, dos leptones y un fotón.

fermiónico VL (ϵ) mostrado en el Cuadro 2.1, pero se tendría que tener en cuenta física de neutrinos (ver sección 2.4), entonces por simplicidad se considera el doblete fermiónico. Considerando la restricción sobre la densidad de reliquia reportada por Planck [22] a 3σ ,

se varía el espacio de parámetros del IDM y el IDM- Ψ como se indica a continuación¹²,

IDM	IDM - Ψ
$m_{H^0} = [40, 75] \text{ GeV},$	$m_{\chi_1} = 100 \text{ GeV},$
$m_{A^0} = [110, 700] \text{ GeV},$	$m_{\kappa_2, \chi_2} = 1000,$
$m_{\kappa_1} = [110, 700] \text{ GeV},$	$\rho_3 = [10^{-1}, 1.5], \rho_{1,2} = 0,$
$\lambda_L = [10^{-4}, 10^{-2}], \lambda_2 = 0.$	$\alpha = 0.$

El intervalo de valores para el acople cuártico λ_L se eligió al considerar previamente las restricciones de detección directa provenientes de LUX que excluye valores para λ_L por encima de 0.007.

Ya que la sección eficaz de aniquilación a $l\bar{l}$ se expande como $\sigma v_{l\bar{l}} = a + bv^2 + cv^4 + \mathcal{O}(v^6)$, con v la velocidad relativa de la materia oscura, de acuerdo con [76] $\sigma v_{l\bar{l}}$ bajo la aproximación “chiral” ($m_l \ll m_{H^0}$) se escribe como:

$$\sigma v_{l\bar{l}} = \frac{\rho_i^4}{4\pi m_{H^0}^2} \frac{m_l^2}{m_{H^0}^2} \frac{1}{(1+\mu)^2} - \frac{\rho_i^4}{6\pi m_{H^0}^2} \frac{m_l^2}{m_{H^0}^2} \frac{1+2\mu}{(1+\mu)^4} v^2 + \frac{\rho_i^4}{60\pi m_{H^0}^2} \frac{1}{(1+\mu)^4} v^4 + \mathcal{O}(v^6), \quad (3.1)$$

con i índice de familia y $\mu = m_{\chi_1}^2/m_{H^0}^2$. El primero, el segundo término y el tercero se denominan, s-“wave”, p-“wave” and d-“wave” respectivamente. Cuando $m_l \rightarrow 0$, el término dominante es el tercero (d-“wave”). Además, es denotar de esta expresión, que los canales de aniquilación en los que participa el Yukawa ρ_3 dominan respecto a aquellos en los que están presentes $\rho_{1,2}$, por esta razón de los tres yukawas $\rho_{1,2,3}$, se elige sólo $\rho_3 \neq 0$ ¹³.

En la Figura 3.4 se muestra un scan de acuerdo con lo anterior, donde es de notar que gracias a los nuevos canales de aniquilación mediados por el doblete fermiónico se consigue satisfacer densidad de reliquia para una región más amplia respecto a la del IDM. Vale la pena notar que para valores pequeños de ρ_3 se obtiene el espacio de parámetros viable del IDM, siendo dominantes allí los procesos de aniquilación a dos cuerpos mediados por el boson de Higgs a través del canal s (puntos color lima), mientras que para $1.0 < \rho_3 < 1.5$, los procesos mediados por el nuevo fermión (ver Figura 3.3) se vuelven relevantes y permiten recuperar una región para λ_L pequeño (puntos color amarillo). En la Figura 3.5 se consideran las restricciones de experimentos de detección directa sobre la sección eficaz de dispersión dadas por LUX [70], y por la futura sensibilidad de XENON1T [71]. Se encuentra que para $10^{-4} < \lambda_L < 7 \times 10^{-3}$ es posible recuperar una región excluida por LUX en el IDM para valores de λ_L mayores, gracias al acople de Yukawa ρ_3 como se muestra en la Figura 3.4. En especial, LUX restringe valores para λ_L mayores a 7×10^{-3} , excluyendo una región para la sección eficaz de dispersión por encima de 1.5×10^{-10} pb,

¹²En el IZM se considera: $\lambda_{6,7,S} = 0, m_{\chi_1} \ll m_{\chi_2, \kappa_2}, \eta_i = 0$ y $\delta = 0$.

¹³Por simplicidad se asumen ρ_3 real.

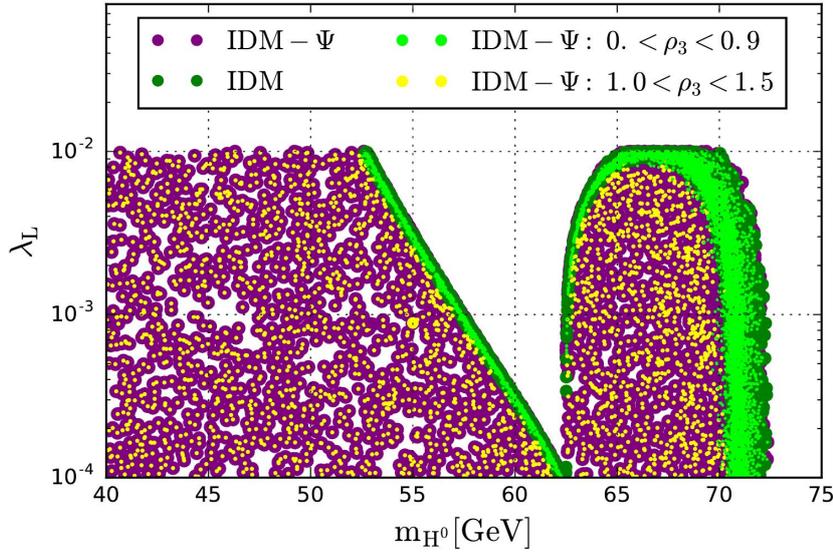


Figura 3.4: Gráfico en el plano (m_{H^0}, λ_L) . Los puntos color morado dan cuenta del espacio de parámetros del IDM- Ψ , mientras que aquellos color verde dan lugar al IDM. De la región color morado, los puntos color amarillo poseen un acople al fermión nuevo tal que $1.0 < \rho_3 < 1.5$, siendo esta región nueva, mientras que los color lima con $0 < \rho_3 < 0.5$ dan lugar al espacio de parámetros del IDM. Todos los puntos reproducen la restricción la densidad de reliquia medida por Planck.

lo cual excluye masas entre 63 y 70 GeV para la materia oscura en el IDM, sin embargo, gracias a los nuevos canales de aniquilación esta región se recupera. Es de notar también que se recupera una región completa para $40 < m_{H^0}/\text{GeV} < 50$, que no existe en el IDM. En general debido a las interacciones de los nuevos fermiones con la materia oscura, se ha obtenido una región más robusta en este límite de masa, que es compatible con los datos actuales y que podrá ser explorada por futuros experimentos de detección directa.

En la Figura 3.6 se restringe el espacio de parámetros con los límites experimentales sobre la sección eficaz de aniquilación de materia oscura reportados por Fermi-LAT [42]. Para el IDM- Ψ (región morada), los canales de aniquilación dominantes en orden son:

$$H^0 H^0 \rightarrow b\bar{b}, \tau\tau, \tau\tau\gamma, \quad (3.2)$$

donde el proceso con estados finales $b\bar{b}$ es mediado por el Higgs, mientras que aquellos con estados finales $\tau\tau$ y $\tau\tau\gamma$ son mediados por el fermión nuevo. A partir de los resultados mostrados en el scan se encontró que $\langle\sigma v\rangle_{\tau\tau\gamma}/\langle\sigma v\rangle_{\tau\tau} \sim 0.1$, donde $\langle\sigma v\rangle_{\tau\tau\gamma}$ y $\langle\sigma v\rangle_{\tau\tau}$ denotan las secciones eficaces de aniquilación de partículas de materia oscura a $\tau\tau$ y a $\tau\tau\gamma$ respectivamente. De esta relación entre las secciones eficaces se obtiene que las contribuciones debido a aniquilaciones a tres cuerpos o procesos internal bremsstrahlung son despreciables, por tanto únicamente las aniquilaciones a dos cuerpos se tienen en cuenta. En consistencia con esto, el espacio de parámetros del IDM- Ψ se limita con las cotas experimentales reportadas por Fermi-LAT sobre $\langle\sigma v\rangle$ para materia oscura que se aniquila a

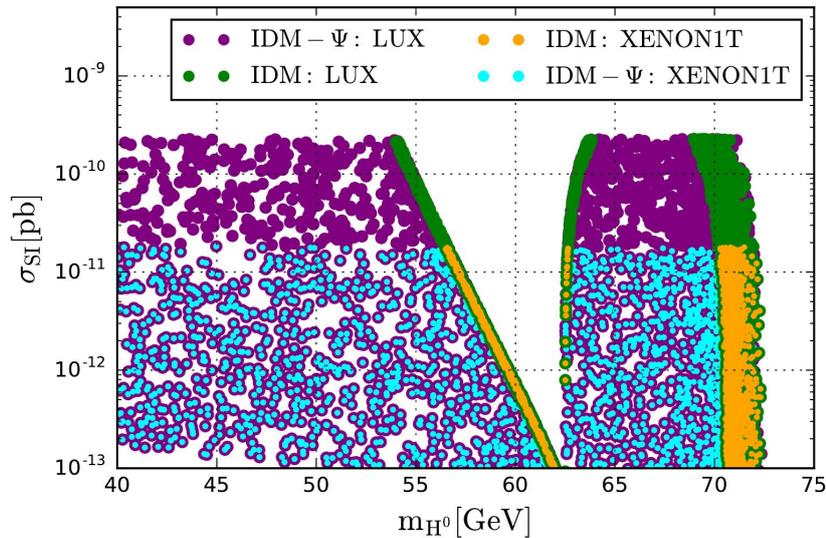


Figura 3.5: Gráfico en el plano (m_{H^0}, σ_{SI}) . Los puntos color morado y cian reproducen el espacio de parámetros del IDM- Ψ compatibles con los límites experimentales de LUX y la futura sensibilidad de XENON1T respectivamente, mientras que aquellos color verde y naranja dan lugar al IDM.

$b\bar{b}$ y $\tau\tau$ como se indica en la figura, mientras que para el caso del IDM se pone solo la cota de aniquilación de materia oscura a $b\bar{b}$ reportada por el mismo experimento. Encontrando consistencia con las restricciones de Fermi-LAT en el IDM- Ψ para $m_{H^0} > 51.5$ GeV, mientras que para el IDM se satisfacen para $m_{H^0} > 53$ GeV. Aunque las restricciones de detección indirecta son bastante fuertes, ya que excluyen gran parte del espacio de parámetros recuperado, esto es, para $40 < m_{H^0}/\text{GeV} < 51.5$ aproximadamente. Vale la pena notar que sobrevive un rango bastante amplio para la sección eficaz de aniquilación como se indica en la figura (región morada) que no está en el IDM. Para este rango de valores para la sección eficaz aniquilación, se tiene que para $m_{H^0} < 60$ GeV el canal que domina en el IDM- Ψ es la aniquilación de materia oscura a $\tau\tau$, ya que la materia oscura no tiene suficiente energía para producir un Higgs, por esto en la figura la región morada da lugar a secciones eficaces de aniquilación mayores que la verde la cual corresponde al IDM, donde la materia oscura se aniquila principalmente a $b\bar{b}$ por medio del Higgs. Mientras que para $m_{H^0} > 60$ GeV el canal que domina es la aniquilación de H^0 a $b\bar{b}$, ya que la materia oscura posee la energía necesaria para producir un Higgs, por lo que las regiones morada y verde se invierten.

Finalmente en la Figura 3.7 en el plano (m_{H^0}, λ_L) se muestra el espacio de parámetros viable del IDM y el IDM- Ψ teniendo en cuenta todas las restricciones experimentales anteriores, además de la proveniente del decaimiento invisible del Higgs, tomando como cota superior para el Branching invisible $B_{\text{inv}} = 0.191$, y así mismo la contribución al ancho visible como $\Gamma_{\text{vis}} = 4.07$ MeV[69]. Es de notar que la restricción del decaimiento invisible del Higgs no se restringe ningún punto del espacio de parámetros de los modelos.

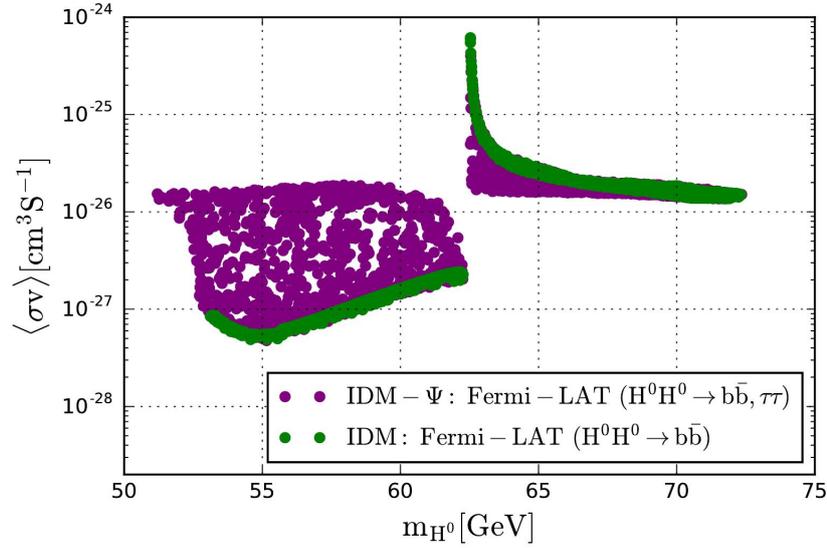


Figura 3.6: Se muestran dos scans en el plano $(m_{H^0}, \langle\sigma v\rangle)$, donde los puntos color morado dan cuenta del espacio de parámetros del IDM- Ψ compatible con las restricciones de detección indirecta de Fermi-LAT para $H^0H^0 \rightarrow b\bar{b}, \tau\tau$, mientras que aquellos color verde representan el espacio de parámetros del IDM compatibles también con las restricciones de Fermi-LAT sobre la $\langle\sigma v\rangle$ para $H^0H^0 \rightarrow b\bar{b}$.

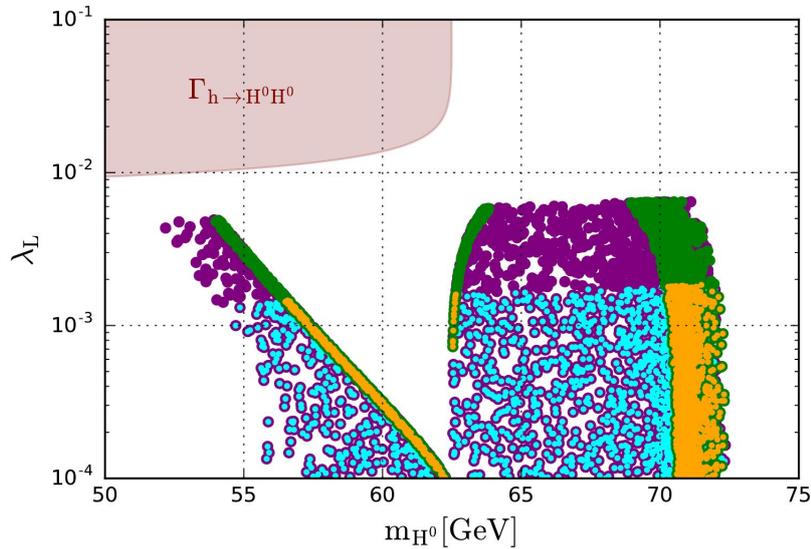


Figura 3.7: Gráfico en el plano (m_{H^0}, λ_L) para el IDM y el IDM- Ψ . Se tienen en cuenta las restricciones de detección directa de LUX y la futura sensibilidad de XENON1T, regiones color morado y cian respectivamente para el IDM- Ψ y verde y naranja para el IDM, junto con la restricción de detección indirecta de Fermi-LAT, con $H^0H^0 \rightarrow b\bar{b}$ para el IDM y $H^0H^0 \rightarrow b\bar{b}, \tau\tau$ para el IDM- Ψ . Además se impone el límite experimental sobre el Branching invisible del Higgs (región color marrón).

En conclusión, en esta región de masa, por medio de los nuevos canales de aniquilación mediados por el doblete fermiónico VL nuevo, se pudo recuperar una región excluida por restricciones de experimentos de detección directa en el IDM. Con ρ_3 , entre 1.0 y 1.5, y el acople al Higgs entre 10^{-4} y 7×10^{-3} fue posible obtener la región nueva, en especial para $52 < m_{H^0}/\text{GeV} < 54$ y $63 < m_{H^0}/\text{GeV} < 70$, regiones que están excluidas en el IDM, siendo consistentes con experimentos de detección directa como LUX y están dentro de la sensibilidad futura de XENON1T, además de las restricciones de Fermi-LAT ¹⁴

3.2. Régimen de masa alta: co-aniquilaciones de materia oscura

En esta sección para $m_{H^0} > 500$ GeV se va a analizar el impacto del singlete escalar cargado, del singlete fermiónico y del doblete fermiónico sobre la densidad de reliquia de H^0 (en el IDM) debido a los procesos de co-aniquilación extras. Para este fin se considerarán 4 modelos simplificados: IDM, IDM- S^- (IDM más un singlete escalar cargado), IDM- ϵ (IDM más un singlete fermiónico VL) y el IDM- Ψ (IDM más un doblete fermiónico VL). En la Figura 3.8 en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ se muestran cuatro curvas, las cuales dan cuenta de cada uno de los modelos simplificados mencionados. Para reproducir la curva que da lugar al IDM (curva color naranja), en el sector escalar del IDM se asume $\delta = 0$, implicando de acuerdo con (2.9) las relaciones: $H_2^\pm = \kappa_1^\pm$ y $S^\pm = \kappa_2^\pm$; se toma además $m_{\kappa_1} \ll m_{\kappa_2}$, los acoples escalares nuevos $\lambda_{6,7,S}$ iguales a cero y $\lambda_L = 0.01$. En cuanto al sector fermiónico del IDM se considera $\alpha = 0$, $\rho_i = \eta_i = f_i = 0$ y $m_{\kappa_1} \ll m_{\chi_1, \chi_2}$. Adicionalmente, las masas de los escalares A^0 , κ_1 y H^0 se consideran aproximadamente degeneradas, como se indica en la figura. También se tienen en cuenta las condiciones de estabilidad de vacío y perturbatividad de acuerdo con (2.11). Se encuentra que la curva naranja satisface la cota de densidad de materia oscura para una masa de H^0 de 515 GeV. Es de notar que para valores más pequeños de m_{H^0} , Ωh^2 esta siempre por debajo del límite observado.

