



Universidad Técnica Federico Santa María.  
Departamento de Física.

---

# Mono-Higgs, Mono-Z y Unitariedad en Modelos de Materia Oscura Vectorial

---

**Gonzalo Iván Benítez Irrarázabal**

Profesor Tutor: Dr. Alfonso Raúl Zerwekh Arroyo

Trabajo de tesis presentado en cumplimiento parcial de los requisitos  
para el grado de Magíster en Ciencias, mención física, de la  
Universidad Técnica Federico Santa María.

Marzo, 2023





---

TÍTULO DE LA TESIS:

MONO-HIGGS, MONO-Z Y UNITARIEDAD EN  
MODELOS DE MATERIA OSCURA VECTORIAL

AUTOR:

GONZALO IVÁN BENÍTEZ IRARRÁZABAL

Trabajo de tesis presentado en cumplimiento parcial de los  
requisitos para el grado de Magíster en Ciencias, mención física,  
de la Universidad Técnica Federico Santa María.

COMISIÓN EXAMINADORA:

Dr. Alfonso Zerwekh Arroyo (UTFSM) .....

Dr. Antonio Cárcamo Hernández (UTFSM) .....

Dr. Sergey Kovalenko (UNAB) .....

17 de abril de 2023

---

*“Con tristeza y decisión en el corazón,  
mostramos la voluntad de seguir adelante”.*

***Hiroiyuki Sawano***

---

# Resumen

El primer propósito de este trabajo es explorar la posibilidad de considerar *WIMP's* como Materia Oscura bosónica, utilizando argumentos de violación de unitariedad y omitiendo la aproximación que relaciona la polarización y el momentum de un bosón a altas energías ( $\epsilon_\mu^i \approx p_\mu^i/M_V$ ). Los diferentes procesos más estudiados serán: *scattering* elástico de los compañeros bosónicos que poseen carga, *scattering* elástico de un Bosón de Higgs con un bosón propuesto según el modelo y el *scattering* inelástico de bosones del *SM* hacia el par de compañeros de los propuestos bosones cargados. Esto último, con el objeto de reducir el espacio paramétrico que posee cada modelo generando como consecuencia que cada ejemplar como extensión al Modelo Estándar, sea válida.

En particular se analizarán 3 modelos propuestos con anterioridad a este trabajo, que están basados en el grupo de Gauge  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , de los cuales uno transforma: bajo la representación fundamental, la 5-dimensional y por último, en la representación adjunta de  $SU(2)_L$ . Además, este trío de modelos propuestos interactúa débilmente con los bosones del *SM* y presentan la particularidad de una simetría  $\mathbb{Z}_2$  en el lagrangiano, conllevando a que la componente neutra ( $V^0$ ) sea la más liviana, y así ser un buen candidato a Materia Oscura debido a su estabilidad; adicionalmente este adquiere masa bajo la ruptura espontánea de simetría.

La segunda finalidad es analizar la Producción de Mono-Higgs y Mono- $Z$  acompañados de un par de  $V^0$  en colisiones protón-protón, en el modelo de Isotriplete Minimal que transforma bajo la representación adjunta de  $SU(2)_L$ . Específicamente, se simularán los eventos en aceleradores: *HL-LHC*, *HE-LHC* y *FCC-hh* que están planteados para un futuro. Usando la significancia estadística y la distribución del momentum transversal del Higgs o del  $Z$ , se logra apreciar una mayor posibilidad de observar la producción de Mono-Higgs a medida que se aumenta la energía de centro de masa del acelerador. Mientras, que el Mono- $Z$  es invisible inclusive para el *FCC-hh*.

---

# Abstract

The first purpose of this work is to explore the possibility of consider WIMPs as a bosonic Dark Matter, using unitarity violation as an argument and omitting the approximation that relates polarization and momentum in a spin-1 particle at a high energy level ( $\epsilon_\mu^i \approx p_\mu^i/M_V$ ). The different processes most studied will be: the elastic scattering of the two charged bosonic partners, the elastic scattering with one Higgs boson and one proposed boson according to the model, and the inelastic scattering of SM bosons to one proposed boson-charged pair. The objective is to reduce the parametric space that each model got and make this one valid.

Particularly, will be analyzed three previous proposed models, which are based on the Gauge group:  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , one of this models transforms under: the fundamental representation, the 5-dimensional and the last one, under the adjoint representation of  $SU(2)_L$ . Furthermore, these three proposed models interact weakly with the bosons of the Standard Model and the lagrangian presents a  $\mathbb{Z}_2$  symmetry, implying that the lightest component will be the neutral one ( $V^0$ ), in consequence, would be a good Dark Matter candidate due to its stability. Additionally, this acquires the mass from the Higgs mechanism.

The second propose is analyzes the Mono-Higgs and Mono- $Z$  production with a  $V^0$ -pair in proton-proton collisions, in the Minimal Spin-One Isotriplet Dark Matter model which transform under the adjoint representation of  $SU(2)_L$ . Specifically, I'll simulate events in the accelerators: HL-LHC, HE-LHC and the FCC-hh planned for the future. Using the statistical significance and the transversal momentum distribution of the Higgs or  $Z$ , it is possible to appreciate a more possibilities to observe the production of Mono-Higgs, when the center of mass energy in the accelerator increases. Meanwhile, the Mono- $Z$  is invisible even for the FCC-hh.

---

# Agradecimientos

En primer lugar, me gustaría agradecer de corazón al profesor Alfonso Zerwekh por ser el tutor de este escrito, tener siempre la voluntad de ayudarme ante cualquier duda en cada instante, y también por ser un buen consejero tanto en lo profesional como en la vida. También mencionar al profesor Antonio Cárcamo, por igualmente tener la disposición de responder las preguntas que fueron surgiendo durante el desarrollo de esta tesis.

Aprovecho la oportunidad de también darle gracias a los docentes y a la secretaria que me ayudaron a mi formación como físico y persona a lo largo de estos años: Francisco Peña, Valeria del Campo, Ricardo Henríquez, Eric Suarez, Gorazd Cvetič, Claudio Dib, Loreto Silva y Alfonso Zerwekh por supuesto.

Además destacar a mi familia, tanto a los que están presentes como a los que estuvieron, por siempre darme ánimos y buenos deseos. Al grupo “Dark Matter Hunter”: Paulo y Patricio, por estar dispuestos a resolver dudas de programación y de la física en general, por proporcionar los archivos de FeynRules, y también ser un apoyo indispensable en este transcurso.

Mención sobresaliente a mis amigos de vida oooo: Kano, Tato, Chino y Javivu. A mis *partners* de licenciatura y aventuras, que me acompañaron durante estos largos 7 años: Claudio, Luciano, Pablo, Ankai, Catalina, Toloza y Bastián. A todos ellos por sostener mi sanidad mental desde que los conozco y aprecio, con especial participación en los tiempos de pandemia.

Lo mejor para el final como dicen por ahí, la dedicatoria principal de esta tesis es para mis padres: Alex y Gloria, los pilares fundamentales de mi vida, mi inspiración moral y sobretodo humana para mi crecimiento como persona.

Este trabajo fue posible financieramente gracias a la Beca Magíster USM n°048/2022.



# Índice general

|                                                                                                            |           |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. Modelo Estándar de Partículas (<i>SM</i>)</b>                                                        | <b>1</b>  |
| 1.1. Los Pilares: Grupos en el Modelo Estándar . . . . .                                                   | 1         |
| 1.2. Sector Fuerte en $SU(3)_C$ : Interacción Fuerte . . . . .                                             | 2         |
| 1.3. Sector Electrodébil en $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . . . . .                                             | 3         |
| 1.4. Mecanismo de Englert–Brout–Higgs–Guralnik–Hagen–Kibble . . . . .                                      | 4         |
| 1.5. Algunas Consecuencias del Mecanismo de Higgs . . . . .                                                | 6         |
| 1.6. Resumen de las Partículas del Modelo Estándar . . . . .                                               | 8         |
| <b>2. Más allá del Modelo Estándar: Materia Oscura</b>                                                     | <b>9</b>  |
| 2.1. Evidencias para la Existencia de Materia Oscura . . . . .                                             | 9         |
| 2.2. Propiedades de la Materia Oscura . . . . .                                                            | 13        |
| 2.3. Uno de los Candidatos a <i>DM</i> : <i>WIMP</i> 's . . . . .                                          | 14        |
| <b>3. Unitariedad en Modelos de Materia Oscura Vectorial</b>                                               | <b>15</b> |
| 3.1. Doblete Vectorial de Materia Oscura en la Representación Fundamental de $SU(2)_L$ . . . . .           | 15        |
| 3.1.1. Estructura del Modelo . . . . .                                                                     | 15        |
| 3.1.2. $V_L^+ V_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$ . . . . .                                                     | 16        |
| 3.1.3. $V_L^{1,2} V_L^{1,2} \rightarrow V_L^{1,2} V_L^{1,2}$ . . . . .                                     | 19        |
| 3.1.4. $W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$ . . . . .                                                     | 19        |
| 3.1.5. $Z_L Z_L \rightarrow V_L^+ V_L^-$ . . . . .                                                         | 22        |
| 3.1.6. $\gamma\gamma \rightarrow V_L^+ V_L^-$ . . . . .                                                    | 23        |
| 3.1.7. Resumen del Doblete Vectorial . . . . .                                                             | 24        |
| 3.2. Quintuplete Vectorial: Representación 5-Dimensional bajo $SU(2)_L$ . . . . .                          | 26        |
| 3.2.1. Estructura del Modelo . . . . .                                                                     | 26        |
| 3.2.2. $V_L^{++} V_L^{--} \rightarrow V_L^{++} V_L^{--}$ y $V_L^+ V_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$ . . . . . | 26        |
| 3.2.3. $hV^{\pm, \pm\pm, 0} \rightarrow hV^{\pm, \pm\pm, 0}$ . . . . .                                     | 29        |
| 3.2.4. $W_L^+ W_L^+ \rightarrow V_L^+ V_L^-$ y $W_L^+ W_L^+ \rightarrow V_L^{++} V_L^{--}$ . . . . .       | 33        |
| 3.2.5. Espacio Paramétrico Final . . . . .                                                                 | 36        |
| 3.3. Isotriplete Minimal de Materia Oscura bajo Transformación Adjunta en $SU(2)_L$ . . . . .              | 37        |
| 3.3.1. Estructura del Modelo . . . . .                                                                     | 37        |
| 3.3.2. $V_L^+ V_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$ . . . . .                                                     | 38        |
| 3.3.3. $hV^{\pm, 0} \rightarrow hV^{\pm, 0}$ . . . . .                                                     | 40        |
| 3.3.4. Otras Restricciones Importantes . . . . .                                                           | 41        |

|                                                                                                  |           |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>4. Producción de Mono-Higgs y Mono-Z en VTDM</b>                                              | <b>43</b> |
| 4.1. Aspectos Preliminares . . . . .                                                             | 43        |
| 4.1.1. Características de los Colisionadores a Utilizar . . . . .                                | 43        |
| 4.1.2. Rastro Desaparecido . . . . .                                                             | 44        |
| 4.1.3. Momentum Transversal, <i>Background</i> y el Espacio Paramétrico . . . . .                | 45        |
| 4.2. Producción de Mono-Higgs . . . . .                                                          | 47        |
| 4.2.1. Validez de <i>CalcHEP</i> y el <i>Background</i> . . . . .                                | 47        |
| 4.2.2. Consideraciones Realistas y la Significancia . . . . .                                    | 48        |
| 4.2.3. Optimización de la Significancia . . . . .                                                | 49        |
| 4.2.4. Rol del Momentum Transversal Perdido . . . . .                                            | 52        |
| 4.2.5. Exceso de Eventos . . . . .                                                               | 55        |
| 4.3. Producción de Mono-Z . . . . .                                                              | 56        |
| <b>5. Conclusiones y Proyecciones</b>                                                            | <b>59</b> |
| <b>A. Conceptos previos para Unitariedad</b>                                                     | <b>61</b> |
| A.1. Teorema Óptico . . . . .                                                                    | 61        |
| A.2. Vectores y Polarizaciones . . . . .                                                         | 62        |
| <b>B. Propagador Bosón <i>Spin-1</i> Masivo</b>                                                  | <b>63</b> |
| <b>C. Reglas de Feymann</b>                                                                      | <b>65</b> |
| C.1. Doblete Vectorial . . . . .                                                                 | 65        |
| C.2. Quintuplete Vectorial . . . . .                                                             | 67        |
| C.3. Isotriplete Vectorial . . . . .                                                             | 68        |
| C.4. Modelo Estándar de Partículas . . . . .                                                     | 69        |
| <b>D. Amplitud de <i>Scattering</i> <math>V_L^+ V_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-</math> en VTDM</b> | <b>71</b> |
| <b>Bibliografía</b>                                                                              | <b>76</b> |



# Modelo Estándar de Partículas (*SM*)

Desde mediados del Siglo XX varios científicos comenzaron a desarrollar, lo que es hoy en día, la teoría que describe de manera más exitosa el comportamiento subatómico: “El Modelo Estándar de Partículas” (*The Standard Model - SM*). Esta teoría es capaz de abarcar y explicar 3 de las 4 interacciones fundamentales de la naturaleza que se conocen hasta ahora: La interacción débil, fuerte y el electromagnetismo. El descubrimiento del bosón de Higgs [1, 2] el 4 de Julio del 2012, supuso la última gran confirmación que reafirmaba el éxito de esta teoría. En este capítulo se ejecutará un resumen del esqueleto que sustenta el Modelo Estándar, de qué está compuesto y cómo son las interacciones que ocurren en él; dando un especial enfoque en la interacción Electrodébil. El desarrollo del capítulo se basa en referencia [3].

## 1.1. Los Pilares: Grupos en el Modelo Estándar

El Modelo Estándar de Partículas es una Teoría Cuántica de Campos Relativista y un grupo de Gauge no abeliano, que está bajo el grupo de simetría:  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Aquí,  $C$  representa el color,  $L$  hace alusión a la naturaleza quiral izquierda presente en la interacción débil e  $Y$  simboliza al número cuántico de hipercarga. Los dos últimos grupos están presentes en las interacciones débil y el electromagnetismo, mientras que  $SU(3)_C$  con su carga de color lo están en la interacción fuerte.

| Grupo                     | $SU(3)_C$      | $SU(2)_L$            | $U(1)_Y$     |
|---------------------------|----------------|----------------------|--------------|
| Número de Generadores     | 8              | 3                    | 1            |
| Carga                     | Color          | <i>Isospín</i> Débil | Hipercarga   |
| Campo Representativo      | $G_{\mu\nu}^i$ | $W_{\mu\nu}^i$       | $B_{\mu\nu}$ |
| Constante de Acoplamiento | $g_s = 1.221$  | $g = 0.652$          | $g' = 0.357$ |

CUADRO 1.1: *Propiedades de los Grupos presentes en el Modelo Estándar.*

Al ser un grupo de Gauge no Abeliano, cada tensor de campo que representa a su respectivo grupo (digamos  $F_{\mu\nu}$ ). En términos de componentes viene siendo:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + \tilde{g} f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.1)$$

siendo  $f^{abc}$  los coeficientes de estructura y  $\tilde{g}$  la constante de acoplamiento del grupo.

La fenomenología del Modelo Estándar comúnmente se expresa en término de las partículas fundamentales presentes en él. Existen 2 tipos: Fermiones y Bosones. Los Fermiones son partículas de *spin* semi-entero que pueden interrelacionarse por medio de la interacción débil y electromagnética. Aquellas que adicionalmente pueden hacerlo con la interacción fuerte se llaman: *quarks*, mientras las que no, se denominan: leptones. Con respecto a los bosones, estas son partículas que presentan un *spin* entero y son las responsables de mediar las interacciones previamente mencionadas.

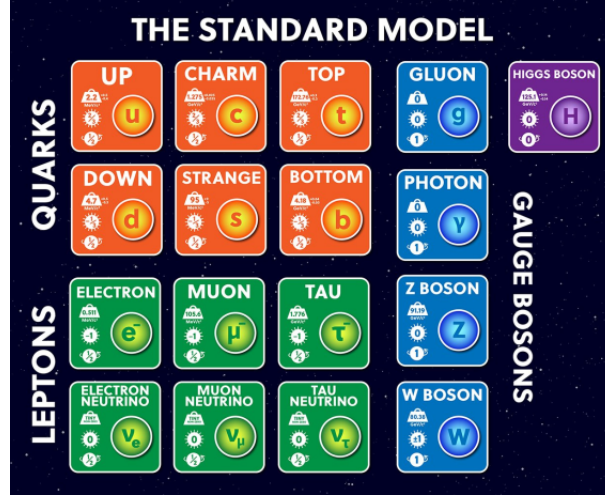


FIGURA 1.1: Partículas Fundamentales del Modelo Estándar.

## 1.2. Sector Fuerte en $SU(3)_C$ : Interacción Fuerte

La interacción fuerte se ve descrita por la Cromodinámica cuántica ( $QCD$ ). Los *quarks*, cuyos sabores son 6, son las partículas fundamentales que se ven afectados por esta interacción, mientras los gluones que son partículas sin masa son los bosones de Gauge que la median. Tanto los *quarks* como los gluones llevan una carga que se le denomina<sup>1</sup>: *color*, la cual les permite interactuar fuertemente. Esta fuerza, además de ser la más intensa de las 4 interacciones fundamentales de la naturaleza, posee la particularidad de volverse más fuerte a medida que los *quarks* están más separados y a baja energía (también llamado libertad asintótica), generando lo que se denomina el confinamiento de color. Es decir, no existen partículas con color que se encuentren aisladas, habiendo solamente en la naturaleza: partículas aisladas (sean compuestas o fundamentales) incoloras o “blancas”.

Los *quarks* y gluones se pueden agrupar de muchas maneras, las más comunes son los mesones y bariones, compuestos por 2 y 3 *quarks* más los gluones respectivamente.

Otro punto, es el hecho que los *quarks* pueden producirse en colisiones en el  $LHC$  como estados finales. Al momento de chocar los protones, algunos *quarks* salen desprendidos y se hadronizan con otros produciendo lo que se denominan como: *jets*. Se han estudiado por medio de la observación experimental, el diferente comportamiento de la hadronización según los *quarks* y gluones involucrados. No obstante, el *quark top* en particular, decae antes de poder hadronizarse.

Finalmente, la densidad lagrangiana que representa el comportamiento a nivel de  $QCD$  viene dado por:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} \quad (1.2)$$

donde:  $G_{\mu\nu}^a$  representa el tensor del campo gluónico y  $D_\mu = \partial_\mu - ig_s T^a G_\mu^a$  la derivada covariante que acopla el campo de los *quarks*, por medio de la constante  $g_s$ , con los gluones, a través de los generadores infinitesimales  $T^a = \lambda^a/2$  en  $SU(3)_C$ , siendo  $\lambda^a$  ( $a=1,\dots,8$ ) las matrices de Gell-Mann.

<sup>1</sup>No posee ninguna relación a la acepción que se les da sobre interacciones producidas por los fotones en el rango visible del espectro electromagnético.

### 1.3. Sector Electrodébil en $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

Los grupos de simetría local  $SU(2)_L$  y  $U(1)_Y$  son los que se encuentran en la interacción débil y electromagnética, teniendo la capacidad de conectar ambas interacciones mediante los *quarks* y los leptones. Ambas fuerzas son transmitidas, otra vez por medio de los generadores de los grupos de Gauge, siendo 3 para el grupo  $SU(2)_L$  que son:  $W^1, W^2, W^3$ ; y uno para  $U(1)_Y$ :  $B$ .

Un aspecto remarcable, es que los bosones intermediarios asociados a la interacción débil solamente se acoplan a fermiones izquierdos y poseen masa<sup>2</sup>, hecho que se diferencia del fotón y los gluones que son *massless* y median interacciones quirales. Por esta razón, los fermiones izquierdos forman un doblete de  $SU(2)$ , mientras que los derechos lo harán a través de un singlete como se muestra en el Cuadro 1.2; en donde los constituyentes vienen siendo 3 generaciones de *quarks* y leptones derechos e izquierdos, pero en el caso de los leptones no tienen neutrinos con quiralidad derecha.

| <i>Quarks (q)</i>                            | 1ª generación                                | 2ª generación                                    | 3ª generación                                      |
|----------------------------------------------|----------------------------------------------|--------------------------------------------------|----------------------------------------------------|
| $\begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$     | $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$         | $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$           |
| $q_{uR}, q_{dR}$                             | $u_R, d_R$                                   | $c_R, s_R$                                       | $t_R, b_R$                                         |
| <i>Leptones (l)</i>                          | Electrónico                                  | Muónico                                          | Tauónico                                           |
| $\begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_L$   | $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ |
| $l_R$                                        | $e_R$                                        | $\mu_R$                                          | $\tau_R$                                           |

CUADRO 1.2: Contenido completo de Fermiones en el Modelo Estándar.

Es conveniente definir un número cuántico que respete la simetría de  $SU(2)$ . En esta ocasión<sup>3</sup>, se definirá la hipercarga ( $Y$ ) en función del autovalor del generador  $T_3$  presente en  $SU(2)_L$  y la carga eléctrica ( $Q$ ), como:

$$Y = 2(Q - t_3) \quad (1.3)$$

Los valores cuánticos de los fermiones se describen en detalle en la Tabla 1.3, basándose en la notación del cuadro anterior.

Si se define  $L$  como los dobletes de fermiones izquierdos agrupados en la forma antes vista y  $f_R$  como los fermiones derechos presentes en el Modelo Estándar en forma de singlete. El lagrangiano del sector electrodébil es:

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + i \sum_m \bar{L}_m \not{D} L_m + i \sum_n \bar{f}_{Rn} \not{D} f_{Rn} \quad (1.4)$$

con  $D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$ . Considerando como  $\sigma^a$  las matrices de Pauli.

<sup>2</sup>Este aspecto se solucionará en la siguiente sub-sección.

<sup>3</sup>Algunos libros la definen como:  $Y = Q - t_3$ .

| Tipo de Partícula | $SU(2)_L (t_3)$ | $U(1)_Y (Y)$ | $U(1)_{em} (Q)$ |
|-------------------|-----------------|--------------|-----------------|
| $q_{u_L}$         | 1/2             | 1/3          | 2/3             |
| $q_{d_L}$         | -1/2            | 1/3          | -1/3            |
| $q_{u_R}$         | 0               | 4/3          | 2/3             |
| $q_{d_R}$         | 0               | -2/3         | -1/3            |
| $\nu_L$           | 1/2             | -1           | 0               |
| $l_L$             | -1/2            | -1           | -1              |
| $\nu_R$           | 0               | 0            | 0               |
| $l_R$             | 0               | -2           | -1              |

CUADRO 1.3: Números cuánticos de los tipos de Fermiones.

## 1.4. Mecanismo de Englert–Brout–Higgs–Guralnik–Hagen–Kibble

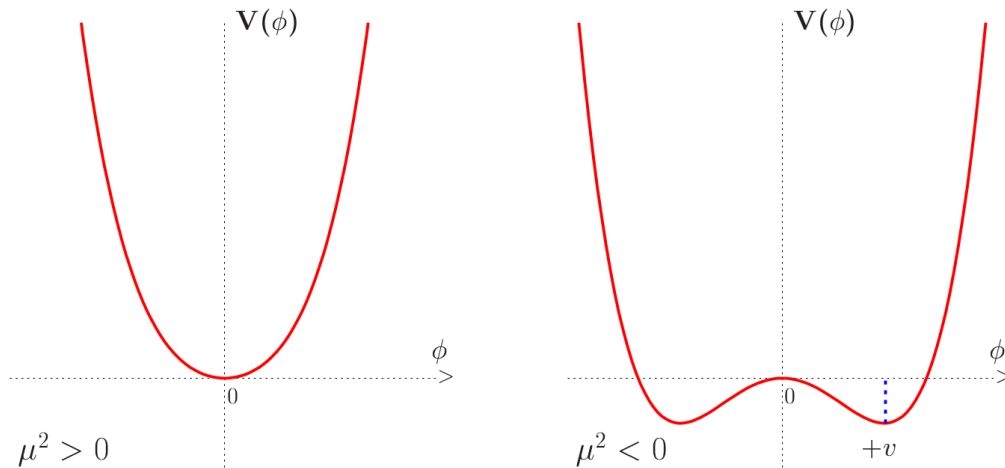
También conocido como Mecanismo de Higgs, genera que el grupo de simetría electrodébil  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  se rompa espontáneamente al grupo electromagnético  $U(1)_Q$ , al introducir un campo escalar adicional con un potencial particular. La razón de esto, viene motivada por el teorema de Goldstone que nos generará bosones escalares sin masa al momento de romper los generadores del grupo, pero eventualmente absorbidos para darles masas a los 3 bosones que median la interacción débil. La manera más sencilla es introduciendo un campo escalar complejo  $\Phi$  como doblete de  $SU(2)$ :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Con esta morfología,  $\Phi$  presenta una hipercarga  $Y = 1$ . El lagrangiano que describe el comportamiento del campo escalar es:

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \frac{\mu^2}{2} (\Phi^\dagger \Phi) - \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.6)$$

Con esto, el potencial actúa dependiendo del signo de  $\mu^2$  mostrado en la Figura 1.2. Para  $\mu^2 > 0$  el vacío, es decir, el mínimo valor adquirido por el potencial se mantiene en 0 adquiriendo un valor trivial. Por otro lado, si  $\mu^2 < 0$  el vacío adquiere un valor no nulo.

