



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Estudio de Materia Oscura en un Modelo Inerte de Tres
Dobletes de Higgs Simétrico Bajo Z_3 , con dos dobletes
inertes y un doblete activo.

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Mario Arturo Flores Hernández

Asesorado por

Dr. Jaime Hernández Sánchez (FCE-BUAP)
Dr. Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Puebla Pue.
junio de 2022



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Estudio de Materia Oscura en un Modelo Inerte de Tres
Dobletes de Higgs Simétrico Bajo Z_3 , con dos dobletes
inertes y un doblete activo.

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Mario Arturo Flores Hernández

Asesorado por

Dr. Jaime Hernández Sánchez (FCE-BUAP)
Dr. Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Puebla Pue.
junio de 2022

Título: Estudio de Materia Oscura en un Modelo Inerte de Tres Dobletes de Higgs Simétrico Bajo Z_3 , con dos dobletes inertes y un doblete activo.

Estudiante: MARIO ARTURO FLORES HERNÁNDEZ

COMITÉ

Dra. Ana Aurelia Avilez López (FCFM-BUAP)
Presidente

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

Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez (FCE-BUAP)
Vocal

Dr. Oscar Mario Martínez Bravo (FCFM-BUAP)
Vocal

Dr. Jaime Hernández Sánchez (FCE-BUAP)
Asesor

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)
Asesor

Índice general

Resumen	VII
Agradecimientos	IX
Abreviaturas	XI
1. Introducción: Materia Oscura	1
2. El Sector de Higgs y el Modelo Estándar	5
2.1. El Lagrangiano del Modelo Estándar	6
2.2. Rompimiento espontáneo de la simetría	9
3. Modelo de Inerte de 2 Dobletes de Higgs	13
3.1. Modelo de dos dobletes de Higgs 2HDM	13
3.1.1. El Sector de Yukawa	15
3.2. El modelo inerte I(1+1)HDM simétrico bajo Z_2	16
4. Modelo de Inerte de 3 Dobletes de Higgs	19
4.1. I(2+1)HDM simétrico bajo Z_3	19
4.1.1. Parámetros Relevantes	21
4.1.2. Constricciones	22
4.1.3. Escenarios	23
5. Resultados	27
5.1. Análisis de los parámetros	27
5.2. Diagramas de Feynman del Proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$	31
5.3. Cálculo de la Sección Eficaz	32
5.4. El subproceso $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$	34
5.5. Número de eventos	37
6. Conclusiones	39
A. Análisis de los parámetros	41
B. Cálculo de la Sección Eficaz	43
Bibliografía	47

Resumen

En esta tesis se estudia la producción de materia oscura en el Modelo de tres dobletes, dos dobletes inertes y un doblete activo, simétrico bajo Z_3 . Primeramente, se estudia el modelo de tres dobletes de Higgs, constituido de dos dobletes inertes y un activo (I(2+1)HDM). Analizamos las restricciones teóricas y experimentales del modelo, con la finalidad de seleccionar escenarios de referencia que satisfagan los límites antes mencionados. Una vez seleccionados, analizamos procesos de producción relevantes de materia oscura para el LHC, así como los acoplamientos que contribuyen de manera importante a los procesos. En particular estudiamos el proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$, que tiene como señal en su estado final $\cancel{E}_T + 2l$, el cual podría generar un número de eventos significativos en altas luminosidades. Para nuestro análisis nosotros consideramos luminosidades de 100 fb^{-1} .

Agradecimientos

Agradezco principalmente a mi madre que sin ella no sería quien soy ahora, por apoyarme emocionalmente y económicamente durante mi licenciatura, pero sobre todo por ayudarme a cumplir mis sueños. También a mi hermana Karina, hermano Emmanuel, cuñado Nacho y mi primo Carlos (q. e. p. d), por apoyarme siempre en todo sentido.

Agradezco a mi asesor el Dr. Jaime Hernández Sánchez por compartirme sus conocimientos, sus consejos, su paciencia y por proporcionarme el programa del modelo implementado en MadGraph, pero sobretodo le agradezco muchísimo por impulsarme a estudiar el posgrado fuera de México y por su apoyo para obtener una oferta de doctorado en la Universidad de Notre Dame. También a mi asesor el Dr. Enrique Barradas Guevara por sus correcciones y por aceptar ser mi segundo asesor. A mi jurado por sus correcciones, retroalimentación y su tiempo. A la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla y a la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, por la calidad en la educación que me fue impartida.

Agradezco a todos los profesores de la FCFM que me impartieron cursos. En especial, le agradezco a el Dr. Gilberto Silva Ortigoza quien fue mi maestro por tres años de la licenciatura y fue parte muy importante de mi formación como físico. Le agradezco a Daniela Otero Hernández por contestar mis dudas y ayudarme a comprender el 2HDM.

Finalmente, espero que esta tesis llegue a mi sobrino Santiago en el momento oportuno, esperando que le sirva de inspiración para cumplir sus sueños, con la esperanza de que en el futuro sea una persona buena, exitosa y humilde.

Abreviaturas

Estas son las abreviaciones utilizadas a lo largo de esta tesis, las cuales están dadas por sus siglas en inglés:

- DM: Materia Oscura
- SM: Modelo Estándar
- LHC: Gran Colisionador de Hadrones
- QFT: Teoría Cuántica de Campos
- QCD: Cromodinámica Cuántica
- EW: Electrodébil
- *vev*: valor de expectación en el vacío
- IDM: Modelo de doble interte
- WIMP: Partícula masiva débilmente interactuante
- 2HDM: Modelo de dos dobletes de Higgs
- 3HDM: Modelo de tres dobletes de Higgs
- FCNC: Corrientes neutras que cambian el sabor
- CP: Carga Paridad
- LEP: Gran Colisionador de Electrones y Positrones

Capítulo 1

Introducción: Materia Oscura

La descripción de la materia oscura (DM por sus siglas en inglés) en el Universo es uno de los grandes problemas sin resolver de la Cosmología, Astrofísica y Física de Partículas. Históricamente, a las primeras observaciones de lo que hoy se llama DM por mucho tiempo se le llamó el problema de la “materia faltante” [1]. Fue hasta los años 30’s que la DM se postula por primera vez en su forma moderna para explicar la anomalía de las altas velocidades de las galaxias en el Cúmulo Coma [2] y de la velocidad de rotación a lo largo del disco de diversas galaxias espirales.

Actualmente, las evidencias de DM son abrumadoras. Algunas de estas son: datos de curvas de rotación galáctica, lentes gravitacionales débiles y fuertes, gas caliente en cúmulos de galaxias, nucleosíntesis del Big Bang, supernovas distantes, la distribución estadística de las galaxias y la radiación de fondo de microondas [2]. Estas han establecido firmemente un modelo cosmológico donde DM conforma el 85% de la materia no relativista contenida en el universo, y un 15% conformada por materia ordinario o visible. A pesar de que estas observaciones sostienen fuertemente la existencia de DM, cada una de ellas lo hace a través de la interacción gravitacional que tiene con la materia visible. Como consecuencia, estas observaciones no nos dicen mucho de las características de DM, pues todas las formas de materia interactúan gravitacionalmente. Si queremos entender la materia oscura, es necesario detectarla a través de interacciones no gravitacionales [2]. Este problema ha sido abordado por esquemas más allá del Modelo Estándar (SM por sus siglas en inglés) de la física de partículas. A pesar de lo poco que sabemos de DM, en términos de la física de partículas, esta debe de ser consistente con las siguientes propiedades (de acuerdo a lo observado) [5]:

1. **Oscuro:** no debe de tener carga eléctrica o carga de color.
2. **Fría:** suficientemente no relativista en el momento de formación de reliquia de dicha especie en una época mucho anterior a la formación de estructuras.
3. **Estable:** con un periodo de vida tal que una fracción significativa de esta persiste en el universo actual . Más aún, el tiempo de vida de DM debe ser suficientemente grande como para no afectar otras observaciones.

Ya que nada en el SM satisface estas constricciones, se han propuesto varias teorías con diferentes grados de complejidad, sin entrar en detalles, algunas de estas están ilustradas en la figura 1.

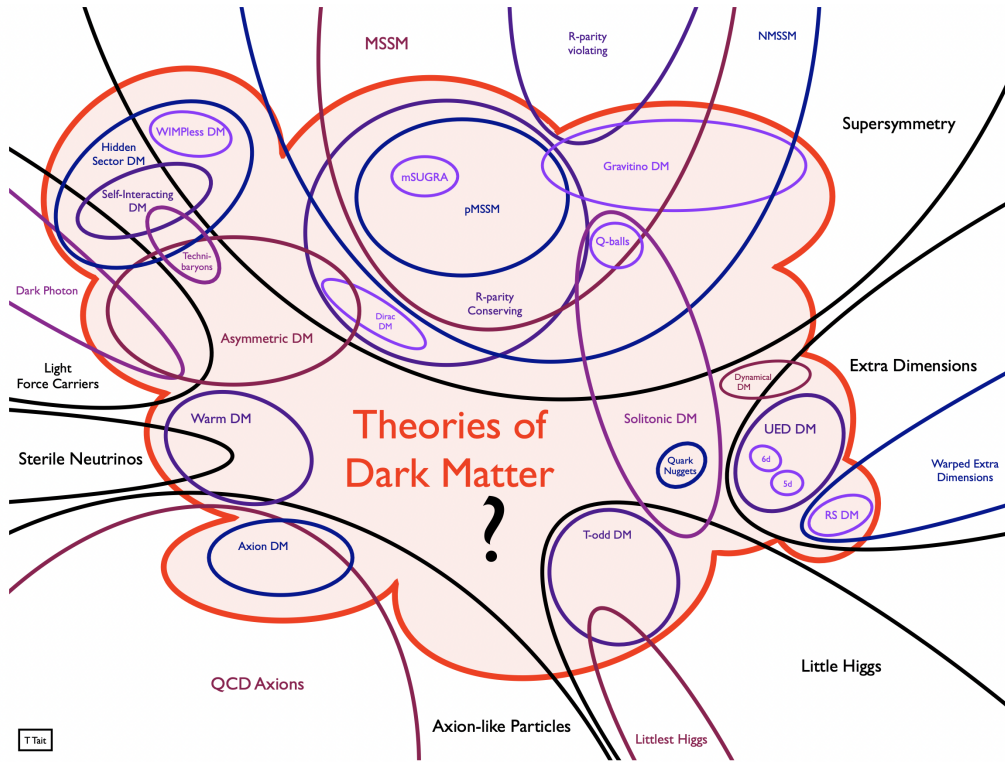


Figura 1.1: Diagrama de Venn (incompleto) de las teorías de DM [5]

Cada una de estas teorías implican que DM tiene algún tipo de interacción con la materia ordinaria. Así, se han desarrollado diferentes estrategias para su detección:

- **Detección Directa:** esta busca observar la presencia de materia oscura en el sistema solar a través de interacciones con detectores en la tierra. Como ejemplo, una clase de estos experimentos busca detectar la interacción de DM colisionando con objetivos del SM (como núcleos de átomos pesados) [5].
- **Búsqueda en Colisionadores:** esta se realiza en grandes colisionadores de partículas como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC por sus siglas en ingles) donde se busca la producción directa de materia oscura . Por ejemplo, si DM tiene un acoplamiento substancial con la materia nuclear, entonces puede ser creada en colisiones protón-protón. Una vez producida, lo mas probable es que pase desapercibida por los detectores, pero su existencia puede ser inferida por un desequilibrio en el momento visible. Así, la búsqueda de DM está tipificada por el momento faltante [2].
- **Detección Indirecta:** es la técnica de observar la radiación producida en aniquilaciones de DM en diversas fuentes astronómicas. Tal flujo es proporcional a la razón de aniquilación y esta a su vez al cuadrado de la densidad de DM. Por lo tanto, es natural buscar en regiones con una alta densidad de DM como en el centro de las galaxias o en sistemas de bajo brillo superficial como galaxias enanas esferoidales [4].
- **Pruebas Astronómicas:** Gracias a la Astronomía se han observado propiedades de DM que no hubiera sido posible detectarlas de otra forma. Para ilustrar su importancia, la distribución de DM en fusiones de cúmulos de galaxias provee un límite superior en la sección eficaz de DM al dispersarse elásticamente consigo misma [5]. Otra que es de gran importancia en esta

tesis es la densidad reliquia de DM, cuyo valor medido por Planck es [6]:

$$\Omega_{DM}h^2 = 0.1198 \pm 0.0027. \quad (1.1)$$

Por último, sin entrar en detalle, mencionamos algunos de los candidatos a DM

- **Neutralinos Estériles:** Estas partículas hipotéticas son similares a los neutrinos del SM, pero sin las interacciones débiles del SM. Estas son propuestas como DM en 1993 por Dodelson y Widrow [4].
- **Axions:** El lagrangiano de la fuerza fuerte contiene un termino que puede dar lugar a un momento dipolar eléctrico arbitrariamente grande al neutrón; como no se ha observado este momento, Peccei y Quinn postularon que una nueva simetría previene la aparición de tal termino. Más tarde teorizaron que esa simetría está ligeramente rota, lo cual lleva a una nueva, pero ligera, partícula escalar, el Axion. Aunque ligera, pueden existir suficientes para ser candidato de DM [8].
- **WIMPs:** Como lo dicen sus siglas en ingles, estas son partículas masivas débilmente interactuantes, los cuales ofrecen la posibilidad de entender la abundancia de reliquia de DM como una consecuencia natural de la historia térmica del universo. La gran interacción de WIMPs con partículas del SM puede implicar razones de aniquilación de WIMPs detectables a estados finales de SM[5]. Estos candidatos son precedidos por varias teorías, como supersimetría o modelos de “little Higgs”.

Un esquema ya estudiado para proponer candidatos de DM es a través del portal del Higgs. Ya se han presentado resultados prometedores para el modelo de tres dobletes de Higgs constituido de dos dobletes inertes y un activo (I(2+1)HDM) con rompimiento suave de Z_3 [29]. Este modelo provee dos candidato viables de DM (con masa no degenerada), lo cual nos alienta a estudiar un modelo similar a este. Específicamente, en esta tesis estudiaremos el modelo I(2+1)HDM simétrico bajo el grupo discreto Z_3 [25], el cual provee dos candidatos de DM (con masa degenerada) y nos puede dar una señal experimental $\cancel{E}_T + 2l$ para la detección de DM a través del proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$. En el Capítulo 2, se revisa brevemente el rompimiento espontáneo de la simetría y modelo estándar. En el Capítulo 3, revisamos el modelo de dos dobletes de Higgs, haciendo énfasis en el uso de la simetría discreta Z_2 y el modelo inerte. En el Capítulo 4, detallamos el modelo I(2+1)HDM, presentamos el espectro de masa, los parámetros relevantes, las constricciones teóricas y experimentales que llevan a considerar dos escenarios viables de DM. En el Capítulo 5 se presentan los resultados del estudio, los cuales consistieron de una análisis de los parámetros del modelo; estudio del proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$ a nivel arbol, presentando los diagramas de Feynman, calculando la sección eficaz, identificando el subproceso principal y calculando el número de eventos considerando luminosidades de 100 fb^{-1} . Finalmente, se dan las conclusiones en el Capítulo 6

Capítulo 2

El Sector de Higgs y el Modelo Estándar

Para hablar de física de partículas, hay que hablar del SM. Para ello, hacemos una breve revisión de este. El SM es una teoría que describe las interacciones fuerte, electromagnética y débil dentro del formalismo de la Teoría Cuántica de Campos (QFT) [11, 12]. Es una teoría de gauge basada en las simetrías locales $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ donde los subíndices C , L y Y denotan “color”, quiralidad izquierda (“left-handed chirality.^{en inglés}), hipercarga débil (“weak hypercharge.^{en inglés}), respectivamente. El grupo de gauge determina las interacciones y el número de bosones de gauge que corresponde al número de generadores de grupo. Hay ocho gluones sin masa, correspondientes a los ocho generadores de $SU(3)_C$, que median las interacciones fuertes; cuatro bosones de gauge, de los cuales tres son masivos (W^\pm y Z) y uno sin masa (γ , el fotón), correspondientes a los tres generadores de $SU(2)_L$ y uno de $U(1)_Y$, responsables de la interacción electrodébil.

Además de los bosones, el SM describe a los fermiones y sus interacciones con otras partículas. En la naturaleza se observan 3 generaciones (también llamadas sabores) de fermiones con propiedades idénticas salvo por su masa. Los fermiones conocidos se dividen en dos familias, leptones y quarks, cuya principal diferencia es que los quarks interactúan fuertemente y los leptones no. Esta división de familias y grupos las podemos ver representadas esquemáticamente en la Figura 2.1.

Por último, se incorpora al SM el bosón de Higgs, mediante el cual es posible el rompimiento espontáneo de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$, donde $U(1)_{EM}$ está asociado a la interacción electromagnética, y que se hablará con más detalle en la sección 2.2.

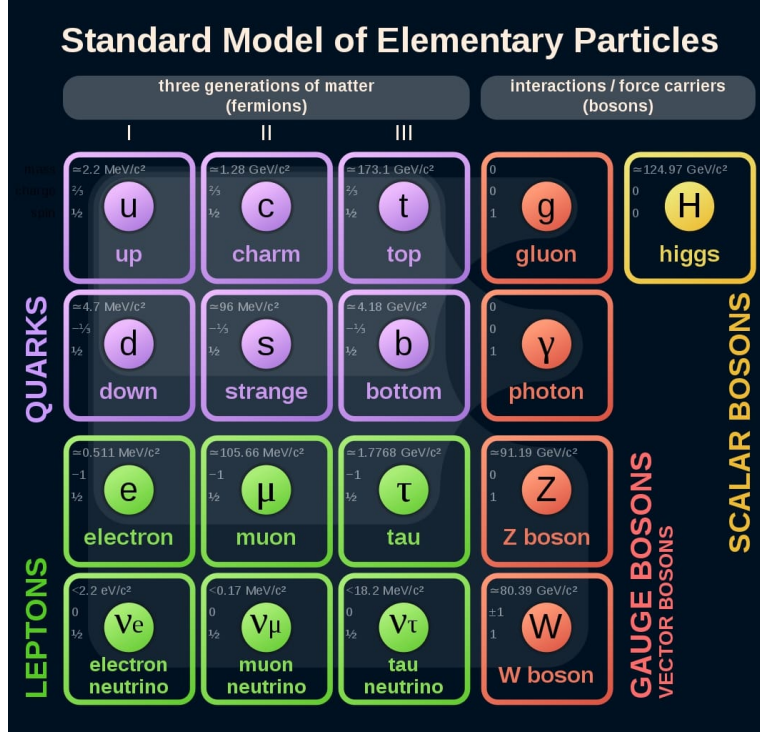


Figura 2.1: Representación esquemática del SM [9]

2.1. El Lagrangiano del Modelo Estándar

La física del SM está descrita por su densidad lagrangiana (decimos lagrangiana por simplicidad), esta se divide en sectores y se puede escribir como sigue [7, 12, 13]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW}. \quad (2.1)$$

Ya que la simetría bajo $SU(3)_C$ no se rompe y no hay mezclas entre $SU(3)_C$ y $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Centraremos nuestra atención en el lagrangiano electrodébil, escrito a continuación

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_g + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_\phi. \quad (2.2)$$

El término del lagrangiano de los campos de gauge \mathcal{L}_g , está dado por

$$\mathcal{L}_g = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu}, \quad (2.3)$$

donde

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.4)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon_{bc}^a W_\mu^b W_\nu^c, \quad (2.5)$$

con g la constante de acoplamiento de $SU(2)_L$, ϵ_{bc}^a el tensor de Levi-Civita, W_μ^a ($a = 1, 2, 3$) y B_μ son los campos de gauge de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente.