Luego para obtener la curva color verde, la cual corresponde al IDM- S^- , en las aproximaciones anteriores se considera $m_{\kappa_1} = m_{\kappa_2}$, $m_{\kappa_2} \ll m_{\chi_1, \chi_2}$, y de los acoples escalares se varía sólo λ_6 , ya que λ_7 y λ_S no son relevantes en el estudio de la fenomenología de materia oscura (ver (2.1)-(2.3)). Al comparar la curva verde con la curva naranja se observa que gracias a las interacciones de las partículas nuevas (κ_2^\pm) con las partículas exóticas del IDM, aumenta la densidad de reliquia consiguiendo explicar la medición de ésta (franja color verde claro) para una masa de H^0 de 366 GeV aproximadamente.

De acuerdo con la expresión de la sección efectiva de aniquilación para n partículas co-aniquilando, ecuación (1.1), las contribuciones a la densidad de reliquia pueden venir de

¹⁴Los picos en las gráficas corresponden a la región de resonancia del Higgs, donde $m_h \sim 2 m_{H^0}$, allí la densidad de reliquia es notablemente suprimida.

grados de libertad, de factores de supresión de Boltzmann y de la sección eficaz de aniquilación de partículas de materia oscura a partículas del modelo estándar. Ya que se ha tomado el límite de masa degenerada, esto es $\Delta_i \approx 0$, los factores de supresión de Boltzmann son máximos, es decir, iguales a 1, por tanto la secciones efectivas de aniquilación para el IDM-S⁻ y para el IDM se pueden escribir como, $\sigma_{eff}^S \sim (1/36)\sigma_{i,j}^S$ y $\sigma_{eff}^0 \sim (1/16)\sigma_{i,j}^0$ respectivamente. Se ha tenido en cuenta que los grados de libertad efectivos (g_{eff}) para el IDM-S⁻ son 6: H^0 , A^0 , κ_1^\pm y κ_2^\pm , mientras que para el IDM g_{eff} es igual a 4: H^0 , A^0 , κ_1^\pm . En cuanto a la notación $\sigma_{i,j}^0$ es la sección eficaz de aniquilación de partículas de materia oscura del IDM (denotadas por los subíndices i y j) a partículas del modelo estándar, y $\sigma_{i,j}^S = \sigma_{i,j}^0 + \sigma_{i,j}^{\kappa_2}$, donde $\sigma_{i,j}^{\kappa_2}$ tiene en cuenta las interacciones del estado nuevo κ_2^\pm con sí mismo y con las partículas exóticas del IDM.

De igual forma por medio de la relación entre la densidad de reliquia y la sección efectiva de aniquilación, $\Omega h^2 \sim 1/\sigma_{eff}$, se puede expresar la razón entre la densidad de materia oscura del IDM-S⁻ ($\Omega^S h^2$) y del IDM ($\Omega^0 h^2$) como, $\Omega^S/\Omega^0 = 2.25(\sigma_{i,j}^0/\sigma_{i,j}^S)$ ¹⁵. De acuerdo con esta expresión las contribuciones a la densidad de reliquia del IDM vienen tanto de grados de libertad como de la sección eficaz de aniquilación, donde los grados de libertad tienden a aumentar la densidad de reliquia, y la sección eficaz de aniquilación a disminuirla. Los principales procesos donde se involucra el escalar complejo adicional son κ_2^\pm aniquilándose a $\gamma\gamma$ y γZ^0 por medio de interacciones gauge, produciendo una pequeña disminución en la razón entre las dos densidades de reliquia Ω^S/Ω^0 , siendo entonces la contribución de $\sigma_{i,j}^S$ subdominante respecto a la que viene de grados de libertad, por esta razón se presenta un aumento en la densidad de reliquia como lo muestra la curva verde respecto a la curva naranja.

Similarmente se obtiene la curva roja, la cual corresponde al IDM- ϵ . Para obtener esta extensión del IDM desde las aproximaciones que se asumieron para recuperar el IDM, se asume η_i igual a 0.01, y se considera $\alpha = \pi/2$ dando lugar a $E = \chi_2$ y $\epsilon = \chi_1$ de acuerdo con (2.9). Además se toma $m_{\kappa_1} = m_{\chi_1}$ y $m_{\chi_1} \ll m_{\kappa_2, \chi_2}$. En la Figura se observa que la curva roja da lugar a un aumento en la densidad de reliquia respecto al IDM y una disminución respecto al IDM-S⁻, consiguiendo satisfacer la medida experimental sobre la densidad reliquia para una masa de 424 GeV. Asimismo, para reproducir la curva azul, que da lugar al IDM- Ψ , basta con tomar $\alpha = 0$, lo cual lleva a las relaciones $E = \chi_1$ y $\epsilon = \chi_2$, además de asumen los acoples de Yukawa ρ_i iguales a 0.01, tomando ahora $\eta_i = 0$. Se puede ver que las interacciones del doblete fermiónico con las partículas nuevas en el IDM afectan sustancialmente la densidad de reliquia del IDM, logrando satisfacer la restricción experimental sobre esta para una masa de H^0 de 724 GeV.

El análisis a seguir para entender el impacto del singlete y el doblete fermiónico sobre la densidad de materia oscura del IDM es similar al realizado anteriormente en el IDM-S⁻. En el límite de masa degenerada, la relación entre la densidad de reliquia del IDM- ϵ ($\Omega^\epsilon h^2$) y el IDM viene dada por $\Omega^\epsilon/\Omega^0 = 4.0(\sigma_{i,j}^0/\sigma_{i,j}^\epsilon)$ ¹⁶, con $\sigma_{i,j}^\epsilon = \sigma_{i,j}^0 + \sigma_{i,j}^{\chi_1}$, donde $\sigma_{i,j}^{\chi_1}$ da

¹⁵Se omite h^2

¹⁶Se han tenido en cuenta los 4 grados de libertad asociados a χ_1^\pm , singlete fermiónico V.L de Dirac

cuenta de las interacciones del singlete fermiónico χ_1 con sigo mismo y con las partículas exóticas del IDM. Al igual que en el caso del IDM-S⁻ la razón Ω^ϵ/Ω^0 depende de grados de libertad y de la sección eficaz de aniquilación $\sigma_{i,j}^\epsilon$. Ya que los grados de libertad tienden a aumentar la densidad de reliquia se tiene que los procesos adicionales presentes en $\sigma_{i,j}^{\chi_1}$ son indispensables para reproducir la curva roja. Para este caso el singlete fermiónico se aniquila primordialmente a $\gamma\gamma$, γZ^0 y a $f\bar{f}$ a través de interacciones gauge e interacciones de Yukawa, aniquilandose más efectivamente que el singlete escalar complejo, esto es, $\sigma_{i,j}^{\chi_1} > \sigma_{i,j}^{\kappa_2}$, lo cual explica la disminución en la densidad de reliquia respecto al IDM-S⁻, a pesar de ser mayor la contribución de los grados de libertad para el caso del singlete fermiónico. Por el contrario, respecto al IDM la aniquilación del singlete fermiónico no es tan efectiva para contrarrestar los efectos debido a los grados de libertad, por tanto hay un aumento en la densidad de reliquia respecto al IDM, como se muestra en la gráfica.

De igual forma se encuentra que la densidad de reliquia del IDM y la del IDM- Ψ ($\Omega^\Psi h^2$) están relacionadas como $\Omega^\Psi/\Omega^0 = 9.0 (\sigma_{i,j}^0/\sigma_{i,j}^\Psi)$ ¹⁷, con $\sigma_{i,j}^\Psi = \sigma_{i,j}^0 + \sigma_{i,j}^{\chi_1}$, donde $\sigma_{i,j}^{\chi_1}$ tiene en cuenta los procesos que involucran a χ_1 . Dado que el doblete fermiónico se aniquila eficientemente a W^+W^- a través de interacciones gauge, y también a $\bar{l}l$ a través de interacciones de Yukawa, se tiene que $\sigma_{i,j}^\Psi > \sigma_{i,j}^\epsilon$, siendo los efectos de la sección eficaz de aniquilación mayores a aquellos debido a grados de libertad. Por tanto la densidad de reliquia para este último modelo simplificado resulta ser menor respecto a la que da lugar el IDM y las otras dos extensiones.

En la Figura 3.9 se muestran dos gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ para $m_{\kappa_1} = m_{\kappa_2}$ y $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\kappa_2}$, considerando el análisis sobre la extensión IDM-S⁻. Para obtener las curvas mostradas allí, se tienen en cuenta las aproximaciones consideradas en la Figura 3.8, variando algunos de los parámetros del IDM-S⁻ con el fin de entender su participación en los procesos que afectan la densidad de reliquia del IDM. En la gráfica de la izquierda se ha considerado $m_{\kappa_1} = m_{\kappa_2}$ para dos valores de λ_6 , 0.01 (curva color cian, caso ya estudiado) y 0.5 (curva verde). En este caso de masa degenerada, la densidad de reliquia del modelo depende de grados de libertad y secciones eficaces de aniquilación de partículas de materia oscura a partículas del modelo estándar, como se mencionó anteriormente. En la gráfica de la izquierda se observa que a medida que se aumenta el acople de interacción λ_6 la densidad de reliquia disminuye. Es de notar que para un acople igual a 0.01, las contribuciones a $\sigma_{i,j}^S$ vienen principalmente del término cinético de la Lagrangiana en (2.1), no siendo muy eficientes y por ende subdominantes respecto a la contribución debido a los grados de libertad (curva cian). Con el aumento de λ_6 el término en el potencial de interacción asociado a este acople (ver (2.3)) da lugar a nuevos procesos donde participa κ_2 , incrementando así $\sigma_{i,j}^S$. De esta forma se contrarrestan las contribuciones de grados de libertad, como se muestra en la curva verde superpuesta con la curva naranja que da lugar al IDM. Adicionalmente, de acuerdo con (2.9) para este caso en que las masas de los escalares cargados son iguales, se tiene que el ángulo de mezcla δ no afecta la densidad

¹⁷se han tenido en cuenta los 4 grados de libertad asociados a χ_1^\pm , y 4 para la partícula neutra de Dirac.

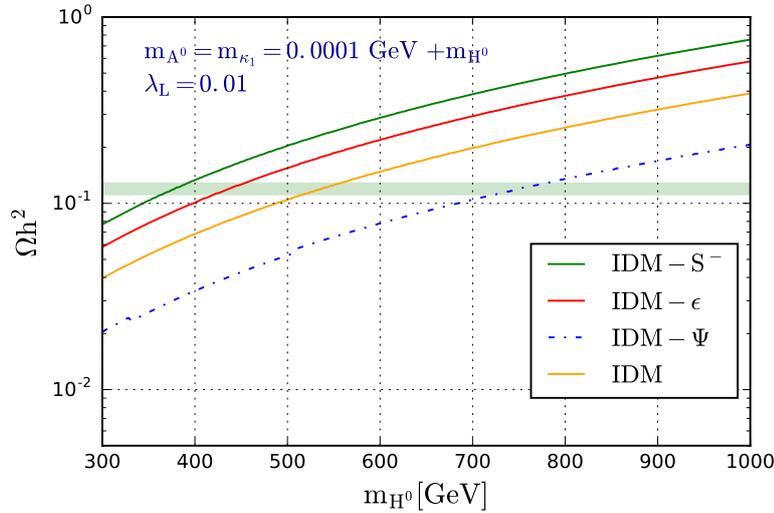


Figura 3.8: Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ para el IDM (curva color naranja), junto con tres extensiones simples de este modelo: el IDM- S^- (curva color verde), el IDM- ϵ (curva discontinua roja) y el IDM- Ψ (curva discontinua azul). Estos modelos se han tomado en el límite de masa degenerada considerando los acoples de interacción nuevos, λ_6 , η_i y ρ_i iguales a 0.01 en cada extensión. La franja color verde da cuenta de la densidad de reliquia observada, donde se nota que el IDM- S^- satisface esta restricción para una masa de H^0 de 366 GeV, mientras que el IDM- ϵ y IDM- Ψ lo hacen para una masa de la materia oscura de 424 GeV y 724 GeV respectivamente.

de reliquia.

Por otra parte en la gráfica de la derecha se toma $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\kappa_2}$. Cuando se tiene $m_{\kappa_1} \neq m_{\kappa_2}$ la sección efectiva de aniquilación dependerá también de los factores de supresión de Boltzmann de acuerdo con (1.1). A medida que aumenta la diferencia entre las masas las contribuciones nuevas se van suprimiendo hasta que se satisface la relación $\sigma_{eff}^S = \sigma_{eff}^0$; esto ocurre justamente cuando $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\kappa_2}$ para λ_6 igual a 0.01 y 0.5 con δ igual a cero¹⁸, curvas color cian y verde respectivamente, las cuales se superponen con la curva naranja que da lugar al IDM, siendo las contribuciones de los grados de libertad y secciones eficaces de aniquilación despreciables respecto a las provenientes de los factores de supresión de Boltzmann. Ahora, cuando se fija λ_6 en 0.01 para $\delta = 0.15$ y 0.35 (curvas color rojo y azul), se tiene una disminución en la densidad de reliquia. Esto se debe en parte a los nuevos canales de aniquilación asociados al término de interacción μ (ver (2.3) y (2.9)), los cuales se van haciendo más efectivos a medida que se aumenta δ contrarrestando los demás parámetros de los que depende la sección efectiva de aniquilación. Además, con el aumento del ángulo de mezcla escalar, de acuerdo con (2.9) el estado más ligero κ_1 se va volviendo singlete S^\pm y el más pesado κ_2 doblete H^\pm , perdiéndose la

¹⁸ En general para λ_6 en el intervalo $[0, 0.5]$ bajo las condiciones expuestas siempre se obtiene el IDM.

fenomenología de materia oscura del IDM.

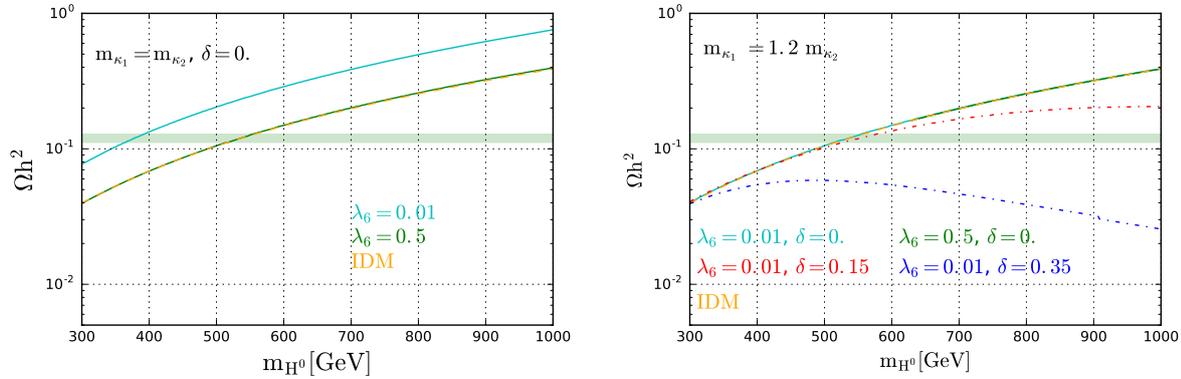


Figura 3.9: Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ del IDM- S^- para $m_{\kappa_1} = m_{\kappa_2}$ y $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\kappa_2}$ considerando diferentes valores para λ_6 y δ . En el gráfico de la izquierda, para $m_{\kappa_1} = m_{\kappa_2}$ se varía λ_6 para un ángulo de mezcla igual a cero. A medida que λ_6 aumenta la densidad de reliquia disminuye y justo para un valor de 0.5 (curva verde) se recupera el IDM (curva naranja). En el gráfico de la derecha se considera $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\kappa_2}$, para δ igual a cero y variando λ_6 , se observa que independiente del valor de λ_6 cuando la razón entre las masas de los estados cargados es de 1.2 se recupera el IDM (curvas cian y verde). En la gráfica derecha también se muestra que para λ_6 igual a 0.01 a medida que se aumenta el ángulo de mezcla δ la densidad de reliquia disminuye (curvas roja y azul). También se muestra la franja color verde clara que representa la densidad de reliquia observada.

De igual forma en la Figura 3.10 y en la Figura 3.11 se presenta un análisis similar al realizado en la Figura 3.9 para el IDM- S^- , pero ahora para el IDM- ϵ y el IDM- Ψ .