FIGURA 1.2: El potencial  $V(\phi)$  para  $\mu^2 > 0$  (Izquierda) y  $\mu^2 < 0$  (Derecha).

Definiendo  $v = \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}}$  como el valor de expectación en el vacío siendo de  $\approx 246$  [GeV].

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Una expansión adecuada para el total del campo en torno al vacío de (1.7) es:

$$\Phi(x) = \exp\left(\frac{i\tilde{T}^a\pi^a}{v}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + \varphi(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

donde  $\varphi(x)$  es el Bosón de Higgs<sup>4</sup> y  $\tilde{T}^a$  los generadores rotos. Trabajando en el Gauge Unitario, para simplificar el análisis:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + \varphi(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Volviendo a los generadores de  $SU(2)_L$  y  $U(1)_Y$ , los 4 se encuentran rotos en el vacío de (1.7), ya que no son invariantes bajo  $\langle \Phi \rangle$ :

$$\tilde{T}_1 \langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} \frac{v}{2\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \quad \tilde{T}_2 \langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} -\frac{iv}{2\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \quad (1.10)$$

$$\tilde{T}_3 \langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{v}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix} \neq 0 \quad Y \langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \neq 0 \quad (1.11)$$

$$(1.12)$$

Por contraparte, existe un operador que si deja invariante el vacío: La Carga eléctrica, lo que quiere decir, que el fotón no posee masa.

$$Q \langle \Phi \rangle = \left(T_3 + \frac{Y}{2}\right) \langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix} = 0 \quad (1.13)$$

Con esto, el esquema de ruptura de simetría se grafica como:

$$\begin{array}{c} SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \\ \downarrow \\ SU(3)_C \otimes U(1)_Q \end{array}$$

<sup>4</sup>En el espacio de Fase 3D llamado: “Sombrero Mexicano”, hace el rol de una perturbación radial en torno al vacío  $v$  del Campo de Higgs.

## 1.5. Algunas Consecuencias del Mecanismo de Higgs

### Masa para ciertos Bosones: Sector de Gauge

Ubicándose en el Gauge Unitario (1.9) y expandiendo el término cinético del potencial  $\Phi$ , se obtiene:

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)(\partial^\mu \varphi) + \frac{g^2 v^2}{4} W^+ W^- + \frac{g'^2 v^2}{8} B^2 + \frac{g'^2 v^2}{8} (W^3)^2 - \frac{gg'}{4} B W^3 + \dots \quad (1.14)$$

Al redefinirse los campos  $W^1, W^2, W^3$  y  $B$ , y reescribiendo la expresión (1.14) como:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + (g')^2}} (gW_\mu^3 - g'B_\mu) \\ A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + (g')^2}} (g'W_\mu^3 + gB_\mu) \end{aligned}$$

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)(\partial^\mu \varphi) + \frac{g^2 v^2}{4} W^+ W^- + \frac{(g^2 + (g')^2)}{8} Z^2 + \dots \text{ (términos de interacción)} \quad (1.15)$$

Obteniendo de esta manera, masa para los 3 bosones:  $W^\pm, Z$  y manteniendo al fotón de la interacción electromagnética sin masa. Además, este último bosón no interactúa con el campo de Higgs a nivel de árbol. En efecto, en términos de la masa de los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ ,  $M_W$  y  $M_Z$  respectivamente; y el ángulo de Weinberg<sup>5</sup>( $\theta_W$ ):

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)(\partial^\mu \varphi) + M_W^2 W^+ W^- + \frac{M_Z^2}{2} Z^2 + \frac{2M_W^2}{v} \varphi W^+ W^- + \frac{M_W^2}{v^2} \varphi^2 W^+ W^- \\ &+ \frac{M_W^2}{v \cos^2(\theta_W)} \varphi Z^2 + \frac{M_W^2}{2v^2 \cos^2(\theta_W)} \varphi^2 Z^2 \end{aligned}$$

### Masa para los Fermiones: Interacción de Yukawa

Los fermiones en el Modelo Estándar tienen masa, con excepción de los neutrinos<sup>6</sup>. Por esto, al lagrangiano del *SM* se le agregan términos de acople tipo Yukawa que une a los fermiones con el campo de Higgs.

$$\mathcal{L}_{yuk} = - \sum_m y_{f_m} \bar{L}_m \Phi f_{R_m} + h.c. \quad (1.16)$$

donde  $y_{f_m}$  es la constante de acoplamiento de Yukawa dependiendo del fermión a tratar. Expandiendo el campo  $\Phi$  en torno a la fase rota:

$$\mathcal{L}_{yuk} = - \frac{y_{f_m} \cdot v}{\sqrt{2}} \bar{f}_{L_m} f_{R_m} - \frac{y_{f_m}}{\sqrt{2}} \varphi \bar{f}_{L_m} f_{R_m} + h.c. \quad (1.17)$$

Con esto  $m_f = \frac{y_{f_m} \cdot v}{\sqrt{2}}$ , por lo que, cuanto mayor sea la masa del fermión, el acoplamiento de Yukawa también lo será. Generando a su vez que el acople entre el campo fermiónico y del Higgs sea más intenso.

---

<sup>5</sup>  $\left( \frac{M_W}{M_Z} \equiv \cos(\theta_W) \right)$

<sup>6</sup> Esto es uno de los puntos de partida para trabajar más allá del Modelo Estándar, puesto que experimentalmente estos leptones sí poseen masa, aunque no se sabe con exactitud su valor.

### Unitariedad para el *Scattering* $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$

La relevancia del bosón de Higgs en este proceso de *scattering* elástico es alta. Es bien sabido que los bosones longitudinales masivos de *spin-1* generan complicaciones a nivel de unitariedad a altas energías (Véase en apéndice A). Sin embargo, el intercambio de un bosón de Higgs en el canal-s y t permite que la amplitud de *scattering* de este evento no crezca con la energía ( $\sim \sqrt{s}$ ), tal como se observa en el Cuadro 1.4, haciendo posible este proceso a energías altas.

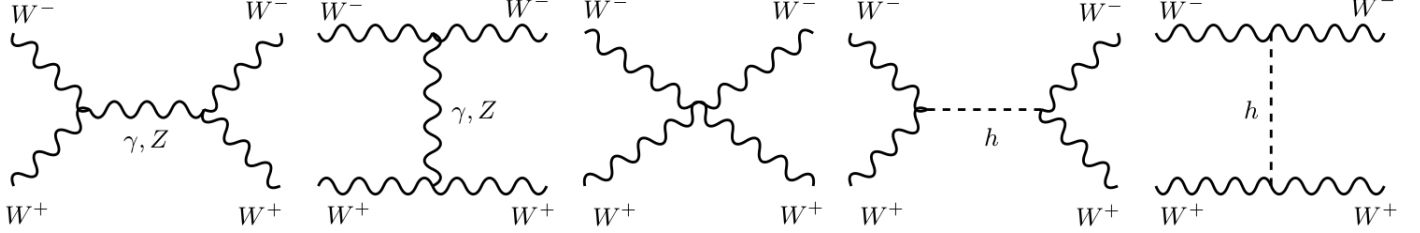


FIGURA 1.3: Diagramas de Feynman en el *scattering* elástico:  $WW \rightarrow WW$ .

|                          | $\sim s^2$                                         | $\sim s$                                                                        |
|--------------------------|----------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------|
| $\mathcal{M}_{s,\gamma}$ | $-4g^2 s_W^2 \cos(\theta)$                         | 0                                                                               |
| $\mathcal{M}_{t,\gamma}$ | $-g^2 s_W^2 (\cos^2(\theta) + 2 \cos(\theta) - 3)$ | $8g^2 s_W^2 \cos(\theta)$                                                       |
| $\mathcal{M}_{s,Z}$      | $-4g^2 c_W^2 \cos(\theta)$                         | $-g^2 \cos(\theta)$                                                             |
| $\mathcal{M}_{t,Z}$      | $-g^2 c_W^2 (\cos^2(\theta) + 2 \cos(\theta) - 3)$ | $g^2 \left( 8c_W^2 \cos(\theta) - \frac{\cos(\theta)}{2} - \frac{3}{2} \right)$ |
| $\mathcal{M}_{4W}$       | $g^2 (\cos^2(\theta) + 6 \cos(\theta) - 3)$        | $g^2 (2 - 6 \cos(\theta))$                                                      |
| $\sum_{\gamma,Z}$        | 0                                                  | $\frac{g^2}{2} (\cos(\theta) + 1)$                                              |
| $\mathcal{M}_{s,h}$      | 0                                                  | $-g^2$                                                                          |
| $\mathcal{M}_{t,h}$      | 0                                                  | $\frac{g^2}{2} (1 - \cos(\theta))$                                              |
| $\sum_{\gamma,Z,h}$      | 0                                                  | 0                                                                               |

CUADRO 1.4: Términos de la amplitud de *scattering* que aporta cada subproceso. La variable  $s$  simboliza la variable de Mandelstam, mientras que  $\mathcal{M}_{i,j}$  representa la amplitud del intercambio de un bosón  $j$  en el canal  $i$ . Esta tabla fue extraída parcialmente desde [4].

En un comienzo, cuando el Bosón de Higgs no había sido demostrado experimentalmente, por medio de este argumento se logró adicionalmente fijar una cota superior a la masa del bosón de *spin-0* [5].

Al momento de expandir la amplitud en ondas parciales, a pesar que esta última no crezca con la energía, debe seguir cumpliendo con la condición:  $|a_j(s)| < 1$ . Dando como resultado la cota:

$$m_h^2 \leq \frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F} \simeq 1 [TeV] \quad (1.18)$$

Aspecto que se cumple a cabalidad, pues  $m_h \approx 125$  [GeV]. En conclusión, el bosón de Higgs es crucial para hacer el Modelo Estándar consistente.

## 1.6. Resumen de las Partículas del Modelo Estándar

Sintetizando lo anteriormente expuesto:  $\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{\Phi} + \mathcal{L}_{yuk}$ . Las propiedades e interacciones que tienen las partículas fundamentales en el SM son expuestas en la Figura 1.4 y el Cuadro 1.5.

| Partícula                | Spin | Masa [GeV]           | Carga [e] | Color |
|--------------------------|------|----------------------|-----------|-------|
| <i>Quarks</i>            |      |                      |           |       |
| $u$                      | 1/2  | 0.0022               | +2/3      | 3     |
| $d$                      | 1/2  | 0.0047               | -1/3      | 3     |
| $c$                      | 1/2  | 1.27                 | +2/3      | 3     |
| $s$                      | 1/2  | 0.093                | -1/3      | 3     |
| $t$                      | 1/2  | 172.7                | +2/3      | 3     |
| $b$                      | 1/2  | 4.18                 | -1/3      | 3     |
| <i>Leptones</i>          |      |                      |           |       |
| $e$                      | 1/2  | $5.11 \cdot 10^{-4}$ | -1        | 1     |
| $\mu$                    | 1/2  | 0.105                | -1        | 1     |
| $\tau$                   | 1/2  | 1.77                 | -1        | 1     |
| $\nu_i \{e, \mu, \tau\}$ | 1/2  | 0                    | 0         | 1     |
| <i>Bosones</i>           |      |                      |           |       |
| $g$                      | 1    | 0                    | 0         | 8     |
| $W^{\pm}$                | 1    | 80.37                | $\pm 1$   | 1     |
| $Z$                      | 1    | 91.18                | 0         | 1     |
| $\gamma$                 | 1    | 0                    | 0         | 1     |
| $h$                      | 0    | 125.25               | 0         | 1     |

CUADRO 1.5: Resumen de las propiedades principales de las partículas fundamentales en el Modelo Estándar. Los valores de las masas son de la referencia [6] sin los márgenes de error.

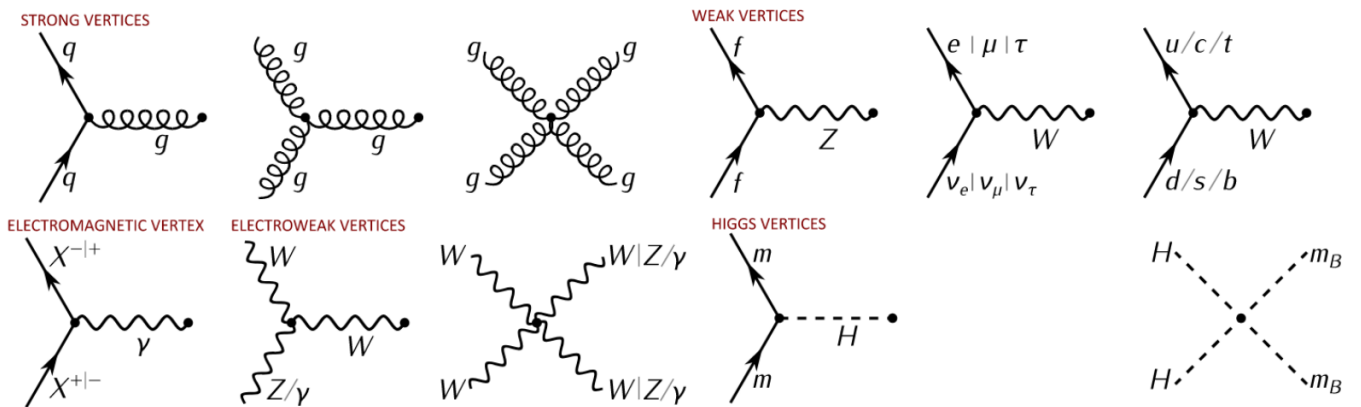


FIGURA 1.4: Vértices a nivel de árbol presentes en el Modelo Estándar. La notación es:  $q$  para cualquier quark,  $g$  los gluones,  $X$  cualquier partícula con carga,  $\gamma$  es el fotón,  $f$  cualquier fermión,  $m$  cualquier partícula con masa,  $m_B$  cualquier bosón con masa. Imagen extraída desde “[https://en.wikipedia.org/wiki/Standard\\_Model](https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model)”.



# Más allá del Modelo Estándar: Materia Oscura

El éxito que ha tenido el Modelo Estándar de Partículas es innegable en este último tiempo, no obstante, no está exento de complicaciones. Por ejemplo, resulta insatisfactorio introducir una constante de acoplamiento tipo Yukawa de  $y_\nu \sim 10^{-11}$  para explicar la masa de los neutrinos, por lo que encontrar otros mecanismos para darles masa son un buen motivo para ir más allá del modelo. También, el *SM* no logra: dar explicación a la asimetría partícula-antipartícula presente en el universo, incluir a la interacción gravitatoria, el motivo por el que existen 3 generaciones de *quarks* y su jerarquía en las masas (que se encuentran muy dispares una de la otra), etc.

En este capítulo se hará enfoque a un problema que en la actualidad no tiene una explicación certera, la naturaleza de la Materia Oscura. Se abordará de manera breve su evidencia astrofísica/cosmológica y como una extensión al Modelo Estándar puede ayudarnos a entender su esencia.

## 2.1. Evidencias para la Existencia de Materia Oscura

Para establecer la eventual presencia de Materia Oscura en el universo, fue necesario recurrir a observaciones astrofísicas y cosmológicas. Estas últimas nos sugieren que debe existir una gran cantidad de Materia que no logramos detectar (Materia Oscura), es decir, que no interactúa con la luz, pero sí con la Materia Bariónica de manera gravitatoria para explicar las observaciones experimentales<sup>1</sup>. A continuación presentaremos 4 hechos que insinúan la presencia de esta Materia adicional e indetectable en el universo.

### Rotación de las Estrellas

Para una galaxia espiral, la mayor concentración de su masa total se encuentra en el centro (núcleo), presentando una densidad uniforme. Mientras que en sus brazos parte de su masa se distribuye uniformemente. Producto de las astronómicas distancias que hay entre las estrellas ubicadas cerca del brazo y su núcleo, el análisis de su velocidad de rotación puede remitirse a mecánica clásica no relativista, además de suponer un movimiento circular uniforme en la rotación de estas alrededor del centro, a causa de la interacción gravitatoria.

$$\frac{mv^2(r)}{r} = \frac{GmM(r)}{r^2} \quad (2.1)$$

donde  $M(r)$  es la masa que engloba el radio desde el centro de la galaxia hacia el punto de análisis. Si de izquierda a derecha  $M(r)$  es la masa que encierra un radio ubicado en el núcleo y en los brazos de la galaxia espiral, respectivamente son:

$$M(r) = \frac{4}{3}\pi\rho_0 r^3 \quad (r \in \text{centro}) \quad M(r) = M_0 \quad (r \in \text{brazo}) \quad (2.2)$$

$$\Rightarrow v(r) \sim r \quad \Rightarrow v(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}} \quad (2.3)$$

<sup>1</sup>A modo histórico, uno de los primeros en detectar estas observaciones y dar como explicación una “Materia Oscura”, específicamente en el *Coma Cluster*, fue Fritz Zwicky en la década de 1930.

Sin embargo, durante la década de 1970, la física Vero Rubín observó que en la rotación de las estrellas y el gas presentes en las galaxias, las que se ubican en la parte más externa lo hacían aproximadamente a la misma velocidad<sup>2</sup> que las situadas en el sector interno galáctico (Observar gráfica en la Figura 2.1), contradiciendo de esta manera la gravedad explicada con mecánica newtoniana en (2.3). Si bien en un comienzo esto puede explicar falencias en la mecánica de Newton, análisis usando la teoría de la relatividad general como se verán después también fallan; teniendo ambas como solución común la existencia de una materia adicional que no interactúa con la luz (que no detectamos directamente), pero sí por medio de la gravedad.

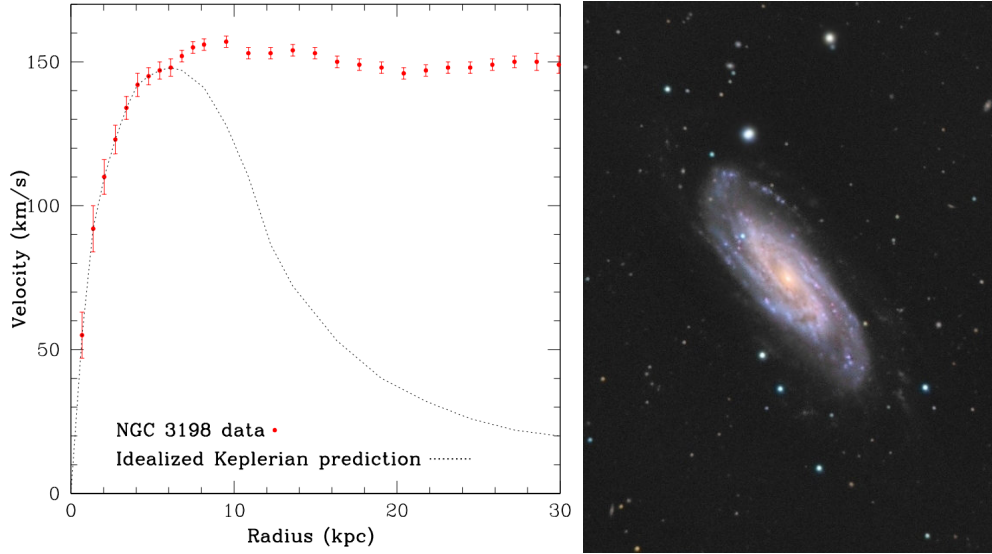


FIGURA 2.1: Izquierda: Gráfico que presenta la rotación de sectores de la galaxia NGC 3198, en función de su radio [7]. Derecha: Imagen de la galaxia NGC 3198 tomada por el telescopio GALEX (ultraviolet). Fuente: “[https://en.wikipedia.org/wiki/NGC\\_3198](https://en.wikipedia.org/wiki/NGC_3198)”.

## Lentes Gravitacionales

La teoría de la relatividad general planteada por Albert Einstein en la cual la gravedad dicta la geometría del espacio-tiempo, trae como consecuencia directa el fenómeno de “Lentes Gravitacionales”. Consiste en la curvatura de los haces de luz al pasar cerca de objetos masivos, que debido a esto último, curvan el espacio-tiempo cuanto más masa tengan. Es por ello que midiendo la deflexión de estos haces, se puede inferir la masa de los objetos que afectan al espacio, y a su vez, la trayectoria de la luz.

Una vez se obtienen datos de la masa de la fuente, al momento de compararlos con la materia visible (Bariónica), se infiere que existe una gran cantidad de materia que no se está detectando visiblemente, pero sí interactúa gravitacionalmente con la Materia Bariónica. En otras palabras, la deflexión de la luz nos arroja más masa de la que observamos.

Uno de los ejemplos astrofísicos que evidencian este suceso de manera más robusta son: la colisión de 2 cúmulos de galaxias 1E0657-558 (*The Bullet Cluster*) y el cúmulo MACS J0025.4-1222. Estos dos últimos son ilustrados en la Figura 2.2, donde gracias a técnicas usadas por medio de rayos-X se puede localizar a la materia ordinaria en forma de gas caliente y el cúmulo de galaxias; mientras que al utilizar la técnica de lentes gravitacionales se infiere la distribución total de la masa del sistema. Las imágenes dejan en evidencia como la “masa sobrante”, la que se simboliza como azul y por ende se le atribuye como Materia Oscura, se distingue de la Bariónica.

<sup>2</sup>Velocidad de rotación.

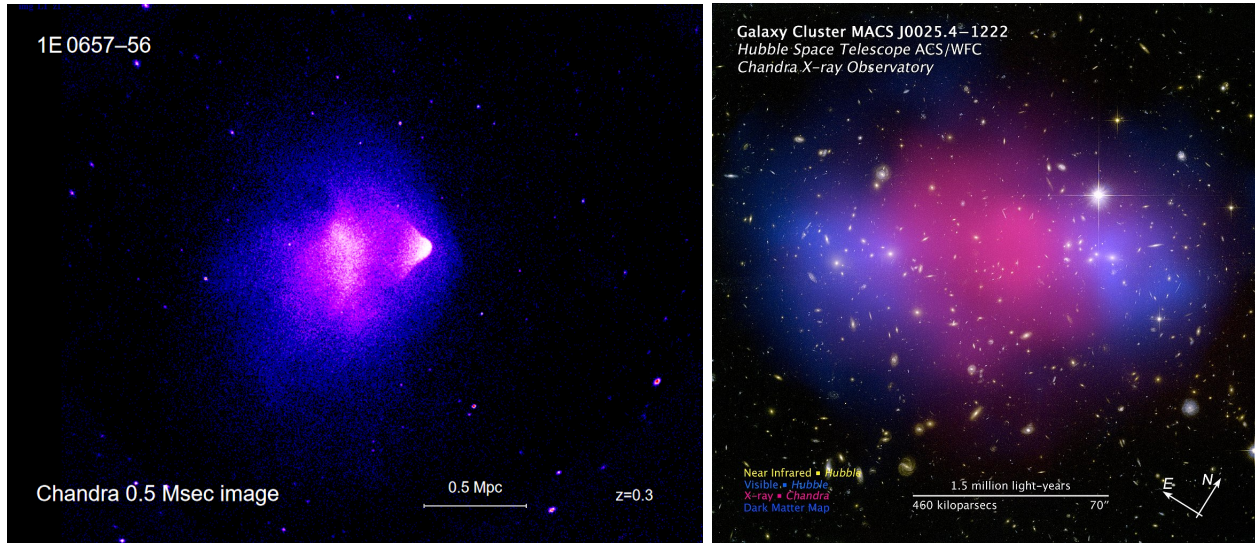


FIGURA 2.2: Imágenes compuestas de exposiciones separadas realizadas por los detectores ACS y WFPC2 del telescopio espacial Hubble y el detector Chandra ACIS.  
 Sector rosa/morado: Materia Bariónica. Sector azul: Materia Oscura.  
 Izquierda: Cúmulos 1E0657-558. Fuente: “[https://en.wikipedia.org/wiki/Bullet\\_Cluster](https://en.wikipedia.org/wiki/Bullet_Cluster)”  
 Derecha: Cúmulo MACS J0025.4-1222. Fuente: “[https://en.wikipedia.org/wiki/MACS\\_J0025.4-1222](https://en.wikipedia.org/wiki/MACS_J0025.4-1222)”.