Seguimos con el lagrangiano de los fermiones. Para este, definimos los dobletes izquierdos de las tres generaciones como [7]:

$$\begin{aligned} L'_{1,L} &= \begin{pmatrix} \nu'_{e,L} \\ e'_L \end{pmatrix}, & L'_{2,L} &= \begin{pmatrix} \nu'_{\mu,L} \\ \mu'_L \end{pmatrix}, & L'_{3,L} &= \begin{pmatrix} \nu'_{\tau,L} \\ \tau'_L \end{pmatrix}, \\ Q'_{1,L} &= \begin{pmatrix} u'_L \\ d'_L \end{pmatrix}, & Q'_{2,L} &= \begin{pmatrix} c'_L \\ s'_L \end{pmatrix}, & Q'_{3,L} &= \begin{pmatrix} u'_L \\ d'_L \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

también definimos los singletes

$$\begin{aligned} l'_{1,R} &= e'_R, & l'_{2,R} &= \mu'_R, & l'_{3,R} &= \tau'_R, \\ u_{1,R} &= u'_R, & u_{2,R} &= c'_R, & u_{3,R} &= t'_R, \\ d_{1,R} &= d'_R, & d_{2,R} &= s'_R, & d_{3,R} &= b'_R, \end{aligned} \quad (2.7)$$

dónde el subíndice L y R denotan helicidad izquierda y derecha, respectivamente. Con estas definiciones, el lagrangiano del sector fermiónico \mathcal{L}_f , se escribe como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f &= \sum_{m=1}^3 (\bar{Q}'_{m,L} i\gamma^\mu D_\mu Q'_{m,L} + \bar{L}'_{m,L} i\gamma^\mu D_\mu L'_{m,L} + \bar{u}'_{m,R} i\gamma^\mu D_\mu u'_{m,R} \\ &\quad + \bar{d}'_{m,R} i\gamma^\mu D_\mu d'_{m,R} + \bar{l}'_{m,R} i\gamma^\mu D_\mu l'_{m,R}), \end{aligned} \quad (2.8)$$

en esta expresión $m = 1, 2, 3$ especifica la generación de fermiones definida por (2.6) y (2.7). Las primas en los fermiones son necesarias pues como veremos, en general estos no tienen masas definidas si no que son combinaciones lineales de los campos que sí tienen masa definida. La expresión de la derivada covariante es diferente dependiendo de a qué fermión esté siendo aplicada, pues cada fermión tiene una carga diferente del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$D_\mu Q'_{m,L} = \left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\sigma_a W_\mu^a + i\frac{g'}{6}B_\mu \right) q'_{m,L}, \quad (2.9)$$

$$D_\mu L'_{m,L} = \left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\sigma_a W_\mu^a - i\frac{g'}{2}B_\mu \right) L'_{m,L}, \quad (2.10)$$

$$D_\mu u'_{m,R} = \left(\partial_\mu + i\frac{2g'}{3}B_\mu \right) q'_{m,R}, \quad (2.11)$$

$$D_\mu d'_{m,R} = \left(\partial_\mu - \frac{g'}{3}B_\mu \right) d'_{m,R}, \quad (2.12)$$

$$D_\mu l'_{m,R} = (\partial_\mu - ig'B_\mu) l'_{m,R}, \quad (2.13)$$

con σ^a las matrices de Pauli y g' la constante de acoplamiento del grupo $U(1)_Y$. Terminamos el sector electrodébil con el lagrangiano del sector de Yukawa \mathcal{L}_Y , el cual está dado por: [10]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= - \sum_{m,n=1}^3 (Y_{mn}^u Q'_{m,L} \tilde{\phi} u'_{n,R} + Y_{mn}^d Q'_{m,L} \phi d'_{n,R} \\ &\quad + Y_{mn}^l L'_{m,L} \phi l'_{n,R}) + h.c. \end{aligned} \quad (2.14)$$

$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ es un doblete de $SU(2)_L$ y se introduce la definición $\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^*$. $Y^{u,d,l}$ son las matrices de acoplamiento entre el doblete de Higgs y los fermiones. Después del rompimiento espontáneo de la simetría (proceso que se detallará en la sección 2.2), podemos expresar \mathcal{L}_Y como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= - \bar{u}'_L M'^u u'_R - \bar{d}'_{m,L} M'^d d'_{n,R} - \bar{l}'_L M'^l l'_R \\ &\quad - \frac{H}{v} (\bar{u}'_L M'^u u'_R + \bar{d}'_{m,L} M'^d d'_{n,R} + \bar{l}'_L M'^l l'_R) + h.c., \end{aligned} \quad (2.15)$$

donde hemos definido los siguientes vectores en el espacio de sabor,

$$u'_L = \begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix}, \quad u'_R = \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

$$d'_L = \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix}, \quad d'_R = \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

$$l'_L = \begin{pmatrix} e'_L \\ \mu'_L \\ \tau'_L \end{pmatrix}, \quad l'_R = \begin{pmatrix} e'_R \\ \mu'_R \\ \tau'_R \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

y $M^{1,2,3}$ son matrices 3x3 dadas por:

$$M^{u,d,l} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^{u,d,l}. \quad (2.19)$$

Lo interesante de la ecuación (2.15) es que los tres primeros términos de (2.15) involucran términos de masa para los fermiones y el resto de los términos con H son las interacciones del boson Higgs con los fermiones. Para obtener la masa de los campos físicos hacemos la siguiente transformación unitaria:

$$M^{u,d,l} = V_L^{u,d,l\dagger} M^{u,d,l} V_R^{u,d,l}, \quad (2.20)$$

donde

$$M^u = \begin{pmatrix} M_u & 0 & 0 \\ 0 & M_c & 0 \\ 0 & 0 & M_t \end{pmatrix}, \quad M^d = \begin{pmatrix} M_u & 0 & 0 \\ 0 & M_c & 0 \\ 0 & 0 & M_t \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

$$M^l = \begin{pmatrix} M_e & 0 & 0 \\ 0 & M_\mu & 0 \\ 0 & 0 & M_\tau \end{pmatrix},$$

y los campos se transforman como

$$u_L = V_L^u u'_L, \quad u_R = V_R^u u'_R, \quad (2.22)$$

$$d_L = V_L^d d'_L, \quad d_R = V_R^d d'_R, \quad (2.23)$$

$$l_L = V_L^l l'_L, \quad l_R = V_R^l l'_R. \quad (2.24)$$

Con estas transformaciones obtenemos la masa de las partículas al diagonalizar las matrices (2.19) y obtenemos las partículas físicas con masa definida. Así el lagrangiano de Yukawa se escribe como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & -\bar{u}_L M^u u_R - \bar{d}_{m,L} M^d d_R - \bar{l}'_L M^l l'_R \\ & - \frac{H}{v} (\bar{u}'_L M^{u'} u'_R + \bar{d}'_{m,L} M^{d'} d'_{n,R} \bar{l}'_L M^{l'} l'_R) + h.c. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Solo por completéz, también incluimos el lagrangiano de la interacción fuerte que se puede escribir como [12, 13]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{gl} + \mathcal{L}_q. \quad (2.26)$$

El sector de los gluones está dado por:

$$\mathcal{L}_{gl} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}, \quad (2.27)$$

donde

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A + g_s f_{BC}^A G_\mu^B G_\nu^C, \quad (2.28)$$

g_s es la constante de acoplamiento, f_{BC}^A las constantes de estructura de $SU(3)_C$ y G_ν^A ($A = 1, \dots, 8$) los ocho campos de gauge de $SU(3)_C$. Por otro lado el lagrangiano de los quarks \mathcal{L}_q , es

$$\mathcal{L}_q = \sum_{f=1}^6 (\bar{q}_f i \gamma^\mu D_\mu q_f + m_f \bar{q}_f q_f). \quad (2.29)$$

En esta expresión, m_f es la masa de los quarks físicos descritos previamente, la suma se realiza sobre todos los sabores de quarks y la derivada covariante es

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_s \lambda_A G_\mu^A, \quad (2.30)$$

con λ_A las matrices de Gell-Mann.

2.2. Rompimiento espontáneo de la simetría

En el SM las masas de los bosones W^\pm y Z , al igual que la de los fermiones, son generadas a través del rompimiento espontáneo de la simetría o Mecanismo de Higgs. A través de este, la simetría electrodébil se rompe a la simetría electromagnética, $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$. Este, es implementado por el doblete de Higgs definido en $SU(2)_L$ [7, 11]:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

donde ϕ^+ es un campo complejo cargado y ϕ^0 es un campo escalar complejo neutro. El rompimiento espontáneo de la simetría sucede en sector escalar, cuyo lagrangiano \mathcal{L}_ϕ está dado por:

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi), \quad (2.32)$$

donde la derivada covariante es

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu - i \frac{g}{2} \sigma_a W_\mu^a - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \phi, \quad (2.33)$$

El lagrangiano (2.32) es invariante bajo de transformación de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (no incluimos la transformación de $SU(3)_C$ por que queremos hacer notar el rompimiento de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ a $U(1)_{EM}$, además de que $SU(3)_C$ no se rompe, como ya se mencionó):

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp \left[i \theta^i(x) T_i + \frac{Y}{2} \eta(x) \right] \phi \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.34)$$

con $\theta^i(x)$ y $\eta(x)$ parametrizan los elementos $g(\theta^i(x), \eta(x)) \in SU(2)_L \times U(1)_Y$. Por otro lado, el potencial está dado por la ecuación (2.35)

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.35)$$

Este requiere que $\lambda > 0$ para que el potencial esté acotado por debajo cuando $\phi \rightarrow \infty$. Minimizando este potencial, obtenemos dos posibilidades para el *vev*:

- $v^2 = 0$ si $\mu^2 < 0$
- $v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}$ si $\mu^2 > 0$

En la Figura 2.2 podemos ver una gráfica de los dos casos

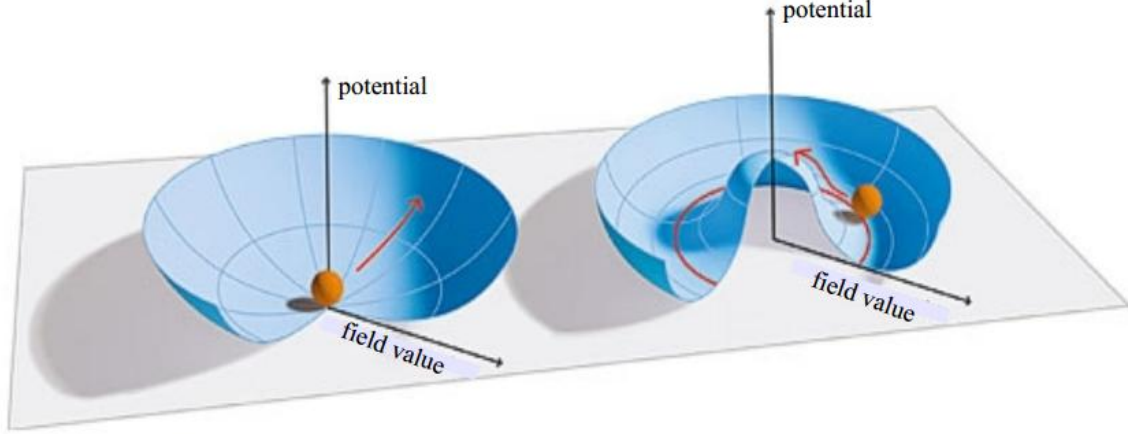


Figura 2.2: Caso $\mu^2 > 0$ a la izquierda, caso $\mu^2 < 0$ a la derecha [14].

El caso interesante es cuando $v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}$ ya que este, como veremos, permite el rompimiento espontáneo de la simetría. Para este caso tenemos

$$\phi^\dagger \phi = \frac{\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2}{2} = \frac{v^2}{2} = \frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (2.36)$$

Podemos notar de la ecuación (2.36) es la ecuación de una esfera y todos los puntos sobre esta son puntos mínimos del potencial. Pero, podemos escoger sin pérdida de generalidad que tenga la siguiente forma:

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.37)$$

Esto, por que podemos hacer una rotación como la siguiente

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp [i\theta(x)^i T_i] \phi \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.38)$$

para obtener la forma de la ecuación (2.37). Además, que los campos cargados deben de ser cero en el vacío para conservar la carga.

Antes de continuar, veamos que efectivamente $\langle \phi \rangle$ rompe la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El operador de carga eléctrica, T_3 y la operador de hipercarga de Y , están relacionados por la relación de Gell-Mann-Nishijima:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.39)$$

que genera la transformación de $U(1)_{EM}$

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{iQ\alpha(x)} \phi. \quad (2.40)$$

En nuestro caso, el doblete tiene hipercarga $Y = 1$ y ϕ^0 tiene carga $Q = 0$. Vemos que $\langle \phi \rangle$ no

conserva la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ pues [7]:

$$\begin{aligned} T_1 \langle \phi \rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \\ T_2 \langle \phi \rangle &= -\frac{i}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \\ T_3 \langle \phi \rangle &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq 0, \\ Y \langle \phi \rangle &= \langle \phi \rangle \neq 0, \end{aligned}$$

Sin embargo,

$$Q \langle \phi \rangle = \left(T_3 + \frac{Y}{2} \right) \langle \phi \rangle = 0 \langle \phi \rangle,$$

lo cual implica

$$e^{iQ\alpha(x)} \langle \phi \rangle = \langle \phi \rangle, \quad (2.41)$$

así, la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se rompe en la simetría $U(1)_{EM}$.

Para derivar las propiedades físicas del rompimiento espontáneo de la simetría es conveniente expresar ϕ alrededor del mínimo como:

$$\phi = \exp \left(\frac{i}{2v} \xi^i T_i \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.42)$$

donde los campos ξ^i no son físicos pues pueden ser rotados por una transformación de gauge como la de la ecuación (2.34) tomando $\theta^i(x) = -\frac{1}{v} \xi^i(x)$ y $\eta(x) = 0$, llamada gauge unitaria. Con esta gauge, el doblete se escribe como

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.43)$$

Haciendo el álgebra necesaria del lagrangiano (2.32) considerando la derivada covariante dada por (2.33), el doblete (2.43) y el potencial (2.33), el lagrangiano contiene los siguientes términos de masa [17]:

$$\mathcal{L}_\phi \supset -\lambda v^2 H^2 + \frac{v^2}{8} \{g_2^2 [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] + (-g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu)\}. \quad (2.44)$$

En la ecuación (2.44) logramos identificar tres bosones masivos y sus correspondientes masas:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad m_W^2 = \frac{g_2^2 v^2}{4}; \quad (2.45)$$

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}; \quad m_Z^2 = \frac{1}{4} (g_1^2 + g_2^2) v^2; \quad (2.46)$$

más un cuarto que no aparece pues no tiene masa, que identificamos como el fotón γ

$$A_\mu = \frac{gW_\mu^3 + g'B_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}; \quad m_\gamma = 0, \quad (2.47)$$

además del bosón de Higgs H cuya masa es:

$$m_H^2 = 2\lambda v^2. \quad (2.48)$$

Así, con el rompimiento espontáneo de la simetría es posible dar masa a los bosones W^\pm & Z , y dejar el fotón sin masa. Los campos ξ^i de la ecuación (2.42) son tres bosones de Goldstone, quienes les dan masa a los bosones del SM, comúnmente se dice que los bosones de Goldstone han sido “comidos” para darle masa a los bosones W^\pm & Z .

Capítulo 3

Modelo de Inerte de 2 Dobletes de Higgs

En el SM la simetría de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de las interacciones electrodébiles, el número mínimo de dobletes de Higgs requeridos es uno; al introducir más dobletes, la fenomenología es más rica pero puede traer consigo problemas como la violación de CP, corrientes neutras que cambian el sabor (FCNC), entre otros. [15]. El caso más estudiado es el modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM). Una de las principales motivaciones para agregar este doblete es resolver el problema de la jerarquía de masas [10]. Por ejemplo, el top y el bottom tienen una razón de sus masas de 41.36. Estas vienen del mismo doblete de Higgs, lo cual implica una jerarquía que no es natural en los acoplamientos en el sector de Yukawa. Si introducimos un doblete extra, el primer doblete puede darle masa al top y el segundo masa al bottom. De esta forma la jerarquía de masas surge de manera más natural.