En el gráfico de la izquierda de la Figura 3.10 se muestran 4 curvas, una de ellas da lugar al IDM (curva color naranja) y las otras tres corresponden al IDM- ϵ para $m_{\kappa_1} = m_{\chi_1}$ con η_i igual a 0.01, 0.3 y 0.5, curvas color cian, verde y rojo respectivamente. Se observa que a medida que se aumenta η_i la densidad de reliquia disminuye; para η_i igual a 0.01 el término asociado a este acople de interacción en la expresión (2.13) es prácticamente nulo, viniendo las contribuciones a $\sigma_{i,j}^\epsilon$ de la derivada covariantes de la Lagrangiana dada por la expresión (2.13). Luego a medida que aumenta η_i el término asociado a este acople en el potencial de interacción se va volviendo más eficiente contrarrestando las contribuciones debido a grados de libertad y haciendo que la densidad de reliquia disminuya como se muestra en la gráfica izquierda. Respecto a la gráfica de la derecha, se toma $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\chi_1}$ y η_i se varía igual a como se hizo en la gráfica izquierda. De acuerdo con esta relación entre la masa de los estados κ_1 y χ_1 siguiendo el mismo análisis de la Figura 3.9, se encuentra que para este límite de masa no hay contribución a la densidad de reliquia del IDM debido a procesos que consideren a ϵ , para η_i igual a 0.01 y 0.3, curvas color cian y verde, las cuales se superponen con la curva naranja que da lugar al IDM como se muestra en la gráfica. Por otra parte para η_i igual a 0.5 (curva roja), hay una pequeña diferencia

respecto a la curva que da lugar al IDM, esto se debe a que siendo este valor relativamente grande contrarresta la supresión que viene de los factores de Boltzmann permitiendo que algunos procesos sobrevivan, dando lugar a una leve disminución en la densidad de reliquia del IDM. Vale la pena anotar, que a medida que aumenta la diferencia entre la masa del doblete escalar cargado κ_1 y la del singlete fermiónico, se van suprimiendo canales de aniquilación. Por tal razón cuando la proporción entre dichas masas es igual a uno, la densidad de reliquia es menor que para el caso cuando dicha proporción es mayor a 1, para acoples de interacción η_i relativamente grandes, como se observa para η_i igual a 0.5 (curva roja) en ambas gráficas. De igual forma cuando η_i es muy pequeño, en el límite de masa degenerada las contribuciones a la densidad de reliquia vienen principalmente de grados de libertad dando lugar a un aumento en la densidad de reliquia. En contraste, si la proporción entre las masas es mayor a 1.0, para un acople pequeño no hay cambio alguno en la densidad de reliquia del IDM debido a los nuevos campos, esto se observa en la curva color cian para η_i igual a 0.01 en la gráfica de la derecha.

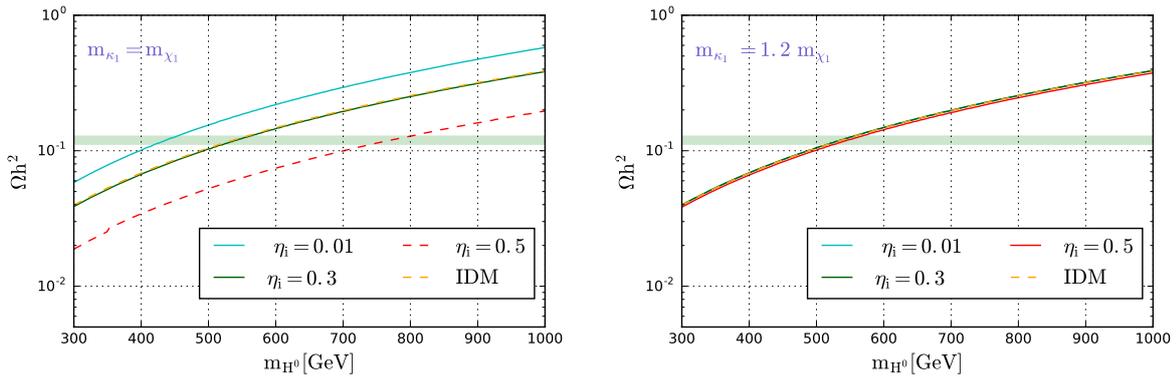


Figura 3.10: Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ del IDM- ϵ para $m_{\kappa_1} = m_{\chi_1}$ y $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\chi_1}$ considerando diferentes valores de η_i (curvas color cian, verde y roja). También se muestra una curva para el IDM (curva color naranja), y la franja color verde que da lugar a la restricción experimental para la densidad de reliquia.

Ahora, respecto a la Figura 3.11, en la gráfica de la izquierda de nuevo se muestran cuatro curvas que dan lugar al IDM (curva color naranja), y al IDM- Ψ para $m_{\kappa_1} = m_{\chi_1}$ con ρ_i igual a 0.01, 0.5 y 1.0, curvas color cian, rojo y verde respectivamente. A diferencia del singlete fermiónico, el doblete fermiónico se aniquila eficiente a W^+W^- a través de interacciones gauge, por tanto cuando se aumenta el acople de interacción ρ_i la disminución en la densidad de reliquia es más notable que en el caso del singlete fermiónico, superando con facilidad la contribución de los grados de libertad. En cuando a la gráfica de la derecha para $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\chi_1}$ cuando ρ_i es igual a 0.01 y 0.5 hay una contribución dominante por parte de los factores de supresión de Boltzmann, permitiendo recuperar el IDM para esta proporción entre las masas y estos acoples de interacción. Pero cuando el acople de

interacción ρ_i es del orden de 1 (curva verde) se contrarresta la contribución que viene de los factores de supresión de Boltzmann permitiendo al igual que en el caso del IDM- ϵ para η_i igual a 0.5 que algunos procesos sobrevivan y por tanto den lugar a una disminución en la densidad de reliquia como se indica en la gráfica. De acuerdo con los anteriores

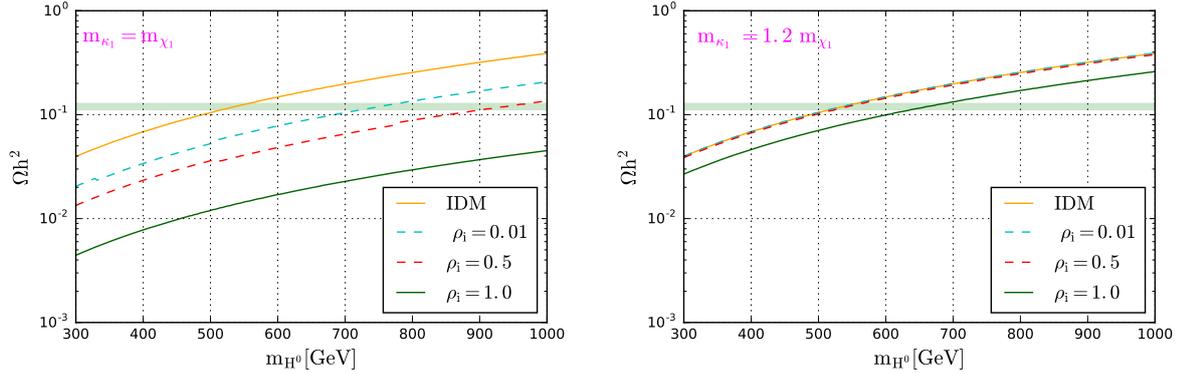


Figura 3.11: Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \Omega h^2)$ del IDM- ϵ para $m_{\kappa_1} = m_{\chi_1}$ y $m_{\kappa_1} = 1.2 m_{\chi_1}$ considerando diferentes valores de ρ_i (curvas color cian, roja y verde). También se muestra una curva para el IDM (curva color naranja), y la franja color verde que da lugar a la restricción experimental para la densidad de reliquia.

resultados Ψ satisface el límite experimental sobre la densidad de reliquia para una masa de H^0 desde 724 GeV aproximadamente, debido a co-aniquilaciones simbióticas con los grados de libertad del IDM que tienden a disminuir la densidad de reliquia. A diferencia del doblete fermiónico, S^- y ϵ satisfacen la medida sobre la densidad de reliquia para una masa de H^0 desde 366 GeV y 424 GeV respectivamente, debido en ambos casos a co-aniquilaciones parásitas con las partículas exóticas del IDM, la cuales aumentan la densidad de reliquia, dando lugar a un espacio de parámetros más asequible por los experimentos contrario a lo que sucede con Ψ . Por tanto en lo que sigue no se considerara el estudio del impacto del doblete fermiónico en el IDM debido procesos de co-aniquilación.

3.2.1. Densidad de reliquia

Considerando la medida sobre la densidad de reliquia reportada por Planck [22], se varían los parámetro de los modelos como se indica a continuación.

IDM

$$\begin{aligned}
 m_{H^0} &= [500, 1000] \text{ GeV}, \\
 m_{A^0} &= m_{H^0} + [0.001, 15] \text{ GeV}, \\
 m_{\kappa_1} &= m_{H^0} + [0.001, 15] \text{ GeV}, \\
 \lambda_{L,2} &= [10^{-4}, 1].
 \end{aligned}$$

Siendo el IDM- S^- y el IDM- ϵ extensiones del IDM, se considera la misma variación sobre los parámetros del IDM dada anteriormente, a excepción del barrido sobre m_{H^0} el cual se varía ahora como $m_{H^0} = [300, 1000]$, mientras que los nuevos parámetros de cada modelo se varían como se indica a continuación,

IDM $-S^-$	IDM $-\epsilon$
$m_{\kappa_2} = m_{\kappa_1} + [0.001, 15],$	$m_{\chi_1} = m_{\kappa_1} + [0.001, 15],$
$\lambda_6 = [10^{-3}, 3],$	$\eta_{1,2,3} = [10^{-3}, 3],$
$\delta = [-0.1, 0.1],$	$\alpha = \pi/2.$
$\lambda_{S,7} = 0.$	

Se eligió un intervalo de valores para el ángulo de mezcla escalar pequeño en consistencia con las restricciones de los parámetros EW S y T (ver [12]). Igualmente para los acoples de Yukawa η_i ¹⁹ se tomaron valores relativamente pequeños con el fin de satisfacer las restricciones de física de neutrinos ([12]). Además se tuvieron en cuenta las condiciones de perturbatividad y estabilidad del vacío dadas por las expresiones en (2.11).

Es de notar que la expresión de las contribuciones de los campos exóticos del IZM a procesos de violación de número leptónico (ecuación (2.24)), en este régimen de masa alta se desvanece, por tanto la restricción sobre el $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$ dada en la sección 2.4 es satisfecha.

En la Figura 3.12 se muestra el scan obtenido para cada extensión en los planos $(m_{A^0} - m_{H^0}, \Omega h^2)$ y $(m_{\kappa_1} - m_{H^0}, \Omega h^2)$. Los gráficos superiores corresponden al IDM (puntos color naranja), y al IDM- S^- (puntos color verde), mientras que los inferiores al IDM- ϵ (puntos color azul), y de nuevo al IDM. En primer lugar se tiene que el IDM satisface la restricción sobre la densidad de reliquia para $m_{H^0} \geq 515$ GeV con $m_{A^0} - m_{H^0}$ y $m_{\kappa_1} - m_{H^0}$ menores a 10 GeV como se indica en la figura, siendo estos resultados ya conocidos en la literatura. Respecto al IDM- S^- , gracias a las co-aniquilaciones de κ_2^\pm con el espectro de partículas del IDM se consigue satisfacer la restricción sobre la densidad de reliquia desde una masa para la materia oscura de 366 GeV, y para $m_{A^0} - m_{H^0} \leq 14$ GeV y $m_{\kappa_1} - m_{H^0} \leq 12$ GeV. Se tiene que dicho aumento en las diferencias de masas se debe justamente a co-aniquilaciones del singlete escalar complejo con las partículas exóticas del IDM, encontrando, que para $m_{\kappa_2} - m_{H^0}$ tendiendo a cero los límite superiores para las diferencias de masa mencionadas. Esto último da a entender que de una u otra forma siempre hay una partícula degenerada con m_{H^0} . En cuanto al efecto del singlete fermiónico χ_1^\pm (IDM- ϵ), se tiene que las co-aniquilaciones de este campo con las partículas nuevas del IDM, reducen la masa de la materia oscura a un valor mínimo de 424 GeV, satisfaciendo la medida sobre la densidad de reliquia. En cuanto a la diferencia en las masas de las partículas más pesadas del IDM con la materia oscura, se obtienen resultados similares a los expuestos para el IDM- S^-

¹⁹ Por simplicidad se asumen η_1 real.

como se muestra en la Figura 3.12, siendo las co-aniquilaciones con χ_1^\pm las responsables del aumento en la diferencia de masas.

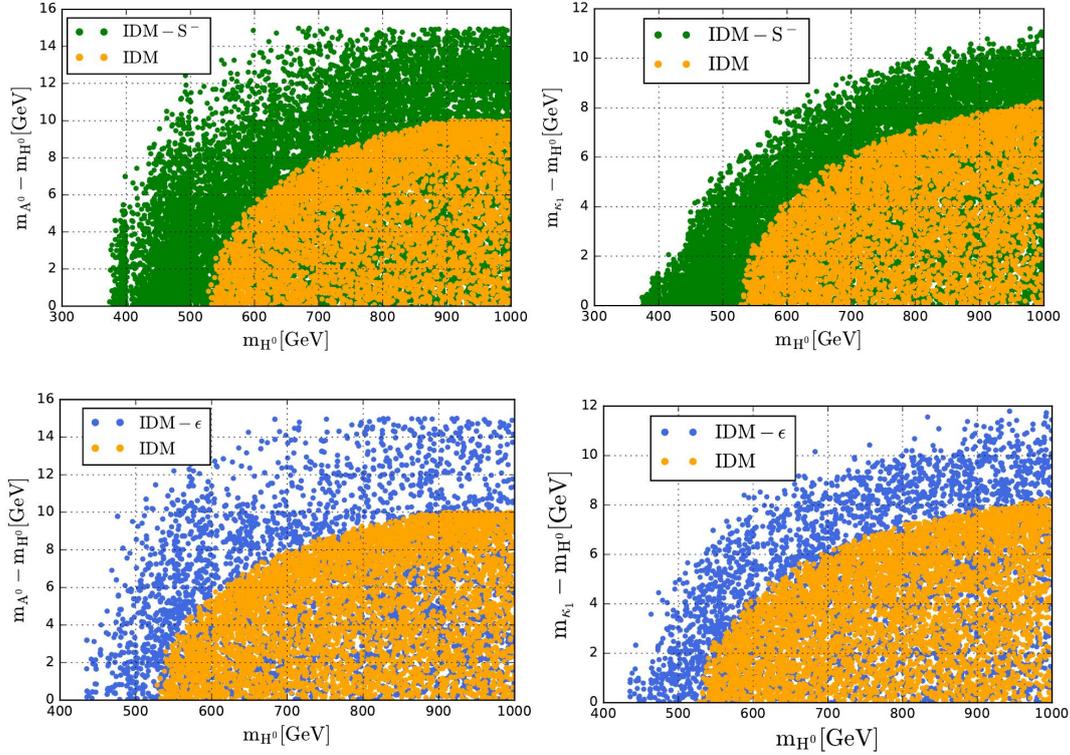


Figura 3.12: Gráficos en los planos $(m_{A^0} - m_{H^0}, \Omega h^2)$ y $(m_{\kappa_1} - m_{H^0}, \Omega h^2)$ para κ_2^\pm y χ_1^\pm co-aniquilando, representados por los puntos color verde (IDM- S^-) y azul (IDM- ϵ) respectivamente. Donde los estados iniciales de los procesos de co-aniquilación más relevantes son: $H^0\chi_1, H^0\kappa_i^\pm, \chi_1\kappa_j^\pm, \kappa_i^\pm\kappa_j^\pm$. Los puntos color naranja dan lugar al espacio de parámetros del IDM, y todos los puntos satisfacen la restricción experimental sobre la densidad de reliquia.

3.2.2. Detección directa y detección indirecta

En esta sección se va a hacer una revisión de cómo el espacio de parámetros del IDM se ve modificado debido a la presencia de procesos de co-aniquilación extras.

Como se sabe, la sección eficaz de detección directa de materia oscura independiente del spin (σ_{SI}) en el IDM se determina por un diagrama a nivel árbol mediado por el Higgs, como se muestra en la Figura 3.13, siendo σ_{SI} proporcional a λ_L^2 . Por tanto, ya que σ_{SI} no depende de las diferencias de masas de los estados exóticos en el IZM, se tiene entonces que el principal efecto de las co-aniquilaciones de κ_2^\pm y χ_1 con los escalares del IDM es permitir modelos de materia oscura viables con masas más pequeñas para la partícula más ligera impar bajo Z_2 , siendo estas regiones más sensitivas a los experimentos,

hecho ilustrado en la Figura 3.14. En dicha figura se muestran tres scans en el plano (m_{H^0}, σ_{SI}) , que dan lugar al espacio de parámetros del IDM (puntos color verde), al IDM- S^- (puntos color morado) y al IDM- ϵ (puntos color azul), mientras que las regiones sombreadas color morado y gris corresponden a los límites experimentales sobre σ_{SI} de LUX [70] y de la sensibilidad futura de XENON1T[71] respectivamente. Gracias a los nuevos canales de co-aniquilaciones donde se involucra κ_2^\pm se logra recuperar un espacio de parámetros que comprende masas para la materia oscura desde 366 GeV, lo cual da lugar a una gran cantidad de modelos explorables en esta región que es más asequible por los experimentos. Siendo el impacto debido a co-aniquilaciones de χ_1 con las partículas de IDM subdominante respecto al del escalar cargado, ya que permite recuperar una región desde una masa para la materia oscura de aproximadamente 424 GeV. De los límites de LUX sobre la sección eficaz de dispersión elástica, la mínima sección eficaz del modelo que puede ser descartada es de 8×10^{-10} pb para κ_2 co-aniquilando, de 10^{-9} pb para χ_1^\pm co-aniquilando y de 2×10^{-9} pb sin co-aniquilaciones de los nuevos campos. Mientras que XENON1T podrá descartar secciones eficaces de dispersión por encima de 7×10^{-11} pb para κ_2 co-aniquilando, 8×10^{-11} pb para χ_1^\pm co-aniquilando y 1×10^{-10} pb sin co-aniquilaciones.

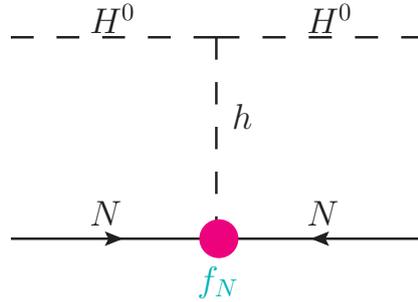


Figura 3.13: Diagrama de Feynman para la dispersión elástica nucleón-materia oscura, con f_N factor de forma.