### El Cosmos a Gran Escala: Estructuras Filamentosas

La simulación de N-cuerpos de Estructuras a Gran Escala son otra herramienta que han sido usadas para demostrar la necesidad de Materia Oscura. Al simular en superordenadores como se ordenaron las galaxias y los cúmulos de estas con el transcurso del tiempo, únicamente considerando la Materia Bariónica, se aprecia que estas deberían estar esparcidas de manera amorfa por el cosmos. Sin embargo, investigaciones del universo observable realizadas por *SDSS* notaron estructuras del tipo *void-type* y filamentosas a gran escala.

Si se considera a la Materia Oscura dentro de la simulación de los N-cuerpos<sup>3</sup>, en el transcurso de la evolución del universo observable se confirma la apreciación de: filamentos levemente conectados compuestos por súper cúmulos de galaxias y estructuras tipo vacío a una gran escala. Su abundante presencia en el universo observable (que es del 26 %), influye de manera significativa a la atracción gravitatoria que puedan tener los súper cúmulos de galaxias; intensidad que no puede ser explicada existiendo únicamente Materia Bariónica. Esto es lo que permite formar estas estructuras tan peculiares, produciendo que en algunas zonas los súper cúmulos estén más juntos que en otros.

La anterior circunstancia es consistente con el escenario de una Materia Oscura fría, es decir, aquella que no se mueve a velocidad relativistas (altas); puesto que si fuese *DM* caliente, la formación de estas estructuras se hubiesen realizado de manera más lenta y los filamentos estarían menos conectados entre sí [9].

<sup>3</sup>Una de las más relevantes simulaciones sobre la Formación de Estructuras Cósmicas a grandes escalas, se hizo con la Simulación “*Millennium-II*”, en concordancia con el Modelo  $\Lambda$ CMD [8].

### Vestigios después del *Big-Bang*: Anisotropías en el *CMB*

Mirar al cielo desde la Tierra, es observar lo que sucedió en el pasado. Cuanto más lejos estén esos sucesos de nosotros, en un mayor tiempo pretérito acontecieron.

El Fondo Cósmico de Microondas (*Cosmic Microwave Background*), nos arroja información de los fotones que escaparon del plasma primigenio unos  $3.8 \cdot 10^5$  años aproximadamente después del *Big-Bang*. Este fondo presenta una temperatura aproximada de 2.7 [K], no obstante, esta no se distribuye homogéneamente, si no que posee fluctuaciones a lo largo de la superficie observacional. En realidad, la temperatura del *CMB* varía entre:  $T = (2.7255 \pm 0.00003)$  [K].

Estas anisotropías en la temperatura, entre otras cosas<sup>4</sup>, depende de cuanta materia había en el universo primigenio y en cuanto fluctuaba la densidad en ese entonces, siendo el cimiento de la formación de las estructuras que vemos en el cosmos. Remitiéndonos a la influencia que tuvo en el Fondo Cósmico de Microondas la materia que posee una influencia gravitatoria:  $\Omega_m h^2 \approx 0.138 \pm 0.054$ , mientras que la Materia Bariónica:  $\Omega_b h^2 \approx 0.0205 \pm 0.018$ . Datos que son confirmados estudiando la Bariogénesis y la Oscilación Acústica de Bariones.

Dicho brevemente, la Materia Oscura aparece nuevamente como una explicación para la diferencia vista anteriormente, adquiriendo un rol fundamental en la evolución de nuestro universo desde su comienzo.

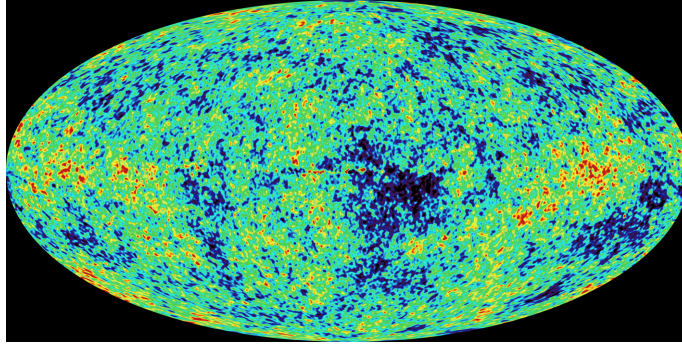


FIGURA 2.3: Imagen tomada por la sonda WMAP, que muestra la anisotropía de Temperatura del Fondo Cósmico de Microondas. Fuente: “[https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/wmap/dr1/m\\_images.html](https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/wmap/dr1/m_images.html)”.

---

<sup>4</sup>Como por ejemplo la curvatura del Universo, que sugiere un  $|k| \leq 0.005$ .

## 2.2. Propiedades de la Materia Oscura

Por lo expuesto anteriormente, lo que se tiene con certeza de la Materia Oscura es que interacciona gravitacionalmente con la Materia Bariónica, por lo tanto, si se le atribuye a una partícula esta debe ser masiva. También gracias a la colaboración PLANCK [10], se sabe la cantidad presente en el universo observable siendo alrededor de un  $\sim 26\%$  del total, o expresado en términos de la constante de Hubble:

$$\Omega_{DM}h^2 = 0.1206 \pm 0.0021 \quad (2.4)$$

Adicionalmente, al no interactuar con la luz<sup>5</sup>, debe ser una partícula eléctricamente neutra y, para ser capaz de ayudar a la formación de sistemas astrofísicos durante millones de años, moverse a velocidades no relativistas y ser una partícula estable<sup>6</sup>.

### ¿Y los Neutrinos del *SM*?

Las 3 familias de neutrinos del Modelo Estándar de Partículas sabemos que: no son bariones, son eléctricamente neutros, estables y que, además poseen masa (pueden interactuar gravitacionalmente). También son partículas difíciles de detectar puesto que interactúan muy poco con la materia visible, atribuyéndole gran responsabilidad en la *missing energy* de los colisionadores de partículas. Entonces, si cumplen las condiciones para ser Materia Oscura, ¿Por qué motivo no son el candidato principal?

Utilizando observaciones desde el fondo cósmico de neutrinos, la densidad de neutrinos presentes en el universo es de  $n_\nu \approx 3.38 \cdot 10^8 [m^{-3}]$ . Empleando la densidad de energía crítica para un universo sin curvatura ( $\varepsilon_{c,0} \sim 4870 [MeV \cdot m^{-3}]$ ), si nos ponemos en el supuesto que los neutrinos saturan la densidad de reliquia observada para Materia Oscura ( $\Omega_{DM} \approx 0.26$ ), su masa promedio debe ser de:

$$m_\nu = \frac{\Omega_{DM} \cdot \varepsilon_{c,0}}{n_\nu} \sim 3[eV] \quad (2.5)$$

No obstante, observaciones experimentales de las oscilaciones de neutrinos que nos llegan desde el Sol [11], restringen la suma de las familias de neutrinos a:

$$0.019[eV] \leq m(\nu_e) + m(\nu_\mu) + m(\nu_\tau) \leq 0.1[eV] \quad (2.6)$$

Por lo tanto, la máxima masa que deben tener los neutrinos para saturar la densidad de reliquia de Materia Oscura es insuficiente, cubriendo menos del 3%. Adicionalmente, al ser los neutrinos partículas muy livianas, tienden a ir a velocidades relativistas, es decir, serían Materia Oscura caliente, característica casi descartada por las razones explicadas anteriormente en la formación de estructuras filamentosas en la simulación de N-cuerpos.

Por este motivo, desde el punto de vista de la física de partículas, es recomendable ir más allá del Modelo Estándar.

<sup>5</sup>Y de hacerlo a lo más, muy débilmente con las partículas del Modelo Estándar de otra manera que no sea gravitatoria.

<sup>6</sup>O al menos con una vida media comparable con la edad del universo que son  $\approx 13800$  millones de años.



### 2.3. Uno de los Candidatos a *DM*: *WIMP's*

Los *WIMP's* como lo sugieren sus siglas en inglés (*Weakly Interactive Massive Particles*), son un candidato a ser Materia Oscura puesto que son masivas<sup>7</sup> e interactúan débilmente con las partículas del Modelo Estándar.

Producto que la Materia Oscura no interactúa de manera visible hasta el momento con partículas del Modelo Estándar, los *WIMP's* se supondrán que lo hacen con una intensidad del orden a lo sumo, de la interacción débil, además de la gravitatoria con aquellas partículas que tengan masa por supuesto (dada la evidencia astrofísica y cosmológica presentada en 2.1).

Si se supone que la Materia Oscura en el plasma primigenio estuvo en un equilibrio térmico y químico con la Materia Bariónica, estos hacían *scattering*, se creaban y destruían de manera muy frecuente; producto de la alta densidad y temperatura en la que estas partículas se encontraban. Conforme el universo se fue expandiendo: este equilibrio dejó de ocurrir, la temperatura del medio empezaba a decrecer y con ello, la energía de las partículas. A este proceso se le conoce como el *freeze-out*. Como consecuencia, procesos como la creación de *DM* (ilustrado en la parte izquierda de la Figura 2.4), se hacían menos frecuentes hasta eventualmente no poder ocurrir por 2 motivos:

- Las partículas del Modelo Estándar eran muy livianas, y la energía cinética que portaban no era la suficiente para generar Materia Oscura más pesada que estas.
- Las partículas del Modelo Estándar estaban lo suficiente lejos como para eventualmente llegar a generar Materia Oscura, producto de la expansión del universo.

Bajo el segundo punto, la posible creación de Partículas del *SM* (ver parte derecha de la Figura 2.4), se ve indetectable y mermada a partir de partículas “Oscuras”, porque estas últimas se encuentran en la actualidad alejadas una de la otras y, debido a lo explicado anteriormente, al estar a una velocidad no-relativista la posibilidad de que este evento acontezca disminuye aún más.

En efecto, la ecuación de Boltzmann que describe el comportamiento estadístico de este sistema fuera del equilibrio, posee como solución la densidad de reliquia (Materia Oscura) que medimos hoy en día ( $\Omega_{DM}h^2$ ). Es por esto, que los *WIMP's* son un buen candidato pues además de explicar la Materia Oscura, son capaces de decirnos con certeza como fue su origen y porque ha quedado el remanente que se observa.

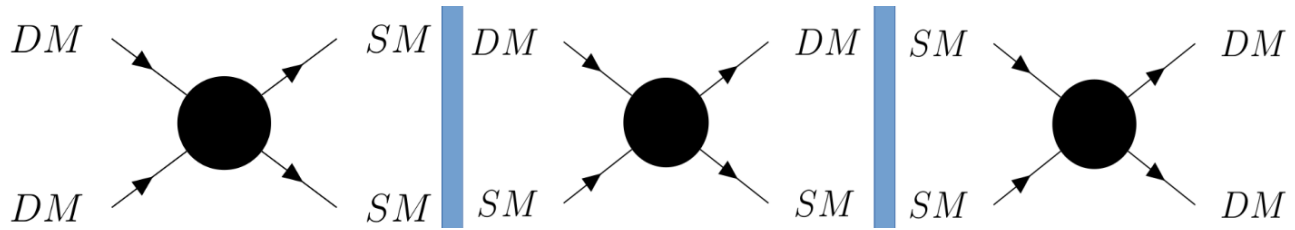


FIGURA 2.4: Los 3 tipos de detección de Materia Oscura. Izquierda: Detección Indirecta. Centro: Detección directa. Derecha: Experimentos en colisionadores.

En la actualidad, detectar la Materia Oscura se ha vuelto un desafío. Colaboraciones como *XENON1T* se encargan de la Detección Directa. Mientras que en este trabajo, en el Capítulo IV se hará con el enfoque de experimentos en colisionadores ( $SM, SM \rightarrow DM, DM$ ), a partir de simulaciones de eventos.

<sup>7</sup>Los *WIMP's* están en el rango de masa de los [GeV] y los [TeV].

# Unitariedad en Modelos de Materia Oscura Vectorial

Concordando con el Modelo Estándar de Partículas, es posible considerar ejemplares de *WIMP's* como Materia Oscura bosónica, cuyo lagrangiano que describa su comportamiento, sea aparte de minimal, una extensión a  $\mathcal{L}_{SM}$  y convenientemente posea simetría  $\mathbb{Z}_2$  para asegurar la estabilidad de la componente neutra más liviana. No obstante, la introducción de campos bosónicos masivos puede conllevar a teorías con violación de unitariedad perturbativa. En este capítulo se abordarán 3 modelos de Materia oscura de *spin*-1, que transforman en la representación: fundamental, 5-dimensional o adjunta de  $SU(2)_L$ . Se encontrarán algunas de las condiciones que deben tener ciertos parámetros de los modelos para asegurar su unitariedad, trayendo como consecuencia restricciones al espacio paramétrico bajo ciertas circunstancias. Cabe resaltar que se tomarán en cuenta solo algunos procesos debido a su relevancia en la fenomenología del modelo, y no se realizará una matriz de *scattering* con la combinación de todos los escenarios posibles como se hace en la referencia [12].

## 3.1. Doblete Vectorial de Materia Oscura en la Representación Fundamental de $SU(2)_L$

### 3.1.1. Estructura del Modelo

Este modelo explora la incorporación de un campo bosónico ( $V_\mu$ ) que transforma bajo la representación fundamental de  $SU(2)_L$ , con hipercarga 1/2 y cuyos nuevos campos se acoplen con los bosones de Gauge del *SM*. Este campo vectorial transforma como  $(\mathbf{1}, \mathbf{2}, 1/2)$ , manteniendo el isospin débil e hipercarga igual al doblete de Higgs ( $\Phi$ ):

$$V_\mu = \begin{pmatrix} V_\mu^+ \\ V_\mu^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_\mu^+ \\ \frac{V_\mu^1 + iV_\mu^2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

El lagrangiano, que convenientemente posee  $\mathbb{Z}_2$  para asegurar la estabilidad de la componente neutra más liviana (componente CP-par, ya sea  $V_\mu^1$  o  $V_\mu^2$ ), viene dado por [13]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{SM} - \frac{1}{2} (D_\mu V_\nu - D_\nu V_\mu)^\dagger (D^\mu V^\nu - D^\nu V^\mu) + M_V^2 V_\mu^\dagger V^\mu - \alpha_2 (V_\mu^\dagger V^\mu) (V_\nu^\dagger V^\nu) - \alpha_3 (V_\mu^\dagger V^\nu) (V_\nu^\dagger V^\mu) \\ & - \lambda_2 (\phi^\dagger \phi) (V_\mu^\dagger V^\mu) - \lambda_3 (\phi^\dagger V_\mu) (V^{\mu\dagger} \phi) - \frac{\lambda_4}{2} [(\phi^\dagger V_\mu) (\phi^\dagger V^\mu) + (V^{\mu\dagger} \phi) (V_\mu^\dagger \phi)] \\ & + i \frac{g' \kappa_2}{2} V_\mu^\dagger B^{\mu\nu} V_\nu + i g \kappa_1 V_\mu^\dagger W^{\mu\nu} V_\nu \end{aligned} \quad (3.2)$$

En donde  $W^{\mu\nu}$  es el campo no abeliano  $SU(2)_L$  y  $B^{\mu\nu}$  aquel perteneciente al abeliano  $U(1)_Y$ . No obstante, nos fijaremos en un caso aún más general y haremos  $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ , a diferencia de lo que se ha trabajado hasta

ahora que es  $\kappa_1 = \kappa_2 = 1$ , que se realizó con el objetivo de evitar una mezcla entre el fotón y el candidato neutro a Materia Oscura. Sumado a esto, se le agregará un término no trivial  $1/\xi$  motivado por la referencia [14], ya que nos lo permite la invariancia de Gauge y la simetría  $\mathbb{Z}_2$  del lagrangiano siendo de nuestro interés más adelante. Quedando así:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{SM} - \frac{1}{2} (D_\mu V_\nu - D_\nu V_\mu)^\dagger (D^\mu V^\nu - D^\nu V^\mu) + M_V^2 V_\mu^\dagger V^\mu - \alpha_2 (V_\mu^\dagger V^\mu) (V_\nu^\dagger V^\nu) - \alpha_3 (V_\mu^\dagger V^\nu) (V_\nu^\dagger V^\mu) \\ & - \lambda_2 (\phi^\dagger \phi) (V_\mu^\dagger V^\mu) - \lambda_3 (\phi^\dagger V_\mu) (V^{\mu\dagger} \phi) - \frac{\lambda_4}{2} [(\phi^\dagger V_\mu) (\phi^\dagger V^\mu) + (V^{\mu\dagger} \phi) (V_\mu^\dagger \phi)] \\ & + i \frac{g' \kappa}{2} V_\mu^\dagger B^{\mu\nu} V_\nu + i g \kappa V_\mu^\dagger W^{\mu\nu} V_\nu - \frac{1}{\xi} (D_\mu V^\mu)^\dagger (D_\nu V^\nu) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Con este término adicional, los propagadores internos (ver Apéndice B) de los bosones  $M_{V^\pm}, M_{V^1}, M_{V^2}$  se modifican a:

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(p) = \frac{-i}{p^2 - m^2} \left( g_{\mu\nu} - \frac{(1 - \xi) p_\mu p_\nu}{p^2 - \xi m^2} \right) \quad (3.4)$$

Después de una ruptura espontánea de simetría los parámetros, que serán tomados en cuenta como reales, quedan determinados como:

$$M_{V^\pm}^2 = \frac{1}{2} [2M_V^2 - v^2 \lambda_2] \quad (3.5)$$

$$M_{V^1}^2 = \frac{1}{2} [2M_V^2 - v^2 (\lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4)] = M_V^2 - \frac{v^2 \lambda_L}{2} \quad (3.6)$$

$$M_{V^2}^2 = \frac{1}{2} [2M_V^2 - v^2 (\lambda_2 + \lambda_3 - \lambda_4)] = M_V^2 - \frac{v^2 \lambda_R}{2} \quad (3.7)$$

$$\lambda_L \equiv \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4 \quad \lambda_R \equiv \lambda_2 + \lambda_3 - \lambda_4 \quad (3.8)$$

Además, agregar que en orden de que este sea un modelo débilmente interactuante, los parámetros están constreñidos como:

$$|\lambda_i| \lesssim 4\pi \quad |\alpha_j| \lesssim 4\pi \quad (i = 2, 3, 4 \quad j = 2, 3) \quad (3.9)$$

### 3.1.2. $V_L^+ V_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$

Con el propósito de que el modelo sea unitario y se comporte bien a altas energías, es decir, que respete el teorema óptico, el *scattering* de bosones cargados longitudinales  $V_L^+ V_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$  es un proceso cuya amplitud de *scattering* fue calculado, ya que tiende a depender del momentum de las partículas ( $\mathcal{M} \sim p_i^n$ ), y es importante pues tiende a restringir el espacio paramétrico de manera relevante.

Las polarizaciones y momenta para este evento están descritas de la siguiente manera:



$$\begin{aligned}
 \epsilon_1^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_{V^\pm}^2} - 1}, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}^\pm} \right) & p_1^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \right) \\
 \epsilon_2^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_{V^\pm}^2} - 1}, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}^\pm} \right) & p_2^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \right) \\
 \epsilon_3^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_{V^\pm}^2} - 1}, \frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}^\pm} \sin(\theta), 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}^\pm} \cos(\theta) \right) & p_3^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, \sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \sin(\theta), 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \cos(\theta) \right) \\
 \epsilon_4^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_{V^\pm}^2} - 1}, -\frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}^\pm} \sin(\theta), 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}^\pm} \cos(\theta) \right) & p_4^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \sin(\theta), 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \cos(\theta) \right)
 \end{aligned}
 \tag{3.10}$$

Note que estas cumplen:  $\epsilon_i \cdot \epsilon_i = -1$ ,  $\epsilon_i \cdot p_i = 0$ . Adicionalmente, es claro ver como  $\epsilon_i \sim \sqrt{s}/M_V$  cuando la energía es muy alta. Estas últimas 2 consideraciones serán tomadas en cuenta en los siguientes cálculos del presente capítulo.

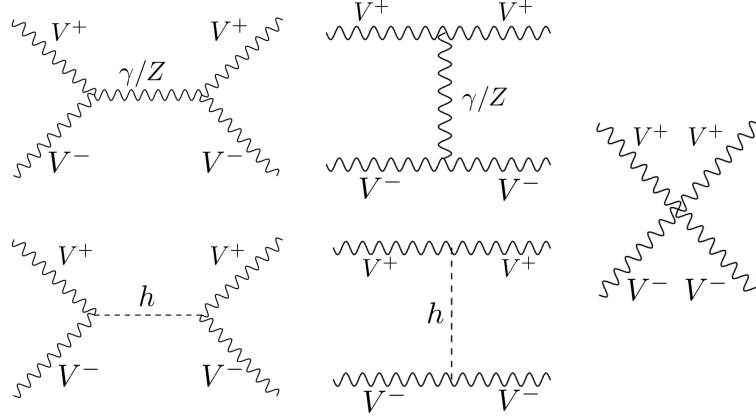


FIGURA 3.1: Diagramas de Feynman para  $V^+V^- \rightarrow V^+V^-$ .

Definiendo la siguiente función:

$$\eta(k', \theta) \equiv \frac{i\mathcal{M}(s, \theta)}{8\pi\sqrt{s}}
 \tag{3.11}$$

siendo  $k' = |p_{CM}| = \frac{\sqrt{s}}{2}$ . Se descompone  $\eta(\theta, \phi)$  en ondas parciales quedando la expresión (3.11) como:

$$\eta(k', \theta) = \frac{1}{k'} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(k') P_l(\cos(\theta))
 \tag{3.12}$$

donde  $P_l(\cos(\theta))$  son los conocidos Polinomios de Legendre. Finalmente, para garantizar la unitariedad, se deben cumplir dos condiciones:

$$|a_0(k')|^2 \leq \frac{1}{2} \qquad |a_l(k')| \leq 1 ; l > 0
 \tag{3.13}$$

Como la restricción de  $l = 0$  es más fuerte, utilizando el hecho de que  $P_0(\cos(\theta)) = 1$ , se impone como requisito para la unitariedad de la matriz<sup>1</sup>  $S$ :

$$a_0(s) = \frac{1}{32\pi} \int_0^\pi i\mathcal{M}(s, \theta) (d \cos(\theta)) \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.14)$$

Extrayendo las reglas de Feymann al implementar el modelo en **FeynRules** [15, 16, 17], se utiliza el paquete **FeynCalc** de Wolfram Mathematica (referencias [18, 19, 20]) para ejecutar los cálculos de las amplitudes ( $i\mathcal{M}$ ) de los diagramas mostrados en la Figura 3.1, se expande en serie de Taylor la variable de Mandelstam  $s$  alrededor del 0, y en el régimen de altas energías ( $s \gg M_{V^\pm}^2, M_W, M_Z, M_h$ ) la onda parcial viene dada por:

$$a_0(s) = -\frac{s^2 (\kappa^2 g^2 + 8 \cos^2(\theta_W)(\alpha_2 + \alpha_3))}{384\pi \cos^2(\theta_W) M_{V^\pm}^4} + \frac{(4g^2 \kappa(\kappa + 1) \cos^2(\theta_W) M_{V^\pm}^2 + 3g^2 \kappa^2 (1 - 2 \cos^2(\theta_W))^2 M_W^2 + 4\lambda_2^2 v^2 \cos^4(\theta_W) + 48(\alpha_2 + \alpha_3) \cos^4(\theta_W) M_{V^\pm}^2) s}{512\pi \cos^4(\theta_W) M_{V^\pm}^4} \quad (3.15)$$

Vemos que al hacer  $\kappa = -1$  recobramos el lagrangiano del doblete, y por aquello la onda parcial presente en referencia [13] (si  $\alpha_2 = -\alpha_3$ ), la cual viene siendo:

$$a_0(s) = -\frac{g^4 s (9(1 - 2 \cos^2(\theta_W))^2 M_W^2 - 4s \cos^2(\theta_W)) + 48\lambda_2^2 \cos^4(\theta_W) M_W^2 s}{1536\pi g^2 \cos^4(\theta_W) M_{V^\pm}^4} \quad (3.16)$$

En particular, si deseamos eliminar el término peligroso, esto es  $\alpha_2 + \alpha_3 = -\frac{\kappa^2 g^2}{8 \cos^2(\theta_W)}$ , presente en la onda parcial obtenida antes en (3.15); se reduce a:

$$a_0(s) = \frac{(g^2 \kappa (3\kappa (1 - 2 \cos^2(\theta_W))^2 M_W^2 - 2(\kappa - 2) \cos^2(\theta_W) M_{V^\pm}^2) + 4\lambda_2^2 \cos^4(\theta_W)) s}{512\pi \cos^4(\theta_W) M_{V^\pm}^4} \quad (3.17)$$

Con este resultado es posible una escala límite de energía que, al sobrepasarla, rompe la unitariedad perturbativa. Aplicando la condición (3.14) y que el *cutoff* de energía  $\Lambda$  que está descrito como:  $s = \Lambda^2$ , la escala de unitariedad es:

$$\Lambda = \frac{16 \sqrt[4]{2} \sqrt{\pi} M_W M_{V^\pm}^2}{\sqrt{4M_W^2 (3g^2 \kappa^2 M_W^2 + \lambda_2^2) + 3g^2 \kappa^2 M_Z^4 - 2g^2 \kappa M_Z^2 ((\kappa - 2) M_{V^\pm}^2 + 6\kappa M_W^2)}} \quad (3.18)$$

Se aprecia que la expresión anterior, depende de 3 parámetros: el acople  $\kappa$  que se ha hecho genérico,  $M_{V^\pm}$  y  $\lambda$  representando el empalme entre el bosón de Higgs y los nuevos campos. Algo relevante, es el hecho que en régimen de masas altas ( $M_{V^\pm} \gg M_Z, M_W$ ), la escala crece como  $\Lambda \sim M_{V^\pm}$  lo genera una validez para la teoría en este límite, pues siempre estaremos por debajo de la escala de energía si nos enfocamos en este proceso en particular.