3.1. Modelo de dos dobletes de Higgs 2HDM

El sector escalar para el 2HDM que está dado por [10]:

$$\mathcal{L}_{2HDM} = (D_\mu \phi_1)^\dagger (D^\mu \phi_1) + (D_\mu \phi_2)^\dagger (D^\mu \phi_2) - V(\phi_1, \phi_2), \quad (3.1)$$

el potencial $V(\phi_1, \phi_2)$ más general está dado por [18, 19]:

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & \mu_1^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + \mu_2^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - \left(\mu_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + h.c. \right) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 \\ & \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\ & + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_6 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_1^\dagger \phi_2) + \lambda_7 (\phi_2^\dagger \phi_2) (\phi_1^\dagger \phi_2) + h.c. \right], \end{aligned} \quad (3.2)$$

los parámetros μ_2^2 , μ_1^2 , $\lambda_{1,2,3,4}$ son reales, mientras que μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$ son complejos. El potencial (4.2) presenta uno de los principales problemas de este modelo: la violación de CP. Comúnmente se asume que CP se conserva, por lo que es suficiente tomar $\lambda_6 = 0$ & $\lambda_7 = 0$. Bajo esta suposición, el potencial es [18]:

$$\begin{aligned}
V(\phi_1, \phi_2) = & \mu_1^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + \mu_2^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - \mu_{12}^2 (\phi_1^\dagger \phi_2 + \phi_2^\dagger \phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 \\
& + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\
& + \frac{\lambda_5}{2} [(\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + (\phi_2^\dagger \phi_1)^2],
\end{aligned} \tag{3.3}$$

donde todos los parámetros son reales. La minimización del potencial nos da:

$$\langle \phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{3.4}$$

Así, con dos dobletes escalares complejos de $SU(2)_L$ tenemos ocho campos:

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{v_1 + \rho_1 + i\eta_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{v_2 + \rho_2 + i\eta_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{3.5}$$

Tres de esos campos son comidos a través del mecanismo de Higgs para dar masa a los bosones de SM, quedándonos con cinco campos escalares físicos: un par de escalares cargados, dos escalares neutros y un pseudoescalar. Considerando esto, los términos de masa para los escalares cargados están dados por:

$$\mathcal{L}_{m_{\phi^\pm}} = \left[\mu_{12}^2 - \frac{1}{2} (\lambda_4 + \lambda_5) v_1 v_2 \right] (\phi_1^-, \phi_2^-) \begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix}. \tag{3.6}$$

Los términos de masa para los pseudoescalares están dados por:

$$\mathcal{L}_{m_\eta} = \frac{m_A^2}{v_1^2 + v_2^2} (\eta_1, \eta_2) \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}. \tag{3.7}$$

Finalmente los términos de masa para los escalares

$$\mathcal{L}_{m_\rho} = (\rho_1, \rho_2) \begin{pmatrix} A_s & B_s \\ B_s & C_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}. \tag{3.8}$$

donde

$$A_s = \mu_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2, \tag{3.9}$$

$$B_s = -\mu_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2, \tag{3.10}$$

$$C_s = \mu_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2, \tag{3.11}$$

con $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$. Diagonalizando las matrices de masa en las ecuaciones (3.6), (3.7) y (3.8) obtenemos los eigenvalores de masa y los campos físicos dados por [20]:

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = R(\beta) \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} g \\ A \end{pmatrix} = R(\beta) \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = R(\alpha) \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}, \tag{3.12}$$

donde

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \tag{3.13}$$

$\theta = \alpha, \beta$, son los ángulos de rotación que diagonalizan las matrices de masa. El parámetro β que diagonaliza la matriz de masa de los escalares cargados y de los pseudoescalares se define como:

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}, \tag{3.14}$$

y el parámetro α que diagonaliza la matriz de masa de los escalares se define como:

$$\tan(2\alpha) = \frac{2B_s}{A_s - C_s}. \quad (3.15)$$

De (3.6), tenemos eigenvalores de masa cero para los bosones de Goldstone cargados G^\pm los cuales son comidos por los bosones W^\pm y el cuadrado de la masa del bosón de Higgs cargado es [18]:

$$m_{H^\pm}^2 = \left[\frac{\mu_{12}^2}{v_1 v_2} - \frac{1}{2}(\lambda_4 + \lambda_5) \right] (v_1^2 + v_2^2). \quad (3.16)$$

De (3.7), obtenemos la masa del pseudoboson de Goldston junto con la masa al cuadrado del pseudoescalar físico

$$m_g^2 = m_A^2 = \left[\frac{\mu_{12}^2}{v_1 v_2} - \lambda_5 \right] (v_1^2 + v_2^2). \quad (3.17)$$

Por último, de (3.8) los eigenvalores de masa de los escalares son:

$$m_H^2 = \frac{1}{2} \left[A_s + C_s + \sqrt{(A_s - C_s)^2 + B_s^2} \right], \quad (3.18)$$

$$m_h^2 = \frac{1}{2} \left[A_s + C_s - \sqrt{(A_s - C_s)^2 + B_s^2} \right]. \quad (3.19)$$

Notese que si los dobletes son redefinidos como:

$$H_1 = \cos \beta \phi_1 + \sin \beta \phi_2, \quad (3.20)$$

$$H_2 = -\sin \beta \phi_1 + \cos \beta \phi_2, \quad (3.21)$$

se encuentra que el doblete H_2 no tiene vev , mientras que el vev de H_1 es $v/\sqrt{2}$, donde

$$v \equiv (v_1^2 + v_2^2)^{1/2}. \quad (3.22)$$

Así el Higgs de tipo SM sería:

$$\begin{aligned} H^{SM} &= \rho_1 \cos \beta + \rho_2 \sin \beta \\ &= h \sin(\alpha - \beta) - H \cos(\alpha - \beta). \end{aligned} \quad (3.23)$$

3.1.1. El Sector de Yukawa

El sector más general de Yukawa del 2HDM está dado por [21]:

$$\mathcal{L}_{2HDM_Y} = -\bar{Q}_L \left[(\Gamma_1 \phi_1 + \Gamma_2 \phi_2) d_R + (\Delta_1 \tilde{\phi}_1 + \Delta_2 \tilde{\phi}_2) u_R \right] - \bar{L}_L (\Pi_1 \phi_1 + \Pi_2 \phi_2) l_R + h.c. \quad (3.24)$$

donde ϕ_k ($k = 1, 2$) son los dobletes de higgs; Γ_k , Δ_k y Π_k son matrices complejas 3×3 de los acoplamientos de Yukawa para los quarks tipo down, quarks tipo up y los leptones cargados, respectivamente.

Como ya se menciona al principio de este capítulo, uno de los principales problemas del 2HDM es la posibilidad de FCNC. Estas, surgen en el sector de Yukawa del modelo, por ejemplo, para los quarks de tipo down se tiene:

$$\mathcal{L}_{2HDM_Y} \supset -\bar{Q}_L (\Gamma_1 \phi_1 + \Gamma_2 \phi_2) d_R. \quad (3.25)$$

Entonces la matriz de masa está dada por:

$$M = \Gamma_1 \frac{v_1}{\sqrt{2}} + \Gamma_2 \frac{v_2}{\sqrt{2}}. \quad (3.26)$$

Modelo de Inerte de 2 Dobletes de Higgs
3.2 El modelo inerte I(1+1)HDM simétrico bajo Z_2

En el SM, la diagonalización de la matriz de masa automáticamente diagonaliza las interacciones en el sector de Yukawa, no hay FCNC. Sin embargo, en el 2HDM las matrices Γ_1 y Γ_2 generalmente no se pueden diagonalizar simultáneamente. Por lo tanto, los acoplamientos de Yukawa no serán diagonales en cuanto a sabor, hay FCNC. Para suprimir FCNC existen diferentes tipos de 2HDM, los cuales se presentan en la siguiente tabla [10, 18]:

Tipo	u_R^i	d_R^i	e_R^i
I	ϕ_2	ϕ_2	ϕ_2
II	ϕ_2	ϕ_1	ϕ_1
III	ϕ_1, ϕ_2	ϕ_1, ϕ_2	ϕ_1, ϕ_2
X	ϕ_2	ϕ_2	ϕ_1
Y	ϕ_2	ϕ_1	ϕ_2

Tabla 3.1: Tipos de 2HDM, el tipo III presenta FCNC mientras que los demás no. El superíndice i denota la generación del fermión al que se acopla. Por convención, u_R^i siempre se acopla con ϕ_2

El lagrangiano presentado en la ecuación (3.24) le corresponde al 2HDM tipo III, que presenta FCNC, dependiendo del tipo de 2HDM son los términos ausentes en ese sector. Para implementar estos modelos existen diferentes mecanismos, el más común es la imposición de simetrías discretas como Z_2 , en la cual se asigna una carga bajo Z_2 , dando lugar a los diferentes tipos de 2HDM. [20].

3.2. El modelo inerte I(1+1)HDM simétrico bajo Z_2

Como se mencionó anteriormente, la implementación de la simetría Z_2 es la más utilizada para suprimir FCNC. El modelo inerte es un modelo de 2HDM simétrico bajo Z_2 en el cual uno de los dobletes no se transforma trivialmente. El modelo consiste de un doblete de de Higgs tipo SM y otro doblete “inerte”, llamado así por que no desarrolla un vev y no se acopla con los fermiones. Este modelo es de nuestro interés ya que al no romperse la simetría Z_2 , la partícula más ligera será estable lo cual provee un candidato viable de DM.

Concretamente, el lagrangiano se construye para que sea invariante bajo la transformación

$$\phi_1 \rightarrow \phi_1, \quad \phi_2 \rightarrow -\phi_2, \quad (3.27)$$

mientras que todos los demás campos del SM permanecen invariantes, $\psi_{SM} \rightarrow +\psi_{SM}$ (para que ϕ_2 sea inerte). Esta simetría discreta garantiza la ausencia de acoplamientos en el sector de Yukawa entre fermiones y el doblete ϕ_2 y a su vez la ausencia de FCNC. Así ϕ_2 es el doblete inerte y ϕ_1 el activo, por ello usamos la notación I(1+1)HDM para denotar este modelo o también se usa IDM. Dada esta transformación, el potencial está dado por [15, 22]:

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2)_{Z_2} = & \mu_1^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + \mu_2^2 \phi_2^\dagger \phi_2 + \lambda_1 (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \lambda_2 (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 \\ & + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\ & + \lambda_5 \left[(\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + (\phi_2^\dagger \phi_1)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.28)$$

con $\mu_{1,2}^2$ y λ_{1-5} reales. Suponemos que el vev está dado por:

$$\langle \phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.29)$$

De esta forma la simetría Z_2 no se rompe cuando sucede el rompimiento espontaneo de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$. Podemos definir los dobletes como sigue

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} H_1^+ \\ \frac{v_1 + H_1^0 + iA_1^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ \frac{H_2^0 + iA_2^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.30)$$

Modelo de Inerte de 2 Dobletes de Higgs
 3.2 El modelo inerte I(1+1)HDM simétrico bajo Z_2

Es claro ahora que ϕ_1 corresponde al doblete del SM y es el que da masa a los bosones W^\pm y Z . Los cuatro campos nuevos serían: H^\pm que son cargados, H_1^0 y A_1^0 neutros. Después del rompimiento espontáneo de la simetría, las masas de las partículas escalares están dadas por:

$$m_h^2 = -2\mu_1^2 = 4\lambda_1 v^2, \quad (3.31)$$

$$m_{H^\pm}^2 = \mu_2^2 + \lambda_3 v^2, \quad (3.32)$$

$$m_{A^0}^2 = \mu_2^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5)v^2, \quad (3.33)$$

$$m_{H^0}^2 = \mu_2^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)v^2, \quad (3.34)$$

donde $v \approx 125$ GeV es el vev del campo de Higgs. Este modelo tiene 6 parámetros independientes en el sector escalar. De acuerdo con el Capítulo 1, si una teoría tiene una partícula masiva, estable, sin carga electricomagnética y de color, entonces tiene el potencial de ser un buen candidato de materia oscura. Estableciendo las restricciones pertinentes en los 6 parámetros, resulta que el I(1+1)HDM nos provee de un buen candidato de DM, un WIMP, en este caso se toma a H_0 como la partícula más ligera y por lo tanto el candidato a DM. Esto es lo más que detallaremos sobre el I(1+1)DM, incluyendolo como un paso intermedio para el estudio del I(2+1)HDM en la siguiente sección.

Capítulo 4

Modelo de Inerte de 3 Dobletes de Higgs

Una extensión natural del I(1+1)HDM sería agregar un tercer doblete. La principal motivación de agregar este doblete, es que replica el mismo número de familias que el sector fermiónico; lo cual da luz para resolver el problema del sabor, esto es, el origen de la jerarquía de masas de estas tres familias de fermiones. Este tercer doblete puede ser activo y se denota por I(1+2)HDM [17]; o inerte, que sería I(2+1)HDM. En esta tesis nos centraremos en el I(2+1)HDM [25].

El lagrangiano del sector escalar para el 3HDM es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{3HDM} = & (D_\mu \phi_1)^\dagger (D^\mu \phi_1) + (D_\mu \phi_2)^\dagger (D^\mu \phi_2) + (D_\mu \phi_3)^\dagger (D^\mu \phi_3) \\ & - V_{3HDM}(\phi_1, \phi_2, \phi_3). \end{aligned} \quad (4.1)$$

Este potencial se puede escribir como la suma de dos partes, una invariante bajo cualquier transformación de fase y otro con términos extra invariantes bajo la acción del grupo G [25]

$$V_{3HDM}(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = V_0(\phi_1, \phi_2, \phi_3) + V_G(\phi_1, \phi_2, \phi_3). \quad (4.2)$$

El potencial V_0 más general está dado por:

$$\begin{aligned} V_0(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = & -\mu_1^2(\phi_1^\dagger \phi_1) - \mu_2^2(\phi_2^\dagger \phi_2) - \mu_3^2(\phi_3^\dagger \phi_3) \\ & + \lambda_{11}(\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \lambda_{22}(\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_{33}(\phi_3^\dagger \phi_3)^2 \\ & + \lambda_{12}(\phi_1^\dagger \phi_1)(\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_{23}(\phi_2^\dagger \phi_2)(\phi_3^\dagger \phi_3) + \lambda_{31}(\phi_3^\dagger \phi_3)(\phi_1^\dagger \phi_1) \\ & + \lambda'_{12}(\phi_1^\dagger \phi_2)(\phi_2^\dagger \phi_1) + \lambda'_{23}(\phi_2^\dagger \phi_3)(\phi_3^\dagger \phi_2) + \lambda'_{31}(\phi_3^\dagger \phi_1)(\phi_1^\dagger \phi_3). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Ahora, para continuar con $V_G(\phi_1, \phi_2, \phi_3)$ hay que especificar el grupo bajo el cual se construye el modelo para ser invariante.

4.1. I(2+1)HDM simétrico bajo Z_3

El potencial V_G dependerá del grupo G del que estemos hablando. El grupo que estudiaremos es el grupo cíclico Z_3 . La principal motivación de esto es buscar un 3HDM con dos estados degenerados de masa de DM, que como mínimo, es una situación interesante a estudiar. Así supondremos que el lagrangiano es invariante bajo la transformación de Z_3 [25] :

$$\phi_1 \rightarrow \omega \phi_1, \quad \phi_2 \rightarrow \omega^2 \phi_2, \quad \phi_3 \rightarrow \phi_3, \quad (4.4)$$

Modelo de Inerte de 3 Dobletes de Higgs
4.1 I(2+1)HDM simétrico bajo Z_3

donde $\omega = e^{2\pi i/3}$. Con esto dicho, ya es posible construir $V_G(\phi_1, \phi_2, \phi_3)$ simétrico bajo Z_3 , el cual está dado por:

$$V_{Z_3}(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = \lambda_1(\phi_2^\dagger \phi_1)(\phi_3^\dagger \phi_1) + \lambda_2(\phi_1^\dagger \phi_2)(\phi_3^\dagger \phi_2) + \lambda_3(\phi_1^\dagger \phi_3)(\phi_2^\dagger \phi_3) + h.c. \quad (4.5)$$

se toman todos los parámetros como reales. El lagrangiano de Yukawa es similar al del SM en la ecuación (2.14), salvo por términos adicionales para neutrinos derechos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^{3HDM} = & Y_{mn}^u Q_{m,L}^- \bar{\phi}_3 u'_{n,R} + Y_{mn}^d Q_{m,L}^- \bar{\phi}_3 u'_{n,R} \\ & + Y_{mn}^l L_{m,L}^- \bar{\phi}_3 l'_{n,R} + Y_{mn}^\nu L_{m,L}^- \bar{\phi}_3 \nu'_{n,R} + h.c. \end{aligned} \quad (4.6)$$

donde se ha obviado la suma que indica la generación de fermiones.

Además, también suponemos que el vev de cada doblete está dado por $\langle \phi_1 \rangle = \langle \phi_2 \rangle = 0$ & $\langle \phi_3 \rangle \neq 0$ para que la simetría Z_3 no se rompa cuando ocurra el rompimiento espontáneo de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$. Así, podemos definir las componentes de cada doblete como:

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} H_1^{0+} \\ \frac{H_1^0 + iA_1^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} H_2^{0+} \\ \frac{H_2^0 + iA_2^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_3 = \begin{pmatrix} H_3^{0+} \\ \frac{v + H_3^0 + iA_3^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Minimizando este potencial encontramos el vev está dado por $(\phi_1^0, \phi_2^0, \phi_3^0) = (0, 0, \frac{v}{\sqrt{2}})$, se obtiene la relación:

$$v^2 = \frac{\mu_3^2}{\lambda_{33}}. \quad (4.8)$$

Expandiendo el potencial alrededor del mínimo nos da el espectro de masa. Donde los pares de campos escalares y pseudoescalares se rotan como:

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = R(\theta_h) \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = R(\theta_a) \begin{pmatrix} A_1^0 \\ A_2^0 \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

con

$$R(\theta_i) = \begin{pmatrix} \cos \theta_i & \sin \theta_i \\ -\sin \theta_i & \cos \theta_i \end{pmatrix}, \quad (4.10)$$

donde $\theta_i = \theta_h, \theta_a$ son los ángulos de rotación que diagonalizan las matrices de masa de los escalares y los pseudoescalares, respectivamente. Además no tenemos mezclas entre los estados cargados, así que los podemos reescribir como:

$$H_1^\pm = H_1^{0\pm}, \quad H_2^\pm = H_2^{0\pm}. \quad (4.11)$$

Las masas de los escalares es:

$$m_h^2 = 2\mu_3^2 = 2\lambda_{33}v^2 \quad (4.12)$$

$$, m_{H_1}^2 = \cos^2 \theta_h (-\mu_1^2 + \Lambda_1) + \sin^2 \theta_h (-\mu_2^2 + \Lambda_2) + \sin \theta_h \cos \theta_h \lambda_3 v^2 \quad (4.13)$$

$$, m_{H_2}^2 = \sin^2 \theta_h (-\mu_1^2 + \Lambda_1) + \cos^2 \theta_h (-\mu_2^2 + \Lambda_2) - \sin \theta_h \cos \theta_h \lambda_3 v^2, \quad (4.14)$$

con

$$\Lambda_1 = \frac{1}{2}(\lambda_{31} + \lambda'_{31})v^2, \quad \Lambda_2 = \frac{1}{2}(\lambda_{23} + \lambda'_{23})v^2, \quad (4.15)$$

$$\tan 2\theta_h = \frac{-\lambda_3 v^2}{\mu_1^2 - \Lambda_1 - \mu_2^2 + \Lambda_2}. \quad (4.16)$$

Las masas para los pseudoescalares son:

$$m_{A_1}^2 = \cos^2 \theta_a (-\mu_1^2 + \Lambda_1) + \sin^2 \theta_a (-\mu_2^2 + \Lambda_2) + \sin \theta_a \cos \theta_a \lambda_3 v^2, \quad (4.17)$$

$$m_{A_2}^2 = \sin^2 \theta_a (-\mu_1^2 + \Lambda_1) + \cos^2 \theta_a (-\mu_2^2 + \Lambda_2) - \sin \theta_a \cos \theta_a \lambda_3 v^2, \quad (4.18)$$

con

$$\tan 2\theta_a = \frac{-\lambda_3 v^2}{\mu_1^2 - \Lambda_1 - \mu_2^2 + \Lambda_2}. \quad (4.19)$$

Por último, las masas de los cargados son:

$$m_{H_1^\pm} = -\mu_1^2 + \frac{1}{2} \lambda_{31} v^2, \quad m_{H_2^\pm} = -\mu_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_{23} v^2. \quad (4.20)$$

Notemos que $\tan \theta_a = -\tan \theta_h$, entonces los campos escalares y los pseudoescalares pueden ser escritos como:

$$H_1 = \cos \theta_h H_1^0 + \sin \theta_h H_2^0, \quad A_1 = \cos \theta_h A_1^0 - \sin \theta_h A_2^0, \quad (4.21)$$

$$H_2 = -\sin \theta_h H_1^0 + \cos \theta_h H_2^0, \quad A_2 = \sin \theta_h H_1^0 + \cos \theta_h H_2^0. \quad (4.22)$$

y sus masas ahora son degeneradas:

$$m_{H_1}^2 = m_{A_1}^2 = \cos^2 \theta_h (-\mu_1^2 + \Lambda_1) + \sin^2 \theta_h (-\mu_2^2 + \Lambda_2) + \sin \theta_h \cos \theta_h \lambda_3 v^2, \quad (4.23)$$

$$m_{H_2}^2 = m_{A_2}^2 = \sin^2 \theta_h (-\mu_1^2 + \Lambda_1) + \cos^2 \theta_h (-\mu_2^2 + \Lambda_2) - \sin \theta_h \cos \theta_h \lambda_3 v^2. \quad (4.24)$$

Se toman las partículas de masa degenerada H_1 y A_1 como las constituyentes de la materia oscura, las cuales no decaen a partículas de SM debido a la simetría Z_3 . Además, identificamos ϕ_3 como el doblete de Higgs del SM.