En cuando a detección indirecta de materia oscura, en la Figura 3.15 se muestran dos gráficos en el plano $(m_{H^0}, \langle\sigma v\rangle)$, donde se ponen las restricciones sobre la sección eficaz de aniquilación provenientes de Fermi-LAT [42], para la materia oscura aniquilándose principalmente a W^+W^- en los tres modelos. En ambos gráficos se observa que en ausencia de los procesos de co-aniquilación extras, la mínima masa viable para la materia oscura esta alrededor de 515 GeV (puntos color lima), que corresponde al límite en el IDM. Por otra parte cuando los procesos de co-aniquilación extra son tenidos en cuenta, esto es, las interacciones nuevas debido a la presencia de los campos κ_2^\pm y χ_1^\pm en el IDM, la masa mínima disminuye, y hay una variación de la $\langle\sigma v\rangle$ como se indica en la figura. Para el caso de κ_2^\pm co-aniquilando (gráfico de la izquierda, puntos color morado), la región viable comienza en $m_{H^0} \sim 366$ GeV y el máximo valor de $\langle\sigma v\rangle$ se alcanza aproximadamente en $1 \times 10^{-25} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, mientras que para χ_1^\pm co-aniquilando (gráfico de la derecha, puntos color

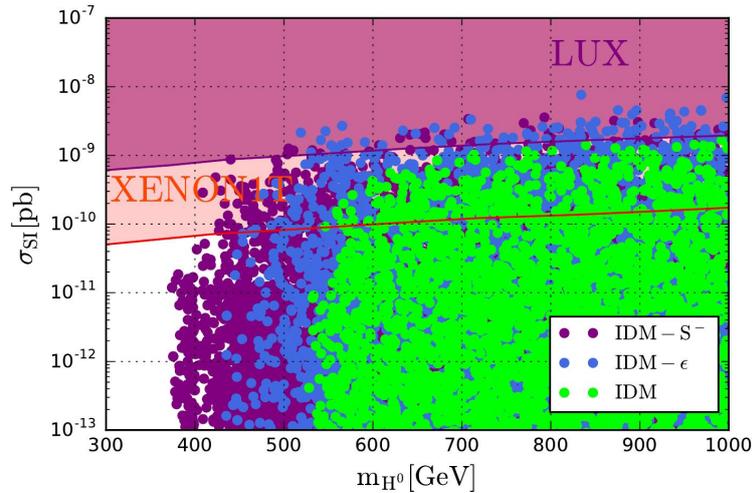


Figura 3.14: Gráfico en el plano (m_{H^0}, σ_{SI}) , donde los puntos color morado dan lugar al espacio de parámetros del IDM- S^- considerando κ_2^\pm co-aniquilando, mientras que los puntos color azul corresponden al IDM- ϵ debido a χ_1^\pm co-aniquilando. También se muestra un scan para el IDM (puntos color verde), y se incluyen las restricciones experimentales provenientes de LUX y de XENON1T, regiones sombreadas de color morado y gris respectivamente.

azul) la región viable empieza en 424 GeV para la masa de la materia oscura, alcanzando una máxima sección eficaz de aniquilación de $2 \times 10^{-25} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ y una mínima de $1.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ aproximadamente. Es de notar que los procesos de co-aniquilación extra en el universo temprano (ver figura 3.12) dan lugar en ambos modelos simplificados a secciones eficaces de aniquilación para la materia oscura hoy, mayores que las que se consiguen en el IDM, siendo estas regiones más sensitivas a los límites experimentales como se muestra en los dos gráficos. Por otra parte, se consigue recuperar una región con secciones eficaces de aniquilación más pequeñas que las que da lugar el IDM, debido a los procesos de co-aniquilación extra donde está involucrado el singlete fermiónico. Esta región nueva estará permitida por CTA (sigla del inglés: Cherenkov Telescope Array), de acuerdo con las perspectivas de los límites sobre $\langle\sigma v\rangle$ dadas en [77], las cuales excluyen en su totalidad el espacio de parámetros permitido en el IDM en la actualidad (región color rosado), como se muestra en el gráfico de la derecha.

En conclusión se ha estudiado la contribución a la densidad de reliquia en el régimen de masa alta debido a procesos de co-aniquilación extra por la presencia del S^- y el ϵ en el IDM. Gracias a los nuevos procesos que involucran a dichas partículas se ha recuperado una región compatible con la medida experimental de Planck para la densidad de reliquia, desde una masa para materia oscura de 366 GeV para el singlete escalar y de 424 GeV para el singlete fermiónico. Siendo esta región más sensitiva a las señales de detección, además que podrá ser explorada por experimentos futuros como CTA.

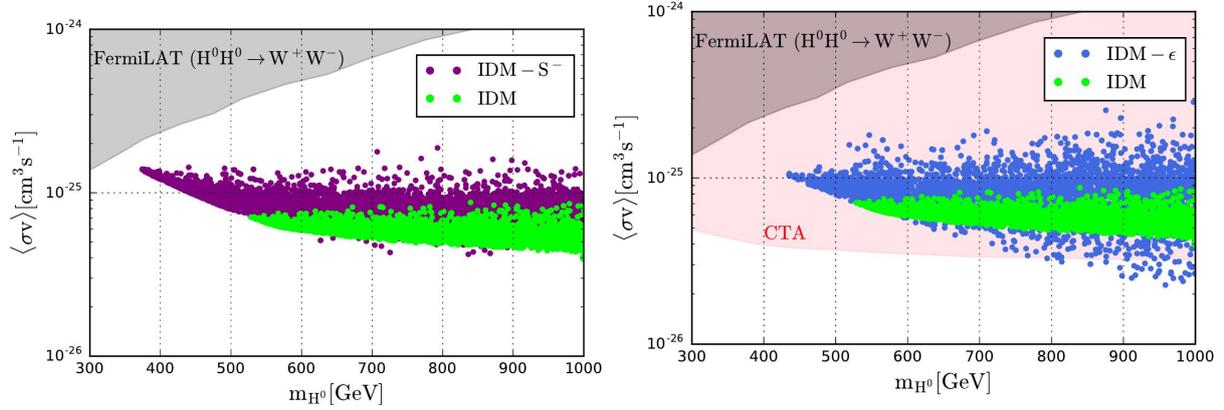


Figura 3.15: Gráficos en el plano $(m_{H^0}, \langle\sigma v\rangle)$ para κ_2^\pm y χ_1^\pm co-aniquilando cada uno con las partículas escalares del IDM, puntos color morado y azul respectivamente. El IDM esta representado por los puntos color lima. La región gris da lugar a los límites experimentales de FermiLAT sobre $\langle\sigma v\rangle$ para la materia oscura aniquilándose a W^+W^- , mientras que la región rosada será excluida por CTA.

3.3. Momento magnético anómalo del muón

En esta sección se presentan los resultados sobre la contribución de los campos impares bajo Z_2 del IZM a Δa_μ . Para esto se adopta $\Delta a_\mu = 287(80) \times 10^{-11}$, valor tomado del PDG [72]. De acuerdo con la expresión analítica para el a_μ^{IZM} (ecuación (2.44)), se tiene que este es inversamente proporcional a la masa de las partículas cargadas nuevas, por lo que se encontró en el régimen de masa alta ($m_{H^0} \gtrsim 500$ GeV) que la contribución al MAMM de los campos exóticos en el IZM es despreciable (ver discusión al final de la sección 2.5). Por tanto en esta sección sólo se presentan un análisis en el régimen de masa baja.

Para facilitar el análisis se fijan la masa de H^0 y el acople cuartico λ_L , tal que reproduzcan la densidad de materia oscura correcta. Esto se logra para $m_{H^0} = 60$ GeV y $\lambda_L = 0.0003$. Dado que en el régimen de masa baja m_{H^0} se encuentra entre 55 y 75 GeV aproximadamente, el MAMM no se ve afectado apreciablemente por m_{H^0} en este intervalo, por lo que sin perdida de generalidad se fija la masa de la materia oscura como se dijo, garantizando con esto que los puntos en el espacio de parámetros que contribuyen al MAMM satisfagan además la cota sobre la densidad de reliquia. En concordancia con esto los demás parámetros del IZM se varían como se indica a continuación.

IZM

$$\begin{aligned}
 m_{A^0, \kappa_{1,2}, \chi_{1,2}} &= [110, 700] \text{ GeV}, \text{ con } m_{\kappa_1} - m_{A^0} < 50 \text{ GeV}, \\
 \delta, \alpha &= [-0.1, 0.1], \quad \lambda_{2,6,7} = [10^{-3}, 3], \\
 \rho_{1,3} &= 0, \quad \rho_2 = \pm[10^{-3}, 3], \quad \eta_1 = [10^{-3}, 1].
 \end{aligned}$$

Donde se ha tomado $m_{\kappa_1} - m_{A^0} < 50$ GeV, junto con ángulos de mezcla pequeños, con el fin de garantizar que se satisfagan las restricciones sobre los parámetros electrodébiles S y T , de acuerdo con [12](ver Figura 4). En cuanto a los acoples de Yukawa η_2 y f_2 ²⁰ se utilizan las expresiones (2.20) y (2.21) de tal forma que las restricciones de física de neutrinos para NH son tenidas en cuenta.

En la Figura 3.16 se muestra un gráfico de Δa_μ en función de $|\rho_2|$, obtenido de acuerdo con los anteriores datos. Los puntos color naranja son un subconjunto de los puntos color cian que contribuyen a a_μ , de tal forma que satisfacen la discrepancia $\Delta a_\mu = 287(80) \times 10^{-11}$. Adicionalmente se encontró que es posible satisfacer simultáneamente la restricción sobre el $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$ de acuerdo con la sección 2.4, y la discrepancia Δa_μ para $10^{-3} < \eta_1 < 10^{-2}$ y $10^{-2} < \rho_2 < 1.5$ aproximadamente.

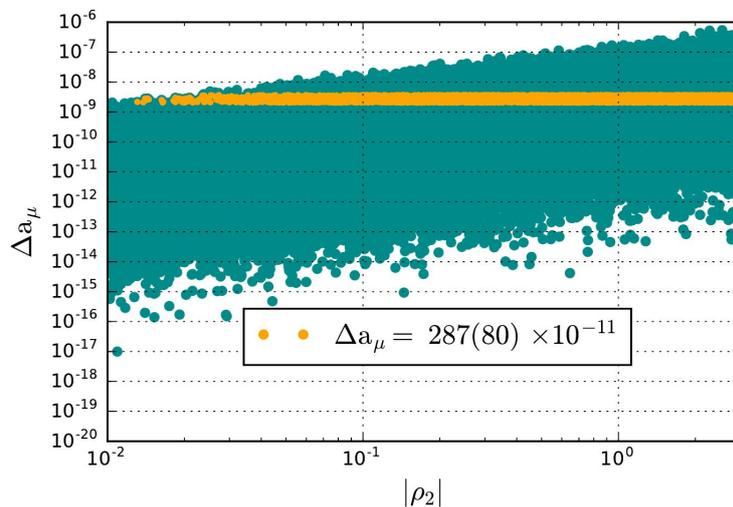


Figura 3.16: Gráfico en el plano $(\rho_2, \Delta a_\mu)$ donde se muestra la contribución a Δa_μ de los campos exóticos del IZM. Los puntos color cian dan lugar al scan en general, mientras que los de color naranja satisfacen $\Delta a_\mu = 287(80) \times 10^{-11}$.

Por otra parte en la Figura 3.17 se muestran tres gráficos para Δa_μ en función de $|\rho_2|$, $|\eta_2|$ y $|f_2|$, considerando sólo los puntos color naranja de la Figura 3.16. Aquí se esquematizan las contribuciones de los campos escalares (puntos color verde) y fermiónicos (puntos color marrón) del IZM, además de la contribución total nombrada como a_μ^{IZM} (puntos color amarillo). De acuerdo con las expresiones obtenidas en la sección 2.5 para a_μ^{E} y a_μ^{F} , se tiene que estas dependen de los ángulos mezcla δ y β respectivamente. Debido a que se han tomado valores para estos ángulos pequeños con el fin de garantizar las restricciones de los parámetros electrodébiles S y T , en la expresión para a_μ^{F} los términos asociados a la función de loop G_2 son suprimidos por la función $s_{2\alpha}$. Por lo que ambas contribuciones dependen principalmente de la función de loop F_2 dada en el apéndice B.2. Adicionalmente, a_μ^{E}

²⁰ Por simplicidad los acoples de Yukawa se asumen reales.

depende de los acoplos de Yukawa ρ_2 y f_2 , y a_μ^F de ρ_2 y η_2 . De las gráficas se observa que f_2 en comparación con ρ_2 y η_2 es pequeño, por tanto en la contribución escalar dominan los términos asociados a ρ_2 , volviéndose la contribución del sector escalar importante para $|\rho_2| \gtrsim 1$. Por otra parte, en cuanto a la contribución fermiónica todos los términos contribuyen a Δa_μ , ya que tanto ρ_2 como η_2 son relativamente grandes, implicando esto en principio una mayor contribución del sector fermiónico del IZM a Δa_μ como se muestra en las gráficas. De igual forma que en el sector escalar, la contribución a Δa_μ del sector fermiónico toma mayor relevancia para $|\rho_2| \gtrsim 1$.

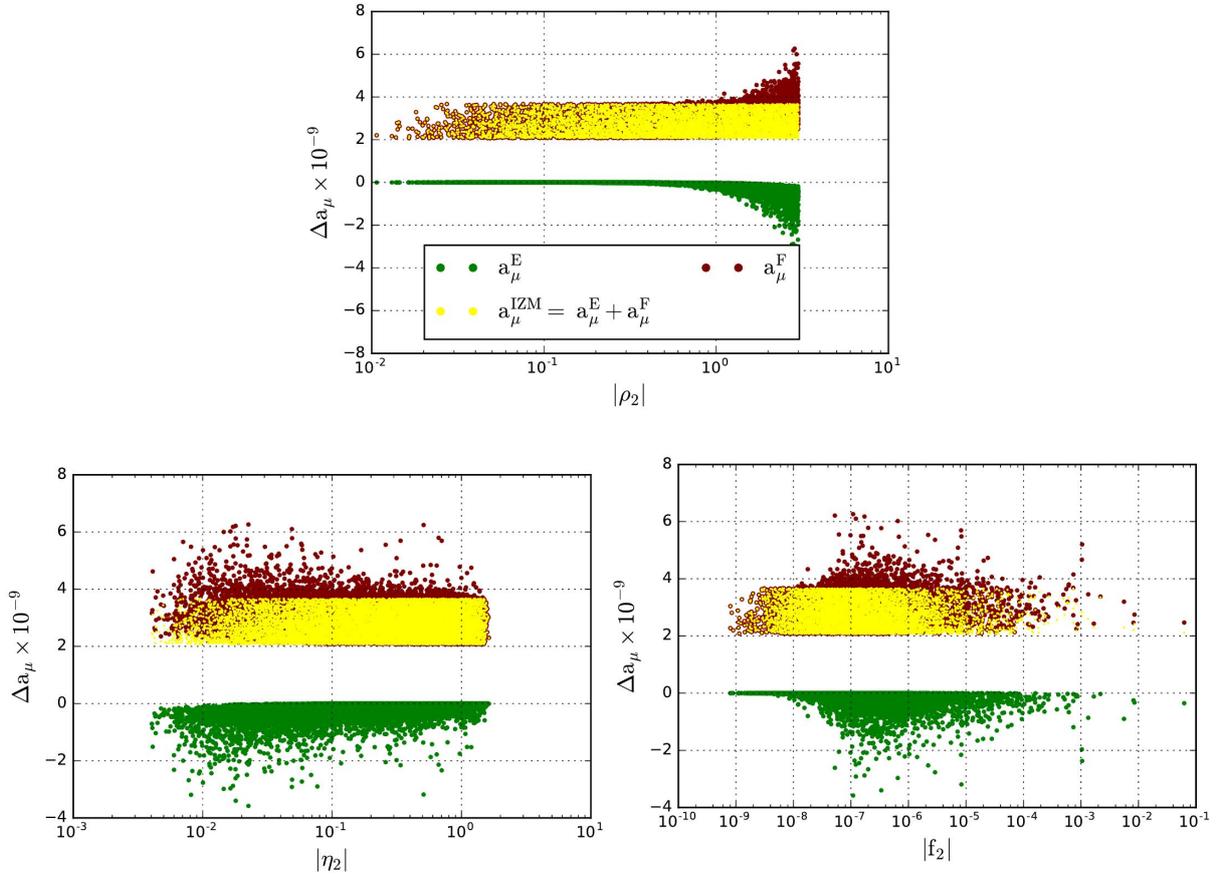


Figura 3.17: Gráficos en los planos $(\rho_2[\eta_2, f_2], \Delta a_\mu)$ esquematizando la contribución al Δa_μ de los campos exóticos del IZM, donde el eje y se ha normalizado por un factor de 10^9 , y considerando la simetría respecto al eje x se gráfico el valor absoluto para cada Yukawa, donde sólo para el caso de η_2 todos los valores resultaron menores que cero. En los gráficos se muestra la contribución de los campos escalares, fermiónicos y la contribución total, regiones color verde, marrón y amarilla respectivamente, considerando el valor $\Delta a_\mu = 287(80) \times 10^{-11}$.

En conclusión se puede afirmar que dentro del IZM se puede explicar de forma simultánea la materia oscura y las masas y mezcla de neutrinos, y además de dar cuenta de la discrepancia en el MAMM.

Se halló que la contribución a a_μ de los campos escalares exóticos respecto a la de los fermiones exóticos es despreciable. Esto debido a que a_μ^E depende aproximadamente sólo del acople de Yukawa ρ_2 , ya que f_2 es muy pequeño, siendo entonces dicha contribución importante sólo cuando $|\rho_2| \gtrsim 1$. Por otra parte la contribución fermiónica depende tanto de ρ_2 como η_2 los cuales no son despreciables.