<sup>1</sup>No confundir  $s$  que es la variable de Mandelstam definida como  $s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$ ; y  $S$  que hace alusión a la Matriz de *Scattering*.

### 3.1.3. $V_L^{1,2} V_L^{1,2} \rightarrow V_L^{1,2} V_L^{1,2}$

No obstante, para los *scattering* elásticos de  $V_L^i V_L^i \rightarrow V_L^i V_L^i$  con  $i = 1, 2$  sigue existiendo una fuerte restricción pues la onda parcial depende de  $\sim s^2$  a altas energías. Este problema proviene del diagrama de Feynmann que incluye el término de contacto (presente en la Figura 3.2), puesto que cada pata externa contribuye con  $\sim \sqrt{s}$  al tratarse de bosones masivos longitudinales; esto último no puede modificarse fijando los valores de  $\kappa$  y  $\xi$ . En definitiva, la amplitud de onda parcial para el *scattering* de  $V^1$  longitudinales viene siendo:

$$a_0(s) = \frac{(\alpha_2 + \alpha_3) g^2 (36M_{V^1}^4 - 24sM_{V^1}^2 + 5s^2) + 18m_h^2 \lambda_L^2 M_W^2}{96\pi g^2 M_{V^1}^4} \quad (3.19)$$

Para  $V_L^2 V_L^2 \rightarrow V_L^2 V_L^2$  se obtiene la misma expresión, cambiando  $M_{V^1} \rightarrow M_{V^2}$  y  $\lambda_L \rightarrow \lambda_R$ .

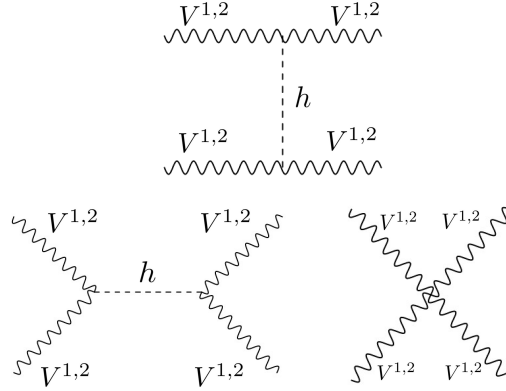


FIGURA 3.2: Diagramas de Feynmann para  $V^{1,2} V^{1,2} \rightarrow V^{1,2} V^{1,2}$ .

Para ser consistentes con la condición impuesta en (3.16) el término que crece con la potencia cuártica de la energía no puede ser eliminado, pues se requiere  $\alpha_2 + \alpha_3 = 0$ , lo que conlleva a eliminar “ $\kappa$ ” el término no minimal del modelo, es decir, se pierde parte de la fenomenología del lagrangiano; aunque, como veremos más adelante para otro ejemplar, es una medida que puede ser necesaria.

### 3.1.4. $W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$

Al momento de estudiar la unitariedad de los modelos, uno de los objetivos es poder restringir el espacio paramétrico, utilizando procesos que sean de interés: ya sea las interacciones de *scattering* elástico con el Bosón de Higgs o aquellos que sean de importancia para la densidad de reliquia. Adicionalmente, procesos como *Vector-Boson Fusion*, en este caso particular:  $W^+ W^- \rightarrow V^+ V^-$  y  $ZZ \rightarrow V^+ V^-$  se pueden ver involucrados en colisiones de protones a altas energías para estudiar la producción de partículas del *SM* y/o hipotéticas según el modelo a tratar.

Por ejemplo, en la referencia [21] se hace una extensión del *Massive Vector Doublet*, colocando adicionalmente un neutrino izquierdo de Majorana, que es singlete del *SM* actuando como un portal entre este último y *MVD* bajo el siguiente término de interacción:

$$\mathcal{L}_{VNL} = \sum_{k=\{e,\mu,\tau\}} -\beta_k \bar{L}_k \gamma^\mu \tilde{V}_\mu N_L + h.c. \quad ; \quad \tilde{V}_\mu^* = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(V_\mu^1 - iV_\mu^2) \\ -V_\mu^- \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

Con el fin de poder encontrar estos nuevos estados en el *LHC*, en la referencia anterior se realizó una simulación del proceso:  $pp \rightarrow jjN_LN_Ll^+l^-$  (siendo  $l$  cualesquiera de los 3 leptones), cuya contribución principal viene dada por *VBF* mostrado en la Figura 3.3.

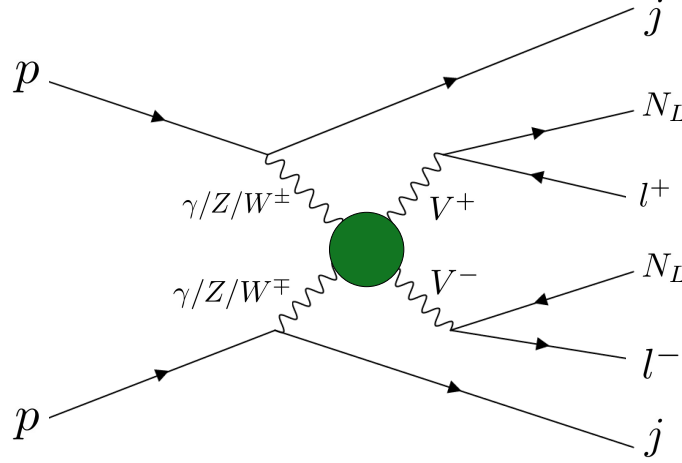


FIGURA 3.3: Proceso  $pp \rightarrow jjN_LN_Ll^+l^-$ .

Es por esto que un análisis de  $W_L^+W_L^-/Z_LZ_L/\gamma\gamma \rightarrow V_L^+V_L^-$  presentes en las líneas internas serán de interés para, eventualmente, restringir el espectro de parámetros.

Los subprocesos para el *scattering* inelástico con los bosones  $W$  ilustrados en la Figura 3.4 son 6: contacto  $WWVV$ , intercambio de un fotón, bosón  $Z$  y Higgs en el canal  $s$ ; y la interacción mediada en el canal  $t$  por  $V^1$  y  $V^2$ .

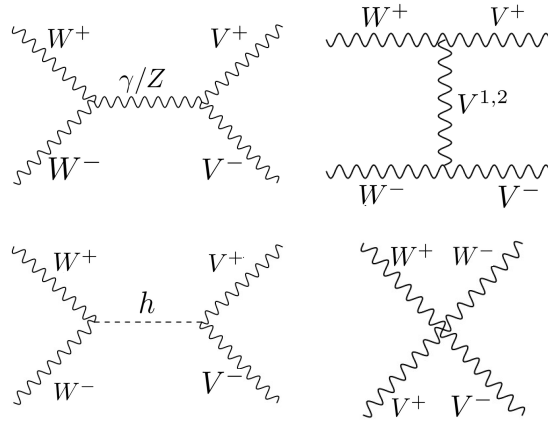


FIGURA 3.4: Diagramas de Feymann para  $W^+W^- \rightarrow V^+V^-$ .

Por otro lado las polarizaciones y cuádrimomenta que portan las partículas iniciales y finales del evento  $W_L^+W_L^- \rightarrow V_L^+V_L^-$  son:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_1^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_W^2} - 1}, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_W} \right) & p_1^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_W^2} \right) \\
 \epsilon_2^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_W^2} - 1}, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_W} \right) & p_2^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_W^2} \right) \\
 \epsilon_3^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_{V^\pm}^2} - 1}, \frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}} \sin(\theta), 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}} \cos(\theta) \right) & p_3^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, \sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \sin(\theta), 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \cos(\theta) \right) \\
 \epsilon_4^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_{V^\pm}^2} - 1}, -\frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}} \sin(\theta), 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}} \cos(\theta) \right) & p_4^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \sin(\theta), 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \cos(\theta) \right)
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

Luego, ejecutando los mismos pasos y programas de cálculo que en la sección 3.1.2 la onda parcial viene dada por:

$$a_0(s) = \frac{g^2 \left( \frac{1}{\xi} + 2 \right) s^2}{384\pi M_{V^\pm}^2 M_W^2} - \frac{\left( \left( \frac{1}{\xi} + 1 \right) (M_W^2 + M_{V^\pm}^2) + M_{V^1}^2 - M_{V^2}^2 + v^2 \lambda_2 \right) s}{32\pi v^2 M_{V^\pm}^2} + \mathcal{O} \left( \frac{M_{V^\pm}^2}{s} \right) \tag{3.22}$$

considerando,  $v \sim 246$  [GeV] como el valor de expectación del vacío del bosón de Higgs en el Modelo Estándar y  $g$  la constante de acoplamiento electrodébil en  $SU(2)$ . A pesar de estar presente el vértice  $VV\gamma$ ,  $VVW$  y  $VVWW$  en el cálculo de 3 amplitudes, la expresión (3.22) es independiente de  $\kappa$  que representa el término de acople no minimal. Si bien uno puede tener una onda parcial  $\sim s^2$ , la ruptura de unitariedad podría ser muy sensible al ajuste de los parámetros (como sucede en [13] con algunos eventos), es por esto que por simplicidad se hará para este proceso  $1/\xi = -2$ . Con esto:

$$a_0(s) = \frac{(M_W^2 + M_{V^\pm}^2 - M_{V^1}^2 + M_{V^2}^2 - v^2 \lambda_2) s}{32\pi v^2 M_{V^\pm}^2} \tag{3.23}$$

La escala de energía aplicando la condición (3.14) y  $s = \Lambda^2$ , viene dada por:

$$\Lambda = \frac{4\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}v M_{V^\pm}}{\sqrt{M_W^2 + M_{V^\pm}^2 - M_{V^1}^2 + M_{V^2}^2 - v^2 \lambda_2}} \tag{3.24}$$

### 3.1.5. $Z_L Z_L \rightarrow V_L^+ V_L^-$

Por otro lado, el proceso  $Z_L Z_L \rightarrow V_L^+ V_L^-$  tiene los mismos momenta y polarizaciones de (3.21), cambiando  $M_W \rightarrow M_Z$ . Sin embargo, solo hay 4 diagramas (Figura 3.5) que aportan a la amplitud de *scattering*: contacto VVZZ, intercambio de  $V^-$  en el canal  $t$ ,  $V^+$  en el  $u$ , y un bosón de Higgs mediando en el canal  $s$ . Realizando los mismos pasos previos, se llega a que la amplitud de onda parcial para este suceso a altas energías es:

$$a_0(s) = \frac{g^2 \left( \frac{1}{\xi} + 2 \right) (M_Z^2 - 2M_W^2)^2 s^2}{192\pi M_{V^\pm}^2 M_W^2 M_Z^4} - \frac{\left( g^2 \left( \frac{1}{\xi} + 1 \right) (M_{V^\pm}^2 + M_Z^2) (M_Z^2 - 2M_W^2)^2 + 2\lambda_2 M_W^2 M_Z^4 \right) s}{64\pi M_{V^\pm}^2 M_W^2 M_Z^4} \quad (3.25)$$

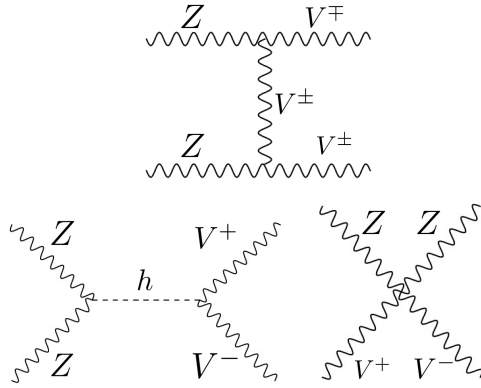


FIGURA 3.5: Diagramas de Feymann para  $ZZ \rightarrow V^+ V^-$ .

Otra vez, si hacemos  $1/\xi = -2$ , eliminamos el término  $\sim s^2$ , permitiendo tener una escala de energía menos restrictiva y una amplitud parcial que se reduce a:

$$a_0(s) = \frac{\left( 4 (M_{V^\pm}^2 + M_Z^2) (2M_W^2 - M_Z^2)^2 - 2\lambda_2 v^2 M_Z^4 \right) s}{64\pi M_{V^\pm}^2 v^2 M_Z^4} \quad (3.26)$$

Con esto, la escala de energía al ocupar la amplitud parcial en (3.26) para hacer una teoría efectiva viene siendo:

$$\Lambda = \frac{4\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}vM_Z^2M_{V^\pm}}{\sqrt{2(M_{V^\pm}^2 + M_Z^2)(2M_W^2 - M_Z^2)^2 - \lambda_2 v^2 M_Z^4}} \quad (3.27)$$

De nuevo, se observa una independencia del término no minimal. Debido a la naturaleza de sus interacciones posibles, surge una diferencia con respecto a la escala anterior, porque la expresión (3.27) no depende de la masa a nivel de árbol de  $V^1$ ,  $V^2$ , pero sí de  $M_Z$ , porque no hay un eventual intercambio de los candidatos a Materia Oscura:  $V^1$  y  $V^2$  en el canal  $t$  del proceso.

### 3.1.6. $\gamma\gamma \rightarrow V_L^+ V_L^-$

Otro posible escenario que puede ocurrir en el proceso  $pp \rightarrow jjN_L N_L l^+ l^-$  es:  $\gamma\gamma \rightarrow V_L^+ V_L^-$ , no obstante, no va ser de nuestro interés debido a que la amplitud de *scattering* es nula. En efecto, al considerar las polarizaciones transversales de los fotones iniciales, la sección longitudinal de los bosones cargados y momenta de las partículas involucradas del proceso como:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_1^\zeta &= (0, 1, 0, 0) & p_1^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2} \right) \\
 \epsilon_2^\zeta &= (0, 0, 1, 0) & p_2^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2} \right) \\
 \epsilon_3^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_{V^\pm}^2} - 1}, \frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}} \sin(\theta), 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}} \cos(\theta) \right) & p_3^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, \sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \sin(\theta), 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \cos(\theta) \right) \\
 \epsilon_4^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_{V^\pm}^2} - 1}, -\frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}} \sin(\theta), 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_{V^\pm}} \cos(\theta) \right) & p_4^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \sin(\theta), 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_{V^\pm}^2} \cos(\theta) \right)
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

Sumado a esto, los diagramas que contribuyen a la amplitud de *scattering* (Figura 3.6) nos dan como resultado  $i\mathcal{M} = 0$ . Esto último debido a que adicionalmente  $\epsilon_i \cdot \epsilon_j = 0$  ;  $\epsilon_i \cdot p_j = 0$  ( $i = 1, 2$  ;  $j = 3, 4$ ) cuyas expresiones son proporcionales a la amplitud que aporta cada uno de los diagramas.

Cabe recalcar que no quiere decir que el proceso  $\gamma\gamma \rightarrow V^+ V^-$  esté prohibido, sino que los bosones cargados son transversales en lugar de longitudinales, por lo tanto, a altas energías no dan problemas de unitariedad al modelo.

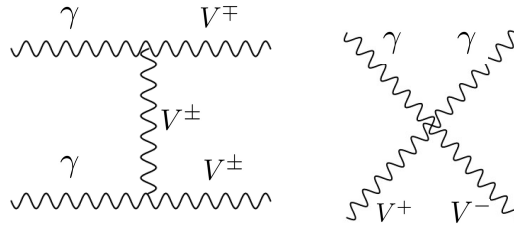


FIGURA 3.6: Diagramas de Feymann para  $\gamma\gamma \rightarrow V^+ V^-$ .

### 3.1.7. Resumen del Doblete Vectorial

Es importante mencionar que para encontrar el valor numérico de las escalas de energía en (3.24) y (3.27) se ocupó la condición usada en (3.14), ahora bien, también es factible ejecutar la condición  $a_0(s) \geq -1/\sqrt{2}$  puesto que lo relevante es que el módulo de la amplitud de onda parcial sea menor que 0.5 ( $|a_0|^2 \leq 1/2$ ). Como consecuencia, la expresión de la raíz (digamos  $a_{den}$ ) basta con invertir su signo para que el espacio de parámetros amplíe asegurando la positividad del radicando. Por lo tanto, si  $a_{den} < 0$  aplicando la condición  $a_0 \leq 1/\sqrt{2}$ , podemos invertir el signo de  $a_{den}$  y así satisfacer  $a_0 \geq -1/\sqrt{2}$ .

Observando las imágenes en Figura 3.7, se logra apreciar que en el caso de degenerancia ( $M_{V1} = M_{V2}$ ), la escala de energía en función de  $\lambda_2$  y  $M_{V\pm}$  son similares, salvo una asimetría más notoria en el *scattering* inelástico de bosones W a bosones cargados V. Por otro lado, si se desea que la escala de energía no sobrepase 5 veces la masa de los bosones cargados, el espacio paramétrico se caracteriza por estar notablemente más restringido a si se compara con el límite de exceder el doble. Para ilustrar, la zona negra es aquella donde el modelo empieza a acercarse a la escala de energía, y por ende, la teoría no es muy confiable. Es destacable observar que bajo las condiciones anteriores descritas, es posible tener masas del orden de los GeV en conjunto con  $|\lambda_2| < 2.5$ .

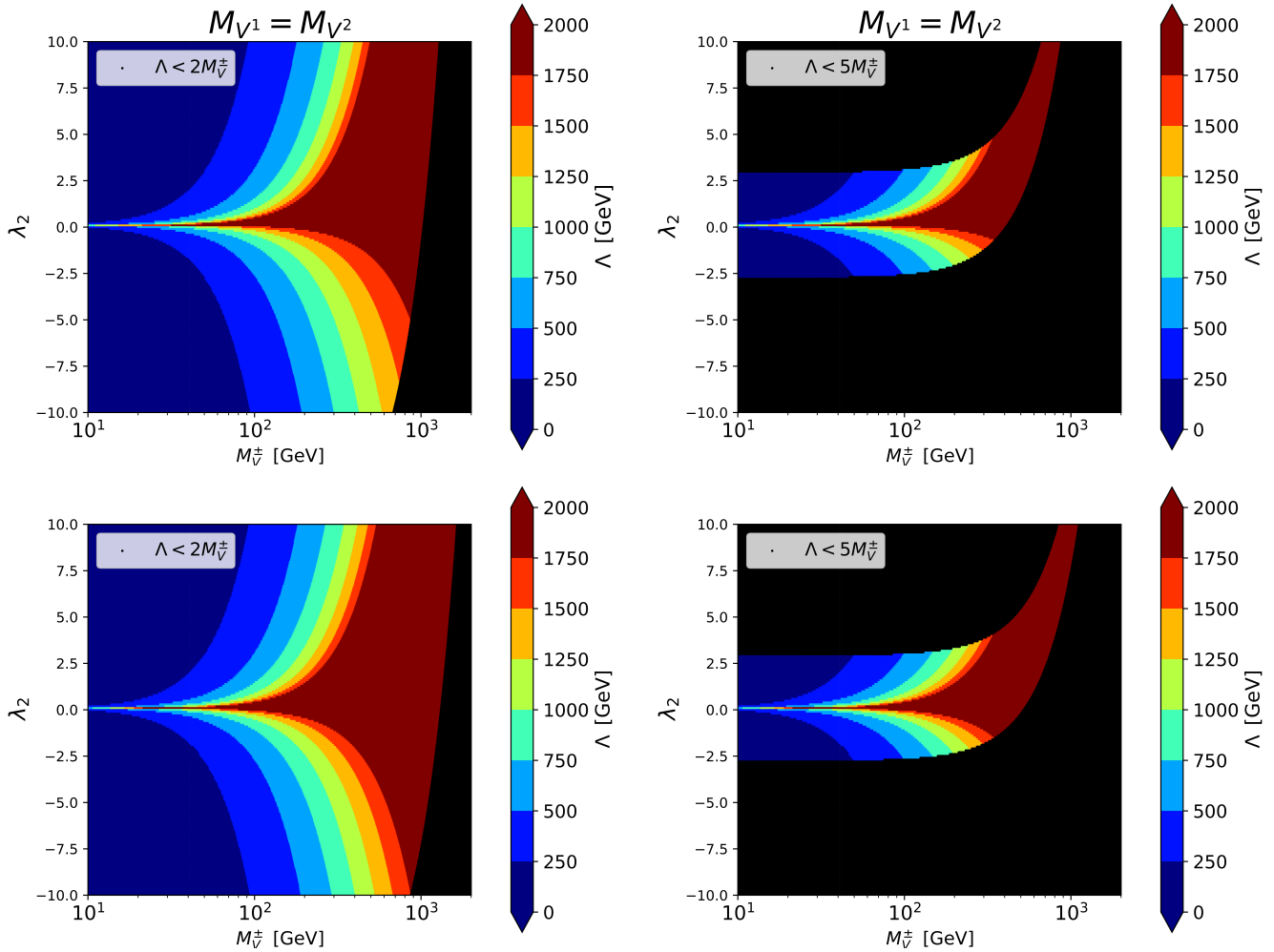


FIGURA 3.7: Escala de energía en función de  $\lambda_2$  y  $M_{V\pm}$  cuando  $\xi = -0.5$  y  $M_{V1} = M_{V2}$ . Arriba: Proceso  $WW \rightarrow VV$ . Abajo: Proceso  $ZZ \rightarrow VV$ . La zona negra ilustra las condiciones en donde la teoría no es muy confiable a nivel perturbativo, siendo Izquierda:  $\Lambda < 2M_{V\pm}^\pm$ . Derecha:  $\Lambda < 5M_{V\pm}^\pm$ .



Resumiendo, el cuadro 3.1 esclarece el comportamiento de los *scattering* inelásticos de algunos bosones del  $SM$  hacia los nuevos bosones cargados. En definitiva, cuando está presente y se fija  $\xi = -0.5$  la aniquilación de bosones masivos del  $SM$  a bosones cargados de este modelo de Materia Oscura en particular, la conservación de unitariedad se puede mantener de mejor manera y hasta cierta escala de energía.

| Proceso                                | Onda parcial ( $a_0$ )                                                                                    | Escala de unitariedad ( $\Lambda$ )                                                                                     |
|----------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$  | $\frac{(M_W^2 + M_{V^\pm}^2 - M_{V^1}^2 + M_{V^2}^2 - v^2 \lambda_2) s}{32\pi v^2 M_{V^\pm}^2}$           | $\frac{4\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}v M_{V^\pm}}{\sqrt{M_W^2 + M_{V^\pm}^2 - M_{V^1}^2 + M_{V^2}^2 - v^2 \lambda_2}}$          |
| $Z_L Z_L \rightarrow V_L^+ V_L^-$      | $\frac{(4(M_{V^\pm}^2 + M_Z^2)(2M_W^2 - M_Z^2)^2 - 2\lambda_2 v^2 M_Z^4) s}{64\pi M_{V^\pm}^2 v^2 M_Z^4}$ | $\frac{4\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}v M_Z^2 M_{V^\pm}}{\sqrt{2(M_{V^\pm}^2 + M_Z^2)(2M_W^2 - M_Z^2)^2 - \lambda_2 v^2 M_Z^4}}$ |
| $\gamma\gamma \rightarrow V_L^+ V_L^-$ | 0                                                                                                         | —                                                                                                                       |

CUADRO 3.1:  $\frac{1}{\xi} = -2$ .