4.1.1. Parámetros Relevantes

Los parámetros relevantes para estudios numéricos son:

$$\mu_1^2, \mu_2^2, \lambda_{23}, \lambda_{31}, \lambda'_{23}, \lambda'_{31}, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \quad (4.25)$$

Las cantidades físicas:

$$m_{H_1}, m_{H_2}, m_{H_1^\pm}, m_{H_2^\pm}, \theta_h, g_1, g_2, \lambda_1, \lambda_2 \quad (4.26)$$

donde $g_1 = g_{hH_1H_1}/v$ y $g_2 = g_{hH_1H_2}/v$, son los coeficientes de los acoplamientos hH_1H_1 y hH_1H_2 , respectivamente. Los parámetros (4.25) en términos de las cantidades físicas (4.26), se relacionan con [25]:

$$\lambda_3 = \frac{4 \sin 2\theta_h (m_{H_2}^2 - m_{H_1}^2)}{v^2 (\cos(4\theta_h) - 3)}, \quad (4.27)$$

$$\lambda'_{23} = \frac{2 \cos 2\theta_h (m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2)}{v^2 (\cos(4\theta_h) - 3)} + \frac{1}{v^2} (m_{H_2}^2 + m_{H_1}^2 - 2m_{H_2^\pm}^2), \quad (4.28)$$

$$\lambda'_{31} = \frac{2 \cos 2\theta_h (m_{H_2}^2 - m_{H_1}^2)}{v^2 (\cos(4\theta_h) - 3)} + \frac{1}{v^2} (m_{H_2}^2 + m_{H_1}^2 - 2m_{H_1^\pm}^2), \quad (4.29)$$

$$\begin{aligned} \mu_1^2 = & \frac{-1}{2(\cos(4\theta_h) - 3)} \left(\cos(4\theta_h) (-g_1 v^2 + m_{H_2}^2 + m_{H_1}^2) + 3g_1 v^2, \right. \\ & + g_2 v^2 (-2 \sin(2\theta_h) + \sin(4\theta_h) - 2 \tan \theta_h), \\ & \left. + 2 \cos(2\theta_h) (m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) - 7m_{H_1}^2 + m_{H_2}^2 \right), \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} \mu_2^2 = & \frac{-1}{(2 \cos(4\theta_h) - 3)} \left(\cos(4\theta_h)(-g_1 v^2 + m_{H_2}^2 + m_{H_1}^2) + 3g_1 v^2, \right. \\ & + 2g_2 v^2 (\cot \theta_h + 4 \sin(\theta_h) \cos^3(\theta_h)), \\ & \left. - 2 \cos(2\theta_h)(m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) - 7m_{H_1}^2 + m_{H_2}^2 \right), \end{aligned} \quad (4.31)$$

$$\begin{aligned} \lambda_{23} = & \frac{-1}{v^2(\cos(4\theta_h) - 3)} \left(\cos(4\theta_h)(-g_1 v^2 + m_{H_2}^2 - 2m_{H_2^\pm}^2 + m_{H_1}^2), \right. \\ & + 3g_1 v^2 + 6m_{H_2^\pm}^2 + 2g_2 v^2 (\cot \theta_h + 4 \sin(\theta_h) \cos^3(\theta_h)), \\ & \left. + 2 \cos(2\theta_h)(m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) - 7m_{H_1}^2 + m_{H_2}^2 \right), \end{aligned} \quad (4.32)$$

$$\begin{aligned} \lambda_{31} = & \frac{1}{v^2(\cos(4\theta_h) - 3)} \left(-\cos(4\theta_h)(-g_1 v^2 + m_{H_2}^2 - 2m_{H_2^\pm}^2 + m_{H_1}^2), \right. \\ & - 3g_1 v^2 - 6m_{H_2^\pm}^2 - g_2 v^2 (-2 \sin(2\theta_h) + \sin(4\theta_h) - 2 \tan \theta_h), \\ & \left. + 2 \cos(2\theta_h)(m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) + 7m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2 \right). \end{aligned} \quad (4.33)$$

Que se obtienen apartir de las ecuaciones (4.20), (4.23), (4.24).

4.1.2. Constricciones

Primeramente, como ya se mencionó, el tercer doblete lo identificamos con el Higgs del SM, así μ_3 y λ_{33} son los parámetros del campo de Higgs. Usamos el valor:

- $m_h = 125$ GeV.

Segundo, para que el potencial $V_0(\phi_1, \phi_2, \phi_3)$ de la ecuación (4.3) esté acotado por debajo, esto es, que sea estable, se requiere:

- $\lambda_{11}, \lambda_{22}, \lambda_{33} \geq 0$,
- $\widetilde{\lambda}_{12} \equiv \lambda_{12} + \lambda'_{12} + \sqrt{\lambda_{11}\lambda_{22}} \geq 0$,
- $\widetilde{\lambda}_{23} \equiv \lambda_{23} + \lambda'_{23} + \sqrt{\lambda_{22}\lambda_{33}} \geq 0$,
- $\widetilde{\lambda}_{31} \equiv \lambda_{31} + \lambda'_{31} + \sqrt{\lambda_{33}\lambda_{11}} \geq 0$,
- $\sqrt{\lambda_{11}\lambda_{22}\lambda_{33}} + (\lambda_{12} + \lambda'_{12})\sqrt{\lambda_{33}} + (\lambda_{31} + \lambda'_{31})\sqrt{\lambda_{22}} + (\lambda_{23} + \lambda'_{23})\sqrt{\lambda_{11}}$
 $+ \sqrt{2\widetilde{\lambda}_{12}\widetilde{\lambda}_{31}\widetilde{\lambda}_{23}} \geq 0$.

También, que los parámetros de la parte V_G del potencial sean más pequeños que la parte de V_0 para que V_G no domine el potencial para valores altos del potencial, para ello se requiere:

- $|\lambda_1|, |\lambda_2|, |\lambda_3| < |\lambda_{ii}|, |\lambda_{ij}|, |\lambda'_{ij}|, \quad i \neq j = 1, 2, 3$.

Para que $(0, 0, \frac{v}{\sqrt{2}})$ sea el mínimo del potencial, los eigenvalores de masa deben ser positivos. Por lo tanto, se debe de cumplir:

- $-\mu_1^2 + \lambda_{31} \frac{v^2}{2} > 0$,
- $-\mu_1^2 + \lambda_{23} \frac{v^2}{2} > 0$,
- $-2(\mu_1^1 + \mu_1^2) + v^2(\lambda_{23} + \lambda'_{23} + \lambda_{31} + \lambda'_{31})$
 $> |2(\mu_1^1 - \mu_1^2) + v^2(\lambda_{23} + \lambda'_{23} - \lambda_{31} - \lambda'_{31})|$.

Mediciones hechas en el LEP limitan los decaimiento invisibles de los bosones Z y W^\pm , lo cual requiere que [26, 27]:

- $m_{H_i^\pm} + m_{H_i, A_i} > m_{W^\pm}$,
- $m_{H_i^\pm} + m_{A_i} > m_Z$,
- $m_{H_i^\pm} > m_Z$.

También, proveé un límite inferior para la masa de los escalares cargados:

- $m_{H_i^\pm} > 70 - 90 \text{ GeV}$.

Busquedas de charginos y neutralinos han sido traducidas en límites en la región de masas del I(1+1)HDM donde para [27]:

- $m_H < 80 \text{ GeV}$ y $m_A < 100 \text{ GeV}$,

la siguiente región se excluye:

- $m_A - m_H > 8 \text{ GeV}$.

Por último, mediciones experimentales de decaimientos invisibles del bosón de Higgs proveen una limitación adicional. Tomamos los límites actuales del experimento ATLAS para el “branching ratio” invisible del bosón de Higgs [28]:

$$\text{BR}(h \rightarrow \text{inv}) < 0.08 - .15, \quad (4.34)$$

para los escenarios tratados este es:

$$\text{BR}(h \rightarrow \text{inv}) = \frac{\sum_i \Gamma(h \rightarrow S_i S_i)}{\Gamma_h^{SM} + \sum_i \Gamma(h \rightarrow S_i S_i)}, \quad (4.35)$$

donde $\Gamma(h \rightarrow S_i S_j)$ es el ancho de decaimiento del bosón de Higgs a un par de los escalares inertes con $m_{S_i} < m_h/2$ y esta dado por

$$\Gamma(h \rightarrow S_i S_j) = \frac{g_{h S_i S_j}^2 v^2}{32\pi m_h^3} [(m_h^2 - (m_{S_i} + m_{S_j})^2) (m_h^2 - (m_{S_i} - m_{S_j})^2)]^{1/2}, \quad (4.36)$$

con $S_i, S_j = H_1, A_1$, así $g_{h S_i S_j} v$ es el coeficiente del termino $h S_i S_j$ en el potencial (4.5) y m_{S_i} es la masa de la correspondiente partícula inerte.

4.1.3. Escenarios

A continuación se definirán dos escenarios en los cuales H_1 y A_2 son candidatos viables de DM bajo las constricciones antes mencionadas. Antes de definirlos, discutiremos un requerimiento más para estos candidatos. Los acoplamiento entre escalares, pseudoescalares y bosones de gauge están listados en la siguiente tabla [25]:

Vértice	Coficiente
$Z H_i A_i$	$\cos 2\theta_h$
$Z H_i A_j$	$\sin 2\theta_h$
$W^\pm H_i^\mp H_i$	$\cos \theta_h$
$W^\pm H_i^\mp H_j$	$\sin \theta_h$
$W^\pm H_i^\mp A_i$	$\cos \theta_h$
$W^\pm H_i^\mp A_j$	$\sin \theta_h$

Tabla 4.1: Dependencia angular de los acoplamiento de escalares, pseudoescalares y bosones de gauge

Un vértice $H_1 A_1 Z$ diferente de cero predice una señal en experimentos de detección directa que contradice la observación y descarta el modelo como candidato de DM. Así, para que H_1 y A_1 sean candidatos de DM, el vértice $Z H_i A_i$ proporcional a $\cos 2\theta_h$ debe desaparecer. Por lo tanto, $\theta_h = \pi/4$ es el único valor aceptable dentro del rango $0 \leq \theta_h \leq \pi$.

Con $\theta_h = \pi/4$, la mezcla entre los dobletes ϕ_1 y ϕ_2 es máxima y la masa de los campos neutros está dada por:

$$m_{H_1}^2 = m_{A_1}^2 = -\frac{1}{2}(\mu_1^2 + \mu_2^2) + \frac{v^2}{4}(\lambda_{31} + \lambda'_{31} + \lambda_{23} + \lambda'_{23} + 2\lambda_3), \quad (4.37)$$

$$m_{H_2}^2 = m_{A_2}^2 = -\frac{1}{2}(\mu_1^2 + \mu_2^2) + \frac{v^2}{4}(\lambda_{31} + \lambda'_{31} + \lambda_{23} + \lambda'_{23} - 2\lambda_3), \quad (4.38)$$

mientras que la masa de los cargados permanecen iguales. También, con esta condición, las relaciones (4.27-4.33) toman la forma:

$$\mu_1^2 = \frac{1}{2}(g_1 v^2 - g_2 v^2 - 2m_{H_1}^2), \quad (4.39)$$

$$\mu_2^2 = \frac{1}{2}(g_1 v^2 + g_2 v^2 - 2m_{H_1}^2), \quad (4.40)$$

$$\lambda_{23} = \frac{1}{v^2}(g_1 v^2 + g_2 v^2 - 2m_{H_1}^2 + 2m_{H_2^\pm}^2), \quad (4.41)$$

$$\lambda_{31} = \frac{1}{v^2}(g_1 v^2 - g_2 v^2 + 2m_{H_1^\pm}^2 - 2m_{H_1}^2), \quad (4.42)$$

$$\lambda'_{23} = \frac{1}{v^2}(m_{H_1}^2 - 2m_{H_2^\pm}^2 + m_{H_2}^2), \quad (4.43)$$

$$\lambda'_{31} = \frac{1}{v^2}(m_{H_1}^2 - 2m_{H_1^\pm}^2 + m_{H_2}^2), \quad (4.44)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{v^2}(m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2). \quad (4.45)$$

Considerando las constricciones de la sección 4.1.2, trabajaremos con los siguientes escenarios en el límite de $\theta_h = \pi/4$, para ello usamos la siguiente notación:

$$\Delta_n = m_{H_2} - m_{H_1}, \quad \Delta_c = m_{H_1^\pm} - m_{H_1}, \quad \delta_c = m_{H_2^\pm} - m_{H_1^\pm}, \quad (4.46)$$

de esta manera, se definen los siguientes escenarios:

	Escenario B	Escenario C
$\lambda_{11} = 0.13 \quad \lambda'_{12} = 0.12 \quad -0.029 < g_1 < 0.029$	$\Delta_n = 50 \text{ GeV}$	$\Delta_n = 10 \text{ GeV}$
$\lambda_{22} = 0.11 \quad \lambda_1 = 0.1 \quad -0.2 < g_2 < 0.2$	$\Delta_c = 60 \text{ GeV}$	$\Delta_c = 50 \text{ GeV}$
$\lambda_{12} = 0.12 \quad -0.2 < \lambda_2 < 0.2$	$\delta_c = 10 \text{ GeV}$	$\delta_c = 1 \text{ GeV}$

Tabla 4.2: Escenarios

- **Escenario B con $\Delta_n = 50 \text{ GeV}$, $\Delta_c = 60 \text{ GeV}$ y $\delta_c = 10 \text{ GeV}$**

$$m_{H_1} = m_{A_1} \ll m_{A_2} = m_{H_2} \ll m_{H_1^\pm} \sim m_{H_2^\pm} \quad (4.47)$$

En este escenario todas las demás partículas inertes son mucho más pesadas que las de H_1 y A_1 que constutuyen DM y por lo tanto no pueden cohaniquilarse con ellos.

- **Escenario C con $\Delta_n = 10 \text{ GeV}$, $\Delta_c = 50 \text{ GeV}$ y $\delta_c = 1 \text{ GeV}$.**

$$m_{H_1} = m_{A_1} \sim m_{A_2} = m_{H_2} \ll m_{H_1^\pm} \sim m_{H_2^\pm} \quad (4.48)$$

En este escenario H_1 y A_1 tienen masa similar al resto de las partículas inertes y pueden cohaniquilarse a través de procesos mediados por el Higgs, Z o W^\pm .

Considerando las constricciones experimentales en el espacio de parámetros para los escenarios B y C, se obtiene el siguiente gráfico

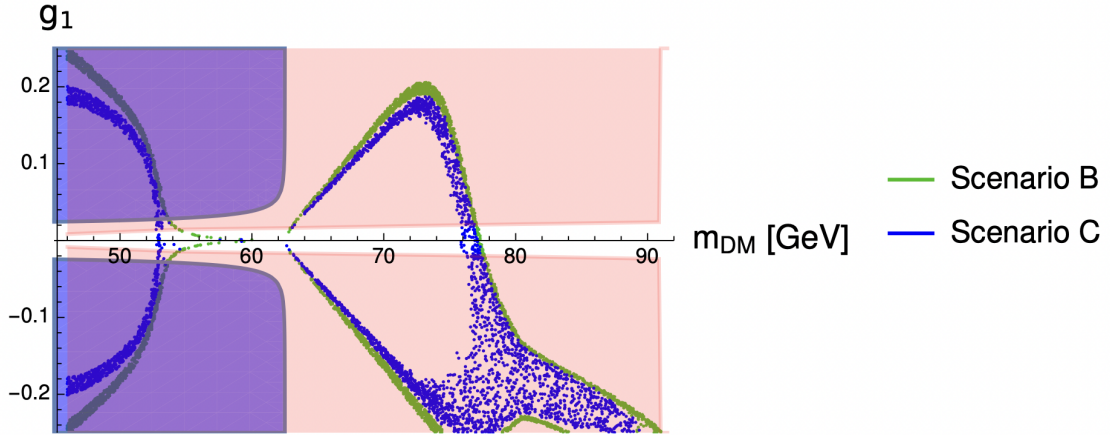


Figura 4.1: Resultado de someter el modelo a las constricciones experimentales de las sección 4.1.2 en el plano m_{DM}, g_1 [25]

De este gráfico se obtienen dos resultados muy útiles para los futuros análisis de esta tesis. Primeramente, la región sombreada roja está excluida por experimentos de detección directa e indirecta, mientras que la región morada esta excluida por “Branching Ratios” invisibles del Higgs. Así, podemos ver que la región blanca que la permitida para g_1 . Esto es, tenemos la siguiente restricción

$$-.029 \leq g_1 \leq .029. \tag{4.49}$$

Segundo, los puntos verdes y azules son regiones donde el modelo produce la densidad de reliquia en 3σ de acuerdo a la medición (1.1) para los escenarios B y C, respectivamente.

$$52\text{GeV} \leq m_{DM} \leq 63\text{GeV} \ \& \ 76\text{GeV} \leq m_{DM} \leq 78\text{GeV}. \tag{4.50}$$

Este modelo y los resultados experimentales serán nuestra base para determinar los resultados presentados en la siguiente sección.