Además se encontró que para este límite de masa es posible satisfacer tanto la discrepancia en la anomalía magnética del muón como la restricción sobre el $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$, para una región acotada por $10^{-3} < \eta_1 < 10^{-2}$ y $10^{-2} < \rho_2 < 1.5$.

Conclusiones

En este trabajo se estudió y analizó la fenomenología del modelo inerte de Zee. Partiendo del hecho de que el IZM bajo ciertos límites es similar al IDM desde el punto de vista de la fenomenología de materia oscura, se exploró el impacto de cada una de las partículas impares bajo Z_2 adicionales a las del IDM sobre la densidad de reliquia de H^0 en este modelo. Para esto se estudiaron las dos regiones viables del IDM: región de masa baja ($m_{H^0} < m_W$), donde dominan los procesos de aniquilación de materia oscura, y la región de masa alta ($m_{H^0} \gtrsim 500$ GeV), siendo aquí los procesos de co-aniquilación sobresalientes respecto a los provenientes de aniquilación.

Adicionalmente, se estudiaron las contribuciones al MAMM debido a los campos nuevos del IZM para la región de masa baja donde dichas contribuciones son apreciables, a diferencia de las provenientes de la región de masa alta que son prácticamente nulas.

Respecto a la región de masa baja se exploró únicamente el impacto del doblete fermiónico V.L (ver Cuadro 2.1) sobre el espacio de parámetros viable que da cuenta el IDM, ya que el impacto del singlete escalar es despreciable, y el del fermiónico aunque es similar al del doblete fermiónico, se requiere tener en cuenta física de neutrinos.

Por tanto, en la mínima extensión del IDM por medio del doblete fermiónico, gracias a los canales de aniquilación nuevos mediados por este, se pudo recuperar una región excluida en el IDM. Siendo esta región principalmente restringida por experimentos de detección directa, debido a que se necesitan acoples al Higgs (λ_L) relativamente grandes para dar cuenta de la densidad de reliquia correcta. Por tanto gracias al acople de Yukawa nuevo (ρ_3), se puede relajar el intervalo para el acople λ_L entre 10^{-4} y 10^{-2} , de tal forma que la sección eficaz de dispersión este por debajo de los límites de detección directa.

En el IDM- Ψ los principales canales de interacción consisten de materia oscura aniquilándose a fermiones ligeros como $b\bar{b}$ a través del canal s mediados por el campo Higgs, aniquilaciones a tres cuerpos ($W f\bar{f}'$), y contribuciones de los nuevos canales de aniquilación de materia oscura a $\tau\tau$ y $\tau\tau\gamma$ a través del canal t mediados por el doblete fermiónico. Se encontró que para $\rho_3 \lesssim 0.9$ dominan las aniquilaciones a $b\bar{b}$ y a tres cuerpos, dando lugar de esta manera al espacio de parámetros del IDM. Mientras que para valores de ρ_3 entre 1. y 1.5 dominan los nuevos canales de aniquilación mediados por el doblete fermiónico, siendo los procesos internal bremsstrahlung subdominantes. Dando lugar bajo las últimas condiciones a la región nueva, consistente con la medida experimental de la densidad de reliquia, límites de detección directa de LUX y las perspectivas de XENON1T, y

compatible con restricciones sobre la sección eficaz de aniquilación para $H^0 H^0 \rightarrow b\bar{b}$, $\tau\tau$ de Fermi-LAT, además de la restricción del ancho invisible del Higgs del LHC.

Por otra parte en la región de masa alta donde el doblete fermiónico se aniquila principalmente a bosones W^+W^- a través de interacciones gauge, a diferencia del singlete escalar (S^-) y el fermiónico (ϵ) que se aniquilan primordialmente $\gamma\gamma$, γZ con un canal de aniquilación adicional para el singlete fermiónico a $f\bar{f}$ a través de interacciones de Yukawa. Por lo que las secciones eficaces de aniquilación satisfacen la relación: $\sigma_{i,j}^\Psi > \sigma_{i,j}^\epsilon > \sigma_{i,j}^{S^-}$, con i, j denotando la interacción del respectivo campo consigo mismo y con las demás partículas del espectro exótico. En este orden de ideas, se encontró que el singlete escalar y fermiónico satisfacen el límite sobre la densidad de reliquia a través de procesos de co-aniquilación con las partículas exóticas del IDM, para masas de la materia oscura desde 366 GeV y 424 GeV, por debajo de 515 GeV, límite inferior para m_{H^0} viable en el IDM. De cierta forma esto permite distinguir el modelo IZM del IDM en la región de masa alta. Contrario a lo anterior, los procesos de co-aniquilación que involucran al doblete fermiónico, disminuyen la densidad de reliquia respecto a la que da lugar el IDM, consiguiendo satisfacer la cota experimental para masas desde 724 GeV. Dado que las co-aniquilaciones con los singletes nuevos dan lugar a un espacio de parámetros más asequible a los experimentos que aquella con el doblete fermiónico, no se considero el estudio de este último respecto a las perspectivas de detección.

Debido a las co-aniquilaciones entre el singlete escalar y las partículas nuevas del IDM se consiguió reproducir la densidad de reliquia correcta para una diferencia entre las masas de los estados exóticos más pesados del IDM y la del candidato a materia oscura, máximo de 14 GeV, a diferencia del IDM donde la diferencia de masa máxima para las mismas partículas es de 10 GeV, satisfaciendo densidad de reliquia. Resultados similares se obtienen para el singlete fermiónico respecto a la diferencia de masa.

En cuanto a detección directa de materia oscura, se tiene que la sección eficaz de dispersión elástica al no depender de la diferencia entre las masas de las partículas nuevas, el principal efecto de las co-aniquilaciones es permitir modelos viables con masas más pequeñas para la materia oscura, una región donde los experimentos tienen una mayor sensibilidad. Además, respecto a la extensión del IDM con el singlete fermiónico se encontró una región compatible con restricciones experimentales futuras de detección indirecta de CTA que excluirán el IDM.

Finalmente, en el límite de masa baja para $m_{H^0} = 60$ GeV satisfaciendo densidad de reliquia, se encontró la contribución de los campos nuevos del IZM al MAMM que remueve la discrepancia respecto al valor experimental ($\Delta a_\mu = 287(80) \times 10^{-11}$). Proviene esta contribución principalmente de los campos fermiónicos del IZM, puesto que la contribución escalar es muy pequeña, ya que depende aproximadamente sólo del acople de Yukawa ρ_2 , siendo f_2 es muy pequeño para ser tenido en cuenta. Sin embargo, se encontró que la contribución de los campos escalares se vuelve relevante para $|\rho_2| \gtrsim 1$. Adicionalmente, se encontró que es posible satisfacer simultáneamente la discrepancia en el MAMM y la restricción sobre el $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$, para $10^{-3} < \eta_1 < 10^{-2}$ y $10^{-2} < \rho_2 < 1.5$.

Apéndice A

Momento magnético anómalo del muón

En esta sección se va a realizar el cálculo analítico de las contribuciones al MAMM de partículas adicionales a las del ME. Para esto el procedimiento se divide en dos partes, una asociada a la contribución de partículas fermiónicas cargadas y escalares neutras, y la otra relacionada con la contribución de partículas escalares cargadas y fermiónicas neutras, como se indica a continuación.

A.1. Contribución de fermiones cargados y escalares neutros

Los diagramas de Feynman que se muestran en la Figura A.1, indican las contribuciones al MAMM de fermiones cargados y escalares neutros, los cuales están de acuerdo con la siguiente Lagrangiana.

$$- \mathcal{L}_Y = \mathcal{Y}_L \phi \bar{F} P_L l + \mathcal{Y}_R \phi \bar{F} P_R l + \mathcal{Y}_L^* \phi^* \bar{l} P_R F + \mathcal{Y}_R^* \phi^* \bar{l} P_L F. \quad (\text{A.1})$$

Siendo \mathcal{L}_Y la Lagrangiana más general que describe las interacciones de Yukawa. Donde ϕ , F y l representan una partícula escalar, un fermión y un leptón respectivamente. Además, \mathcal{Y}_L y \mathcal{Y}_R son acoplos de Yukawa complejos, y los dos últimos términos son el hermítico conjugado de los dos primeros.

A continuación se realiza el cálculo de la contribución al MAMM de cada diagrama mostrado en la A.1.

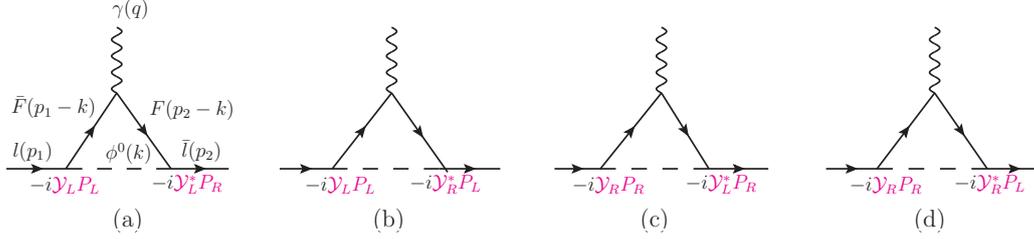


Figura A.1: Diagramas que contribuyen al momento magnético anómalo del muón de acuerdo a la Lagrangiana dada por la ecuación (A.1).

■ Proceso (a): Este proceso involucra proyectores de quiralidad diferentes ($P_L P_R$). De acuerdo con el diagrama (a) en la Figura A.1, la amplitud de transición asociada a este proceso se puede escribir como,

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_a &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) (-i\mathcal{Y}_L^* P_R) \left(\frac{i}{\not{p}_2 - \not{k} - m_F} \right) (ie\gamma_\mu) \left(\frac{i}{\not{p}_1 - \not{k} - m_F} \right) \\
 &\times (-i\mathcal{Y}_L P_L) \left(\frac{i}{k^2 - m_\phi^2} \right) u(p_1) \xi^{*\mu}.
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

Simplificando la anterior expresión se tiene,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_a &= ie\mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) P_R \left(\frac{\not{p}_2 - \not{k} + m_F}{(p_2 - k)^2 - m_F^2} \right) \gamma_\mu \left(\frac{\not{p}_1 - \not{k} + m_F}{(p_1 - k)^2 - m_F^2} \right) \\
 &\times P_L \left(\frac{1}{k^2 - m_\phi^2} \right) u(p_1) \xi^{*\mu}.
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

\mathcal{M}_a se puede escribir como,

$$\mathcal{M}_a = ie\mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{D}}, \tag{A.4}$$

con $\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) P_R (\not{p}_2 - \not{k} + m_F) \gamma_\mu (\not{p}_1 - \not{k} + m_F) P_L u(p_1) \xi^{*\mu}$ y $\mathcal{D} = [(p_2 - k)^2 - m_F^2][(p_1 - k)^2 - m_F^2][k^2 - m_\phi^2]$, denotan el numerador y el denominador respectivamente. En lo que sigue se van a simplificar estos dos factores.

• Denominador:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\mathcal{D}} &= \frac{1}{[(p_2 - k)^2 - m_F^2][(p_1 - k)^2 - m_F^2][k^2 - m_\phi^2]} \\
 &\equiv \frac{1}{abc} = 2 \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{dy}{[ax + yb + (1-x-y)c]^3}
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

donde,

$$\begin{aligned} ax + yb + (1 - x - y)c &= [(p_2 - k)^2 - m_F^2]x + [(p_1 - k)^2 - m_F^2]y + (1 - x - y)[k^2 - m_\phi^2] \\ &= x(p_2^2 - 2p_2k + k^2) - m_F^2x + y(p_1^2 - 2p_1k + k^2) - m_F^2y \\ &\quad + (1 - x - y)k^2 - (1 - x - y)m_\phi^2. \end{aligned}$$

Ya que la masa del leptón entrante y el saliente son despreciables comparadas con la masa de la partícula en el loop, se puede asumir que $p_{1,2}^2 = m_{1,2}^2 \approx 0$. Teniendo presente esto y simplificando la anterior expresión se obtiene lo siguiente,

$$\begin{aligned} ax + yb + (1 - x - y)c &= k^2 - 2k(p_2x + p_1) - m_F^2(x + y) - (1 - x - y)m_\phi^2, \\ &= k^2 - 2k(p_2x + p_1) + (p_2x + p_1y)^2 - p_2x + p_1y)^2 - m_F^2(x + y) \\ &\quad - (1 - x - y)m_\phi^2, \\ &= [k - (p_2x + p_1y)]^2 - p_2^2x - 2p_2p_1xy - p_1^2y - m_F^2(x + y) \\ &\quad - (1 - x - y)m_\phi^2. \end{aligned}$$

De la conservación del cuadrimomento se tiene que $q = p_1 - p_2$, y como $q^2 = m_\gamma^2 = 0$, entonces $p_1^2 - 2p_1p_2 + p_2^2 = 0$. Teniendo en cuenta además que $p_{1,2}^2 = m_{1,2}^2 \approx 0$, se obtiene que $p_1p_2 = 0$. De acuerdo con esto, la anterior expresión se reduce a,

$$\begin{aligned} ax + yb + (1 - x - y)c &= [k - (p_2x + p_1y)]^2 - m_F^2(x + y) - (1 - x - y)m_\phi^2 \\ &= k'^2 - \Lambda^2, \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

con

$$k' = k - (p_2x + p_1y), \quad (\text{A.7})$$

$$\Lambda^2 = m_F^2(x + y) + (1 - x - y)m_\phi^2. \quad (\text{A.8})$$

Finalmente la expresión para el denominador dada en (A.5) se puede escribir como,

$$\frac{1}{\mathcal{D}} = 2 \int_0^1 dx \int_0^{1-x} \frac{1}{(k'^2 - \Lambda^2)^3}. \quad (\text{A.9})$$

• Numerador:

$$\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) P_R (\not{p}_2 - \not{k} + m_F) \gamma_\mu (\not{p}_1 - \not{k} + m_F) P_L u(p_1) \xi^{*\mu}. \quad (\text{A.10})$$

De acuerdo con las expresiones (B.4)-(B.6) que corresponden a relaciones entre los operadores proyección $P_{R,L}$ y las matrices gamma, el numerador se puede simplificar a

$$\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) P_R [(\not{p}_2 - \not{k})\gamma_\mu (\not{p}_1 - \not{k}) + m_F^2 \gamma_\mu] u(p_1) \xi^{*\mu}. \quad (\text{A.11})$$

Según la expresión (1.25), el a_μ es proporcional al factor de forma $F_M(0)$, y en consistencia con la función vértice dada por la ecuación (1.19), los términos proporcionales a m_F^2 en la anterior expresión no contribuyen a $F_M(0)$, por tanto el numerador se reduce a

$$\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) P_R [(\not{p}_2 - \not{k})\gamma_\mu (\not{p}_1 - \not{k})] u(p_1) \xi^{*\mu}. \quad (\text{A.12})$$

Reescribiendo k de acuerdo con la expresión (A.7), \mathcal{N} se escribe como,

$$\begin{aligned}\mathcal{N} &= \bar{u}(p_2)P_R[(\not{p}_2 - \not{k}' - \not{p}_2x - \not{p}_1y)\gamma_\mu(\not{p}_1 - \not{k}' - \not{p}_2x - \not{p}_1y)]u(p_1)\xi^{*\mu}, \\ &= \bar{u}(p_2)P_R[(\not{p}_2 - \not{p}_2x - \not{p}_1y)\gamma_u(\not{p}_1 - \not{p}_2x - \not{p}_1y) - (\not{p}_2 - \not{p}_2x - \not{p}_1y)\gamma_\mu\not{k}' \\ &\quad + \not{k}'\gamma_\mu\not{k}' - \not{k}'\gamma_\mu(\not{p}_1 - \not{p}_2x - \not{p}_1y)]u(p_1)\xi^{*\mu}.\end{aligned}$$

Los términos lineales en k' se anulan debido a que la integral sobre esta variable da cero. Además el término divergente $\not{k}'\gamma_\mu\not{k}'$ se omite ya que no contribuye con $F_M(0)$. Con esto, el numerador se escribe como,

$$\begin{aligned}\mathcal{N} &= \bar{u}(p_2)P_R[(\not{p}_2 - \not{p}_2x - \not{p}_1y)\gamma_\mu(\not{p}_1 - \not{p}_2x - \not{p}_1y)]u(p_1)\xi^{*\mu} \\ &= \bar{u}(p_2)P_R[\not{p}_2\gamma_u(\not{p}_1 - \not{p}_2x - \not{p}_1y) - \not{p}_2x\gamma_\mu(\not{p}_1 - \not{p}_2x - \not{p}_1y) \\ &\quad - \not{p}_1y\gamma_\mu(\not{p}_1 - \not{p}_2x - \not{p}_1y)]u(p_1)\xi^{*\mu}.\end{aligned}$$

Aplicando la ecuación de Dirac, expresiones (B.7) y (B.8), y teniendo en cuenta de nuevo las expresiones (B.4)-(B.6), \mathcal{N} se simplifica a

$$\begin{aligned}\mathcal{N} &= \bar{u}(p_2)\{P_L[m_2\gamma_u(m_1 - \not{p}_2x - m_1y) - m_2x\gamma_\mu(m_1 - \not{p}_2x - m_1y)] \\ &\quad - P_R[\not{p}_1y\gamma_\mu(m_1 - \not{p}_2x - m_1y)]\}u(p_1)\xi^{*\mu}, \\ &= \bar{u}(p_2)\{P_L[m_1m_2\gamma_\mu(1-y)(1-x) - m_2(\gamma_\mu\not{p}_2)x(1-x)] - P_R \\ &\quad \times [-m_1(\not{p}_1\gamma_\mu)y(1-y) + (\not{p}_1\gamma_\mu\not{p}_2)xy]\}u(p_1)\xi^{*\mu}.\end{aligned}$$

El término proporcional al producto de las masas m_1m_2 no contribuye a $F_M(0)$ de acuerdo a (1.19), luego,

$$\begin{aligned}\mathcal{N} &= \bar{u}(p_2)\{P_L[-m_2(\gamma_\mu\not{p}_2)x(1-x)] - P_R[-m_1(\not{p}_1\gamma_\mu)y(1-y) \\ &\quad + (\not{p}_1\gamma_\mu\not{p}_2)xy]\}u(p_1)\xi^{*\mu}.\end{aligned}\tag{A.13}$$

De acuerdo a las reglas de anticonmutación de las matrices γ , expresión (B.1), se encuentran las siguientes relaciones para varios términos de la anterior expresión.