### 3.2. Quintuplete Vectorial: Representación 5-Dimensional bajo $SU(2)_L$

#### 3.2.1. Estructura del Modelo

Históricamente se han propuesto modelos minimales de Materia Oscura representaciones hasta 7-dimensionales bajo  $SU(2)_L$  [22]. Bajo la anterior motivación es que se propone un modelo, que es una extensión al  $SM$  al igual que el anterior, pero este, transforma bajo la representación 5-dimensional del grupo electrodébil  $SU(2)_L$ . En principio, este ejemplar no es minimal puesto que se han incluido varias interacciones (que respetan la simetría  $\mathbb{Z}_2$ ), entre ellas: un nuevo acoplamiento entre el campo bosónico nuevo  $V_\mu$  y el campo  $W^a$  del modelo estándar, términos cuárticos para  $V_\mu$ , el término no trivial  $\sim 1/\xi$  estudiado en la sub-sección anterior y una interacción con el campo de Higgs. Con lo anterior, el lagrangiano viene siendo:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{SM} - \frac{1}{4}(V_{\mu\nu}^i)^\dagger V^{\mu\nu i} + \frac{1}{2}m_V^2(V_\mu^i)^\dagger V^{\mu i} + i\kappa g V^{\dagger\mu} W_{\mu\nu} V^\nu + \frac{1}{\xi}(D_\mu V^\mu)^\dagger(D_\nu V^\nu) + \frac{\lambda}{2}(\Phi^\dagger\Phi)(V_\mu^\dagger V^\mu) \\ & + \alpha_1(V_\mu^\dagger V^\mu)(V_\nu^\dagger V^\nu) + \alpha_2(V_\mu^\dagger V^\nu)(V_\nu^\dagger V^\mu) + \alpha_3(V_\mu^\dagger V^\nu)(V^{\dagger\mu} V_\nu) \quad ; \quad (i = 1, \dots, 5) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Adicionalmente, para que el modelo sea perturbativo:

$$|\alpha_i| \lesssim 4\pi \quad |\lambda| \lesssim 4\pi \quad (i = 1, 2, 3) \quad (3.30)$$

Aquí:  $V_{\mu\nu}^i = D_\mu V_\nu^i - D_\nu V_\mu^i$ , donde el campo  $V_\mu^i$  se construye con la derivada covariante:

$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{2}T^a W_\mu^a + \frac{ig'}{2}B_\mu$ . Producto del acople con el campo de Higgs, este cuando adquiere el valor de expectación en el vacío modifica la masa física de los bosones<sup>2</sup> ( $M_V$ ), en donde:

$$M_V^2 = m_V^2 + \frac{\lambda v^2}{2} \quad (3.31)$$

Explícitamente, el número cuántico de isospin de las componentes del quintuplete son:

$$V_\mu^i = \begin{pmatrix} V_\mu^1 \\ V_\mu^2 \\ V_\mu^3 \\ V_\mu^4 \\ V_\mu^5 \end{pmatrix} \rightarrow T_3(V_\mu^i) = \begin{pmatrix} T_3(V_\mu^1) = 2 \\ T_3(V_\mu^2) = 1 \\ T_3(V_\mu^3) = 0 \\ T_3(V_\mu^4) = -1 \\ T_3(V_\mu^5) = -2 \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

La peculiaridad que se encuentra presente en este modelo, es el hecho que de manera adicional hay compañeros doblemente cargados, generando como consecuencia un estudio de unitariedad en paralelo que involucre a los simples y doblemente bosones cargados nuevos ( $V^\pm$  y  $V^{\pm\pm}$  respectivamente).

#### 3.2.2. $V_L^{++}V_L^{--} \rightarrow V_L^{++}V_L^{--}$ y $V_L^+V_L^- \rightarrow V_L^+V_L^-$

Nuevamente, este *scattering* elástico es de nuestro interés para analizar la unitariedad del modelo. Partamos viendo el evento con los compañeros simplemente cargados.

De la misma manera que el *scattering*  $W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-$  del Modelo Estándar, el proceso a analizar posee contribuciones de 7 diagramas de Feynmann que son: el contacto  $V^+V^-V^+V^-$  y el intercambio de un bosón  $Z$ , bosón de Higgs y un fotón en los canales  $s$  y  $t$  como se muestran en la Figura 3.1.

<sup>2</sup>A modo de notación, desde este punto del escrito  $M_V$  será la masa a nivel de árbol de los bosones neutros y cargados.

Por otro lado las polarizaciones y cuadrimomentum que portan las partículas iniciales y finales son:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_1^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_V^2}} - 1, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_V} \right) & p_1^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \right) \\
 \epsilon_2^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_V^2}} - 1, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_V} \right) & p_2^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \right) \\
 \epsilon_3^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_V^2}} - 1, \frac{\sqrt{s}}{2M_V} \sin(\theta), 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_V} \cos(\theta) \right) & p_3^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, \sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \sin(\theta), 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \cos(\theta) \right) \\
 \epsilon_4^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_V^2}} - 1, -\frac{\sqrt{s}}{2M_V} \sin(\theta), 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_V} \cos(\theta) \right) & p_4^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \sin(\theta), 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \cos(\theta) \right)
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

Con lo anterior dado, y ejecutando los mismo pasos anteriores para averiguar la expresión para la onda parcial, a altas escalas de energía esta viene siendo:

$$a_0(s) = -\frac{(3\alpha_1 + 4\alpha_2 + 3\alpha_3 + 16\kappa^2 g^2) s^2}{96\pi M_V^4} + \frac{(M_W^2 (12g^4 \kappa^2 + \lambda^2) + g^2 M_V^2 (5\alpha_1 + 6\alpha_2 + 5\alpha_3 + 4g^2(4\kappa + 1)\kappa)) s}{32\pi g^2 M_V^4} \tag{3.34}$$

Desde este punto del trabajo, se van a omitir expresiones que sean  $\sim \left( \frac{M_V^2}{s} + s^0 \right)$ , puesto que no serán de nuestro interés en el análisis de unitariedad que es a altas energías, o sea  $\left( \sim \frac{s^i}{M_V^{2i}} \right)$ .

Notar que no hay una dependencia de  $\xi$  en la expresión (3.34). El diagrama de Feymann de contacto permite unitarizar la teoría al fijar las constantes  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  en términos del acople no minimal  $\kappa$ , permitiendo que el quintuplete sea válido hasta una escala de energía. Sin embargo, aún es necesario ver en paralelo los resultados para el *scattering* elástico de los compañeros doblemente cargados  $V_L^{++}V_L^{--} \rightarrow V_L^{++}V_L^{--}$  que es una de las peculiaridades de este modelo.

Los diagramas de Feymann son los mismos que los descritos por la Figura 3.1, cambiando<sup>3</sup>  $V^\pm \rightarrow V^{\pm\pm}$ , ejecutando el mismo procedimiento, la amplitud parcial de onda a energías altas es:

$$a_0(s) = -\frac{(3\alpha_1 + 4\alpha_2 + 3\alpha_3 + 64g^2 \kappa^2) s^2}{96\pi M_V^4} + \frac{(M_W^2 (48g^4 \kappa^2 + \lambda^2) + g^2 M_V^2 (5\alpha_1 + 6\alpha_2 + 5\alpha_3 + 16g^2(4\kappa + 1)\kappa)) s}{32\pi g^2 M_V^4} \tag{3.35}$$

Se aprecia, que al tomar en cuenta el *scattering* longitudinal de los compañeros doblemente cargados  $V_L^{++}V_L^{--} \rightarrow V_L^{++}V_L^{--}$ , el cambio se produce por un factor de 4 en los diagramas que existe un intercambio de un bosón Z y un fotón en los canales  $s$  y  $t$ , específicamente un 2 como factor extra en los vértices:  $V^{\pm\pm}V^{\mp\mp}\gamma$ ,  $V^{\pm\pm}V^{\mp\mp}Z$ , debido al generador  $T^3$  presente en la derivada covariante. Ocasionando, que para eliminar los términos problemáticos para la unitariedad ( $\sim s^2$ ) en los *scattering* elásticos de los compañeros cargados, se deba revocar el “ $\kappa$ ” para que la unitariedad esté más controlada a altas energías, cumpliendo las condiciones:

<sup>3</sup>Las masas a nivel de árbol son iguales. Las correcciones a nivel de 1-loop no se considerarán en este trabajo.

$$V_L^{++}V_L^{--} \rightarrow V_L^{++}V_L^{--} : \quad 3\alpha_1 + 4\alpha_2 + 3\alpha_3 + 64g^2\kappa^2 = 0 \quad (3.36)$$

$$V_L^+V_L^- \rightarrow V_L^+V_L^- : \quad 3\alpha_1 + 4\alpha_2 + 3\alpha_3 + 16g^2\kappa^2 = 0 \quad (3.37)$$

Realizando lo anterior descrito, la escala de energía para los *scattering* de los compañeros simple y doblemente cargados es la misma, siendo (3.38) la expresión para este *cuttoff*. La escala de violación de unitariedad adopta una forma similar al *VTDM* [23], pero sus diferencias se ven reflejadas en la dependencia de los acoplos de términos cuárticos ( $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ ). Si bien es cierto que la violación de unitariedad depende de los términos anteriormente mencionados, del acople con el bosón de Higgs y de la masa del vector a nivel de árbol ( $M_V$ ), podemos reducirlo en principio, a 4 parámetros ( $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, M_V$ ) en el límite de masas altas. No es absurdo pensar en este último escenario, puesto que al tratarse de un modelo *WIMP* de Materia Oscura, esta puede alcanzar masas del orden de los TeV para saturar la cantidad presente en el universo [24], o incluso pueden tener ese rango siendo sub-abundante. Por este motivo se analizará su comportamiento hasta los 30 [TeV].

$$\Lambda = \frac{8\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}M_V^2}{\sqrt{4(5\alpha_1 + 6\alpha_2 + 5\alpha_3)M_V^2 + \lambda^2v^2}} \quad (3.38)$$

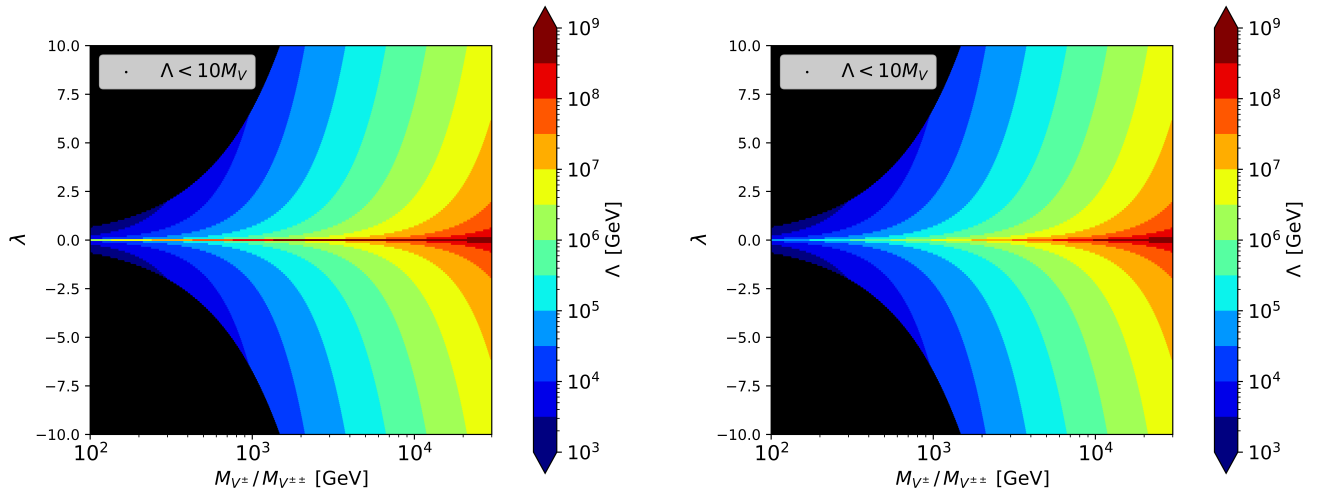


FIGURA 3.8: Escala de unitariedad para el *scattering* elástico de *V*'s simple y doblemente cargados, en función de  $\lambda$  y  $M_V$  con  $\alpha_1 = \alpha_3$ , cumpliendo con la condición  $3\alpha_1 + 4\alpha_2 + 3\alpha_3 = 0$ . Izquierda:  $\alpha_2 = -3/8 \cdot 10^{-2}$ . Derecha:  $\alpha_2 = -10$ .

En efecto, cuando se impone que la escala de energía sea  $\Lambda < 10M_V$  (zona negra de la Figura 3.8), es necesario tener acoplos más pequeños para estar en un rango más seguro. Mientras que, en principio, para masas desde los 200 [GeV] en adelante es posible escoger un valor arbitrario para  $\lambda$  siempre y cuando esté dentro del rango perturbativo. Esto para valores de  $\alpha_i$  entre 1 y 10.

### 3.2.3. $hV^{\pm,\pm\pm,0} \rightarrow hV^{\pm,\pm\pm,0}$

Otros eventos que son de interés para restringir el espacio de parámetros, en este caso:  $\lambda$ ; es el *scattering* elástico de los bosones cargados y neutros con el bosón de Higgs. Con esto, es posible fijar otra escala de violación de unitariedad. Producto de que en 2 de los subprocessos se encuentra a  $V^i$  como propagador, el término cinético  $\sim 1/\xi$  afecta en el análisis de este *scattering*. Se verán dos casos:  $\xi \rightarrow \infty$ , es decir, cuando este término no se encuentra en el lagrangiano (3.29) y  $\xi = \xi_0$  (valor finito).

$\xi \rightarrow \infty$

Debido a la morfología del término:  $+\frac{\lambda}{2}(\Phi^\dagger\Phi)(V_\mu^\dagger V^\mu)$ , los vértices:  $hV^{\pm\pm}V^{\mp\mp}$ ,  $hV^{\pm}V^{\mp}$ ,  $hV^0V^0$  aportan el mismo factor. Al colocarse en el gauge unitario, el término queda:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{2}(\Phi^\dagger\Phi)(V_\mu V^\mu) &= \frac{\lambda}{2} \frac{(v+h)^2}{2} \begin{pmatrix} V^{--} & V^- & V^0 & V^+ & V^{++} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V^{++} \\ V^+ \\ V^0 \\ V^- \\ V^{--} \end{pmatrix} \\ &= \frac{\lambda}{4}(v^2 + 2vh + h^2)(2V^{++}V^{--} + 2V^+V^- + V^0V^0) \\ &\sim \lambda v(hV^{++}V^{--}) + \lambda v(hV^+V^-) + \lambda v(hV^0V^0) + \frac{\lambda}{2}(h^2V^{++}V^{--}) + \frac{\lambda}{2}(h^2V^+V^-) + \frac{\lambda}{4}(h^2V^0V^0) \end{aligned}$$

Recordando que para la Regla de Feymann debe haber un  $n!$  por cada partícula idéntica; los vértices de 3 y 4 patas son respectivamente:  $\lambda \cdot v$  y  $\lambda$ . Esto es de suma relevancia, puesto que en el cálculo de las amplitudes de cada diagrama s,t,u (ver Figura 3.9); estas son independientes del signo que adopta el acople de 3 partículas en un punto, mientras, que el vértice de cuatro patas influye al momento de hacer la expansión en ondas parciales puesto que generan un signo relativo entre los otros diagramas<sup>4</sup>.

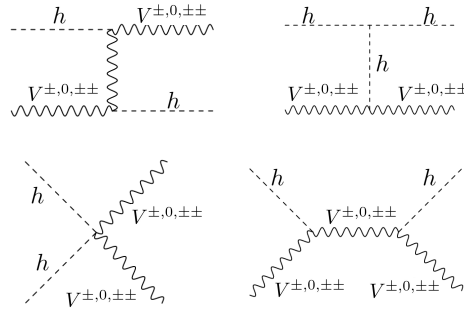


FIGURA 3.9: Diagramas de Feymann para  $hV^{\pm,0,\pm\pm} \rightarrow hV^{\pm,0,\pm\pm}$ .

Las polarizaciones y momenta de los procesos:  $hV^{\pm,\pm\pm,0} \rightarrow hV^{\pm,\pm\pm,0}$  son:

$$\epsilon_2^\xi = \left( \frac{\sqrt{M_V^4 + (s - m_h^2)^2 - 2M_V^2(m_h^2 + s)}}{2M_V\sqrt{s}}, 0, 0, \frac{m_h^2 - M_V^2 - s}{2M_V\sqrt{s}} \right)$$

<sup>4</sup>Véase el Apéndice C para obtener mayor información de los vértices presentes en los cálculos de este capítulo.

$$\begin{aligned}
 \epsilon_4^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{M_V^4 + (s - m_h^2)^2 - 2M_V^2(m_h^2 + s)}}{2M_V\sqrt{s}}, \frac{s + M_V^2 - m_h^2}{2M_V\sqrt{s}} \sin(\theta), 0, \frac{s + M_V^2 - m_h^2}{2M_V\sqrt{s}} \cos(\theta) \right) \\
 p_1^\zeta &= \left( \frac{s + m_h^2 - M_V^2}{2\sqrt{s}}, 0, 0, \frac{\sqrt{M_V^4 + (s - m_h^2)^2 - 2M_V^2(m_h^2 + s)}}{2\sqrt{s}} \right) \\
 p_2^\zeta &= \left( \frac{s + M_V^2 - m_h^2}{2\sqrt{s}}, 0, 0, -\frac{\sqrt{M_V^4 + (s - m_h^2)^2 - 2M_V^2(m_h^2 + s)}}{2\sqrt{s}} \right) \\
 p_3^\zeta &= \left( \frac{s + m_h^2 - M_V^2}{2\sqrt{s}}, \frac{\sqrt{M_V^4 + (s - m_h^2)^2 - 2M_V^2(m_h^2 + s)}}{2\sqrt{s}} \sin(\theta), 0, \frac{\sqrt{M_V^4 + (s - m_h^2)^2 - 2M_V^2(m_h^2 + s)}}{2\sqrt{s}} \cos(\theta) \right) \\
 p_4^\zeta &= \left( \frac{s + M_V^2 - m_h^2}{2\sqrt{s}}, -\frac{\sqrt{M_V^4 + (s - m_h^2)^2 - 2M_V^2(m_h^2 + s)}}{2\sqrt{s}} \sin(\theta), 0, -\frac{\sqrt{M_V^4 + (s - m_h^2)^2 - 2M_V^2(m_h^2 + s)}}{2\sqrt{s}} \cos(\theta) \right)
 \end{aligned} \tag{3.39}$$

Utilizando, como en todo este trabajo, el paquete **FeynCalc** de Wolfram, las amplitudes para los eventos anteriormente mencionados cuyos diagramas son: el contacto  $hhV^iV^i$ , canal  $s$  y  $u$  con intercambio de bosones  $V^{\pm\pm}, V^\pm, V^0$  (cuando corresponde según el suceso), y canal  $t$  con el bosón de Higgs mediando; vienen siendo respectivamente:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{cont} &= \frac{i\lambda \left( -(m_h^4(\cos(\theta) - 1)) + 2m_h^2(\cos(\theta) - 1)(M_V^2 + s) - \cos(\theta)(M_V^2 + s)^2 + (M_V^2 - s)^2 \right)}{4sM_V^2} \\
 \mathcal{M}_s &= \frac{i\lambda^2 v^2 m_h^4 ((\cos(\theta) - 1)M_V^2 + s)}{4sM_V^4 (M_V^2 - s)} \\
 &\quad - \frac{i\lambda^2 v^2 (2m_h^2 (M_V^2 + s) ((\cos(\theta) - 1)M_V^2 + s) - \cos(\theta)M_V^2 (M_V^2 + s)^2 + (M_V^2 - s)^3)}{4sM_V^4 (M_V^2 - s)} \\
 \mathcal{M}_u &= \frac{i\lambda^2 v^2 (m_h^8(\cos(\theta) - 1)^2 + 2m_h^4(4s(\cos^2(\theta) - 1)M_V^2 + 3(\cos(\theta) - 1)^2M_V^4 + s^2(3\cos^2(\theta) - 1)))}{8sM_V^4 (m_h^4(\cos(\theta) - 1) - 2m_h^2((\cos(\theta) - 1)M_V^2 + s\cos(\theta) + s) + \cos(\theta)(M_V^2 - s)^2 - M_V^4 + s^2)} \\
 &\quad + \frac{-4i\lambda^2 v^2 m_h^2 (s^2(\cos(\theta)(\cos(\theta) + 2) - 1)M_V^2 + s(\cos(\theta) - 1)(\cos(\theta) + 4)M_V^4 + (\cos(\theta) - 1)^2M_V^6)}{8sM_V^4 (m_h^4(\cos(\theta) - 1) - 2m_h^2((\cos(\theta) - 1)M_V^2 + s\cos(\theta) + s) + \cos(\theta)(M_V^2 - s)^2 - M_V^4 + s^2)} \\
 &\quad + \frac{i\lambda^2 v^2 ((-4m_h^2 s^3 \cos(\theta)(\cos(\theta) + 1)) - 4m_h^6(\cos(\theta) - 1)((\cos(\theta) - 1)M_V^2 + s\cos(\theta)))}{8sM_V^4 (m_h^4(\cos(\theta) - 1) - 2m_h^2((\cos(\theta) - 1)M_V^2 + s\cos(\theta) + s) + \cos(\theta)(M_V^2 - s)^2 - M_V^4 + s^2)} \\
 &\quad + \frac{i\lambda^2 v^2 (-8s^3 M_V^2 - 2s^2((\cos(\theta) - 4)\cos(\theta) - 7)M_V^4 + 8s(\cos(\theta) - 1)M_V^6 + (\cos(\theta) - 1)^2 M_V^8 + s^4(\cos(\theta) + 1)^2)}{8sM_V^4 (m_h^4(\cos(\theta) - 1) - 2m_h^2((\cos(\theta) - 1)M_V^2 + s\cos(\theta) + s) + \cos(\theta)(M_V^2 - s)^2 - M_V^4 + s^2)} \\
 \mathcal{M}_t &= \frac{3i\lambda m_h^2 (-(m_h^4(\cos(\theta) - 1)) + 2m_h^2(\cos(\theta) - 1)(M_V^2 + s) - \cos(\theta)(M_V^2 + s)^2 + (M_V^2 - s)^2)}{2M_V^2 (m_h^4(\cos(\theta) - 1) - 2m_h^2((\cos(\theta) - 1)M_V^2 + s\cos(\theta)) + (\cos(\theta) - 1)(M_V^2 - s)^2)}
 \end{aligned} \tag{3.40}$$

Siendo así la amplitud de *scattering*, al momento de expandir en series de Taylor en torno a la variable  $s$ :

$$i\mathcal{M} = -\frac{\lambda(\cos(\theta) - 1)(\lambda v^2 - 2M_V^2)s}{8M_V^4} + \mathcal{O}\left(\text{cte} + \frac{M_V^2}{s}\right) \quad (3.41)$$

Aspectos destacables de la formulación hecha en (3.40) y (3.41) es que existe un signo relativo según los valores que adopte  $\lambda$  y  $M_V$ , algo que no acontecía con el doblete vectorial, porque aquel<sup>5</sup> lagrangiano (3.2) tenía los acoples  $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$  con un signo negativo, ocasionando que el diagrama de contacto tuviese el mismo signo que el resto de los subprocesos, que eran los diagramas:  $s, u, t$  de intercambio bosónico cargado y Higgs respectivamente.

Tomando en cuenta la expresión (3.31), la condición  $\lambda v^2 - 2M_V^2 < 0$  debe ser satisfecha. Expandiendo en ondas parciales y aplicando, una vez más, la condición  $|a_0|^2 \leq 1/2$  obtenemos dos escalas de energías. Una que cumple  $a_0 \leq 1/\sqrt{2}$  y otra  $a_0 \geq -1/\sqrt{2}$ , que son:

$$\Lambda_1 = \frac{8\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}M_V^2}{\sqrt{\lambda(\lambda v^2 - 2M_V^2)}} \quad \text{y} \quad \Lambda_2 = \frac{8\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}M_V^2}{\sqrt{\lambda(2M_V^2 - \lambda v^2)}} \quad (3.42)$$

Esto se debe a que, independiente del valor que tomen los dos parámetros involucrados, la raíz debe ser definida positiva; por esta razón se tienen dos expresiones para la escala de energía, que al combinarlas vemos en la Figura 3.10 un comportamiento completamente asimétrico. Naturalmente, cuando  $\lambda$  es 0, la violación de unitariedad ocurre a una energía que diverge puesto que se está eliminando derechamente el acople del bosón de Higgs con el nuevo campo vectorial y genera que los 3 procesos de *scattering* elásticos anteriores no sean posibles. Por otro lado, zonas con  $\lambda < -2$  para todo tipo de masas y  $\lambda > 2$  con  $M_V > 600$  [GeV] quedan casi descartadas para estar en un espacio paramétrico en la cual la teoría se comporte de buena manera.