Capítulo 5

Resultados

En esta sección presentamos los resultados obtenidos. El propósito de esta tesis es estudiar la posible producción de DM, con este fin estudiamos el proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$ (donde $2l$ es notación para $\bar{l}l = e^+(e^-), \mu^+(\mu^-)$ y $DM = A_1(H_1)$, el cual tiene una señal $\cancel{E}_T + 2l$ (con \cancel{E}_T la energía transversal perdida del evento) para la detección indirecta de DM en el LHC. Primeramente, se hace un análisis de los parámetros relevantes para el proceso que estudiamos. Después, se presentan los principales diagramas de Feynmann del proceso y se calcula la sección eficaz de este como función de la masa del candidato de DM y como función de Δ_n . Con estos datos como referencia, identificamos el subproceso $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$ (con $Hs = A_2, H_2$) como el que más contribuye a la sección eficaz. Finalmente, calculamos el número de eventos del proceso considerando luminosidades de 100 fb^{-1} . Todo esto lo hacemos para los escenarios B y C definidos anteriormente.

5.1. Análisis de los parámetros

Los parámetros importantes para nuestro estudio son $\lambda'_{23}, \lambda'_{31}, \lambda_3, \lambda_{31}, \lambda_{23}$. Partiendo de las ecuaciones (4.43 - 4.45), las reescribimos en términos de la masa del candidato de DM (m_{H_1}), esto es,

$$\lambda'_{23} = \frac{1}{v^2} (2m_{h_1} [\Delta_n - 2(\delta_c + \Delta_c)] + \Delta_n^2 - 2(\delta_c + \Delta_c)^2), \quad (5.1)$$

$$\lambda'_{31} = \frac{1}{v^2} (2m_{h_1} [\Delta_n - 2\Delta_c] + \Delta_n^2 - 2\Delta_c^2), \quad (5.2)$$

$$\lambda_3 = -\frac{1}{v^2} (2m_{h_1} \Delta_n + \Delta_n^2). \quad (5.3)$$

Graficando estas ecuaciones en el intervalo dado por (4.50) para los escenarios B y C, se obtiene

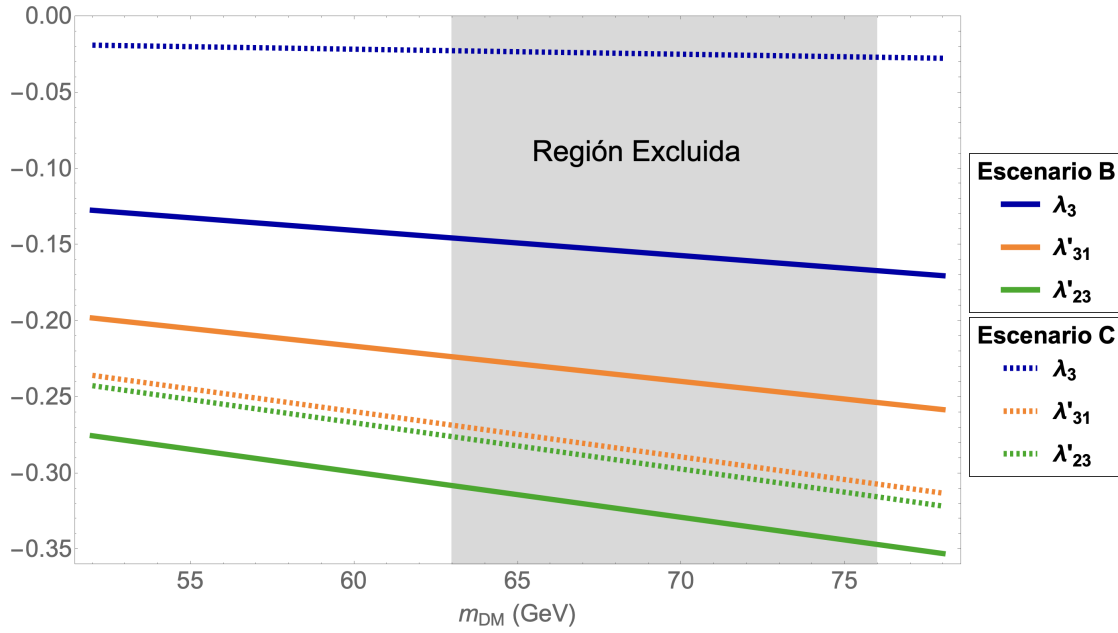


Figura 5.1: En esta figura se presentan los parámetros λ'_{23} , λ'_{31} y λ_3 graficados con respecto a m_{DM} en el escenario B con líneas continuas; mientras que el escenario C se muestra con líneas punteadas. La región gris está excluida por (4.50)

Seguimos con el parámetro λ_{23} dado por la ecuación (4.44), en términos de g_1 , g_2 y m_{H_1} (que son cantidades físicas ya restringidas) su expresión es:

$$\lambda_{23} = \frac{1}{v^2} (g_1 v^2 + g_2 v^2 + 4m_{H_1}(\delta_c + \Delta_c) + 2(\delta_c + \Delta_c)^2). \quad (5.4)$$

Graficamos la ecuación (5.4) tomando el intervalo (4.50) para m_{H_1} y (4.49) para g_1 , mientras que mantenemos g_2 constante considerando el mínimo y el máximo del intervalo definido en la Tabla 4.2. De esta forma, tendremos un escaneo completo de λ_{23} para el escenario B y C.

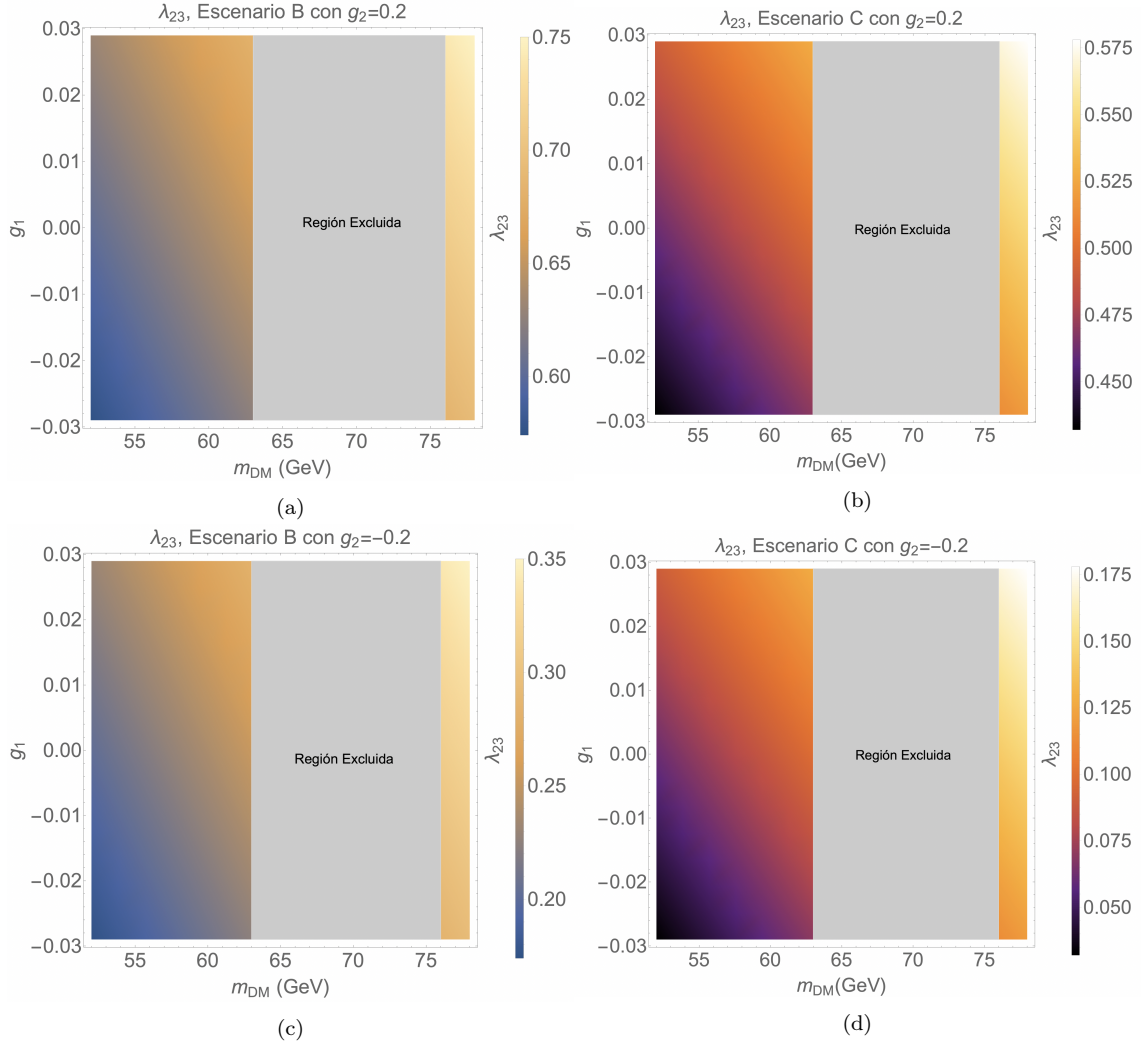


Figura 5.2: En esta figura tenemos cuatro gráficas del parámetro λ_{23} graficado en el espacio g_1 , m_{DM} y λ_{23} representado el eje del último por un gradiente de colores. La dependencia en g_2 la representamos haciendo dos gráficas, en la parte superior tomamos $g_2 = .2$ y en la inferior $g_2 = -.2$, de esta forma nos podemos dar una idea de como es la dependencia en g_2 . Del lado izquierdo se encuentra el escenario B y del derecho el escenario C. Nuevamente la región gris está descartada por (4.50).

Por último, el parámetro λ_{31} dado por (4.45), en terminos de g_1 , g_2 y m_{H_1} se expresa como sigue:

$$\lambda_{31} = \frac{1}{v^2} (g_1 v^2 - g_2 v^2 + 4m_{H_1} \Delta_c + 2\Delta_c^2) \quad (5.5)$$

haciendo el mismo análisis que se hizo para el parámetro λ_{23} , el resultado se presenta en la Figura 5.3.

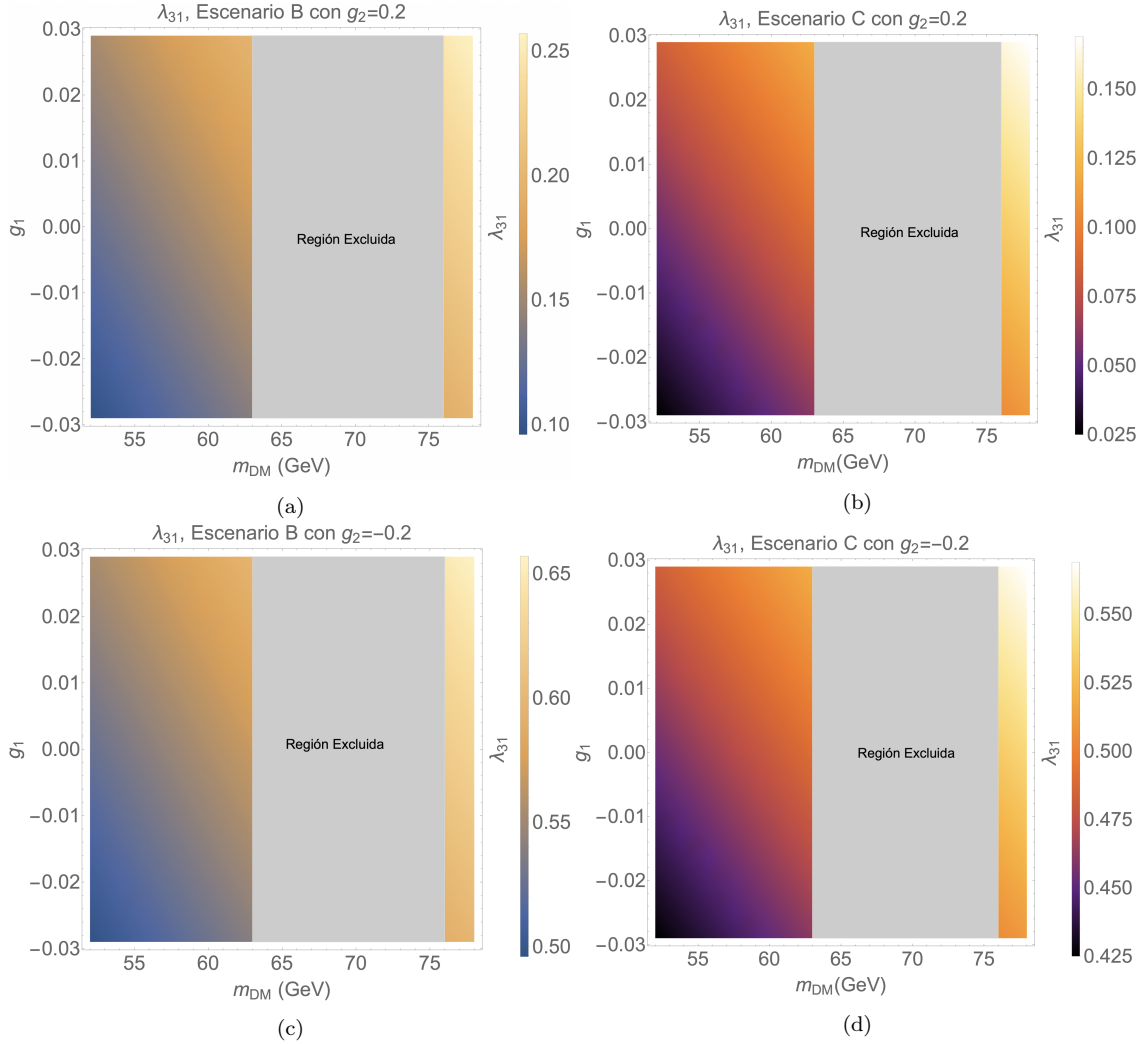


Figura 5.3: En esta figura tenemos cuatro gráficas análogas a las presentadas en la figura (5.2) pero el análisis se hace para el parámetro λ_{31} .

Los resultados de las Figuras 5.1, 5.2 y 5.3 están resumidos en la siguiente tabla

Parámetro	Escenario B	Escenario C
λ_{23}	$0.173 \leq \lambda_{23} \leq 0.751$	$0.0322 \leq \lambda_{23} \leq 0.577$
λ_{31}	$0.096 \leq \lambda_{31} \leq 0.657$	$0.025 \leq \lambda_{31} \leq 0.569$
λ'_{23}	$-0.352 \leq \lambda'_{23} \leq -0.346$ $-0.308 \leq \lambda'_{23} \leq -0.275$	$-0.321 \leq \lambda'_{23} \leq -0.315$ $-0.275 \leq \lambda'_{23} \leq -0.242$
λ'_{31}	$-0.258 \leq \lambda'_{31} \leq -0.253$ $-0.223 \leq \lambda'_{31} \leq -0.197$	$-0.312 \leq \lambda'_{31} \leq -0.307$ $-0.268 \leq \lambda'_{31} \leq -0.235$
λ_3	$-0.17 \leq \lambda_3 \leq -0.166$ $-0.145 \leq \lambda_3 \leq -0.127$	$-0.027 \leq \lambda_3 \leq -0.026$ $-0.022 \leq \lambda_3 \leq -0.018$

Tabla 5.1: Resumen del análisis de parámetros obtenidos en las Figuras 5.1-5.3, los valores son aproximados

Ya sea comparando visualmente las Figuras, o comparando numéricamente con la tabla 5.1, podemos decir que en general los valores de los parámetros están más restringidos en el escenario C. También, que λ_3 , λ'_{23} y λ'_{31} son mayores en el escenario C; por otro lado, los parámetros λ_{23} y λ_{31} son mayores en el escenario B.

Este análisis también es útil para estudiar los parámetros g_1 , g_2 , $g_{ZH_1A_2}$ y $g_{ZZH_1H_1}$, ya que g_1 y g_2 se pueden expresar en términos de los parámetros anteriores ;mientras que $g_{ZH_1A_2}$ y $g_{ZZH_1H_1}$ están dados en términos de cantidades del SM. Estas expresiones son

$$g_1 = \frac{g_{hH_1H_1}}{v} = \frac{1}{2}(\lambda_{23} + \lambda'_{23} + \lambda_{31} + \lambda'_{31} + 2\lambda_3) = \frac{g_{hA_1A_1}}{v} \quad (5.6)$$

$$g_2 = \frac{g_{hH_1H_2}}{v^2} = \frac{1}{2}(\lambda_{23} - \lambda_{31} + \lambda'_{23} - \lambda'_{31}) = \frac{g_{hA_1A_2}}{v^2} \quad (5.7)$$

$$g_{ZH_1A_2} = -\frac{1}{2}(g \cos \theta_W + g' \sin \theta_W) = -g_{ZA_1H_2} \quad (5.8)$$

$$g_{ZZH_1H_1} = \frac{1}{2} \frac{g_e^2}{\cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W} = g_{ZZA_1A_1} \quad (5.9)$$

Para darnos una idea de como es el valor de acoplamientos comparados entre si, los presentamos en la Tabla 5.2 tomando valores especificos del escaneo de la Tabla 5.1 (los correspondientes a $m_{DM} = 78$ GeV)

Interacción	Acoplamiento	Escenario B	Escenario C
hH_1H_1	$\frac{1}{2}(\lambda_{23} + \lambda'_{23} + \lambda_{31} + \lambda'_{31} + 2\lambda_3)$	0.029	0.029
hH_1H_2	$\frac{1}{2}(\lambda_{23} - \lambda_{31} + \lambda'_{23} - \lambda'_{31})$	0.2	0.2
ZH_1A_2	$-\frac{1}{2}(g \cos \theta_W + g' \sin \theta_W)$	-0.359071	-0.359071
ZZH_1H_1	$\frac{1}{2}g_e^2 / \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W$	1.5379×10^{-4}	1.5379×10^{-4}

Tabla 5.2: Comparación del valor de los acoplamientos, donde se tomó $\lambda_{23} = 0.577$, $\lambda_{31} = 0.167$, $\lambda'_{23} = -0.321$, $\lambda'_{31} = -0.312$ y $\lambda_3 = -0.027$ para el escenario B; $\lambda_{23} = 0.751$, $\lambda_{31} = 0.25$, $\lambda'_{23} = -0.352$, $\lambda'_{31} = -0.258$ y $\lambda_3 = -0.17$ para el escenario C.