- $\gamma_\mu\not{p}_2 = 2p_{2\mu} - \not{p}_2\gamma_\mu$,
- $\not{p}_1\gamma_\mu = 2p_{1\mu} - \gamma_\mu\not{p}_1$,
- $\not{p}_1\gamma_\mu\not{p}_2 = 2p_1p_{2\mu} - 2\gamma_\mu p_{1\nu}p_2^\nu + 2\not{p}_2p_{1\mu} - \not{p}_2\gamma_\mu\not{p}_1$.

Despreciando en la última expresión el término $2\gamma_\mu p_{1\nu}p_2^\nu$, ya que no contribuye a $F_M(0)$, y sustituyendo en (A.13), se obtiene,

$$\begin{aligned}\mathcal{N} &= \bar{u}(p_2)\{P_L[-m_2(2p_{2\mu} - \not{p}_2\gamma_\mu)x(1-x)] + P_R[-m_1(2p_{1\mu} - \gamma_\mu\not{p}_1)y(1-y) \\ &\quad + (2p_1p_{2\mu} + 2\not{p}_2p_{1\mu} - \not{p}_2\gamma_\mu\not{p}_1)xy]\}u(p_1)\xi^{*\mu}, \\ &= \bar{u}(p_2)\{[-P_L(2m_2p_{2\mu}) + P_R(m_2^2\gamma_\mu)]x(1-x) - P_R[(2m_1p_{1\mu} + m_1^2\gamma_\mu) \\ &\quad \times y(1-y) + 2m_1p_{2\mu}xy] + P_L[(2m_2p_{1\mu} - m_1m_2\gamma_\mu)xy]\}u(p_1)\xi^{*\mu}.\end{aligned}$$

En el último paso se ha tenido en cuenta la ecuación de Dirac ((B.7)-(B.8)) y las expresiones (B.4)-(B.6). Además, ya que los términos proporcionales a $m_{1,2}^2$ y $m_1 m_2$ no contribuyen a $F_M(0)$, el numerador se escribe como,

$$\begin{aligned}\mathcal{N} &= \bar{u}(p_2) \{P_L[-m_2(2p_{2\mu})x(1-x) + m_2(2p_{1\mu})xy] + P_R[-m_1(2p_{1\mu}) \\ &\quad \times y(1-y) + m_1(p_{2\mu})xy]\} u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= \bar{u}(p_2) \{P_L[-m_2(p_{2\mu} + p_{1\mu} - q_\mu)x(1-x) + m_2(p_{1\mu} + p_{2\mu} + q_\mu)xy] \\ &\quad + P_R[-m_1(p_{1\mu} + p_{2\mu} + q_\mu)y(1-y) + m_1(p_{2\mu} + p_{1\mu} - q_\mu)xy]\} u(p_1) \xi^{*\mu}.\end{aligned}$$

Se ha tenido en cuenta que $p_1 - p_2 = q$. Luego, como $q_\mu \xi^{*\mu} = 0$ y $m_1 = m_2 = m_\mu$, la anterior expresión queda,

$$\begin{aligned}\mathcal{N} &= -\bar{u}(p_2) m_\mu \{P_L[(p_2 + p_1)_\mu x(1-x-y)] + P_R[(p_1 + p_2)_\mu y(1-x-y)]\} u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) m_\mu \{P_L[i\sigma_{\mu\nu} q^\nu x(1-x-y)] + P_R[i\sigma_{\mu\nu} q^\nu y(1-x-y)]\} u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) \left\{ \frac{m_\mu}{2} i\sigma_{\mu\nu} q^\nu [x(1-x-y) + y(1-x-y)] \right\} u(p_1) \xi^{*\mu}\end{aligned}\tag{A.14}$$

En estos últimos pasos se consideraron las identidades de Gordon (ver B.1 ecuación (B.25)), junto con la expresión que siguen los operadores proyección $P_{R,L}$ (B.3), además se desprecia el término proporcional a γ^5 ya que no contribuye a $F_M(0)$. Finalmente la amplitud para este proceso, expresión (A.4), mediante los resultados obtenidos en (A.9) y (A.14) se escribe como,

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_a &= -\bar{u}(p_2) i e \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L m_\mu (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) \left\{ \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy [x(1-x-y) + y(1-x-y)] \right\} \\ &\quad \times \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k'}{(k' - \Lambda^2)^3} u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= \bar{u}(p_2) \frac{e}{\pi^2 2^5} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L m_\mu (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) \{ \mathcal{I}_1(m_\phi^2, m_F^2) + \mathcal{I}_2(m_\phi^2, m_F^2) \} u(p_1) \xi^{*\mu},\end{aligned}$$

donde se ha tenido en cuenta que

$$\int \frac{d^4 k'}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^3} = \frac{i}{2^5 \pi^2 \Lambda^2} \quad (\text{ver [78]}).\tag{A.15}$$

Las integrales de loop $\mathcal{I}_1(m_\phi^2, m_F^2)$ y $\mathcal{I}_2(m_\phi^2, m_F^2)$ están dadas de acuerdo con (B.26)-(B.29), con $a = m_\phi$ y $b = m_F$, luego,

$$\mathcal{M}_a = \bar{u}(p_2) \left\{ \frac{e}{\pi^2 2^5 m_F^2} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L m_\mu (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) F_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right) \right\} u(p_1) \xi^{*\mu}.\tag{A.16}$$

En consistencia con la ecuación (1.13), la cual relaciona la amplitud con la función vértice, se tiene que la función vértice asociada a \mathcal{M}_a se puede escribir como,

$$\Gamma_a = \frac{e}{\pi^2 2^5 m_F^2} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L m_\mu (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) F_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right).\tag{A.17}$$

Comparando con la ecuación (1.19), el factor de forma $F_M^a(0)$ es,

$$F_M^a(0) = \frac{m_\mu}{2^5 \pi^2 m_F^2} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L F_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right). \quad (\text{A.18})$$

■ Proceso (b): Este proceso involucra proyectores de quiralidad iguales ($P_L P_L$). En consistencia con el diagrama (b) de la Figura A.1, la amplitud de transición para este proceso se escribe como,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_b &= ie \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) P_L \left(\frac{\not{p}_2 - \not{k} + m_F}{(p_2 - k)^2 - m_F^2} \right) \gamma_\mu \left(\frac{\not{p}_1 - \not{k} + m_F}{(p_1 - k)^2 - m_F^2} \right) \\ &\times P_L \left(\frac{1}{k^2 - m_\phi^2} \right) u(p_1) \xi^{*\mu}, \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

reescribiendo \mathcal{M}_b como,

$$\mathcal{M}_b = ie \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{D}}, \quad (\text{A.20})$$

con $\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) P_L (\not{p}_2 - \not{k} + m_F) \gamma_\mu (\not{p}_1 - \not{k} + m_F) P_L u(p_1) \xi^{*\mu}$ y $\mathcal{D} = [(p_2 - k)^2 - m_F^2][(p_1 - k)^2 - m_F^2][k^2 - m_\phi^2]$. Ya que el denominador \mathcal{D} es el mismo que para el proceso (a), en lo que sigue se calcula lo relacionado con el numerador \mathcal{N} .

• Numerador:

$$\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) P_L (\not{p}_2 - \not{k} + m_F) \gamma_\mu (\not{p}_1 - \not{k} + m_F) P_L u(p_1) \xi^{*\mu}. \quad (\text{A.21})$$

Considerando las relaciones entre los operadores proyección y las matrices gamma, ecuaciones (B.4)-(B.6), el numerador se puede simplificar como,

$$\begin{aligned} \mathcal{N} &= \bar{u}(p_2) P_L [m_F (\not{p}_2 - \not{k}) \gamma_\mu + m_F \gamma_\mu (\not{p}_1 - \not{k})] u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= \bar{u}(p_2) m_F \{ P_R [m_2 \gamma_\mu] - P_L [\not{k} \gamma_\mu + m_1 \gamma_\mu - \gamma_\mu \not{k}] \} u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) m_F P_L [\not{k} \gamma_\mu + \gamma_\mu \not{k}] u(p_1) \xi^{*\mu}. \end{aligned}$$

Se ha aplicado la ecuación de Dirac, expresiones (B.7) y (B.8). Además en el último paso se despreciaron los términos proporcionales a los productos de las masas $m_F m_1$ y $m_F m_2$, puesto que no contribuyen a $F_M(0)$. Luego, haciendo uso de la regla de anticonmutación de las matrices gamma, ecuación (B.1), se obtiene la siguiente expresión,

$$\blacksquare \not{k} \gamma_\mu + \gamma_\mu \not{k} = 2k_\mu,$$

con esto el numerador se puede escribir como,

$$\begin{aligned} \mathcal{N} &= -\bar{u}(p_2) m_F P_L (2k_\mu) u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) m_F P_L (2k'_\mu + 2p_{1\mu} y + 2p_{2\mu} x) u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) m_F P_L [(p_{1\mu} + p_{2\mu} + q_\mu) y + (p_{1\mu} + p_{2\mu} - q_\mu) x] u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) m_F P_L [(p_{1\mu} + p_{2\mu}) y + (p_{1\mu} + p_{2\mu}) x] u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) m_F P_L [(p_1 + p_2)_\mu (x + y)] u(p_1) \xi^{*\mu}. \end{aligned}$$

Se consideró la relación (A.7), además se despreció el término lineal en k' , ya que la integral sobre esta variable da cero. También se tuvo en cuenta que $p_1 - p_2 = q$, y la igualdad $q_\mu \xi^{*\mu} = 0$. Finalmente mediante las identidades de Gordon, (ver apéndice B.1 ecuación (B.25)), el numerador se escribe como,

$$\mathcal{N} = -\bar{u}(p_2) \frac{m_F}{2} [(i\sigma_{\mu\nu} q^\nu)(y+x)] u(p_1) \xi^{*\mu}, \quad (\text{A.22})$$

donde se ha considerado la definición del operador proyección P_L , ecuación (B.3), deprecando el término proporcional a γ^5 ya que no contribuye a $F_M(0)$. Luego, por medio de las expresiones (A.22) y (A.9) en (A.20), se puede escribir la amplitud transición \mathcal{M}_b así,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_b &= -\bar{u}(p_2) i e \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L m_F (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) \left\{ \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy (x+y) \right\} \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k'}{(k' - \Lambda^2)^3} u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= \bar{u}(p_2) \frac{e}{\pi^2 2^5} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L m_F (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) \{ \mathcal{I}_3(m_\phi^2, m_F^2) \} u(p_1) \xi^{*\mu}, \end{aligned}$$

donde se ha tenido en cuenta (A.15). Además la integral de loop $\mathcal{I}_3(m_\phi^2, m_F^2)$ esta dada de acuerdo con (B.30)-(B.32), luego \mathcal{M}_b se puede escribir como,

$$\mathcal{M}_b = \bar{u}(p_2) \frac{e}{\pi^2 2^5 m_F} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) G_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right) u(p_1) \xi^{*\mu}, \quad (\text{A.23})$$

y la función vértice asociada a la anterior amplitud se expresa como,

$$\Gamma_b = \frac{e}{\pi^2 2^5 m_F} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) G_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right). \quad (\text{A.24})$$

Comparando con la ecuación (1.19), se tiene que el factor de forma $F_M^b(0)$ es,

$$F_M^b(0) = \frac{1}{2^5 \pi^2 m_F} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L G_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right). \quad (\text{A.25})$$

■ Proceso (c) y (d): De acuerdo con la Figura A.1, el proceso (c) tiene proyectores de quiralidad iguales ($P_R P_R$), mientras que en el proceso (d) son diferentes ($P_R P_L$). Por tanto el procedimiento a seguir para el cálculo de $F_M(0)$ en el proceso (c) es similar al desarrollado en el proceso (b), y para el proceso (d) es el mismo que se siguió en el proceso (a). De esta manera, se sustituye $\mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L$ por $\mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_R$ en la ecuación (A.25) y en la ecuación (A.18) se reemplaza $\mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L$ por $\mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_R$, obteniendo los factores de forma asociados a los procesos (c) y (d) como se indica a continuación.

$$F_M^c(0) = \frac{1}{2^5 \pi^2 m_F} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_R G_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right), \quad (\text{A.26})$$

$$F_M^d(0) = \frac{m_\mu}{2^5 \pi^2 m_F^2} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_R F_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right). \quad (\text{A.27})$$

Ahora, para calcular la contribución al momento magnético anómalo del muón debido a los anteriores procesos, se considera en (1.25), $F_M(0) = F_M^a(0) + F_M^b(0) + F_M^c(0) + F_M^d(0)$, luego se puede escribir,

$$a_\mu^F = \frac{m_\mu^2}{2^4 \pi^2 m_F^2} \left\{ [|\mathcal{Y}_L|^2 + |\mathcal{Y}_R|^2] F_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right) + 2\Re(\mathcal{Y}_L \mathcal{Y}_R^*) G_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right) \frac{m_F}{m_\mu} \right\}, \quad (\text{A.28})$$

donde a_μ^F denota la contribución a a_μ de fermiones y escalares neutros nuevos. En esta ultima expresión se ha tenido en cuenta que $\mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L + \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_R = 2\Re(\mathcal{Y}_L \mathcal{Y}_R^*)$.

A.2. Contribución de escalares cargados y fermiones neutros

A continuación se abordará el cálculo de las contribuciones al MAMM cuando se tienen partículas escalares cargadas y fermiones neutros, de acuerdo con los diagramas de Figura A.2. Para este caso la Lagrangiana más general que describe las interacciones de Yukawa esta dada por

$$-\mathcal{L} = \mathcal{Y}_L \phi^+ \bar{F}^0 P_L l + \mathcal{Y}_R \phi^+ \bar{F}^0 P_R l + \mathcal{Y}_L^* \phi^- \bar{l} P_R F^0 + \mathcal{Y}_R^* \phi^- \bar{l} P_L F^0, \quad (\text{A.29})$$

donde ϕ^+ , F^0 y l representan una partícula escalar cargada, un fermión neutro y un lepton. \mathcal{Y}_R y \mathcal{Y}_L son acoples de Yukawa complejos, y los dos últimos términos son el hermítico conjugado de los dos primeros.

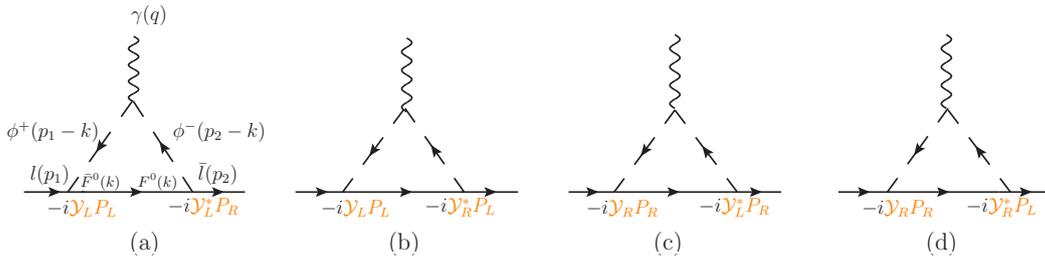


Figura A.2: diagramas que contribuyen al momento magnético anómalo del muón de acuerdo a la Lagrangiana dada por la ecuación (A.29).

En lo que sigue se realiza el cálculo de la contribución al MAMM en consistencia con cada diagrama mostrado en la Figura A.2.

■ Proceso (a): Este proceso tiene proyectores de quiralidad distintos ($P_L P_R$). Según el diagrama de Feynman (a) de la Figura A.2, luego la amplitud de transición relacionada

a este proceso se escribe como,

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_a &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2)(-i\mathcal{Y}_L^*P_R) \left(\frac{i}{\not{k} - m_F} \right) (-i\mathcal{Y}_L P_L) \left(\frac{i}{(p_1 - k)^2 - m_\phi^2} \right) [ie(p_1 + p_2 - 2k)^\mu] \\
 &\quad \times \left(\frac{i}{(p_2 - k)^2 - m_\phi^2} \right) u(p_1)\xi_\mu^*,
 \end{aligned} \tag{A.30}$$

simplicando la anterior expresión se tiene,

$$\mathcal{M}_a = ie\mathcal{Y}_L^*\mathcal{Y}_L \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \frac{P_R(\not{k} + m_F)P_L(p_1 + p_2 - 2k)^\mu}{(k^2 - m_F^2)[(p_1 - k)^2 - m_\phi^2][(p_2 - k)^2 - m_\phi^2]} u(p_1)\xi_\mu^*,$$

\mathcal{M}_a se puede expresar como,

$$\mathcal{M}_a = ie\mathcal{Y}_L^*\mathcal{Y}_L \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{D}}, \tag{A.31}$$

con $\mathcal{N} = \bar{u}(p_2)P_R(\not{k} + m_F)P_L(p_1 + p_2 - 2k)^\mu\xi_\mu^*u(p_1)$ y $\mathcal{D} = [k^2 - m_F^2][(p_1 - k)^2 - m_\phi^2][(p_2 - k)^2 - m_\phi^2]$. En lo que sigue se van a simplificar estos dos factores.