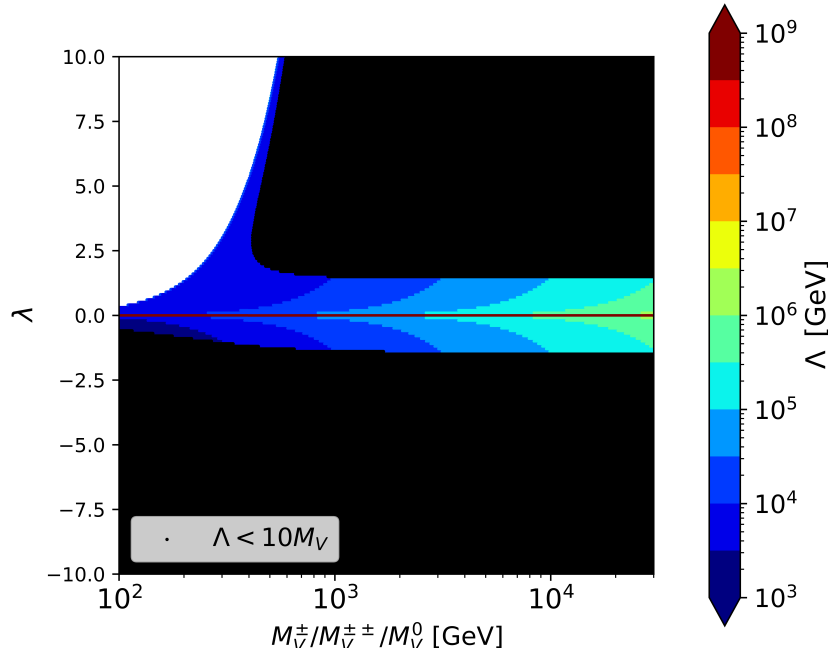


FIGURA 3.10: Escala de unitariedad en función de  $M_V^i$  y  $\lambda$  para el evento  $hV^i \rightarrow hV^i$ , con  $\xi \rightarrow \infty$ .

<sup>5</sup>Remarcar que este no posee aún el término  $\sim 1/\xi$ .

$$\xi = \xi_0$$

Como se vio para el Doble Vectorial, el término  $\sim 1/\xi$  modifica el propagador del bosón masivo. Como consecuencia, genera que la amplitud de *scattering* en el cual existe un intercambio de  $V^i$  en los canales  $s$  y  $u$ , ya no crezca con  $\sim s$  a altas energías, debido a la presencia de  $\xi = \xi_0$ . Con ello, los dos términos que posee el propagador decrecen con el cuadrado de la energía conforme  $s \gg 1$ , mientras que las polarizaciones  $\sim \sqrt{s}$ . Siendo la amplitud:

$$\mathcal{M} = (\text{propagador}) \cdot (2 \cdot \text{vértice}) \cdot (\text{polarización}) \cdot (\text{polarización}) \sim \left(\frac{1}{s}\right) \cdot 1 \cdot (\sqrt{s})(\sqrt{s}) \sim cte$$

Las amplitudes de los subprocesos de: contacto e intercambio de un bosón de Higgs en el canal  $t$  se mantienen invariantes. Con esto, la amplitud de la onda parcial adopta una manera más simple:

$$a_0(s) \sim -\frac{\lambda s}{64\pi M_V^2} \quad (3.43)$$

Observando la escala de energía en (3.44) y a la Figura 3.11 que se le aplicó la condición  $2M_V^2 - \lambda v^2 > 0$ , se nota una leve diferencia en el espacio paramétrico con respecto a la Figura 3.10. Es claro observar que ya no es posible obtener  $|\lambda| \gtrsim 1.5$ , y que existe aún la asimetría producto de la condición anterior mencionada. También sigue la tónica de una escala de energía “infinita” para  $\lambda = 0$ , pero como se explicó antes, esto carece de sentido.

No obstante, aún es posible obtener masas del orden de los [TeV], siempre y cuando el acople sea pequeño y cumpla los rangos que se aprecian.

$$\Lambda = \frac{4 \cdot 2^{\frac{3}{4}} \sqrt{\pi} M_V}{\sqrt{|\lambda|}} \quad (3.44)$$

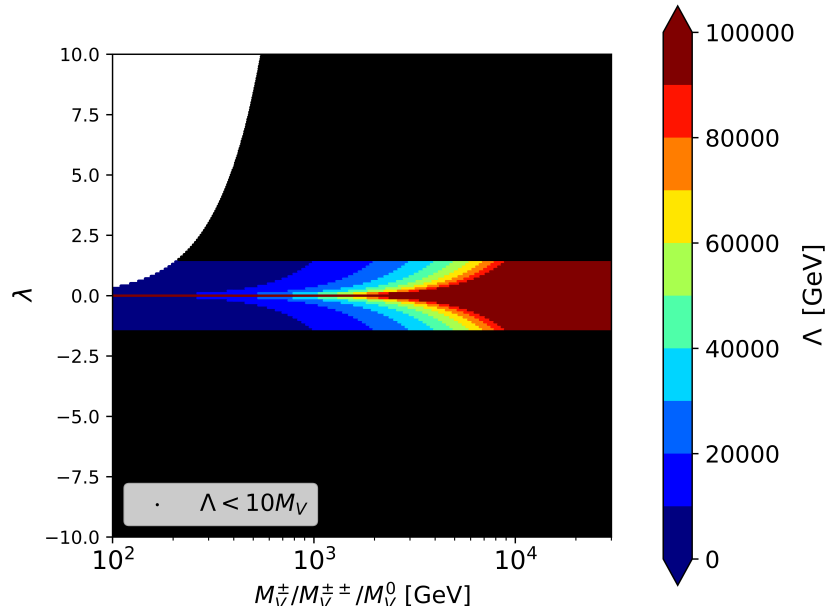


FIGURA 3.11: Escala de unitariedad en función de  $M_V^i$  y  $\lambda$  para el evento  $hV^i \rightarrow hV^i$ , con  $\xi = \xi_0$ .



### 3.2.4. $W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$ y $W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^{++} V_L^{--}$

Tomando como referencia lo realizado para el doblete vectorial, sumado a la posible producción de los bosones cargados en el universo temprano, dos eventos importantes son de interés para el estudio de unitariedad de este modelo, que es:  $W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$  y  $W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^{++} V_L^{--}$ . En este modelo, 4 sub-procesos están presentes a nivel de árbol: contacto WWVV y el intercambio de un: fotón, bosón Z y Higgs en el canal s.

Utilizando las mismas polarizaciones y momenta que en (3.21), y ejecutando el mismo procedimiento de cálculo uno obtiene que la amplitud parcial de onda para los 2 procesos vienen siendo:

$$\begin{aligned}
 &W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^- & W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^{++} V_L^{--} \\
 &a_0(s) = -\frac{5g^2 \left(\frac{1}{\xi} - 1\right) s^2}{96\pi M_V^2 M_W^2} & a_0(s) = -\frac{g^2 \left(\frac{1}{\xi} - 1\right) s^2}{48\pi M_V^2 M_W^2} \\
 &+ \frac{g \left(5g \left(\frac{2}{\xi} - 1\right) (M_V^2 + M_W^2) + \lambda v M_W\right) s}{64\pi M_V^2 M_W^2} & + \frac{g \left(2g \left(\frac{2}{\xi} - 1\right) (M_V^2 + M_W^2) + \lambda v M_W\right) s}{64\pi M_V^2 M_W^2}
 \end{aligned} \tag{3.45}$$

En un principio parece obvio fijar  $\xi = 1$  para estar seguro de mantener el modelo unitario y evitar un espacio paramétrico problemático<sup>6</sup>. Las escalas respectivas de energía usando esta condición son:

$$\begin{aligned}
 &W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^- & W_L^+ W_L^- \rightarrow V_L^{++} V_L^{--} \\
 &\Lambda_+ = \frac{4 \cdot 2^{\frac{3}{4}} \sqrt{\pi} M_V v}{\sqrt{v^2(5g^2 + 2\lambda^2) + 20M_V^2}} & \Lambda_{++} = \frac{4 \cdot 2^{\frac{1}{4}} \sqrt{\pi} M_V v}{\sqrt{v^2(g^2 + \lambda^2) + 4M_V^2}}
 \end{aligned} \tag{3.46}$$

donde  $\Lambda_{++} > \Lambda_+$ . Por lo que se tomará  $\Lambda_{++}$  como referencia al ser más represivo.

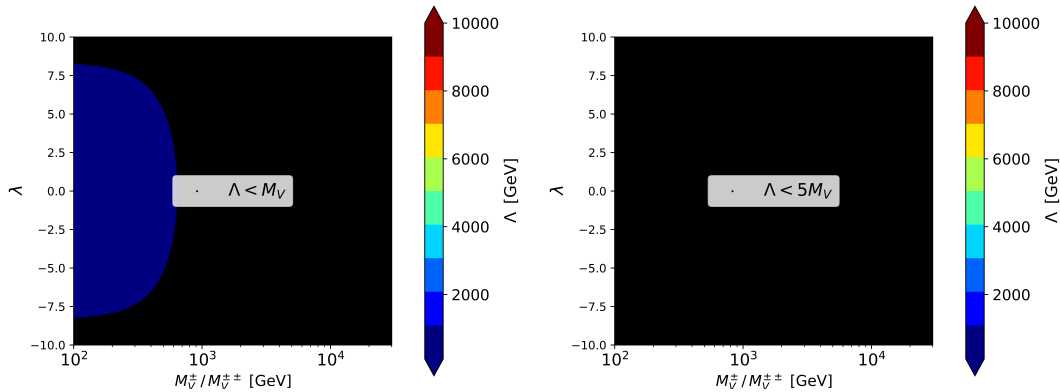


FIGURA 3.12: Escala de unitariedad para el proceso  $WW \rightarrow V^+ V^-$ . La zona negra representa:  $\Lambda < 5M_V$  (Izquierda) y  $\Lambda < 10M_V$  (Derecha).

<sup>6</sup>Esto es que una variación mínima de los parámetros afecte considerablemente a la escala de unitariedad.

No obstante, la fijación  $\xi = 1$  nos trae como consecuencia una escala de energía constante cuando la masa de los bosones es del orden de los TeV como se aprecia en la Figura 3.12, generando  $\Lambda < M_V$  haciendo la teoría inviable. Por ende, se dejará  $\xi$  ( $\xi \neq 1$ ) como parámetro libre en orden de permitir *WIMP's* de masas altas del orden de los TeV para partículas de *spin*-1 [25].

Siendo así, al calcular la escala de unitariedad  $\Lambda$  ( $\Lambda = s^2$ ) con  $\xi \neq 1$  sacado de la expresión (3.45) de *scattering* inelástico con bosones simplemente cargados como partículas finales, se tiene un espacio paramétrico casi sin restricciones tal como se observa en las Figuras 3.13 y 3.14, salvo para:  $\xi = \pm 10$  (o valores de ese orden),  $M_{V\pm} \lesssim 220$  [GeV] y  $\lambda_2$  en la cual tanto para la condición  $a_0 \leq 1/\sqrt{2}$  y  $a_0 \geq -1/\sqrt{2}$  existe una zona en donde la raíz no es definida positiva o la escala de unitariedad está por debajo de 10 veces la masa del vector a nivel de árbol.

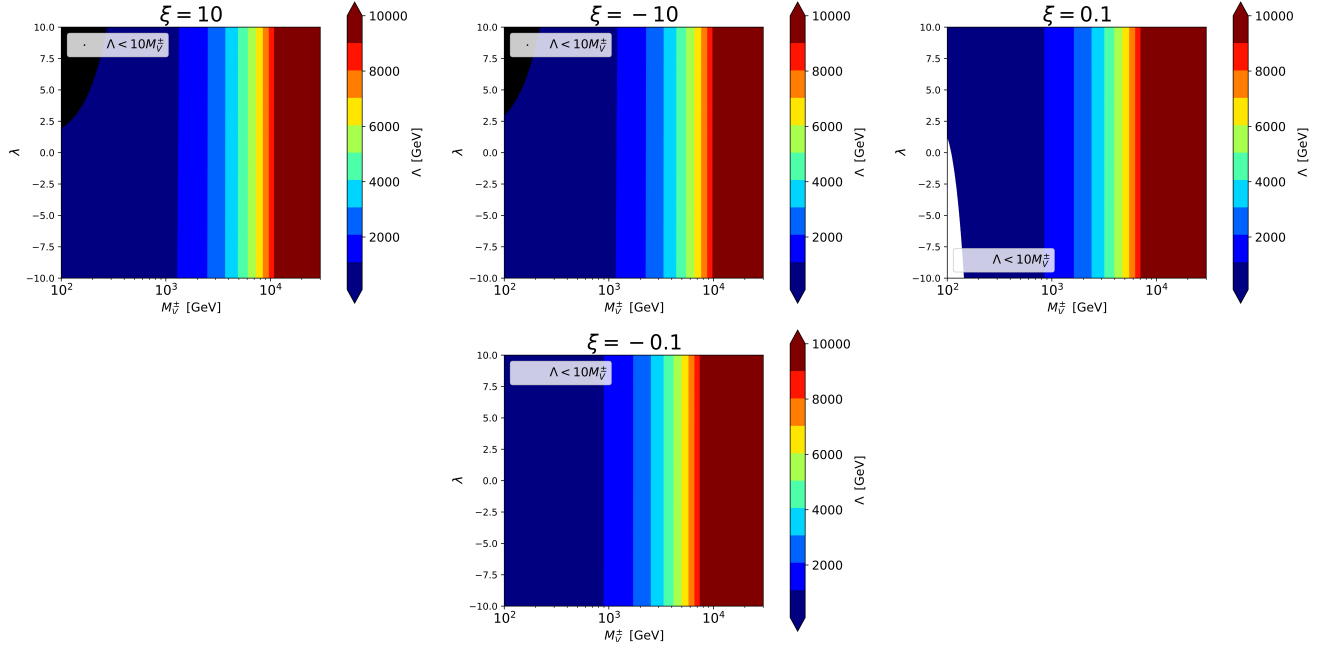


FIGURA 3.13: *Escala de unitariedad en función de  $\lambda$  y  $M_V^\pm$  para algunos valores arbitrarios de  $\xi$  usando la condición  $a_0 \leq 1/\sqrt{2}$ .*

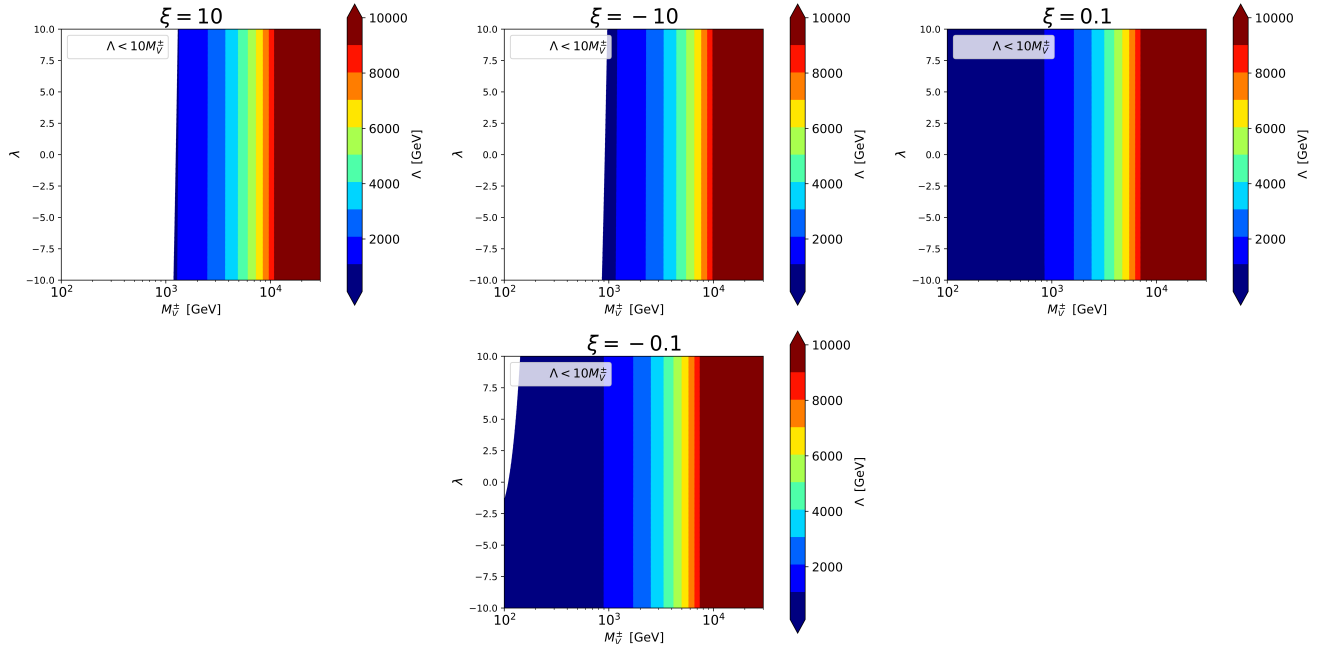


FIGURA 3.14: *Escala de unitariedad en función de  $\lambda$  y  $M_V^\pm$  para algunos valores arbitrarios de  $\xi$  usando la condición  $a_0 \geq -1/\sqrt{2}$ .*

### 3.2.5. Espacio Paramétrico Final

Finalmente, considerando lo realizado en 3.2.2, 3.2.3 y 3.2.4; se logra llegar a un espacio paramétrico en el cual se restringe el acople de los campos bosónicos nuevos con el Campo de Higgs ( $\lambda$ ) y la masa a nivel de árbol ( $M_V$ ) como se observa en la Figura 3.15. Siempre y cuando  $\xi \neq 1$ , para así poseer masas del orden de los TeV.

Debido a que el término  $\sim 1/\xi$  puede ser de nuestro interés para otros análisis que se le puedan hacer al modelo, este se tomará en cuenta, por ende:  $\xi = \xi_0$ .

El proceso de *scattering*  $VV \rightarrow VV$  en parte elimina como posibilidad valores cercanos a los GeV de masa y  $|\lambda| > 1$ , mientras, que el evento  $hV \rightarrow hV$  influye en la presencia de una asimetría en el espacio paramétrico, debido a la existencia del signo relativo en el denominador de la escala de energía (discutido anteriormente); sumado a esto último la imposibilidad de tener  $|\lambda| \gtrsim 1.5$  para todo valor de  $M_V$ .

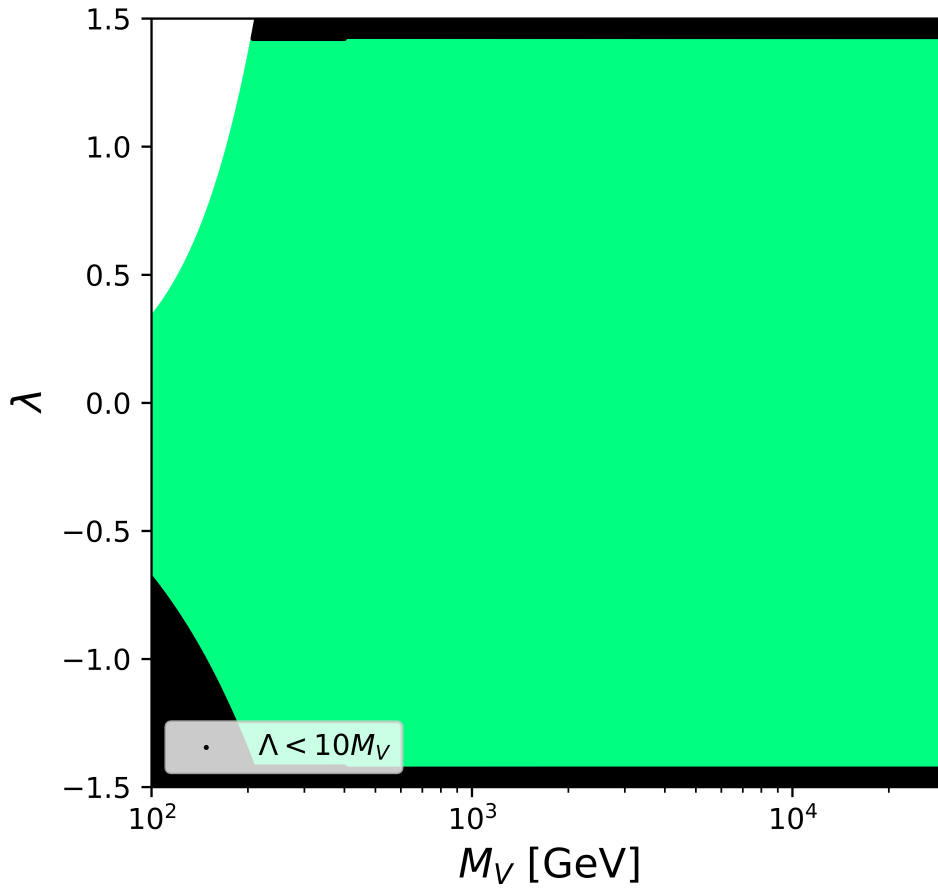


FIGURA 3.15: Espacio paramétrico final ( $\xi = \xi_0 \neq 1$ ), combinando las restricciones de escalas presentes en las Figuras 3.8 y 3.10 (área verde). La zona negra representa el espacio en que al menos una de las 2 escalas de unitariedad de los procesos  $VV \rightarrow VV$  y  $hV \rightarrow hV$ , se encuentra por debajo de 10 veces la masa.

### 3.3. Isotriplete Minimal de Materia Oscura bajo Transformación Adjunta en $SU(2)_L$

#### 3.3.1. Estructura del Modelo

Este ejemplar, es un campo vectorial masivo  $V_\mu$  que está presente en una teoría de Gauge no Abelian. Conforme a los modelos vistos anteriormente, el isotriplete minimal de Materia Oscura [23] es una extensión al  $SM$  en donde el lagrangiano adquiere simetría  $\mathbb{Z}_2$ , pero en esta ocasión, el campo bosónico propuesto ( $V$ ) transforma bajo la representación adjunta de  $SU(2)_L$ , esto quiere decir:  $V'_\mu \rightarrow U^\dagger V_\mu U$  ;  $U \in SU(2)_L$ .

$$V_\mu = \begin{pmatrix} V^+ \\ V^0 \\ V^- \end{pmatrix} \rightarrow (M_{V^\pm} - M_{V^0}) \approx 200 [MeV] \quad (3.47)$$

Los autores en la referencia anterior, estudiaron distintas propiedades del modelo. Una de ellas fue que a nivel de  $1-loop$  la diferencia de masa entre los bosones cargados (inestables) y la componente neutra (estable) es de alrededor de los  $\approx 200 [MeV]$ , lo que da lugar a un decaimiento posible de  $V^\pm \rightarrow V^0 \pi^\pm$ . Debido a lo último, se estima la vida media de  $V^\pm$  como  $\tau_{V^\pm} \approx 0.06[ns]$ , dejando un largo característico de  $l \approx 2 [cm]$ .

Lo anterior genera un problema para la detección de estas partículas exóticas. Por un lado la componente neutra por característica debe ser indetectable, dejando como posibilidad su detección de manera indirecta a través del momentum perdido ( $\not{p}$ ) en colisiones a altas energías. Mientras que por el otro, los bosones cargados poseen una vida inestable tan pequeña que no alcanzan a dejar un rastro considerable en el detector que, además, decaen en  $V^0$  y piones poco energéticos.