5.2. Diagramas de Feynman del Proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$

Un posible proceso en la producción de DM que podría proveer una señal experimental $E_T + 2l$ es el ya mencionado $pp \rightarrow 2l + 2DM$, cuyos principales diagramas de Feynman se muestran en la Figura 5.4:

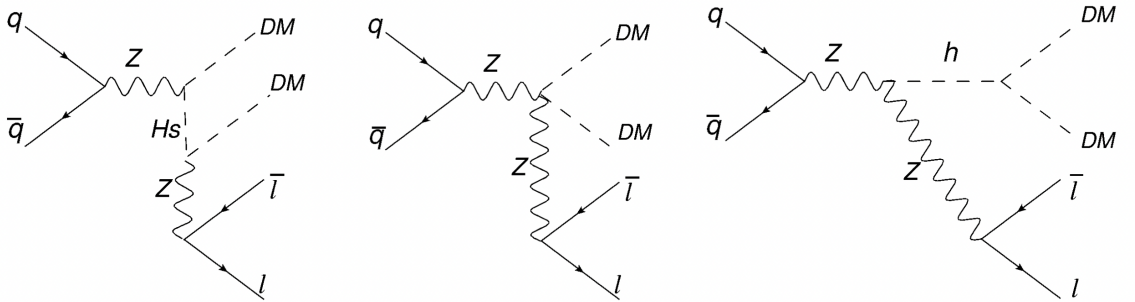


Figura 5.4: principales diagramas de Feynman del proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$, donde $q = u, d$, $\bar{q} = \bar{u}, \bar{d}$, $l = e^-(\mu^-)$, $\bar{l} = e^+(\mu^+)$, $H_s = A_2, H_2$ [29].

Vemos que el primer diagrama (de izquierda a derecha) es proporcional a $g_{ZH_1H_2}$, el segundo a $g_{ZZH_1H_2}$ y el tercero a g_1 .

5.3. Cálculo de la Sección Eficaz

Implementando este modelo en MadGraph, utilizamos este programa para calcular la sección eficaz de este proceso. En general, esta depende de $\Delta_n = m_{H_2} - m_{H_1} = m_{A_2} - m_{A_1}$, sin embargo, queremos conocer el comportamiento de la sección eficaz como función de la masa del candidato a DM. Considerando los parámetros de la Tabla 4.2 con $g_1 = 0.029$, $g_2 = 0.13$ y $\lambda_2 = 1.5$. Calculamos la sección eficaz para el intervalo $52 \text{ GeV} \leq m_{DM} \leq 90 \text{ GeV}$ con saltos de 2 GeV, la gráfica de estos puntos se presenta en la Figura 5.5.

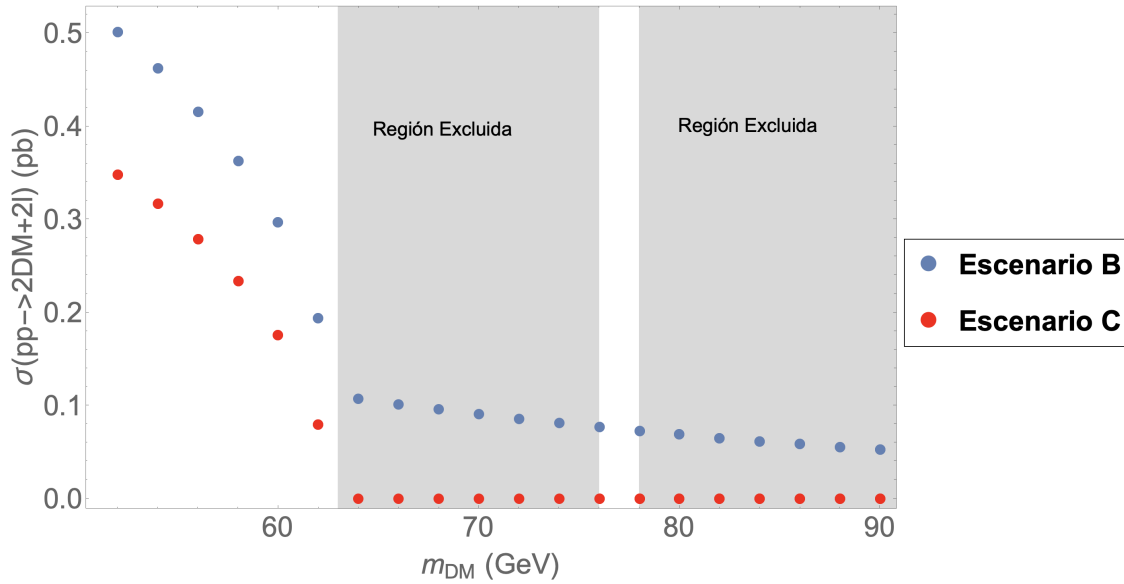


Figura 5.5: Gráfica de la sección eficaz del proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$ como función de m_{DM} , los puntos azules representan el escenario B y los rojos el C, mientras que la zona gris está descartada.

En la gráfica de la figura 5.5 no se hace la distinción entre la sección eficaz de $pp \rightarrow 2l + 2H_1$ y $pp \rightarrow 2l + 2A_1$ pues al ser degenerada la masa de los candidatos a DM, sus secciones eficaces coinciden. Vemos que para los escenarios B y C la sección eficaz tiene un comportamiento similar, pues ambas son decrecientes. Sin embargo el valor numérico es diferente y las gráficas para ambos escenarios se van acercando conforme m_{DM} es mayor.

Por otro lado, ya se mencionó la dependencia Δ_n , así que también es de nuestro interés como es el comportamiento en la sección eficaz del proceso en función de Δ_n . Tomando el mismo valor de los parámetros usados para la gráfica 5.5, graficamos la sección eficaz en el intervalo $10 \text{ GeV} \leq \Delta_n \leq 90 \text{ GeV}$ con saltos de 10 GeV por punto. Cabe aclarar, que al variar Δ_n este desde luego no coincide con el que se fijó al definir los escenarios. Por ello, al referirnos al escenario B o C, se entiende que todos los demás parámetros de la Tabla 4.2 se mantienen como se definieron, salvo Δ_n .

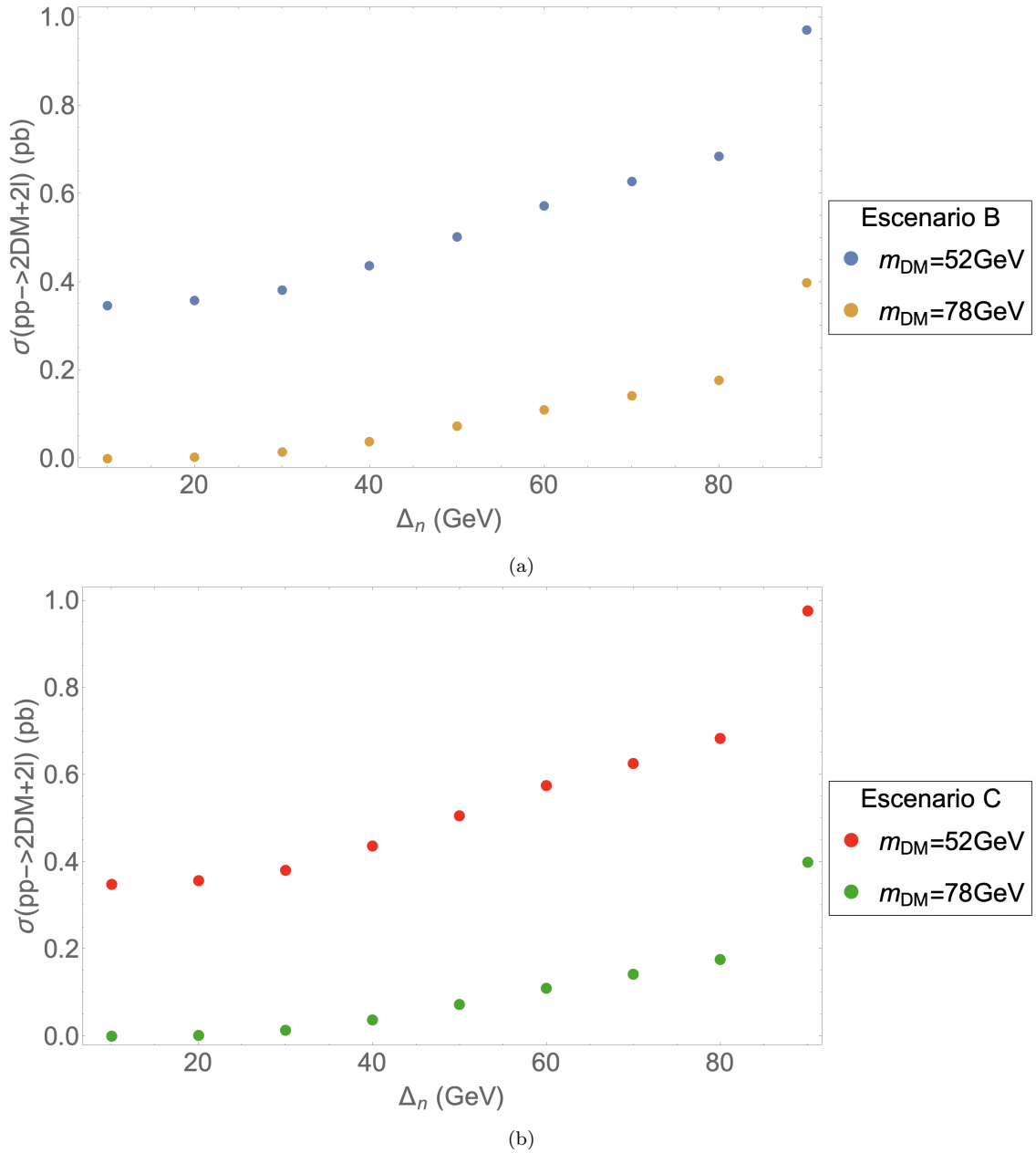


Figura 5.6: Sección eficaz como función de Δ_n del proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$. Para los puntos azules y rojos se mantuvo m_{DM} fija con $m_{DM} = 52$ GeV, mientras que para los puntos amarillos y verdes con $m_{DM} = 78$ GeV. La imagen superior presenta el escenario B y la inferior el C.

A diferencia de la Figura 5.5, el Escenario B y el Escenario C son prácticamente iguales. Por otro lado, comparando las gráficas con $m_{H_1} = 52$ GeV y $m_{H_1} = 78$ GeV (en ambos escenarios), ambas son crecientes y con un comportamiento similar pero con una notable diferencia en el valor numérico.

5.4. El subproceso $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$

Resulta útil conocer cuáles son los diagramas de la figura 5.4 que más contribuyen a la sección eficaz. De la tabla 5.2, esperamos que el primer diagrama sea el que más contribuya, pues $g_{ZH_1H_2}$ es mucho mayor que $g_{ZZH_1H_2}$ y un orden de magnitud mayor a g_1 . Para verificar esto, repetimos la gráfica de la Figura 5.5 pero ahora para el proceso $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$ (pues este proceso implementado en MadGraph nos descarta los otros dos diagramas)

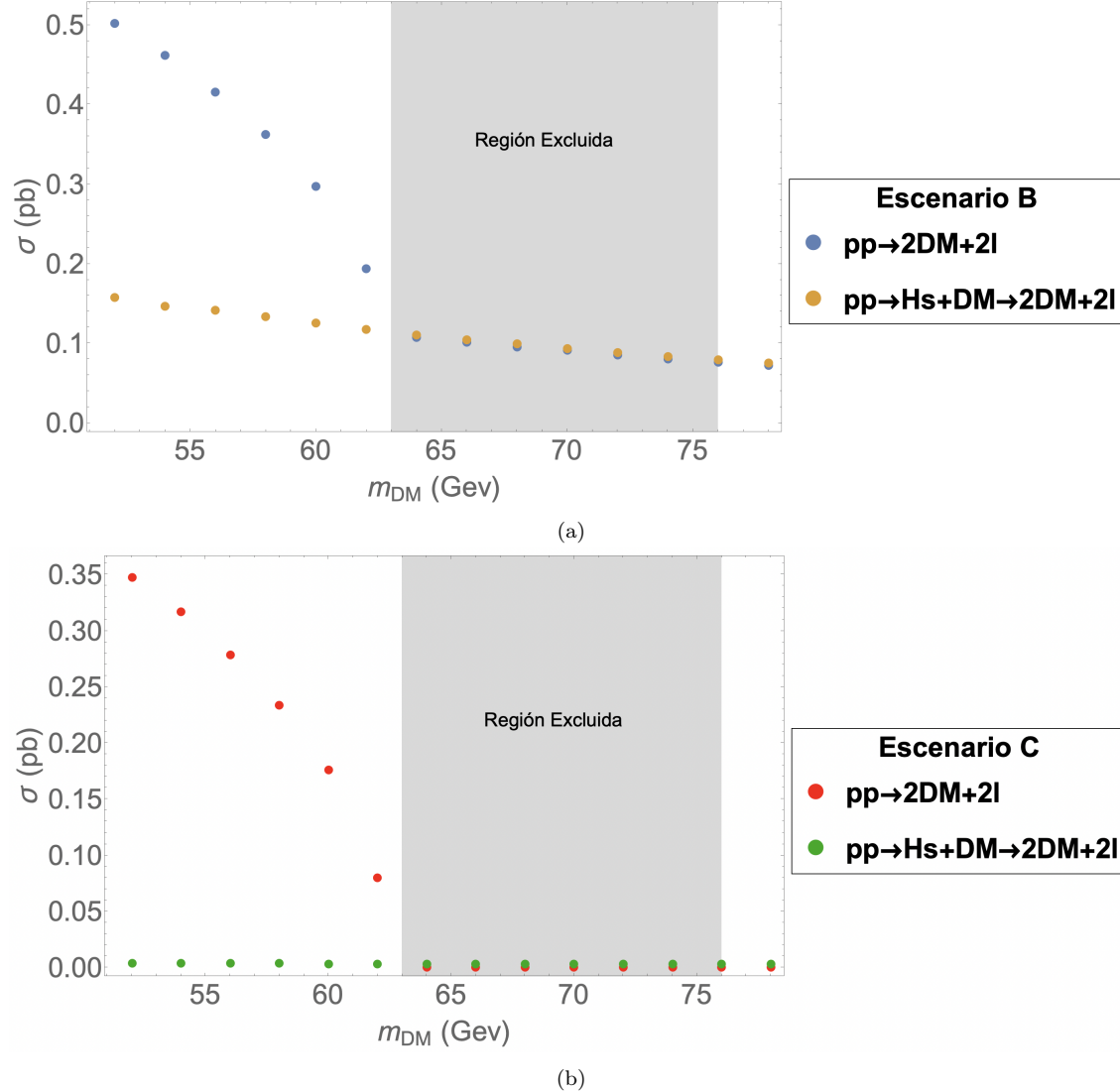


Figura 5.7: Comparación de la sección eficaz de los subprocessos $pp \rightarrow 2l + 2DM$ y $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$ como función de la masa de DM. La imagen superior presenta el escenario B y la inferior el C.

En la Figura 5.7 notamos que en el escenario B la contribución del subprocesso $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$ es bastante importante en el intervalo $52 \text{ GeV} \leq m_{DM} \leq 62 \text{ GeV}$, siendo mayor la contribución conforme m_{DM} crece. Más aún, en el intervalo $62 \text{ GeV} \leq m_{DM} \leq 78 \text{ GeV}$ podemos decir que la contribución de la sección eficaz prácticamente solo proviene del proceso $pp \rightarrow Hs \rightarrow 2l + 2DM$. En el escenario C vemos un comportamiento similar, pero sin una contribución tan grande en la región $52 \text{ GeV} \leq m_{DM} \leq 60 \text{ GeV}$. Esto se debe a que el

primer diagrama es proporcional a Δ_n y el tercero a $m_h - m_{DM}$. Para las regiones donde la contribución no es total se tiene $\Delta_n < m_h - m_{DM}$, mientras que para las regiones donde la contribución es total $\Delta_n > m_h - m_{DM}$, siendo esto más notorio en el escenario C ya que $\Delta_n = 10$ GeV.

Siguiendo lo hecho anteriormente, estudiamos como se comparan las secciones eficaces como función de Δ_n .