• Numerador

$$\begin{aligned}
 \mathcal{N} &= \bar{u}(p_2)P_R(\not{k} + m_F)P_L(p_1 + p_2 - 2k)^\mu\xi_\mu^*u(p_1), \\
 &= \bar{u}(p_2)P_R\not{k}(p_1 + p_2 - 2k)^\mu u(p_1)\xi_\mu^*.
 \end{aligned}$$

Se consideraron las relaciones entre los operadores proyección y las matrices gamma, expresiones (B.3)-(B.6). Luego reescribiendo k en términos de k' de acuerdo con la ecuación (A.7), el numerador se escribe como,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{N} &= \bar{u}(p_2)P_R(\not{k}' + \not{p}_2x + \not{p}_1y)(p_1^\mu + p_2^\mu - 2k'^\mu - 2p_2^\mu x - 2p_1^\mu y)u(p_1)\xi_\mu^*, \\
 &= \bar{u}(p_2)P_R[\not{k}'(p_1^\mu + p_2^\mu - 2p_2^\mu x - 2p_1^\mu y) - 2k'^\mu k^\mu - 2(\not{p}_2x + \not{p}_1y)k^\mu + (\not{p}_2x + \not{p}_1y) \\
 &\quad \times (p_1^\mu + p_2^\mu - 2p_2^\mu x - 2p_1^\mu y)]u(p_1)\xi_\mu^*, \\
 &= \bar{u}(p_2)P_R[(\not{p}_2x + \not{p}_1y)(p_1^\mu + p_2^\mu - 2p_2^\mu x - 2p_1^\mu y)]u(p_1)\xi_\mu^*.
 \end{aligned}$$

Los términos lineales en k' y k^μ se despreciaron, ya que las integrales sobre estas variables dan cero, de igual forma se omite el término divergente $2k'k^\mu$ ya que este no contribuye a $F_M(0)$. Luego considerando de nuevo las relaciones entre los operadores proyección y las matrices gamma, expresiones (B.4)-(B.6), y aplicando la ecuación de Dirac (B.7) y (B.8), el numerador se puede escribir como,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{N} &= \bar{u}(p_2)\{P_L[m_2x(p_1^\mu + p_2^\mu - 2p_2^\mu x - 2p_1^\mu y)] + P_R[m_1y(p_1^\mu + p_2^\mu - 2p_2^\mu x - 2p_1^\mu y)]\}u(p_1)\xi_\mu^*, \\
 &= \bar{u}(p_2)\{P_L m_2x[p_1^\mu + p_2^\mu - (p_2^\mu + p_1^\mu + q^\mu)x - (p_2^\mu + p_1^\mu - q^\mu)y] + P_R m_1y[p_1^\mu + p_2^\mu \\
 &\quad - (p_2^\mu + p_1^\mu + q^\mu)x - (p_2^\mu + p_1^\mu - q^\mu)y]\}u(p_1)\xi_\mu^*, \\
 &= \bar{u}(p_2)\{P_L m_2[(p_1 + p_2)^\mu x(1 - x - y)] + P_R m_1[(p_1 + p_2)^\mu y(1 - x - y)]\}u(p_1)\xi_\mu^*.
 \end{aligned}$$

Además se tuvo en cuenta la relación $p_1 - p_2 = q$, y la condición $q_\mu \xi^{*\mu} = 0$. Luego mediante la identidades de Gordon (B.1), el numerador se escribe como

$$\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) \{ P_L m_2 [i\sigma^{\mu\nu} q_\nu x(1-x-y)] + P_R m_1 [i\sigma^{\mu\nu} q_\nu y(1-x-y)] \} u(p_1) \xi_\mu^*.$$

Despreciando en la expresión de los operadores proyección, ecuación (B.3), el término proporcional a γ^5 ya que no contribuye a $F_M(0)$, y haciendo $m_1 = m_2 = m_\mu$. Finalmente se puede escribir el numerador como se indica a continuación,

$$\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) \left\{ i\sigma^{\mu\nu} q_\nu \frac{m_\mu}{2} [x(1-x-y) + y(1-x-y)] \right\} u(p_1) \xi_\mu^*. \quad (\text{A.32})$$

En cuanto al denominador en (A.31), para simplificarlo se sigue el mismo procedimiento que para el caso de la contribución de fermiones cargados y escalares neutros (proceso a), asumiendo $m_\phi \rightarrow m_F$ y $m_F \rightarrow m_\phi$. Luego el denominador se escribe como la ecuación (A.9), con $\Lambda^2 = (x+y)m_\phi^2 + (1-x-y)m_F^2$ y k' dada por la ecuación (A.7). De esta forma, teniendo en cuenta lo anterior junto con la expresión para el numerador, ecuación (A.32), la amplitud de este proceso se escribe como

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_a &= \bar{u}(p_2) i e \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L m_\mu (i\sigma^{\mu\nu} q_\nu) \left\{ \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy [x(1-x-y) + y(1-x-y)] \right\} \\ &\quad \times \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k'}{(k' - \Lambda^2)^3} u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) \frac{e}{\pi^2 2^5} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L m_\mu (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu) \{ \mathcal{I}_1(m_F^2, m_\phi^2) + \mathcal{I}_2(m_F^2, m_\phi^2) \} u(p_1) \xi^{*\mu}, \end{aligned}$$

se ha tenido en cuenta la solución a la integral sobre k' , expresión (A.15). Las integrales de loop $\mathcal{I}_1(m_F^2, m_\phi^2)$ y $\mathcal{I}_2(m_F^2, m_\phi^2)$ están dadas de acuerdo a las expresiones (B.26)-(B.29), con $a = m_F$ y $b = m_\phi$, por tanto,

$$\mathcal{M}_a = -\bar{u}(p_2) \left\{ \frac{e}{\pi^2 2^5 m_\phi^2} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L m_\mu (i\sigma^{\mu\nu} q_\nu) F_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right) \right\} u(p_1) \xi_\mu^*. \quad (\text{A.33})$$

La función vértice asociada a la anterior amplitud se escribe como,

$$\Gamma_a = -\frac{e}{\pi^2 2^5 m_\phi^2} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L m_\mu (i\sigma^{\mu\nu} q_\nu) F_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right). \quad (\text{A.34})$$

Comparando Γ_a con la ecuación (1.19), se tiene que el factor de forma $F_M^a(0)$ es,

$$F_M^a(0) = -\frac{m_\mu}{2^5 \pi^2 m_\phi^2} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L F_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right). \quad (\text{A.35})$$

■ Proceso (b): Este proceso involucra proyectores de quiralidad iguales ($P_L P_L$). De acuerdo con el diagrama de Feynman (b) de la Figura A.2, la amplitud de transición para este

proceso es,

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_b &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) (-i\mathcal{Y}_L^* P_R) \left(\frac{i}{\not{k} - m_F} \right) (-i\mathcal{Y}_L P_L) \left(\frac{i}{(p_1 - k)^2 - m_\phi^2} \right) [ie(p_1 + p_2 - 2k)^\mu] \\
 &\quad \times \left(\frac{i}{(p_2 - k)^2 - m_\phi^2} \right) u(p_1) \xi_\mu^*,
 \end{aligned} \tag{A.36}$$

simplificando se tiene que,

$$\mathcal{M}_b = ie\mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \frac{P_L(\not{k} + m_F) P_L(p_1 + p_2 - 2k)^\mu}{(k^2 - m_F^2)[(p_1 - k)^2 - m_\phi^2][(p_2 - k)^2 - m_\phi^2]} u(p_1) \xi_\mu^*.$$

\mathcal{M}_b se puede escribir como

$$\mathcal{M}_b = ie\mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{D}}. \tag{A.37}$$

con $\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) P_L(\not{k} + m_F) P_L(p_1 + p_2 - 2k)^\mu \xi_\mu^* u(p_1)$ y $\mathcal{D} = [k^2 - m_F^2][(p_1 - k)^2 - m_\phi^2][(p_2 - k)^2 - m_\phi^2]$. En lo que sigue se simplifican estos factores.

- Numerador

$$\begin{aligned}
 \mathcal{N} &= \bar{u}(p_2) P_L(\not{k} + m_F) P_L(p_1 + p_2 - 2k)^\mu \xi_\mu^* u(p_1), \\
 &= \bar{u}(p_2) P_L m_F (p_1 + p_2 - 2k)^\mu u(p_1) \xi_\mu^*.
 \end{aligned}$$

Se consideraron las relaciones entre los operadores proyección y las matrices gamma, expresiones (B.3)-(B.6). Luego reescribiendo k en términos de k' según la ecuación (A.7), el numerador se escribe como,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{N} &= \bar{u}(p_2) P_L m_F (p_1 + p_2 - 2k' - 2p_2 x - 2p_1 y)^\mu u(p_1) \xi_\mu^* u(p_1), \\
 &= \bar{u}(p_2) P_L m_F [(p_1 + p_2)^\mu - (p_2 + p_2)^\mu x - (p_1 + p_1)^\mu y] \xi_\mu^* u(p_1), \\
 &= \bar{u}(p_2) P_L m_F [(p_1 + p_2)^\mu - (p_2 + p_1 - q)^\mu x - (p_1 + p_2 + q)^\mu y] \xi_\mu^* u(p_1), \\
 &= \bar{u}(p_2) P_L m_F [(p_1 + p_2)^\mu (1 - x - y)] \xi_\mu^* u(p_1).
 \end{aligned}$$

De nuevo el término asociado a k' se desprecia ya que la integral sobre esta variable da cero, además se ha tenido en cuenta la relación $p_1 - p_2 = q$, junto con condición de ortogonalidad $q_\mu \xi^{*\mu} = 0$. Despreciando de la definición del operador proyección P_L , ecuación (B.3) el término asociado a γ^5 , ya que no contribuye a $F_M(0)$. Luego, mediante las identidades de Gordon (ver B.1), el numerador se puede escribir como,

$$\mathcal{N} = \bar{u}(p_2) \left\{ \frac{m_F}{2} i\sigma^{\mu\nu} q_\nu (1 - x - y) \right\} \xi_\mu^* u(p_1). \tag{A.38}$$

En cuanto al denominador en (A.37), para su calculo se sigue el mismo procedimiento que para el caso de de la contribución de campos fermiónicos cargados y escalares neutros

(proceso a), con $m_\phi \rightarrow m_F$ y $m_F \rightarrow m_\phi$; luego el denominador se escribe de acuerdo a la ecuación (A.9) con $\Lambda^2 = (x+y)m_\phi^2 + (1-x-y)m_F^2$ y k' dada por la ecuación (A.7). De esta forma, teniendo en cuenta lo anterior junto con la ecuación (A.38), la amplitud de este proceso se escribe como,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_b &= \bar{u}(p_2) i e \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L m_F (i \sigma^{\mu\nu} q_\nu) \left\{ \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy (1-x-y) \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k'}{(k' - \Lambda^2)^3} \right\} u(p_1) \xi^{*\mu}, \\ &= -\bar{u}(p_2) \frac{e}{\pi^2 2^5} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L m_F (i \sigma_{\mu\nu} q^\nu) \mathcal{I}_4(m_F^2, m_\phi^2) u(p_1) \xi^{*\mu}, \end{aligned}$$

se ha tenido en cuenta la solución a la integrar sobre k' , según la expresión (A.15). La integral de loop $\mathcal{I}_4(m_F^2, m_\phi^2)$ esta dada de acuerdo a las ecuaciones (B.33) y (B.34), luego,

$$\mathcal{M}_b = -e \bar{u}(p_2) \frac{m_F}{\pi^2 2^5 m_\phi^2} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L (i \sigma_{\mu\nu} q^\nu) H_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right) u(p_1) \xi^{*\mu}. \quad (\text{A.39})$$

La función vértice Γ_b asociada a la anterior amplitud es,

$$\Gamma_b = -e \frac{m_F}{\pi^2 2^5 m_\phi^2} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L (i \sigma_{\mu\nu} q^\nu) H_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right). \quad (\text{A.40})$$

comparando con la ecuación (1.19), se tiene que el factor de forma $F_M^b(0)$ es,

$$F_M^b(0) = -\frac{m_F}{\pi^2 2^5 m_\phi^2} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L H_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right). \quad (\text{A.41})$$

■ Proceso (c) y (d): De acuerdo con la Figura A.2, el proceso (c) tiene proyectores de quiralidad iguales ($P_R P_R$), mientras que en el proceso (d) son diferentes ($P_R P_L$). Por tanto el procedimiento a seguir para el cálculo de $F_M(0)$ en el proceso (c) es similar al desarrollado en el proceso (b), y para el proceso (d) es el mismo que se siguió en el proceso (a). De esta manera, se sustituye $\mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_L$ por $\mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_R$ en la ecuación (A.41) y en la ecuación (A.35) se reemplaza $\mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_L$ por $\mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_R$, obteniendo los factores de forma asociados a los procesos (c) y (d) como se indica a continuación.

$$F_M^c(0) = -\frac{m_F}{\pi^2 2^5 m_\phi^2} \mathcal{Y}_L^* \mathcal{Y}_R H_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right), \quad (\text{A.42})$$

$$F_M^d(0) = -\frac{m_\mu}{2^5 \pi^2 m_\phi^2} \mathcal{Y}_R^* \mathcal{Y}_R F_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right). \quad (\text{A.43})$$

Ahora, para calcular la contribución al momento magnético anómalo del muón debido a los anteriores procesos, se considera en (1.25), $F_M(0) = F_M^a(0) + F_M^b(0) + F_M^c(0) + F_M^d(0)$ (ver (A.35), (A.41), (A.42) y (A.44)) luego se puede escribir,

$$a_\mu^E = -\frac{m_\mu^2}{2^4 \pi^2 m_\phi^2} \left\{ [|\mathcal{Y}_L|^2 + |\mathcal{Y}_R|^2] F_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right) + 2\Re(\mathcal{Y}_L \mathcal{Y}_R^*) H_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right) \frac{m_F}{m_\mu} \right\}, \quad (\text{A.44})$$

donde a_μ^E denota la contribución a a_μ de escalares cargados y fermiones neutros. Finalmente la contribución al momento anómalo del muón debido a los campo nuevos (a_μ^N), de acuerdo con las expresiones (A.29) y (A.44), es,

$$\begin{aligned}
 a_\mu^N &= a_\mu^F + a_\mu^E \\
 &= -\frac{m_\mu^2}{2^4\pi^2 m_\phi^2} \left\{ [|\mathcal{Y}_L|^2 + \mathcal{Y}_R|^2] F_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right) + 2\Re(\mathcal{Y}_L \mathcal{Y}_R^*) H_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right) \frac{m_F}{m_\mu} \right\} \\
 &\quad + \frac{m_\mu^2}{2^4\pi^2 m_F^2} \left\{ [|\mathcal{Y}_L|^2 + \mathcal{Y}_R|^2] F_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right) + 2\Re(\mathcal{Y}_L \mathcal{Y}_R^*) G_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right) \frac{m_F}{m_\mu} \right\}.
 \end{aligned} \tag{A.45}$$

Este resultado se ha verificado con el obtenido en [79], donde se calcula la corrección electrodébil supersimétrica a un loop del MAMM en supergravedad, ya que en este modelo se tienen vértices similares a los del IZM que contribuyen a a_μ (ver sección II). Además, se uso la implementación en SARAH del modelo, que da salidas a SPheno para calcular esta observable, verificando de esta forma el resultado analítico obtenido.

76 A.2. CONTRIBUCIÓN DE ESCALARES CARGADOS Y FERMIONES NEUTROS

Apéndice B

Matrices Gamma y espinores

En este apéndice se dan algunas de las relaciones más relevantes utilizadas en el desarrollo de la tesis.

- Las matrices γ son definidas por la relación de anticonmutación,

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}. \quad (\text{B.1})$$

- Relación entre las matrices gamma,

$$\gamma_5 \gamma_\rho \epsilon^{\rho\mu\nu\sigma} = \frac{i}{6} (\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\sigma + \gamma^\sigma \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\sigma \gamma^\mu - \gamma^\nu \gamma^\mu \gamma^\sigma - \gamma^\nu \gamma^\sigma \gamma^\mu - \gamma^\sigma \gamma^\nu \gamma^\mu), \quad (\text{B.2})$$

siendo $\epsilon^{\rho\mu\nu\sigma}$ el tensor Levi-Civita.

- Los proyectores de quiralidad se escriben como:

$$P_R = \frac{1 + \gamma^5}{2}, \quad P_L = \frac{1 - \gamma^5}{2}, \quad (\text{B.3})$$

los cuales satisfacen las siguientes relaciones

$$\gamma_\mu P_{L,R} = P_{R,L} \gamma_\mu, \quad (\text{B.4})$$

$$P_{L,R}^2 = P_{L,R}, \quad (\text{B.5})$$

$$P_L P_R = 0. \quad (\text{B.6})$$

- De la ecuación de Dirac se tiene que

$$\not{p}u(p) = m u(p), \quad (\text{B.7})$$

$$\bar{u}(p)\not{p} = m \bar{u}(p). \quad (\text{B.8})$$

- Algunas relaciones para un espinor de Dirac y para el operador conjugación de carga son

$$CC^* = -1, \quad (\text{B.9})$$

$$CC^\dagger = 1, \quad (\text{B.10})$$

$$\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0, \quad (\text{B.11})$$

$$\Psi^c = \gamma_0 C \Psi^*, \quad (\text{B.12})$$

$$\bar{\Psi}^c = \Psi^T C^{-1}, \quad (\text{B.13})$$

$$(\Psi_{R,L})^C = P_{R,L} \Psi^C \quad (\text{B.14})$$

- Identidades que satisfacen los espinores

$$\{\Psi_1, \Psi_2\} = 0, \quad (\text{B.15})$$

$$\bar{\Psi}_1^C \Psi_2^C = \bar{\Psi}_2 \Psi_1, \quad (\text{B.16})$$

$$\bar{\Psi}_1 \Psi_2^C = \bar{\Psi}_2 \Psi_1^C, \quad (\text{B.17})$$

$$\bar{\Psi}_1^C \Psi_2 = \bar{\Psi}_2^C \Psi_1. \quad (\text{B.18})$$

- Prueba de la antisimetría del tensor f_{ij} en la expresión (1.4)

$$f_{i,j} \epsilon_{a,b} \bar{L}_i^C L_j^b = \frac{f_{ij}}{2} \epsilon_{a,b} \bar{L}_i^C L_j^b + \frac{f_{ij}}{2} \epsilon_{a,b} \bar{L}_i^C L_j^b, \quad (\text{B.19})$$

considerando el segundo término,

$$\begin{aligned} \frac{f_{ij}}{2} \epsilon_{a,b} \bar{L}_i^C L_j^b &= \frac{f_{ij}}{2} (-\epsilon_{b,a}) \bar{L}_i^C L_j^b, \quad (\epsilon_{a,b} = -\epsilon_{b,a}) \\ &= -\frac{f_{ij}}{2} (\epsilon_{b,a}) \bar{L}_j^C L_i^a \quad (\text{se uso (B.18)}) \\ &= -\frac{f_{ji}}{2} (\epsilon_{b,a}) \bar{L}_j^C L_i^a \quad (\text{se supuso que } f_{ij} = f_{ji}) \\ &= -\frac{f_{ij}}{2} (\epsilon_{a,b}) \bar{L}_i^C L_j^b \quad (\text{se renombraron los índices}). \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

Reemplazando el anterior resultado en (B.19) se tiene que $f_{i,j}\epsilon_{a,b}\overline{L}_i^C L_j^b = 0$, y dado que este término en (1.4) es diferente de cero, se tiene que $f_{i,j}$ no puede ser simétrico, por tanto dicho tensor cumple la relación $f_{i,j} = -f_{j,i}$.