Ahora bien, la unitariedad de este modelo fue estudiada en [26] para el *scattering* de los bosones cargados longitudinales, comportándose bien a altas energías. Además, de manera adicional los autores en [23] permiten un acople con el bosón de Higgs respetando la simetría  $\mathbb{Z}_2$ . Con esto, el lagrangiano viene dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{SM} - Tr\{D_\mu V_\nu D^\mu V^\nu\} + Tr\{D_\mu V_\nu D^\nu V^\mu\} - \frac{g^2}{2} Tr\{[V_\mu, V_\nu][V^\mu, V^\nu]\} \\ & - ig Tr\{W_{\mu\nu}[V^\mu, V^\nu]\} + \tilde{M}^2 Tr\{V_\nu V^\nu\} + a(\Phi^\dagger \Phi) Tr\{V_\nu V^\nu\} \end{aligned} \quad (3.48)$$

donde:  $D_\mu = \partial_\mu - ig[W_\mu, \cdot]$  es la derivada en  $SU(2)_L$  para la representación adjunta, y en el cual la masa a nivel de árbol de los nuevos bosones una vez ocurra la ruptura espontánea de simetría, es:

$$M_V^2 = \tilde{M}^2 + \frac{1}{2}av^2 \quad (3.49)$$

Con ello, el modelo queda dependiente de solamente 2 parámetros: La masa a nivel árbol de  $V_\mu$  ( $M_V$ ) y la constante de acoplamiento con el bosón de Higgs ( $a$ ). Una vez más,  $v$  es el valor de expectación en el vacío del bosón de Higgs y  $g$  la constante de acoplamiento electrodébil en  $SU(2)_L$ .

### 3.3.2. $V_L^+ V_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$

Como punto de partida, al igual que en las secciones anteriores, el *scattering* elástico de bosones cargados es, una vez más, relevante. Sacando las reglas de Feymann del modelo presentes en [27], utilizando las polarizaciones y momenta de (3.10) y los subprocesos que son los mismos presentes en (3.1), se obtiene como la amplitud de *scattering* elástico de los bosones cargados:

$$i\mathcal{M} = \frac{s \left( (16a^2 \sin^4(\theta_W) + 3e^4) M_W^2 - 4e^4 M_V^4 \right) (\cos(\theta) + 1)}{8e^2 \sin^2(\theta_W) M_V^4} \quad (3.50)$$

Tal como se esperaba, el lagrangiano (3.48) no induce un fuerte crecimiento con la energía ( $\sim s^2$ ) en el *scattering* elástico de los bosones cargados, en conformidad con [26]. No obstante el resultado en (3.50), posee adicionalmente un término (en naranja), si lo comparamos a lo obtenido por los autores en [23], la razón de esta disparidad se debe a las polarizaciones y momenta ocupados al hacer el cálculo. En (3.10) se encuentran las expresiones exactas de  $\epsilon_i^\zeta$ ,  $p_i^\zeta$ ; mientras que en la referencia [23] se hace la aproximación  $\epsilon_i^\zeta \approx p_i^\zeta / M_V$  dando un resultado diferente al anteriormente obtenido. La diferencia que genera la elección de polarizaciones y momenta, se ve reflejado en la contribución de  $\mathcal{M}$  proveniente del diagrama de contacto y el intercambio de un fotón y bosón Z en el canal t (véase más detalles en el Apéndice D).

Usando  $e = g \sin(\theta_W)$ :

$$i\mathcal{M} = \frac{s (4a^2 v^2 + 3g^2 M_W^2 - 4g^2 M_V^2) (\cos(\theta) + 1)}{8M_V^4} \quad (3.51)$$

Vemos que ahora la amplitud de *scattering* presenta un signo relativo en su numerador, induciendo como en situaciones anteriores dos escalas de energía. Expandimos en ondas parciales, en la cual la mayor exigencia es para  $l = 0$ , y con esto las escalas de violación de unitariedad son:

$$\Lambda_1 = \frac{8 \cdot 2^{\frac{1}{4}} \sqrt{\pi} M_V^2}{\sqrt{4a^2 v^2 + 3g^2 M_W^2 - 4g^2 M_V^2}} \quad \text{y} \quad \Lambda_2 = \frac{8 \cdot 2^{\frac{1}{4}} \sqrt{\pi} M_V^2}{\sqrt{4g^2 M_V^2 - 4a^2 v^2 - 3g^2 M_W^2}} \quad (3.52)$$

Otra diferencia a destacar, es que estas escalas de unitariedad en el régimen de masas altas ( $M_V \gg M_W, a$ ) crecen como  $\Lambda \sim M_V$  al igual que lo acontecido con el Quintuplete Vectorial en (3.38), mientras que la alcanzada por los autores en [23] es de  $\Lambda \sim M_V^2$ , la cual es:

$$\Lambda = \frac{8 \cdot 2^{\frac{1}{4}} \sqrt{\pi} M_V^2}{\sqrt{4a^2 v^2 + 3g^2 M_W^2}} \quad (3.53)$$

A pesar de la discrepancia en las escalas (3.52) y (3.53), las zonas negras que simbolizan  $\Lambda < 10M_V$  en las Figuras 3.16 y 3.17 se mantienen casi en el mismo lugar, excepto por un área (blanca) que representa aquella en que la condición  $2M_V^2 - av^2 > 0$  no se cumple. No obstante, como ese espacio fue descartado bajo otras restricciones que se explicarán en 3.3.4 no se le dará mayor importancia. Además, si bien la escala de unitariedad anterior mencionada es algo baja para algunas masas altas del espectro y se comporta de manera diferente<sup>7</sup>, presenta una zona casi parecida en la cual la teoría es confiable, es decir,  $\Lambda > 10M_V$ .

<sup>7</sup>Notar que la escala de unitariedad exacta de (3.52) tiende a formar áreas con el aspecto de una Lemniscata de Geronio que se aprecian mejor en la escala lineal, mientras que la conseguida por los autores en [23] lucen como Campana de Gauss.

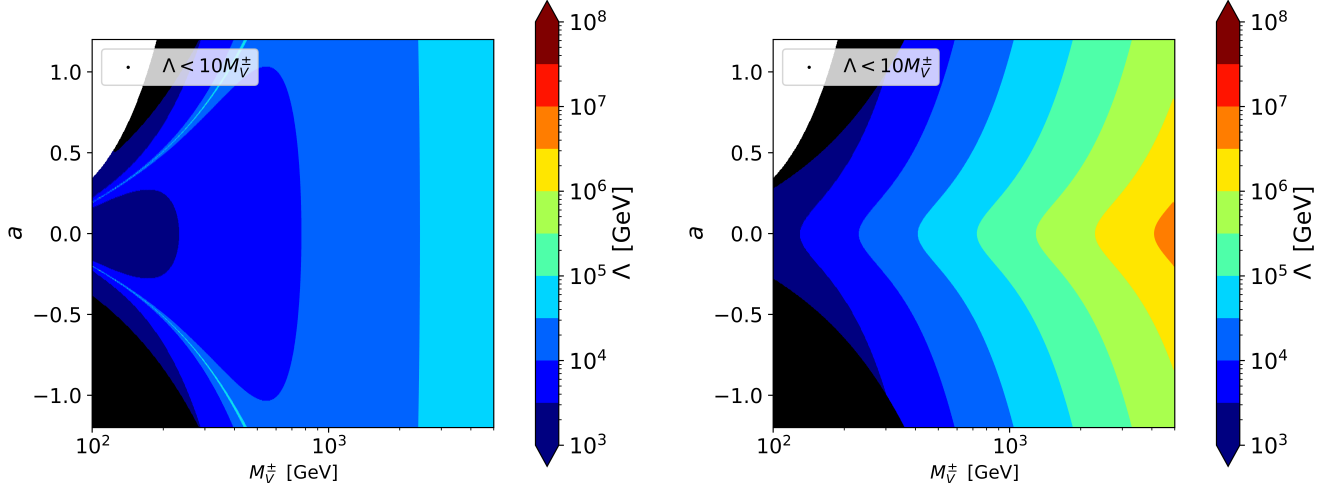


FIGURA 3.16: Escala de unitariedad de  $VV \rightarrow VV$  graduado de forma logarítmica siendo Izquierda: 3.52 y Derecha: 3.53. La zona negra simboliza  $\Lambda < 10M_V$ .

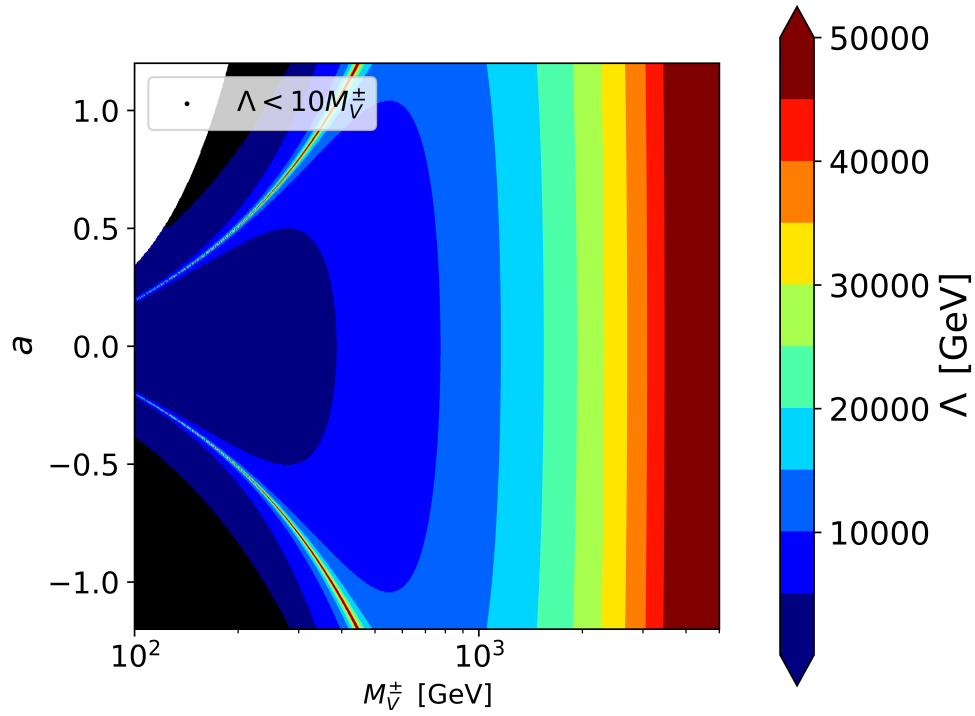


FIGURA 3.17: Escala de unitariedad de  $VV \rightarrow VV$  obtenida en (3.52), graduado de forma lineal. La zona negra simboliza  $\Lambda < 10M_V$ .

### 3.3.3. $hV^{\pm,0} \rightarrow hV^{\pm,0}$

Así como se ejecutó en la referencia [13] y para el quintuplete vectorial, el análisis a altas energías del *scattering* elástico de  $hV^{\pm,0} \rightarrow hV^{\pm,0}$  para restringir el espacio paramétrico es también de nuestro interés, por eso se realizará para el isotriplete vectorial.

Del mismo modo que los dos modelos anteriormente examinados, el acople entre el bosón de Higgs y los bosones cargados  $V^{\pm}$ , es similar a con los neutros  $V^0$ . Por lo tanto, usando las polarizaciones y momenta presentes en (3.39), y tomando en cuenta que  $hV^{\pm,0} \rightarrow hV^{\pm,0}$  posee los mismos 4 subprocesos presentes en la Figura 3.9 (salvo los que tienen  $V^{\pm}$ ), la amplitud de *scattering* es:

$$i\mathcal{M} = \frac{a(\cos(\theta) - 1)(M_V^2 - av^2)s}{2M_V^4} \quad (3.54)$$

Al igual que la amplitud de *scattering* en (3.41), presenta la misma forma salvo unas constantes y está presente un signo relativo entre el diagrama de contacto y el resto de los subprocesos. Sumado a esto, debido a (3.49), la desigualdad  $2M_V^2 > av^2$  se debe cumplir. Expandiendo en ondas parciales, aplicando la condición  $|a_0|^2 \leq 1/2$  obtenemos otra vez dos escalas de energías. Una que cumple  $a_0 \leq 1/\sqrt{2}$  y otra  $a_0 \geq -1/\sqrt{2}$ , que son:

$$\Lambda_1 = \frac{4\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}M_V^2}{\sqrt{a(av^2 - M_V^2)}} \quad \text{y} \quad \Lambda_2 = \frac{4\sqrt[4]{2}\sqrt{\pi}M_V^2}{\sqrt{a(M_V^2 - av^2)}} \quad (3.55)$$

La degenerancia de escala de energía se debe a los mismos motivos explicados para el *scattering* elástico de la sección 3.2.3.

Respetando  $|a| < 1.2$ , producto de restricciones ya realizadas en referencia [23]; vemos en la Figura 3.18 que tanto para  $\Lambda < 10M_V$  como  $\Lambda < 5M_V$  existe una asimetría en las zonas permitidas para cumplir la unitariedad del modelo. Ciertamente la escala no tiene sentido cuando  $\lambda = 0$ , por esto es que la escala en esa situación diverge.

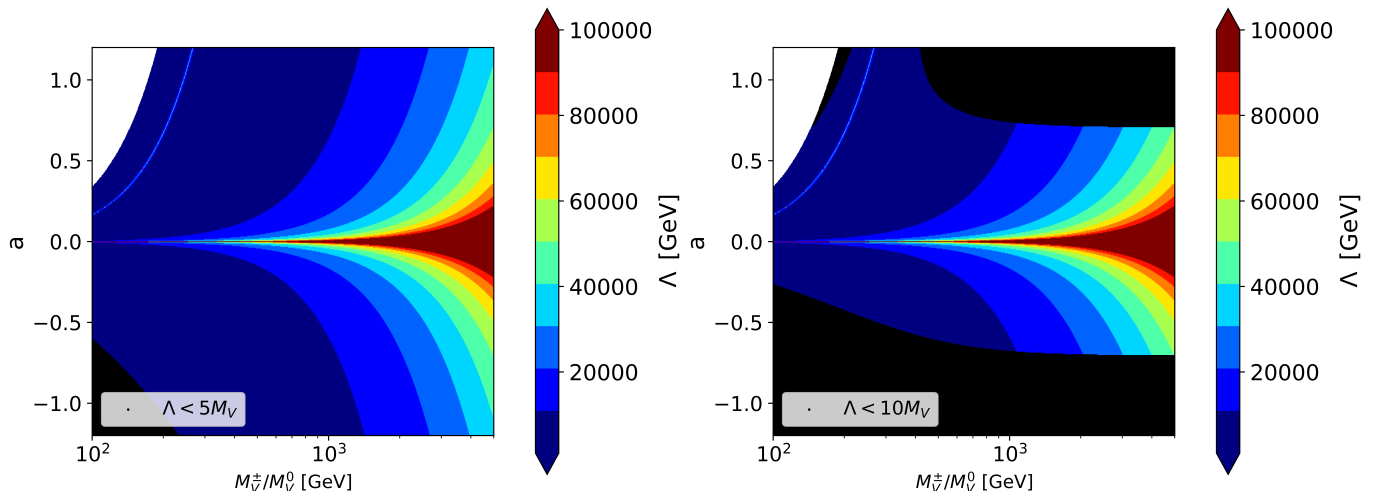


FIGURA 3.18: Escala de unitariedad para el proceso  $hV \rightarrow hV$ . La zona negra representa:  $\Lambda < 5M_V$  (Izquierda) y  $\Lambda < 10M_V$  (Derecha).



### 3.3.4. Otras Restricciones Importantes

No solamente se utilizó la escala de unitariedad para restringir los valores de:  $a$  y  $M_V$ , se menciona en el artículo la utilización de: los datos medidos por XENON1T para detección directa [28, 29], el decaimiento medido para un Bosón de Higgs en un par de fotones ( $h \rightarrow \gamma\gamma$ ) el año 2018 por la colaboración ATLAS [30] y CMS [31], y la densidad de reliquia medida por Planck [32] el año 2015 para el constreñimiento. No obstante, hay que mencionar que existen medidas más recientes hechas por las colaboraciones ATLAS [33] y CMS [34] el año 2022 para el proceso ( $h \rightarrow \gamma\gamma$ ). Aunque, los valores del 2018 en comparación a los del 2022 no varían significativamente como se muestran en la parte izquierda de la Figura 3.19. De la misma manera, las realizadas por la colaboración Planck [10] el 2018 (sector derecho Figura 3.19) para medir la densidad de reliquia cambian de manera no muy considerable; por lo que no afectaría en gran medida a la restricción del espacio de parámetros con estas nuevas mediciones.

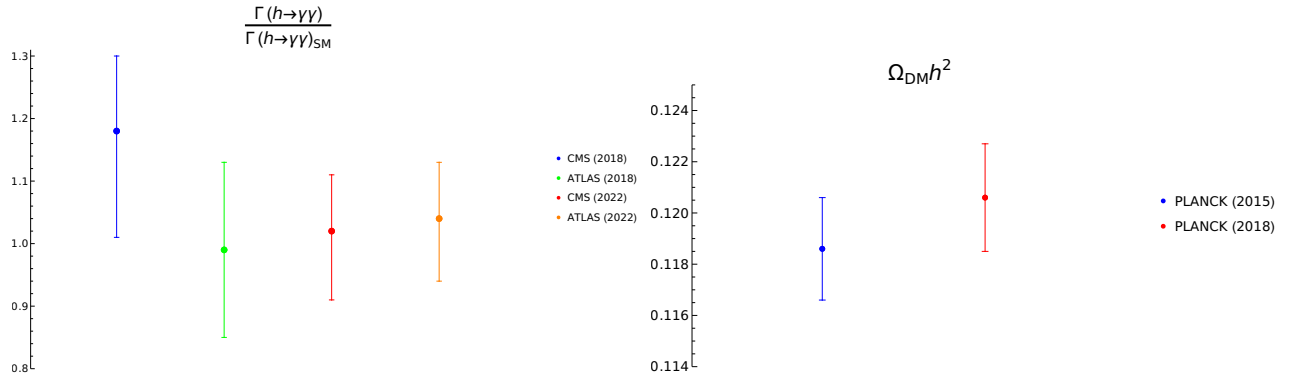


FIGURA 3.19: Actualización de medidas hechas para el cálculo de: Ancho de decaimiento del Higgs a 2 fotones (Izquierda) y la Densidad de Reliquia (Derecha).

A pesar de restringir de manera más fuerte el espacio paramétrico la unitariedad del *scattering*  $hV \rightarrow hV$  para  $\Lambda < 10M_V$ , cuando esta escala es menor a 5 veces la masa del vector, lo cual no representa ningún peligro; para argumentos de unitariedad solo constriñe los parámetros el proceso  $VV \rightarrow VV$ . Por lo tanto, el espacio paramétrico de la Figura 3.20, puede seguir tomándose en cuenta aun existiendo nuevas mediciones para:  $h \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\Omega h^2$  y cálculos de unitariedad en otro evento.

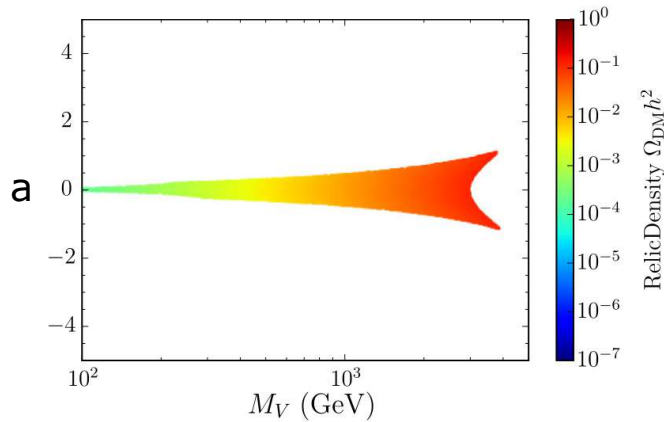


FIGURA 3.20: Espacio paramétrico final del Isotriplete Vectorial al que concluyen los autores en [23].



# Producción de Mono-Higgs y Mono-Z en *VTDM*

Validar o excluir por completo un modelo, en especial de *WIMP*'s vectoriales como Materia Oscura, es una tarea que llega a ser desafiante puesto que su comportamiento debe ser acorde desde diferentes puntos de vista, usando por ejemplo, argumentos cosmológicos o perturbativos. Afortunadamente, el *VTDM* tiene la ventaja de ser un modelo minimal con solamente dos parámetros, lo que permite hacer un análisis más simplificado para constreñirlos. En referencia [23] se usaron argumentos de: detección directa, cantidad de Materia Oscura presente en el universo actual, perturbatividad unitaria, producción de Mono-jet y *missing energy* en colisionadores actuales y futuros para restringir el espacio paramétrico y saber su comportamiento en caso de ser el modelo correcto.

Es por lo anterior, que en este capítulo se abordará la simulación de eventos hecha en *CalcHEP* [35] para la producción de Mono-Higgs y Mono-Z en conjunto con un par de  $V^0$  (candidato a *DM*), en colisionadores de hadrones futuros a: corto, mediano y largo plazo; con el objetivo de extender el conocimiento del eventual comportamiento del *VTDM* a nivel de colisionadores.

## 4.1. Aspectos Preliminares

### 4.1.1. Características de los Colisionadores a Utilizar

Claro está, que para ejecutar las simulaciones no solamente se necesita tener una idea de cuanta energía se le imprimirá al acelerador tomando en consideración que el espacio paramétrico del *VTDM* abarca masas desde los [GeV] hasta los  $\sim 4$  [TeV]. También, es necesario introducir de alguna manera su capacidad para generar eventos de nuestro interés, es decir, tener luminosidades integradas ( $\mathcal{L}$ ) altas [36].

El *Run III* para el *LHC* que inició en Julio del 2022, se tomará como una de las primeras referencias para tener en cuenta en las simulaciones, con haces de protones llegando a energías de 6.8 [TeV] y con el objetivo de llegar a los 280 [ $fb^{-1}$ ] [37] de luminosidad integrada. Sumado a esto, los planes logísticos para el *HL-LHC*, *HE-LHC* y *FCC-hh* que se tienen para el futuro [38, 39] permiten que hacer simulaciones a energías y luminosidades más altas y nunca antes alcanzadas, no sean un despropósito. De hecho, los valores presentes en el Cuadro 4.1 serán tomados con cautela con respecto a la luminosidad integrada, en comparación con otros estudios que hacen simulaciones usando el *peak* de  $\mathcal{L}$  al que se anhelaría llegar [40].

|                             |      |      |     |
|-----------------------------|------|------|-----|
| $\sqrt{s}$ [TeV]            | 13.6 | 27   | 100 |
| $\mathcal{L}$ [ $ab^{-1}$ ] | 0.28 | 0.28 | 0.2 |
|                             | 3    | 2    | 2   |
|                             | -    | 10   | 30  |

CUADRO 4.1: Valores de Energías de CM y Luminosidades integradas usadas en las simulaciones.

#### 4.1.2. Rastro Desaparecido

Por otra parte, al ser  $V^0$  un candidato de Materia Oscura, su comportamiento a nivel de detectores es ser prácticamente invisible; similar a lo que acontece con los neutrinos. No obstante, también puede ser el caso de partículas  $V^\pm$  que contribuyan a energía perdida después de la colisión, pues el rastro que dejaría, eventualmente, en el detector es de a lo más 2 [cm] [23], decayendo posteriormente a un  $V^0$  y un pión cargado poco energético. Todo esto a sabiendas que actualmente el *LHC* puede reconstruir el *tracking* de una partícula cargada a  $\mathcal{O}(10[cm])$  [41]. Dejando de esta manera, a  $V^\pm$  y  $V^0$  como partículas indistinguibles que aportarían a la energía pérdida después de la colisiones, que es una de las opciones que estudiaron en [42] para el Triplete Escalar de Materia Oscura.

Por el contrario, si se realizan las pertinentes técnicas para el *dissapearing track* de las partículas cargadas [43] es posible identificar el rastro de  $V^\pm$  en el detector antes de decaer, suposición que los autores del Triplete Escalar de Materia Oscura efectuaron desde el comienzo [44]. Con esto, los eventos  $pp \rightarrow V^\pm V^\mp X$  y  $pp \rightarrow V^0 V^0 X$  ( $X = h, Z$ ), son viables diferenciarlos.

A pesar que esto último no sea factible realizarlo hoy en día, esta distinción entre  $V^\pm$  y  $V^0$  puede realizarse mejorando el rastreo de partículas cargadas en los detectores llegando al centímetro como huella mínima, alcanzando incluso un par de milímetros para el *FCC-hh* e incrementando la capacidad de rastreo para el *HL-LHC* a 14 [TeV] [45]. Bajo esta situación, en este capítulo se abordará la idea en la cual se asume la capacidad de discernir entre  $V^\pm$  y  $V^0$ . Siendo, finalmente, la señal de nuestro interés:  $pp \rightarrow V^0 V^0 X$  ( $X = h, Z$ ).