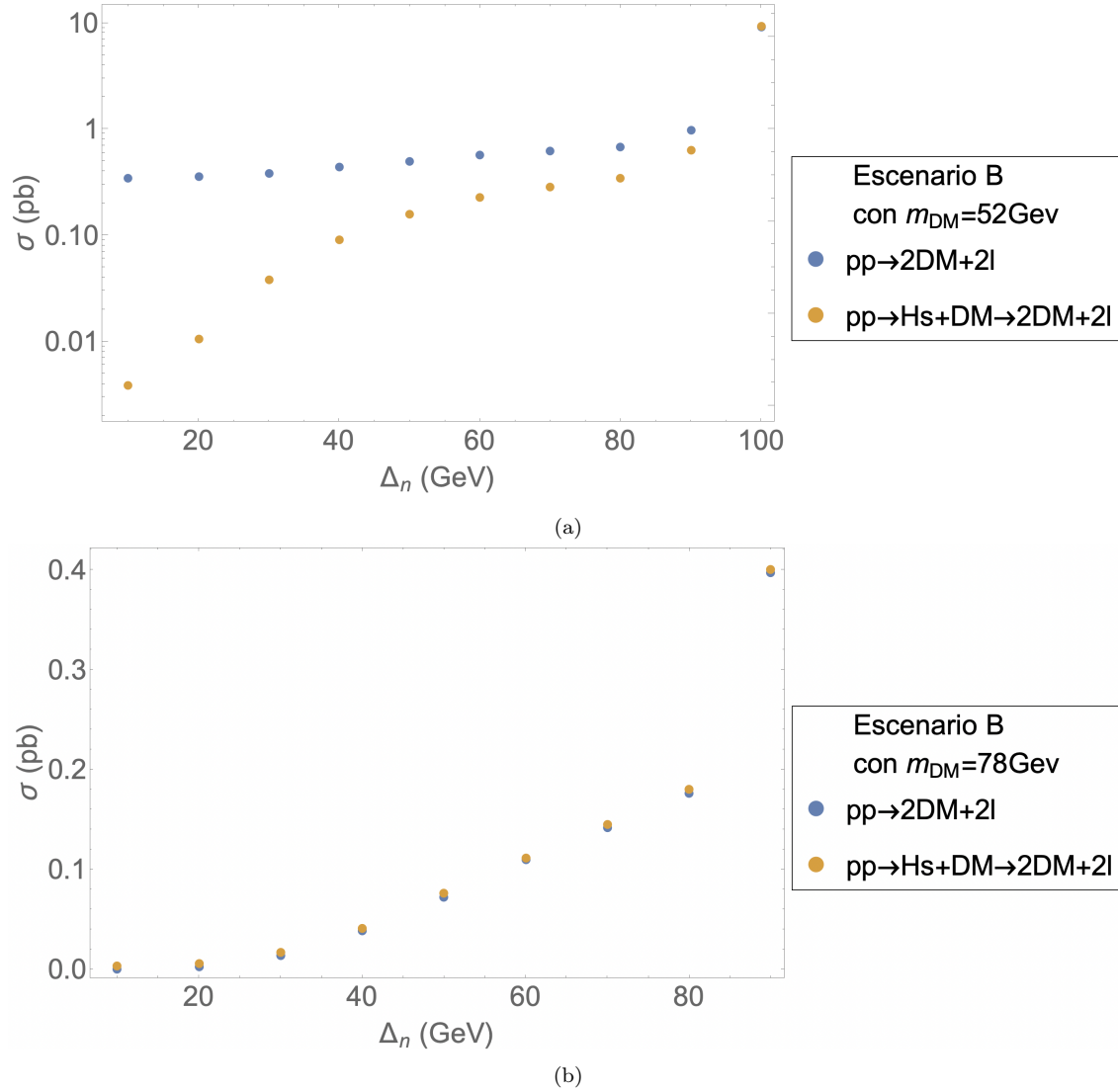


Figura 5.8: Comparación de la sección eficaz de los procesos $pp \rightarrow 2l + 2DM$ y $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$ como función de Δ_n en el escenario B. Para la gráfica superior se mantuvo $m_{DM} = 52$ GeV, se agregó escala logarítmica y un punto extra para su mejor comparación y apreciar el comportamiento de ambas gráficas a Δ_n grande. Para la inferior se fijó $m_{DM} = 78$ GeV

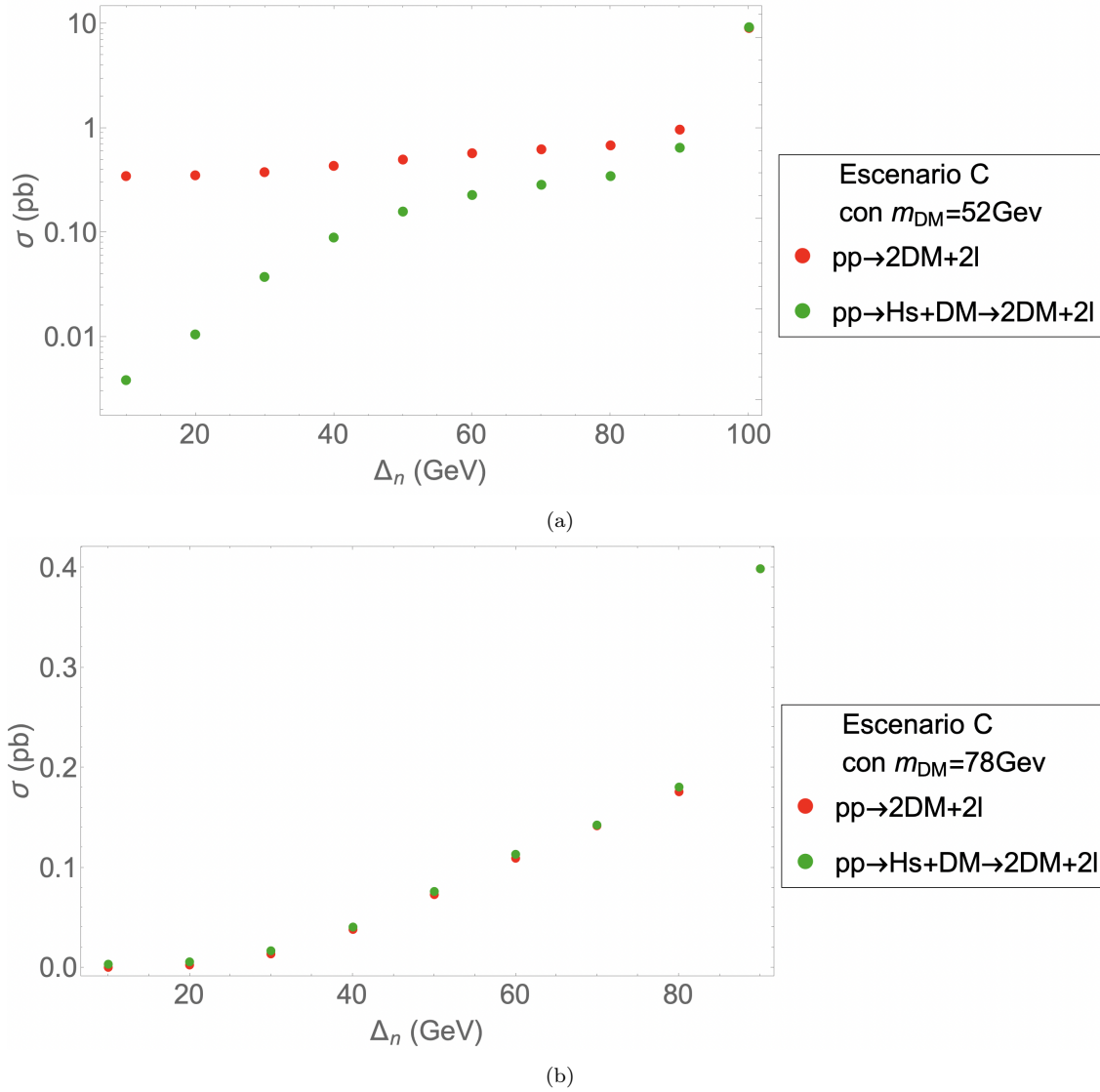


Figura 5.9: Esta figura es análoga a la Figura 5.8 pero se estudia el Escenario C

De nuevo, el escenario B y el C son prácticamente iguales, esto significa que la sección eficaz no depende de Δ_c ni de δ_c (que para las Figuras 5.8 y 5.9 son la única diferencia entre los escenarios), por lo tanto son parámetros redundantes. Para $m_{DM} = 78$ GeV, la contribución del $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$ a la sección eficaz es prácticamente total. Como era de esperarse, para $m_{DM} = 56$ la contribución es significativa pero no total, incluso notamos que ambas secciones eficaces para ambos procesos se van acercando conforme Δ_n crece (para hacer notar esto se agregó el punto $m_{DM} = 100$ GeV y se usó escala logarítmica en las Figuras 5.8(a) y 5.9(a)), comprobando que a $\Delta_n > m_h - m_{DM}$ la contribución de $pp \rightarrow Hs \rightarrow 2l + 2DM$ es mayor.

5.5. Número de eventos

Como un último resultado, tomando una luminosidad de $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ y utilizando los datos obtenidos de la sección eficaz, obtenemos el número de eventos del proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$.

m_{DM}	$\sigma \times L = \text{Número de Eventos}$	
	Escenario B	Escenario C
52 GeV	5.019×10^4	3.479×10^4
56 GeV	4.161×10^4	2.789×10^4
58 GeV	3.629×10^4	2.338×10^4
62 GeV	1.937×10^4	7.999×10^3
78 GeV	7.28×10^3	15

Tabla 5.3: Número de eventos del proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$, considerando los parámetros de la Tabla 4.2 con $g_1 = 0.029$, $g_2 = 0.13$ y $\lambda_2 = 1.5$.

Para ambos escenarios obtenemos un número de eventos importante y del mismo orden para $m_{DM} = 52 \text{ GeV}$, 56 GeV , 58 GeV . Caso contrario para $m_{DM} = 78 \text{ GeV}$, que el número de eventos es mucho mayor para el escenario B. La gran diferencia en el número de eventos, se debe a que se descartaron todos los puntos entre $m_{DM} = 63 \text{ GeV}$ y $m_{DM} = 76 \text{ GeV}$, pues no satisfacen las restricciones experimentales

Capítulo 6

Conclusiones

En esta tesis hemos estudiado el modelo inerte de tres dobletes de Higgs I(2+1)HDM simétrico bajo el grupo cíclico Z_3 , siendo este un modelo viable contra las restricciones teóricas y experimentales presentadas en la sección 4.1.2. Esta simetría protege a las partículas H_1 y A_1 de decaer a otras del SM, dándonos como resultado dos candidatos de DM con masa degenerada. Basándonos en las constricciones teóricas y experimentales mencionadas en la Sección 4.1.2 hemos analizado el espacio de parámetros del modelo, finalmente logrando restringirlos a intervalos que no violan estas restricciones. Con el fin de la producción de DM, hemos estudiado el proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$ que tiene como estado final la señal experimental $\cancel{E}_T + 2l$. Obtuvimos una sección eficaz con un valor importante, cuyo valor decrece conforme m_{DM} es mayor y crece cuando $\Delta_n = m_{H_2} - m_{H_1}$ incrementa. La sección eficaz obtenida genera un número importante de eventos del orden de 10^4 para ambos escenarios, siendo el Escenario B el que mayor números de eventos presenta. Además, se logró identificar el subproceso $pp \rightarrow Hs \rightarrow 2l + 2DM$ como el mayor contribuyente a la sección eficaz. En conclusión, el modelo I(2+1)HDM simétrico bajo Z_3 nos provee de dos candidatos de DM y con el proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$ se puede tener una señal importante para ser analizada en el LHC para la detección indirecta de DM que el . Se prevee un estudio más detallado haciendo un análisis con el posible fondo de QCD y estudiando la distribución de la energía transversal perdida.

Apéndice A

Análisis de los parámetros

En este apéndice se detalla cómo se realizó el escaneo de los parámetros de las Sección 5.1. Los parámetros escaneados están dados por las ecuaciones (4.41 - 4.45), las cuales reescribimos a continuación:

$$\lambda_{23} = \frac{1}{v^2}(g_1 v^2 + g_2 v^2 - 2m_{H_1}^2 + 2m_{H_2^\pm}^2), \quad (\text{A.1})$$

$$\lambda_{31} = \frac{1}{v^2}(g_1 v^2 - g_2 v^2 + 2m_{H_1^\pm}^2 - 2m_{H_1}^2), \quad (\text{A.2})$$

$$\lambda'_{23} = \frac{1}{v^2}(m_{H_1}^2 - 2m_{H_2^\pm}^2 + m_{H_2}^2), \quad (\text{A.3})$$

$$\lambda'_{31} = \frac{1}{v^2}(m_{H_1}^2 - 2m_{H_1^\pm}^2 + m_{H_2}^2), \quad (\text{A.4})$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{v^2}(m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2). \quad (\text{A.5})$$

Estos parámetros los escribiremos en términos de g_1 , g_2 y m_{H_1} que son cantidades ya restringidas, de esta forma, podremos restringir los posibles valores de estos parámetros. De la notación definida por (4.46), obtenemos

$$m_{H_2} = m_{H_1} + \Delta_n, \quad (\text{A.6})$$

$$m_{H_1^\pm} = m_{H_1} + \Delta_c, \quad (\text{A.7})$$

$$m_{H_2^\pm} = m_{H_1^\pm} + \delta_c. \quad (\text{A.8})$$

Empezando por λ_3 , sustituyendo en (A.6) en (A.5)

$$\begin{aligned} \lambda_3 &= \frac{1}{v^2} (m_{H_1}^2 - (m_{H_1} + \Delta_n)^2) = \frac{1}{v^2} (m_{H_1}^2 - m_{H_1}^2 - 2m_{H_1}\Delta_n - \Delta_n^2) \\ &\therefore \lambda_3 = -\frac{1}{v^2} (2m_{H_1}\Delta_n + \Delta_n^2). \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Procedemos de manera similar para λ'_{31} sustituyendo (A.6) y (A.7) en (A.4)

$$\begin{aligned} \lambda'_{31} &= \frac{1}{v^2} (m_{H_1}^2 - 2(m_{H_1} + \Delta_c)^2 + (m_{H_1} + \Delta_n)^2) \\ &= \frac{1}{v^2} (m_{H_1}^2 - 2(m_{H_1}^2 + 2m_{H_1}\Delta_c + \Delta_c^2) + m_{H_1}^2 + 2m_{H_1}\Delta_n + \Delta_n^2) \\ &= \frac{1}{v^2} (-4m_{H_1}\Delta_c - 2\Delta_c^2 + 2m_{H_1}\Delta_n + \Delta_n^2) \end{aligned}$$

$$\therefore \lambda'_{31} = \frac{1}{v^2} (2m_{H_1}(\Delta_n - 2\Delta_c) + \Delta_n^2 - 2\Delta_c^2). \quad (\text{A.10})$$

Para λ'_{23} necesitamos expresión para $m_{H_2^\pm}$. Sustituyendo (A.7) en (A.8) obtenemos la expresión deseada

$$m_{H_2^\pm} = m_{H_1} + \Delta_c + \delta_c, \quad (\text{A.11})$$

Sustituyendo (A.11) en (A.3)

$$\begin{aligned} \lambda'_{23} &= \frac{1}{v^2} (m_{H_1}^2 - 2(m_{H_1} + \Delta_c + \delta_c)^2 + (m_{H_1} + \Delta_n)^2) \\ &= \frac{1}{v^2} (m_{H_1}^2 - 2(m_{H_1}^2 + 2m_{H_1}(\Delta_c + \delta_c) + (\Delta_c + \delta_c)^2) + m_{H_1}^2 + 2m_{H_1}\Delta_n + \Delta_n^2) \\ &= \frac{1}{v^2} (-4m_{H_1}(\Delta_c + \delta_c) - 2(\Delta_c + \delta_c)^2 + 2m_{H_1}\Delta_n + \Delta_n^2) \\ \therefore \lambda'_{23} &= \frac{1}{v^2} (2m_{H_1}(\Delta_n - 2(\Delta_c + \delta_c)) + \Delta_n^2 - 2(\Delta_c + \delta_c)^2). \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Seguimos con λ_{31} sustituyendo (A.7) en (A.2)

$$\begin{aligned} \lambda_{31} &= \frac{1}{v^2} (g_1v^2 - g_2v^2 + 2(m_{H_1} + \Delta_c)^2 - 2m_{H_1}^2) \\ &= \frac{1}{v^2} (g_1v^2 - g_2v^2 + 2m_{H_1}^2 + 4m_{H_1}\Delta_c + 2\Delta_c^2 - 2m_{H_1}^2) \\ \therefore \lambda_{31} &= \frac{1}{v^2} (g_1v^2 - g_2v^2 + 4m_{H_1}\Delta_c + 2\Delta_c^2). \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Por último λ_{23} sustituyendo (A.11) en (A.1)

$$\begin{aligned} \lambda_{23} &= \frac{1}{v^2} (g_1v^2 + g_2v^2 - 2m_{H_1}^2 + 2(m_{H_1} + \Delta_c + \delta_c)^2) \\ &= \frac{1}{v^2} (g_1v^2 + g_2v^2 - 2m_{H_1}^2 + 2m_{H_1}^2 + 4m_{H_1}(\Delta_c + \delta_c) + 2(\Delta_c + \delta_c)^2) \\ \therefore \lambda_{23} &= \frac{1}{v^2} (g_1v^2 + g_2v^2 + 4m_{H_1}(\Delta_c + \delta_c) + 2(\Delta_c + \delta_c)^2). \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

En resumen, las ecuaciones (A.1-A.5) en términos de g_1, g_2 y m_{H_1} son

$$\lambda_{23} = \frac{1}{v^2} (g_1v^2 + g_2v^2 + 4m_{H_1}(\Delta_c + \delta_c) + 2(\Delta_c + \delta_c)^2), \quad (\text{A.14})$$

$$\lambda_{31} = \frac{1}{v^2} (g_1v^2 - g_2v^2 + 4m_{H_1}\Delta_c + 2\Delta_c^2), \quad (\text{A.13})$$

$$\lambda'_{23} = \frac{1}{v^2} (2m_{H_1}(\Delta_n - 2(\Delta_c + \delta_c)) + \Delta_n^2 - 2(\Delta_c + \delta_c)^2), \quad (\text{A.15})$$

$$\lambda'_{23} = \frac{1}{v^2} (2m_{H_1}(\Delta_n - 2(\Delta_c + \delta_c)) + \Delta_n^2 - 2(\Delta_c + \delta_c)^2), \quad (\text{A.12})$$

$$\lambda'_{31} = \frac{1}{v^2} (2m_{H_1}(\Delta_n - 2\Delta_c) + \Delta_n^2 - 2\Delta_c^2). \quad (\text{A.10})$$

Estas fueron las ecuaciones utilizadas para obtener las Figuras 5.1, 5.2 y 5.3, las cuales fueron hechas utilizando Mathematica.