- Para el cálculo del MAMM se requiere reexpresar algunos términos de la Lagrangiana dada en (2.31) de la siguiente forma,

$$\begin{aligned} f_i \overline{L}_i^C \Psi_L S^+ &= f_i \epsilon_{ab} \overline{L}_i^C{}^a \Psi_L^b S^+, \\ &= f_i \overline{L}_i^C{}^1 \Psi_L^2 S^+ - f_i \overline{L}_i^C{}^2 \Psi_L^1 S^+, \\ &= f_i \overline{\nu}^C{}_i E_L S^+ - f_i \overline{e}^C{}_i N_L S^+, \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

donde se considero $L_i = (\nu_i, e_i)$ es el doblete fermiónico del ME, $\Psi = (N, E)$ es el doblete fermiónico VL, y el tensor antisimétrico ϵ_{ab} , con $a, b = 1, 2$, si $a = b$ entonces $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 0$, y si $a \neq b$ $\epsilon_{12} = 1$, y $\epsilon_{21} = -1$.

Considerando sólo el segundo término en (B.21), el cual contribuye al MAMM se tiene,

$$\begin{aligned} f_i \overline{L}_i^C \Psi_L S^+ &= -f_i \overline{e}^C{}_i N_L S^+, \\ &= -f_i \overline{N}^C e_{iL} S^+. \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

Para el último paso se considero la expresión (B.18), siendo esta igualdad fácil de probar como se muestra a continuación.

$$\begin{aligned} \overline{\Psi}_1^C \Psi_2 &= \Psi_1^T C^{-1} \Psi_2 \quad (\text{se utilizó (B.13)}), \\ &= \Psi_1^T (-C^*) \Psi_2 \quad (\text{se utilizó (B.9)}), \\ &= -(-\Psi_2^T C^\dagger \Psi_1)^T \quad (\text{se utilizó (B.15)}), \\ &= \Psi_2^T C^{-1} \Psi_1 \quad (\text{se utilizó (B.10)}), \\ &= \overline{\Psi}_2^C \Psi_1 \quad (\text{se utilizó (B.13)}). \end{aligned}$$

B.1. Identidades de Gordon

A través de las identidades de Gordon es posible encontrar ciertas relaciones que facilitan el cálculo del MAMM. Estas son,

$$\bar{u}(p_2)\sigma^{\mu\nu}(p_2 \pm p_1)_\nu u(p_1) = \bar{u}(p_2)[-i(m_2 \mp m_1)\gamma^\mu + i(p_2 \mp p_1)^\mu]u(p_1), \quad (\text{B.23})$$

$$\bar{u}(p_2)\gamma_5\sigma^{\mu\nu}(p_2 \pm p_1)_\nu u(p_1) = \bar{u}(p_2)[-i(m_2 \pm m_1)\gamma^\mu\gamma_5 + i\gamma_5(p_2 \mp p_1)^\mu]u(p_1). \quad (\text{B.24})$$

Sumando las identidades, se encuentra

$$\bar{u}(p_2)(1 + \gamma_5)\sigma^{\mu\nu}(p_2 \pm p_1)_\nu u(p_1) = i\bar{u}(p_2)[(m_2 \mp m_1)\gamma^\mu(1 - \gamma_5) + (1 + \gamma_5)(p_2 \mp p_1)^\mu]u(p_1).$$

Dado que uno de los objetivos de este trabajo es calcular el momento magnético anómalo del muón, y en vista de que las contribuciones a este vienen sólo del factor de forma F_M , desde la expresión (2.10) se tienen que los términos proporcionales a γ^ν y a γ_5 no contribuye a dicho factor de forma, por tanto la expresión anterior se puede escribir como,

$$\bar{u}(p_2)i\sigma^{\mu\nu}(-p_2 \mp p_1)_\nu u(p_1) = \bar{u}(p_2)(p_2 \mp p_1)^\mu u(p_1),$$

considerando el caso positivo y la relación entre los momentos $q = p_1 - p_2$, se llega a una forma simplificada de las identidades de Gordon bajo las consideraciones mencionadas, como se indica a continuación,

$$\bar{u}(p_2)i\sigma^{\mu\nu}q_\nu u(p_1) = \bar{u}(p_2)(p_2 + p_1)^\mu u(p_1), \quad (\text{B.25})$$

B.2. Integrales de loop

A continuación se presentan las integrales de loop utilizadas para el cálculo del MAMM.

$$\mathcal{I}_1(a^2, b^2) = \int_0^1 dx x \int_0^{1-x} dy \frac{(1-x-y)}{(x+y)b^2 + (1-x-y)a^2}, \quad (\text{B.26})$$

$$\mathcal{I}_2(a^2, b^2) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy y \frac{(1-x-y)}{(x+y)b^2 + (1-x-y)a^2}, \quad (\text{B.27})$$

$$\mathcal{I}_1(a^2, b^2) = \mathcal{I}_2(a^2, b^2) = \frac{1}{2b^2} F_2\left(\frac{a^2}{b^2}\right), \quad (\text{B.28})$$

con,

$$F_2(x) = \frac{1}{6(1-x)^4} [2x^3 + 3x^2 - 6x + 1 - 6x^2 \log(x)], \quad x = \frac{a^2}{b^2}. \quad (\text{B.29})$$

$$\mathcal{I}_3(m_\phi^2, m_F^2) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(x+y)}{(x+y)m_F^2 + (1-x-y)m_\phi^2}, \quad (\text{B.30})$$

$$\mathcal{I}_3(m_\phi^2, m_F^2) = \frac{1}{m_F^2} G_2 \left(\frac{m_\phi^2}{m_F^2} \right), \quad (\text{B.31})$$

con

$$G_2(x) = \frac{1}{2(1-x)^3} [3x^2 - 4x + 1 - 2x^2 \log(x)], \quad x = \frac{m_\phi^2}{m_F^2}. \quad (\text{B.32})$$

$$\mathcal{I}_4(m_F^2, m_\phi^2) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(1-x-y)}{(x+y)m_F^2 + (1-x-y)m_\phi^2}, \quad (\text{B.33})$$

$$\mathcal{I}_4(m_F^2, m_\phi^2) = \frac{1}{m_\phi^2} H_2 \left(\frac{m_F^2}{m_\phi^2} \right), \quad (\text{B.34})$$

con

$$H_2(x) = \frac{1}{2(1-x)^3} [1 - x^2 + 2x \log(x)], \quad x = \frac{m_F^2}{m_\phi^2}. \quad (\text{B.35})$$

Bibliografía

- [1] CMS, S. Chatrchyan *et al.*, Phys. Lett. **B716**, 30 (2012), arXiv:1207.7235.
- [2] ATLAS, G. Aad *et al.*, Phys. Lett. **B716**, 1 (2012), arXiv:1207.7214.
- [3] Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998), arXiv:hep-ex/9807003.
- [4] SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002), arXiv:nucl-ex/0204008.
- [5] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **249**, 523 (1991).
- [6] A. Refregier, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **41**, 645 (2003), arXiv:astro-ph/0307212.
- [7] J. A. Tyson, G. P. Kochanski, and I. P. Dell’Antonio, Astrophys. J. **498**, L107 (1998), arXiv:astro-ph/9801193.
- [8] E. L. Lokas and G. A. Mamon, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **343**, 401 (2003), arXiv:astro-ph/0302461.
- [9] V. Springel *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **391**, 1685 (2008), arXiv:0809.0898.
- [10] WMAP, G. Hinshaw *et al.*, Astrophys. J. Suppl. **208**, 19 (2013), arXiv:1212.5226.
- [11] M. Lindner, M. Platscher, and F. S. Queiroz, (2016), arXiv:1610.06587.
- [12] R. Longas, D. Portillo, D. Restrepo, and O. Zapata, JHEP **03**, 162 (2016), arXiv:1511.01873.
- [13] K. Garrett and G. Duda, Adv. Astron. **2011**, 968283 (2011), arXiv:1006.2483.
- [14] F. Zwicky, Astrophys. J. **86**, 217 (1937).
- [15] V. C. Rubin, W. K. Ford, Jr., and N. Thonnard, Astrophys. J. **225**, L107 (1978).
- [16] E. E. Richards *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **449**, 3981 (2015), arXiv:1503.05981.
- [17] M. Bradac, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **194**, 17 (2009).

- [18] F. R. Font, *Extensiones del modelo estándar del Universo primitivo: nucleosíntesis primordial, axiones y materia oscura* (Doctoral dissertation, Universidad Autónoma de Barcelona, 2006).
- [19] 1E 0657-56:NASA Finds Direct Proof of Dark Matter , <http://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/index.html>.
- [20] P. Bode, J. P. Ostriker, and N. Turok, *Astrophys. J.* **556**, 93 (2001), arXiv:astro-ph/0010389.
- [21] COBE, G. F. Smoot *et al.*, *Astrophys. J.* **396**, L1 (1992).
- [22] Planck, P. A. R. Ade *et al.*, *Astron. Astrophys.* **571**, A16 (2014), arXiv:1303.5076.
- [23] ESA Science & Technology: Planck’s new cosmic recipe , <http://sci.esa.int/planck/51557-planck-new-cosmic-recipe/>.
- [24] EROS-2, P. Tisserand *et al.*, *Astron. Astrophys.* **469**, 387 (2007), arXiv:astro-ph/0607207.
- [25] N. Jarosik *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 14 (2011), arXiv:1001.4744.
- [26] C. E. Yaguna, *JCAP* **0903**, 003 (2009), arXiv:0810.4267.
- [27] J. M. Cline, K. Kainulainen, P. Scott, and C. Weniger, *Phys. Rev.* **D88**, 055025 (2013), arXiv:1306.4710, [Erratum: *Phys. Rev.*D92,no.3,039906(2015)].
- [28] A. Goudelis, B. Herrmann, and O. Stal, *JHEP* **09**, 106 (2013), arXiv:1303.3010.
- [29] O. Fischer and J. J. van der Bij, *JCAP* **1401**, 032 (2014), arXiv:1311.1077.
- [30] K. Griest and D. Seckel, *Phys. Rev.* **D43**, 3191 (1991).
- [31] M. Klasen, C. E. Yaguna, J. D. Ruiz-Alvarez, D. Restrepo, and O. Zapata, *JCAP* **1304**, 044 (2013), arXiv:1302.5298.
- [32] ATLAS, CMS, A. de Cosa, LHC results for dark matter from ATLAS and CMS, in *Proceedings, 12th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2015): Vail, Colorado, USA, May 19-24, 2015*, 2015, arXiv:1510.01516.
- [33] ATLAS, S. Schramm, *PoS ICHEP2016*, 138 (2016).
- [34] PandaX , <https://pandax.sjtu.edu.cn/>.
- [35] LUX Dark Matter Collaboration , <http://luxdarkmatter.org/>.
- [36] Homepage of the XENON1T Dark Matter Search , <http://xenon1t.org/>.
- [37] E. A. Baltz *et al.*, *JCAP* **0807**, 013 (2008), arXiv:0806.2911.
- [38] Fermi Large Area Telescope, <http://www-glast.stanford.edu/>.

- [39] ANTARES home page, <http://antares.in2p3.fr/>.
- [40] AMS-02, <http://www.ams02.org/>.
- [41] T. Delahaye, R. Lineros, F. Donato, N. Fornengo, and P. Salati, Phys. Rev. **D77**, 063527 (2008), arXiv:0712.2312.
- [42] Fermi-LAT, M. Ackermann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 231301 (2015), arXiv:1503.02641.
- [43] F. Reines and C. L. Cowan, Nature **178**, 446 (1956).
- [44] B. T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. **496**, 505 (1998).
- [45] J. N. Bahcall, (2004), arXiv:physics/0406040.
- [46] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **6**, 429 (1957), [Zh. Eksp. Teor. Fiz.33,549(1957)].
- [47] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. a. Sakata, Remarks on the unified model of elementary particles, in *High-energy physics. Proceedings, 11th International Conference, ICHEP'62, Geneva, Switzerland, Jul 4-11, 1962*, pp. 663–666, 1962.
- [48] KamLAND, A. Gando *et al.*, Phys. Rev. **D88**, 033001 (2013), arXiv:1303.4667.
- [49] MINOS+, MINOS, A. B. Sousa, AIP Conf. Proc. **1666**, 110004 (2015), arXiv:1502.07715.
- [50] R. B. Patterson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **65**, 177 (2015), arXiv:1506.07917.
- [51] J. Schechter and J. W. F. Valle, Phys. Rev. **D22**, 2227 (1980).
- [52] T. P. Cheng and L.-F. Li, Phys. Rev. **D22**, 2860 (1980).
- [53] R. Foot, H. Lew, X. G. He, and G. C. Joshi, Z. Phys. **C44**, 441 (1989).
- [54] A. Zee, Phys. Lett. **B93**, 389 (1980), [Erratum: Phys. Lett.B95,461(1980)].
- [55] K. S. Babu, Phys. Lett. **B203**, 132 (1988).
- [56] C. Jarlskog, M. Matsuda, S. Skadhauge, and M. Tanimoto, Phys. Lett. **B449**, 240 (1999), arXiv:hep-ph/9812282.
- [57] T. Blum *et al.*, (2013), arXiv:1311.2198.
- [58] K. Hagiwara, R. Liao, A. D. Martin, D. Nomura, and T. Teubner, J. Phys. **G38**, 085003 (2011), arXiv:1105.3149.
- [59] Z. Zhang, Muon g-2: A Mini review, in *Electroweak Interactions and Unifield Theories: Proceedings, 42nd Rencontres de Moriond, La Thuile, Italy, March 10-17, 2007*, pp. 457–466, 2008, arXiv:0801.4905.

- [60] G. Gabrielse, D. Hanneke, T. Kinoshita, M. Nio, and B. C. Odom, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 030802 (2006), [Erratum: *Phys. Rev. Lett.* 99,039902(2007)].
- [61] J. I. Illana, *El Modelo Estándar y su fenomenología* (Universidad de Granada, 2014).
- [62] N. G. Deshpande and E. Ma, *Phys. Rev.* **D18**, 2574 (1978).
- [63] R. Barbieri, L. J. Hall, and V. S. Rychkov, *Phys. Rev.* **D74**, 015007 (2006), arXiv:hep-ph/0603188.
- [64] L. Lopez Honorez, E. Nezri, J. F. Oliver, and M. H. G. Tytgat, *JCAP* **0702**, 028 (2007), arXiv:hep-ph/0612275.
- [65] S. Kanemura *et al.*, *Phys. Rev.* **D64**, 053007 (2001), arXiv:hep-ph/0011357.
- [66] F. von der Pahlen, G. Palacio, D. Restrepo, and O. Zapata, *Phys. Rev.* **D94**, 033005 (2016), arXiv:1605.01129.
- [67] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **28**, 870 (1962).
- [68] MEG, J. Adam *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 201801 (2013), arXiv:1303.0754.
- [69] G. Belanger, B. Dumont, U. Ellwanger, J. F. Gunion, and S. Kraml, *Phys. Rev.* **D88**, 075008 (2013), arXiv:1306.2941.
- [70] LUX, D. S. Akerib *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 161301 (2016), arXiv:1512.03506.
- [71] XENON1T, E. Aprile, *Springer Proc. Phys.* **148**, 93 (2013), arXiv:1206.6288.
- [72] Particle Data Group, J. Beringer *et al.*, *Phys. Rev.* **D86**, 010001 (2012).
- [73] T. Hambye, F. S. Ling, L. Lopez Honorez, and J. Rocher, *JHEP* **07**, 090 (2009), arXiv:0903.4010, [Erratum: *JHEP* 05,066(2010)].
- [74] A. Arhrib, Y.-L. S. Tsai, Q. Yuan, and T.-C. Yuan, *JCAP* **1406**, 030 (2014), arXiv:1310.0358.
- [75] L3, P. Achard *et al.*, *Phys. Lett.* **B517**, 75 (2001), arXiv:hep-ex/0107015.
- [76] T. Toma, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 091301 (2013), arXiv:1307.6181.
- [77] F. S. Queiroz and C. E. Yaguna, *JCAP* **1602**, 038 (2016), arXiv:1511.05967.
- [78] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, and E. Martinec, *An introduction to quantum field theory* (AIP, 1996).
- [79] T. Ibrahim and P. Nath, *Phys. Rev.* **D61**, 095008 (2000), arXiv:hep-ph/9907555.