Apéndice B

Cálculo de la Sección Eficáz

Para el cálculo de la sección eficaz se utilizó el programa MadgGraph, para el cual se implementó programa del modelo proporcionado por el Dr. Jaime Hernández Sánchez. Después de la implementación del programa se generó el proceso $pp \rightarrow 2l + 2DM$ con el siguiente comando:

```
generate p p > z > ~h1 ~h1 l+ l- / e+ mu+ u d c s a
```

Con esto se genera el proceso deseado y se descartan diagramas a orden de un lazo y con puntos internos proporcionales a la masa de los fermiones. Después de exportar (`output RESULTADOS`), se desplegó el proceso (`launch RESULTADOS`) y se modificaron manualmente los parámetros deseados en `param_card.dat`. Esto se repitió para cada punto de las Figuras 5.5 y 5.6, en particular los parámetros modificados fueron m_{H_1} , m_{A_1} , Δ_n , Δ_c y δ_c . Así, por ejemplo, para el escenario C y con $m_{DM} = 52$ GeV y $\Delta_n = 100$ GeV tenemos

```
...
21 5.200000e+01 # m_h1
22 5.200000e+01 # m_a1
23 1.000000e+02 # deltan
24 5.000000e+01 # deltac
25 1.000000e+00 # delc
...
```

lo cual nos da como sección eficaz

```
Cross-section : 9.242 +- 0.02806 pb
```

El proceso $pp \rightarrow Hs + DM \rightarrow 2l + 2DM$, se generó con

```
generate p p > ~A2 > ~h1 ~h1 l+ l- / e+ mu+ u d c s a
```

Después, se siguió un procedimiento análogo al anterior para cada punto de las Figuras 5.7-5.9. Si se desea saber los resultados numéricos de las Figuras 5.5-5.9, estos se presentan en los siguientes de códigos de Mathematica:

Figura 5.5:

```

d = List[{52, 0.5019}, {54, 0.4626}, {56, 0.4161}, {58, 0.3629}, {60, 0.2974}
, {62, 0.1937}, {64, 0.1073}, {66, 0.1016}, {68, 0.09605}, {70, 0.09132}
,{72, 0.08619}, {74, 0.08114}, {76, 0.07682}, {78, 0.0728}, {80, 0.06911}
,{82, 0.06531}, {84, 0.06167}, {86, 0.05877}, {88, 0.05573}, {90, 0.05314}];
c = List[{52, 0.3479}, {54, 0.3169}, {56, 0.2789}, {58, 0.2338}, {60, 0.1763}
, {62, 0.07999}, {64, 0.0002724}, {66, 0.000239}, {68, 0.0002173}
, {70, 0.0002005}, {72, 0.000188}, {74, 0.0001764}, {76, 0.0001664}
, {78, 0.0001567}, {80, 0.0001472}, {82, 0.0001398}, {84, 0.0001331}
, {86, 0.0001253}, {88, 0.0001194}, {90, 0.0001135}];
g = ListPlot[{d, c}, Frame -> True, FrameLabel -> {"!\(\(*SubscriptBox[\(m\),
\(\Delta\)]\) (GeV)", "\[Sigma](pp->2DM+2l)(pb)"} , PlotStyle -> {Default, Red},
PlotLegends -> PointLegend[{"Escenario B", "Escenario C"},
LegendMarkerSize -> {40, 40}, LegendFunction -> Framed], LabelStyle -> 35];
h = ListPlot[{d, c}, PlotStyle -> {Default, Red}];
e = Graphics[{LightGray, Rectangle[{63, -1}, {76, 1}]}];
Show[g, e, h, Prolog -> {LightGray, Rectangle[{78, -1}, {100, 2}]}]

```

Figura 5.6(a):

```

d = List[{10, 0.3472}, {20, 0.3574}, {30, 0.3813}, {40, 0.4377}, {50, 0.5019},
{60, 0.5734}, {70, 0.6287}, {80, 0.6849}, {90, 0.971}];
c = List[{10, 0.0001563}, {20, 0.002533}, {30, 0.01393}, {40, 0.03832},
{50, 0.07257}, {60, 0.1096}, {70, 0.1416}, {80, 0.1765}, {90, 0.3976}];
ListPlot[{d, c}, PlotRange -> All, Frame -> True, FrameLabel ->
{"!\(\(*SubscriptBox[\(\[CapitalDelta]\), \ \(n\)]\) (GeV)", "\[Sigma]
(pp->2DM+2l)(pb)"} , PlotLegends -> PointLegend[{"!\(\(*SubscriptBox[\(m\),
\(\Delta\)]\) =52GeV", "\!\(\(*SubscriptBox[\(m\), \(\Delta\)]\) =78GeV"} ,
LegendMarkerSize -> {40, 40}, LegendLabel -> "Escenario B",
LegendFunction -> Framed], LabelStyle -> 35]

```

Figura 5.6(b):

```

d = List[{10, 0.3479}, {20, 0.3565}, {30, 0.3806}, {40, 0.4359}, {50, 0.5063},
{60, 0.5754}, {70, 0.6255}, {80, 0.6831}, {90, 0.9769}];
c = List[{10, 0.0001567}, {20, 0.002544}, {30, 0.01385}, {40, 0.03802},
{50, 0.07299}, {60, 0.1098}, {70, 0.1419}, {80, 0.1763}, {90, 0.3992}];
ListPlot[{d, c}, PlotRange -> All, Frame -> True, FrameLabel ->
{"!\(\(*SubscriptBox[\(\[CapitalDelta]\), \ \(n\)]\) (GeV)", "\[Sigma]
(pp->2DM+2l)(pb)"} , PlotStyle -> {Red, Darker[Green]}, PlotLegends ->
PointLegend[{"!\(\(*SubscriptBox[\(m\), \(\Delta\)]\) =52GeV",
"\!\(\(*SubscriptBox[\(m\), \(\Delta\)]\) =78GeV"} , LegendMarkerSize -> {40, 40},
LegendLabel -> "Escenario C", LegendFunction -> Framed], LabelStyle -> 35]

```

Figura 5.7(a):

```
d = List[{52, 0.5019}, {54, 0.4626}, {56, 0.4161}, {58, 0.3629}, {60, 0.2974},
  {62, 0.1937}, {64, 0.1073}, {66, 0.1016}, {68, 0.09605}, {70, 0.09132},
  {72, 0.08619}, {74, 0.08114}, {76, 0.07682}, {78, 0.0728}];
c = List[{52, 0.1583}, {54, 0.1473}, {56, 0.1415}, {58, 0.1339}, {60, 0.1255},
  {62, 0.1182}, {64, 0.1103}, {66, 0.1046}, {68, 0.09932}, {70, 0.09345},
  {72, 0.08881}, {74, 0.08357}, {76, 0.08011}, {78, 0.07616}];
ListPlot[{d, c}, Frame -> True, FrameLabel -> {"!\(\(*SubscriptBox[\(m\),
  \(\text{DM}\)]\) (GeV)", "\[Sigma] (pb)"}, Prolog -> {LightGray, Rectangle[{63, -1},
  {76, 2}]}], PlotLegends -> PointLegend[{"pp\[\[RightArrow]2DM+21",
  "pp\[\[RightArrow]Hs\[\[RightArrow]2DM+21"}], LegendLabel -> "Escenario B",
  LegendMarkerSize -> {40, 40}, LegendFunction -> Framed], LabelStyle -> 35]
```

Figura 5.7(b):

```
d = List[{52, 0.3479}, {54, 0.3169}, {56, 0.2789}, {58, 0.2338}, {60, 0.1763},
  {62, 0.07999}, {64, 0.0002709}, {66, 0.0002386}, {68, 0.0002198},
  {70, 0.0002019}, {72, 0.000188}, {74, 0.0001759}, {76, 0.0001664},
  {78, 0.0001567}];
c = List[{52, 0.00384}, {54, 0.003802}, {56, 0.003752}, {58, 0.0037},
  {60, 0.003632}, {62, 0.003608}, {64, 0.00356}, {66, 0.003508},
  {68, 0.003482}, {70, 0.003426}, {72, 0.003376}, {74, 0.00354},
  {76, 0.00329}, {78, 0.003263}];
ListPlot[{d, c}, Frame -> True, FrameLabel -> {"!\(\(*SubscriptBox[\(m\),
  \(\text{DM}\)]\) (GeV)", "\[Sigma] (pb)"}, Prolog -> {LightGray, Rectangle[{63, -1},
  {76, 2}]}], PlotStyle -> {Red, Darker[Green]}, PlotLegends ->
  PointLegend[{"pp\[\[RightArrow]2DM+21", "pp\[\[RightArrow]Hs\[\[RightArrow]2DM+21"}],
  LegendLabel -> "Escenario C", LegendMarkerSize -> {40, 40}, LegendFunction ->
  Framed], LabelStyle -> 35]
```

Figura 5.8(a)

```
d = List[{10, 0.3472}, {20, 0.3574}, {30, 0.3813}, {40, 0.4377}, {50, 0.5019},
  {60, 0.5734}, {70, 0.6287}, {80, 0.6849}, {90, 0.971}, {100, 9.229}];
c = List[{10, 0.003851}, {20, 0.01064}, {30, 0.03819}, {40, 0.09053},
  {50, .1598}, {60, 0.2271}, {70, 0.2881}, {80, 0.3472}, {90, 0.6368},
  {100, 9.41}];
ListLogPlot[{d, c}, PlotRange -> All, Frame -> True, FrameLabel ->
  {"!\(\(*SubscriptBox[\(\[CapitalDelta]\), \(\text{n}\)]\) (GeV)", "\[Sigma] (pb)"},
  PlotLegends -> PointLegend[{"pp\[\[RightArrow]2DM+21",
  "pp\[\[RightArrow]Hs\[\[RightArrow]2DM+21"}], LegendMarkerSize -> {40, 40},
  LegendLabel -> Column[{"Escenario B", "con \!\(\(*SubscriptBox[\(m\),
  \(\text{DM}\)]\) = 52 GeV"}], LegendFunction -> Framed], LabelStyle -> 35]
```

Figura 5.8(b)

```
d = List[{10, 0.0001563}, {20, 0.002533}, {30, 0.01393}, {40, 0.03832}
, {50, 0.07257}, {60, 0.1096}, {70, 0.1416}, {80, 0.1765}, {90, 0.3976}];
c = List[{10, 0.003253}, {20, 0.005616}, {30, 0.01716}, {40, 0.04126}
, {50, 0.07638}, {60, 0.1113}, {70, 0.1453}, {80, 0.1803}, {90, 0.4002}];
ListPlot[{d, c}, PlotRange -> All, Frame -> True, FrameLabel ->
{"!\(\(*SubscriptBox[\(\[CapitalDelta]\), \ \ (n\)]\) (GeV)", "\[Sigma] (pb)",
PlotLegends -> PointLegend[{"pp\[\[RightArrow]2DM+2l",
"pp\[\[RightArrow]Hs\[\[RightArrow]2DM+2l"}], LegendMarkerSize -> {40, 40},
LegendLabel -> Column[{"Escenario B", "con \!\(\(*SubscriptBox[\(\(m\),
\ (DM\)]\) = 78Gev"}], LegendFunction -> Framed], LabelStyle -> 35]
```

Figura 5.9(a)

```
d = List[{10, 0.3479}, {20, 0.3565}, {30, 0.3806}, {40, 0.4359}, {50, 0.5063}
, {60, 0.5754}, {70, 0.6255}, {80, 0.6831}, {90, 0.9769}, {100, 9.242}];
c = List[{10, 0.003859}, {20, 0.01057}, {30, 0.03799}, {40, 0.09057}
, {50, 0.1594}, {60, 0.2295}, {70, 0.2874}, {80, 0.346}, {90, 0.6468}
, {100, 9.407}];
ListLogPlot[{d, c}, PlotRange -> All, Frame -> True, FrameLabel ->
{"!\(\(*SubscriptBox[\(\[CapitalDelta]\), \ \ (n\)]\) (GeV)", "\[Sigma] (pb)",
PlotStyle -> {Red, Darker[Green]}, PlotLegends ->
PointLegend[{"pp\[\[RightArrow]2DM+2l", "pp\[\[RightArrow]Hs\[\[RightArrow]2DM+2l"}],
LegendMarkerSize -> {40, 40}, LegendLabel -> Column[{"Escenario C", "con
!\(\(*SubscriptBox[\(\(m\), \ (DM\)]\) = 52Gev"}], LegendFunction -> Framed],
LabelStyle -> 35]
```

Figura 5.9 (b)

```
d = List[{10, 0.0001567}, {20, 0.002544}, {30, 0.01385}, {40, 0.03802}
, {50, 0.07299}, {60, 0.1098}, {70, 0.1419}, {80, 0.1763}, {90, 0.3992}];
c = List[{10, 0.003262}, {20, 0.005546}, {30, 0.01688}, {40, 0.04089}
, {50, 0.07643}, {60, 0.1134}, {70, 0.1431}, {80, 0.1807}, {90, 0.3988}];
ListPlot[{d, c}, PlotRange -> All, Frame -> True, FrameLabel ->
{"!\(\(*SubscriptBox[\(\[CapitalDelta]\), \ \ (n\)]\) (GeV)", "\[Sigma] (pb)",
PlotStyle -> {Red, Darker[Green]}, PlotLegends ->
PointLegend[{"pp\[\[RightArrow]2DM+2l", "pp\[\[RightArrow]Hs\[\[RightArrow]2DM+2l"}],
LegendMarkerSize -> {40, 40}, LegendLabel -> Column[{"Escenario C",
"con \!\(\(*SubscriptBox[\(\(m\), \ (DM\)]\) = 78Gev"}], LegendFunction -> Framed],
LabelStyle -> 35]
```

Bibliografía

- [1] L. Bergstrom, “Dark Matter Evidence, Particle Physics Candidates and Detection Methods,” *Annalen Phys.* **524**, 479-496 (2012) doi:10.1002/andp.201200116 [arXiv:1205.4882 [astro-ph.HE]].
- [2] S. Arrenberg, H. Baer, V. Barger, L. Baudis, D. Bauer, J. Buckley, M. Cahill-Rowley, R. Cotta, A. Drlica-Wagner and J. L. Feng, *et al.* “Working Group Report: Dark Matter Complementarity,” [arXiv:1310.8621 [hep-ph]].
- [3] G. Arcadi, M. Dutra, P. Ghosh, M. Lindner, Y. Mambrini, M. Pierre, S. Profumo and F. S. Queiroz, “The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints,” *Eur. Phys. J. C* **78**, no.3, 203 (2018) doi:10.1140/epjc/s10052-018-5662-y [arXiv:1703.07364 [hep-ph]].
- [4] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, “Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints,” *Phys. Rept.* **405**, 279-390 (2005) doi:10.1016/j.physrep.2004.08.031 [arXiv:hep-ph/0404175 [hep-ph]].
- [5] Tim M. P. Tait. Dark matter candidates: status and perspectives. *PoS, ICRC2015: 005*, 2016.
- [6] P. A. R. Ade *et al.* [Planck], “Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters,” *Astron. Astrophys.* **571**, A16 (2014) doi:10.1051/0004-6361/201321591 [arXiv:1303.5076 [astro-ph.CO]].
- [7] C. Giunti and C. W. Kim, “Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics,” Oxford University Press (2007).
- [8] K. Garrett and G. Duda, “Dark Matter: A Primer,” *Adv. Astron.* **2011**, 968283 (2011) doi:10.1155/2011/968283 [arXiv:1006.2483 [hep-ph]].
- [9] Cush. Standard Model of Particle Physics. Wikimedia Commons (2017) Sitio https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles_dark.
- [10] E. A. Herrera Chacón, "Produccion de Bosones de Higgs Neutros en el Futuro Acelerador LHeC", Ms. C. thesis, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas (2019)
- [11] G. Kane, “Modern Elementary Particle Physics Explaining and Extending the Standard Model”. Cambridge University Press (2017) .
- [12] W. N. Cottingham. (2007). *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. United States: Cambridge University Press.
- [13] C. Quigg. “Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interaction,” Westview Press (1997).

- [14] F. R. Villatoro. “Las matemáticas del bosón de Higgs, para las abuelas cansadas de cháchara (Parte I),” *La Ciencia de la Mula Francis* (2012) <https://francis.naukas.com/2012/07/19/las-matematicas-del-boson-de-higgs-para-las-abuelas-cansadas-de-chachara-parte-i/>
- [15]
- [16] N. G. Deshpande and E. Ma, “Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets,” *Phys. Rev. D* **18**, 2574 (1978) doi:10.1103/PhysRevD.18.2574
- [17] D. Rojas Ciofalo, "Dark Matter Hunting in extended Higgs sector", Ps.D. thesis, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Instituto de Física Luis Rivera Terrazas (2018) <https://repositorioinstitucional.buap.mx/handle/20.500.12371/7716>.
- [18] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, “Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models,” *Phys. Rept.* **516**, 1-102 (2012) doi:10.1016/j.physrep.2012.02.002 [arXiv:1106.0034 [hep-ph]].
- [19] Y. L. Wu and L. Wolfenstein, “Sources of CP violation in the two Higgs doublet model,” *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1762-1764 (1994) doi:10.1103/PhysRevLett.73.1762 [arXiv:hep-ph/9409421 [hep-ph]].
- [20] M. Aoki, S. Kanemura, K. Tsumura and K. Yagyu, "Models of Yukawa interaction in the two Higgs doublet model, and their collider phenomenology", *Phys. Rev. D* **80**, 015017 (2009) doi:10.1103/PhysRevD.80.015017 [arXiv:0902.4665 [hep-ph]].
- [21] P. M. Ferreira, L. Lavoura and J. P. Silva, “Renormalization-group constraints on Yukawa alignment in multi-Higgs-doublet models,” *Phys. Lett. B* **688**, 341-344 (2010) doi:10.1016/j.physletb.2010.04.033 [arXiv:1001.2561 [hep-ph]].
- [22] M. Gustafsson, "The Inert Doublet Model and Its Phenomenology", *PoS CHARGED2010*, 030 (2010) doi:10.22323/1.114.0030 [arXiv:1106.1719 [hep-ph]].
- [23] N. Aghanim *et al.* [Planck], “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters,” *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020) [erratum: *Astron. Astrophys.* **652**, C4 (2021)] doi:10.1051/0004-6361/201833910 [arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO]].
- [24] J. Goodman, M. Ibe, A. Rajaraman, W. Shepherd, T. M. P. Tait and H. B. Yu, “Constraints on Dark Matter from Colliders”, *Phys. Rev. D* **82**, 116010 (2010) doi:10.1103/PhysRevD.82.116010 [arXiv:1008.1783 [hep-ph]].
- [25] A. Aranda, D. Hernández-Otero, J. Hernández-Sánchez, V. Keus, S. Moretti, D. Rojas-Ciofalo and T. Shindou, " Z_3 symmetric inert (2+1)-Higgs-doublet model", *Phys. Rev. D* **103**, no.1, 015023 (2021) doi:10.1103/PhysRevD.103.015023 [arXiv:1907.12470 [hep-ph]].
- [26] Q. H. Cao, E. Ma and G. Rajasekaran, “Observing the Dark Scalar Doublet and its Impact on the Standard-Model Higgs Boson at Colliders,” *Phys. Rev. D* **76** (2007) 095011 [arXiv:0708.2939 [hep-ph]].
- [27] E. Lundstrom, M. Gustafsson and J. Edsjo, “The Inert Doublet Model and LEP II Limits,” *Phys. Rev. D* **79** (2009) 035013 [arXiv:0810.3924 [hep-ph]].
- [28] [ATLAS], “Combination of searches for invisible Higgs boson decays with the ATLAS experiment,” ATLAS-CONF-2020-052.
- [29] D. Hernández-Otero, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti and T. Shindou, "The Z_3 soft breaking in the I(2+1)HDM and its probes at present and future colliders", [arXiv:2203.06323 [hep-ph]].