### 4.1.3. Momentum Transversal, *Background* y el Espacio Paramétrico

La variable cinemática de interés es el momentum transversal del Bosón de Higgs y del  $Z$  ( $|p_T^i| \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ), siendo el momentum longitudinal ( $p_L^i \equiv p_z$ ) aquel que tiene la misma dirección que los haces de protones antes de colisionar. El motivo, es que gracias a la conservación del momentum  $|p_T^{miss}| = |p_T^i|$  (ver parte superior de la Figura 4.1), es posible extraer información del par<sup>1</sup> de bosones  $V^0$ , para luego separar la señal del *background*, hecho por lo autores para otros procesos del modelo en [23] y también para otros modelos en referencias [46, 47].

Con lo anterior mencionado, para la producción de Mono-Higgs, el *background* es simplemente el proceso de *Higgstrahlung* con el bosón  $Z$  decayendo a un par de neutrinos (de cualquier familia leptónica). Mientras que para el Mono- $Z$  es la producción de un par de bosones  $Z$ , imponiendo que uno de ellos decaiga de forma visible y otro a un par de neutrinos (Ver sector inferior de la imagen 4.1). De esta manera, el par de neutrinos hacen el rol de la producción de  $V^0$ , porque también son partículas desafiantes de detectar, por no decir casi invisibles.

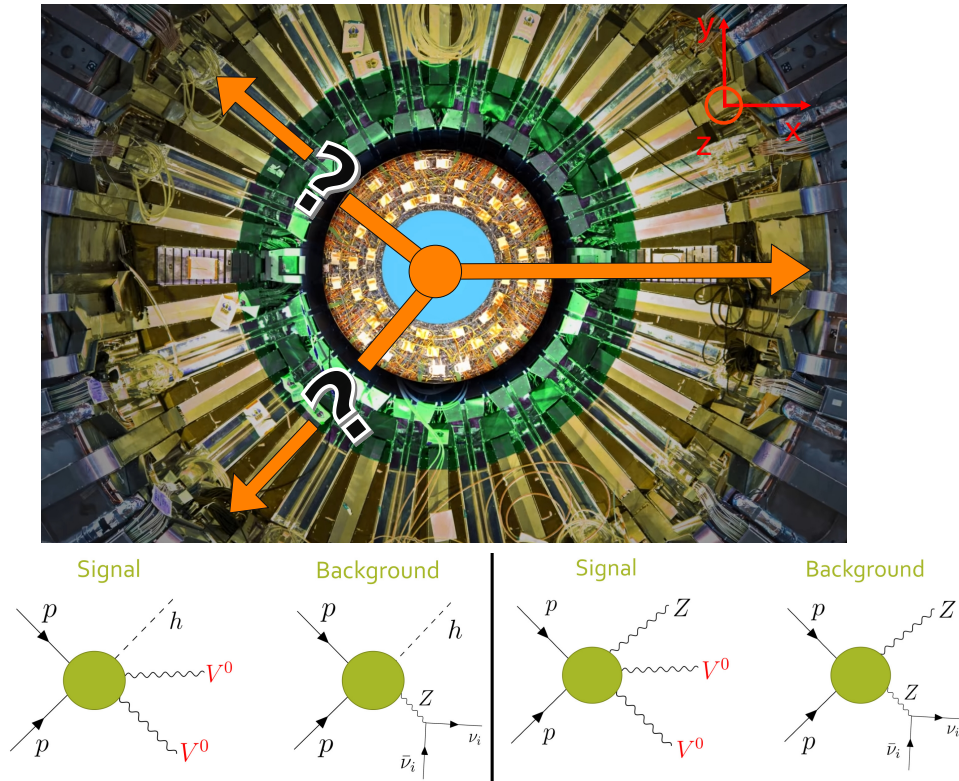


FIGURA 4.1: Arriba: Representación pictórica del rol de  $p_T$ . Abajo: Señal y *background* de los eventos a simular.

<sup>1</sup>Recordar que debido a la simetría  $\mathbb{Z}_2$  del modelo VTDM, la producción de bosones  $V^0$  solo viene de a pares.

Ocupando *WebPlotDigitizer* [48], se extraen la cantidad aproximada de 1040 puntos del espacio paramétrico como se muestra en la Figura 4.2, para analizar los procesos de Mono-Higgs y Mono-Z en el modelo vectorial de Materia Oscura. Para aquello, se utilizó como referencia el espacio paramétrico final al que llegan los autores de [23] presente en la Figura 3.20.

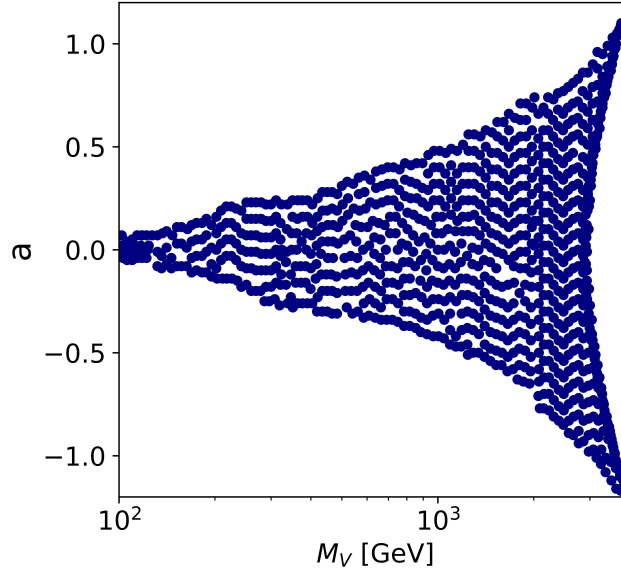


FIGURA 4.2: Puntos del espacio paramétrico a considerar en la simulaciones.

Si bien, es afirmativo ver que no todos los puntos que están cumplen la condición  $\Lambda < 10M_V$  cuando se analizó el *scattering*  $hV \rightarrow hV$ , sí lo hacen para  $\Lambda < 5M_V$  (ver Figura 3.18), por lo que no es un área paramétrica que llegue a niveles peligrosos y como consecuencia, serán tomados en cuenta de todas formas.

Finalmente, para simular la producción de Mono-X en VTDM se utiliza un *software* que genera eventos por medio del método de Monte Carlo: CalCHEP [35]; en este trabajo para cada punto del espacio paramétrico se simularán  $10^4$  eventos para extraer su sección eficaz. En particular, los procesos a analizar dentro del modelo de Materia Oscura son:  $pp \rightarrow V^0 V^0 h$  y  $pp \rightarrow V^0 V^0 Z$ , para los cual a los protones en el programa se le asignarán la pdf: `cteq6l(proton)` ya implementada.

## 4.2. Producción de Mono-Higgs

### 4.2.1. Validez de *CalcHEP* y el *Background*

El evento de producción de Mono-Higgs, es ideal para saber la influencia del acople ( $a$ ) en las colisiones, y si este puede llegar a estar constreñido<sup>2</sup>. Para comenzar, veamos el *background* de este proceso.

El *Higgstrahlung* es un mecanismo de producción de Mono-Higgs asociado a un bosón W o Z confirmado con  $5\sigma$  de significancia estadística [49]. Para esta situación, se exige que esté en compañía de un Z que decaiga a un par de neutrinos únicamente.

Al simular este evento ( $pp \rightarrow Zh \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i h$ ) en *CalcHEP*, en el modelo **SM(+hgg)** a unos 13 [TeV] de energía de centro de masa, insertamos que los protones están compuestos de: gluones, *quark-up*, *quark-down* y sus antipartículas; vemos que el subproceso presente es únicamente  $q\bar{q} \rightarrow Zh$  a nivel de árbol. Esto nos arroja como sección eficaz el valor de 111.4 [fb]. Notar que en el cálculo pudo estar el subproceso  $gg \rightarrow Zh$ , no obstante, el vértice ( $g, Z, h$ ) no se encuentra implementado en el modelo **SM(+hgg)** del simulador, sin embargo, el aporte a la sección eficaz es de unos  $\sim 20$  [fb] adicionales siendo para nuestros efectos algo no muy considerable. Sumado a esto, simulaciones realizadas en referencias [50, 51, 52] que incluyen correcciones a *NNLOQCD*, dan secciones eficaces alrededor de  $\sim 150$  [fb]. Dejando como conclusión, *CalcHEP* como un simulador de eventos que trabaja a nivel de árbol bastante eficaz, cuyas aproximaciones son suficientes para el propósito de este trabajo.

Producto de la simulación con el método de Monte Carlo, los histogramas en función de  $p_T^h$  empiezan a fluctuar a partir de cierto punto generando dificultad en su análisis. Por consiguiente, y motivados adicionalmente por [47] que hacen un análisis optimizando la señal de un modelo de Materia Oscura, según el corte de la pérdida de energía transversal; se harán las simulaciones de señal y *background* no solo para diferentes energías de centro de masa, sino que, además para distintos  $p_T^h > p_{T_0}$ .

Por otro lado, en lo que concierne a la señal de interés, se implementa el modelo **VTDMp** presente en [27] al simulador. En disparidad con el *background*, el subproceso dominante (unas veces  $10^{10}$  más superior), es  $gg \rightarrow V^0 V^0 h$  en comparación a  $q\bar{q} \rightarrow V^0 V^0 h$ , debido al débil acople que hay entre el Bosón de Higgs con los *quarks up-down* (producto de su baja masa), en donde el Higgs es el único propagador a nivel de árbol en este proceso. Por esta razón, no se tomarán en cuenta el aporte de los *quarks* en la señal de este proceso, debido a su despreciable aporte, hecho que también viene motivado por lo realizado en [46]. A pesar de que *CalcHEP* simule con diagramas a nivel de árbol, lo cierto es que los *loops* de *quarks-top* están insertos como vértices efectivos: ( $g, g, h$ ) y ( $g, g, h, h$ ), en el modelo.

Pese a aquello, en la Figura 4.3 se muestra tanto el *background* como la señal con los *loops* de *quark-top* de manera visual.

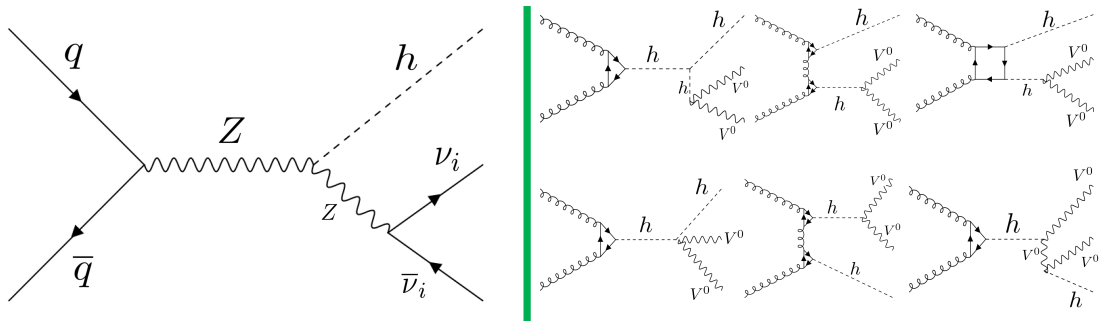


FIGURA 4.3: Diagramas de Feynmann de producción de Mono-Higgs y energía perdida como Señal (VTDM, derecha) v/s Background (SM, izquierda).

<sup>2</sup>El parámetro  $a$  representa el acople entre el Bosón de Higgs y los bosones  $V$ , bajo el término  $a(\Phi^\dagger \Phi) \text{Tr}\{V_\mu V^\mu\}$  presente en el lagrangiano.

Simulando ( $pp \rightarrow Zh \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i h$ ) para distintas energías y cortes, sus resultados se ven reflejados en el Cuadro 4.2. Observamos no mucha diferencia del valor obtenido a 13.6 [TeV] que el de 13 [TeV], naturalmente si vamos exigiendo  $|p_T^{miss}| = |p_T^h| > p_{T_0}$  el número de eventos va disminuyendo trayendo como resultado una menor sección eficaz. Además, la razón entre la sección eficaz arrojada por  $\sqrt{s} = 100$  [TeV] y  $\sqrt{s} = 13.6$  [TeV] que es de  $\approx 10.4$ , entra en relación a lo simulado y en la expectativa de los autores en [53], que estiman la sección eficaz dada por  $\sqrt{s} = 100$  [TeV] 12.5 más grande que obtenida por  $\sqrt{s} = 14$  [TeV].

| $\sigma$ [fb]            | $\sqrt{s} = 13.6$ [TeV] | $\sqrt{s} = 27$ [TeV] | $\sqrt{s} = 100$ [TeV] |
|--------------------------|-------------------------|-----------------------|------------------------|
| $p_T^{miss} > 0$         | 118.3                   | 279.4                 | 1236                   |
| $p_T^{miss} > 0.4$ [TeV] | $5.834 \cdot 10^{-1}$   | 2.037                 | 13.2                   |
| $p_T^{miss} > 1$ [TeV]   | $7.559 \cdot 10^{-3}$   | $5.793 \cdot 10^{-2}$ | $6.48 \cdot 10^{-1}$   |
| $p_T^{miss} > 2$ [TeV]   | $2.1811 \cdot 10^{-4}$  | -                     | -                      |
| $p_T^{miss} > 2.5$ [TeV] | -                       | $4.175 \cdot 10^{-4}$ | -                      |
| $p_T^{miss} > 3.5$ [TeV] | -                       | -                     | $5.033 \cdot 10^{-3}$  |
| $p_T^{miss} > 10$ [TeV]  | -                       | -                     | $1.484 \cdot 10^{-5}$  |

CUADRO 4.2: Valores de las secciones eficaces del proceso  $pp \rightarrow Zh \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i h$  para diferentes cortes cinemáticos y energías de centro de masa.

#### 4.2.2. Consideraciones Realistas y la Significancia

Al momento de identificar al bosón de Higgs (ya sea si viene del *background* o la señal), es crucial su reconstrucción para obtener información precisa sobre su momento transversal, es decir, sobre el momento transversal perdido. Es por esto, que se implementará como condición el decaimiento del Higgs a un par de *quark*-b, debido a que es el más probable:  $\Gamma_i(h \rightarrow b\bar{b}) \approx 0.58$  [49] y la eficiencia de reconstrucción de los *b-jets* actualmente oscila en  $\epsilon_{eff} \approx 0.80$  [54, 55]. Si bien, es posible que el canal de decaimiento di-fotónico del Higgs tenga menos *background* e incluso sea considerado como posibilidad en producción de Mono-Higgs en conjunto con Materia Oscura en otros modelos [46, 56], su frecuencia es sumamente baja ( $\Gamma_i(h \rightarrow \gamma\gamma) \approx 0.002$ ), de manera que no será considerado.



Con aquello, las secciones eficaces simuladas tanto del *background* como de la señal se ven modificadas, dando *cross sections* más realistas al momento de ejecutar el experimento. Siendo:

$$\sigma_{eff} = \epsilon_{eff} \cdot \Gamma_i(h \rightarrow b\bar{b}) \cdot \sigma_{calchep} = 0.464 \cdot \sigma_{calchep} \quad (4.1)$$

Finalmente, para saber si estamos en presencia de “nueva física”, es necesario primero, saber la significancia estadística que emerge al comparar los eventos del *background* y la señal. Para esto, se utiliza la definición habitual de la significancia ( $S$ ):

$$S = \frac{\mathcal{S}'}{\sqrt{\mathcal{S}' + \mathcal{B}}} \quad (4.2)$$

donde se define  $\mathcal{S}'$  y  $\mathcal{B}$  como el número de eventos de la señal y el *background* respectivamente. La ventaja, es que podemos tener el número de eventos en función de la efectividad del colisionador [36], representado por la luminosidad integrada ( $\mathcal{L}$ ), y la sección eficaz dada por CalCHEP ( $\sigma_{calchep}$ ):

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma_{eff} \quad (4.3)$$

Con esto, la significancia estadística usando (4.1) y (4.3), se simplifica a:

$$S = \sqrt{0.464 \cdot \mathcal{L}} \cdot \frac{\sigma_s}{\sqrt{\sigma_s + \sigma_b}} \quad (4.4)$$

### 4.2.3. Optimización de la Significancia

Aplicando lo obtenido en la expresión anterior, se está en condiciones de simular la significancia estadística y ver como varia este en el espacio paramétrico, o sea, en función de la masa del vector ( $M_V$ ) y su acople con el bosón de Higgs ( $a$ ). A modo de introducción, se observa en la Figura 4.4 que a  $\sqrt{s}=13.6$  [TeV] muy pocos puntos del espacio presentan una desviación del *background* considerable, en efecto, es necesario llegar a una luminosidad integrada considerablemente alta  $\mathcal{L} = 3[ab^{-1}]$  (siendo el objetivo del *HL-LHC*), para recién obtener algunas variables que cumplan<sup>3</sup> con  $S > 2\sigma$  (en términos de la expresión (4.4) sería  $S > 2$ ). Se aprecia levemente que el corte cinemático donde  $p_T^{miss} > 0.4$  [TeV] maximiza la presencia de puntos al hacer el filtro  $S > 2\sigma$ .

Por el mismo fundamento, en la Figura 4.5 se grafican los puntos del espacio paramétrico cuyas variables entregan un  $S > 2\sigma$ , a la mayor luminosidad integrada planeada para cada acelerador. A  $\mathcal{L} = 10[ab^{-1}]$  en el caso del *HE-LHC* y  $\mathcal{L} = 30[ab^{-1}]$  para el *FCC-hh* con una energía CM de 27 y 100 [TeV] respectivamente. Con esto, es más viable ver cuál es el corte cinemático que maximiza la cantidad de puntos con una significancia estadística de consideración ( $S > 2\sigma$ ); concluyendo que para  $\sqrt{s} = 27$  [TeV] es  $p_T^{miss} > 1$  [TeV] y  $\sqrt{s} = 100$  [TeV] viene siendo  $p_T^{miss} > 3.5$  [TeV].

En resumen, los cortes cinemáticos óptimos para  $\sqrt{s} = 27, 100$  [TeV] a diferentes luminosidades según el acelerador, se distinguen en la Figura 4.6, donde claramente la significancia estadística de cada punto aumenta a medida que lo hace la luminosidad integrada.

<sup>3</sup>Nota: El descubrimiento del Bosón de Higgs se hizo oficial cuando superó los  $5\sigma$  de significancia estadística. No confundir la notación con las secciones eficaces.

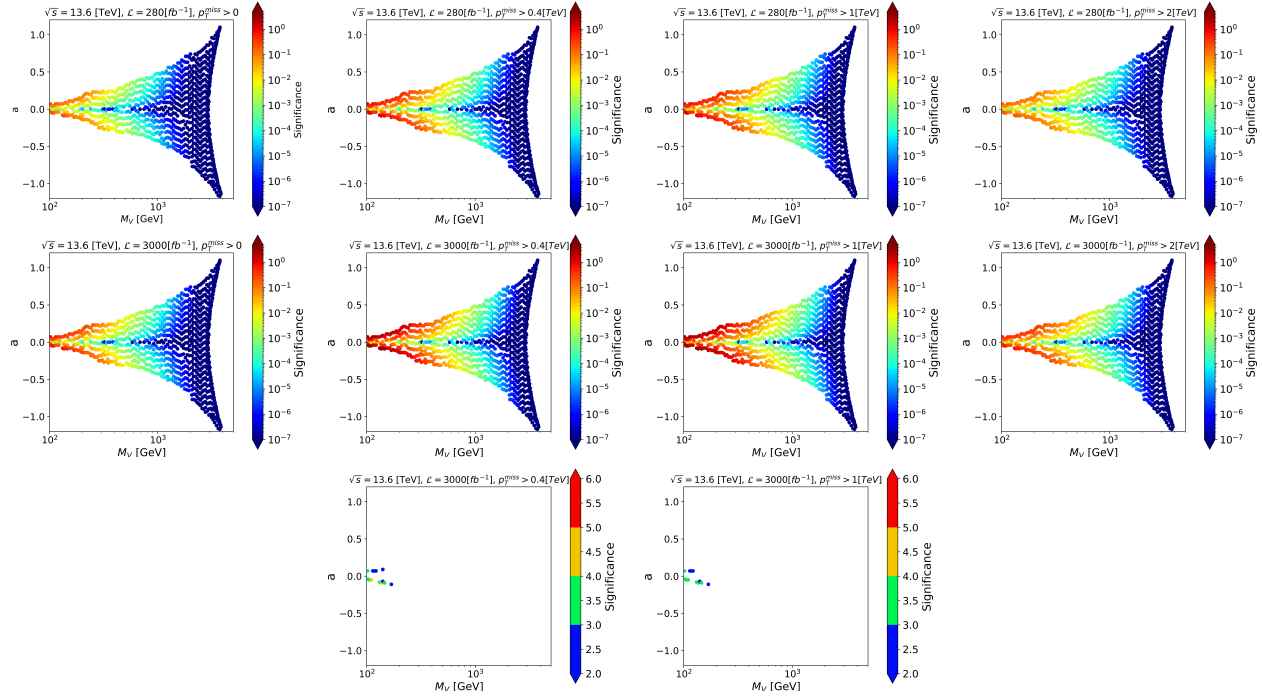


FIGURA 4.4: Significancia estadística de todos los puntos con distintos cortes cinemáticos y luminosidades a  $\sqrt{s}=13.6$  [TeV]. Arriba: Todos los puntos del espacio paramétrico. Abajo: Puntos cuyo  $S > 2\sigma$ .

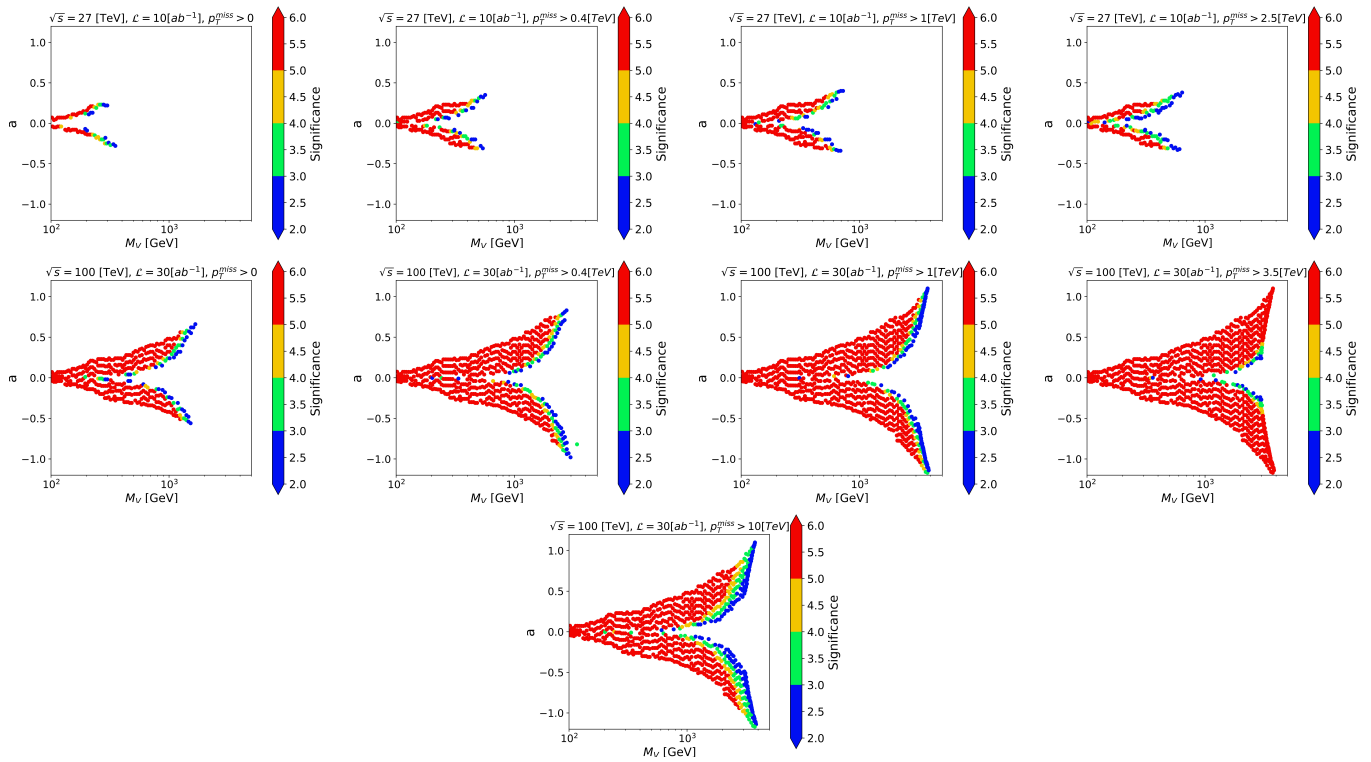


FIGURA 4.5: Puntos cuyo  $S > 2\sigma$  con distintos  $p_T^{miss} > p_{T_0}$  y  $\sqrt{s}$ , con luminosidad integrada máxima.

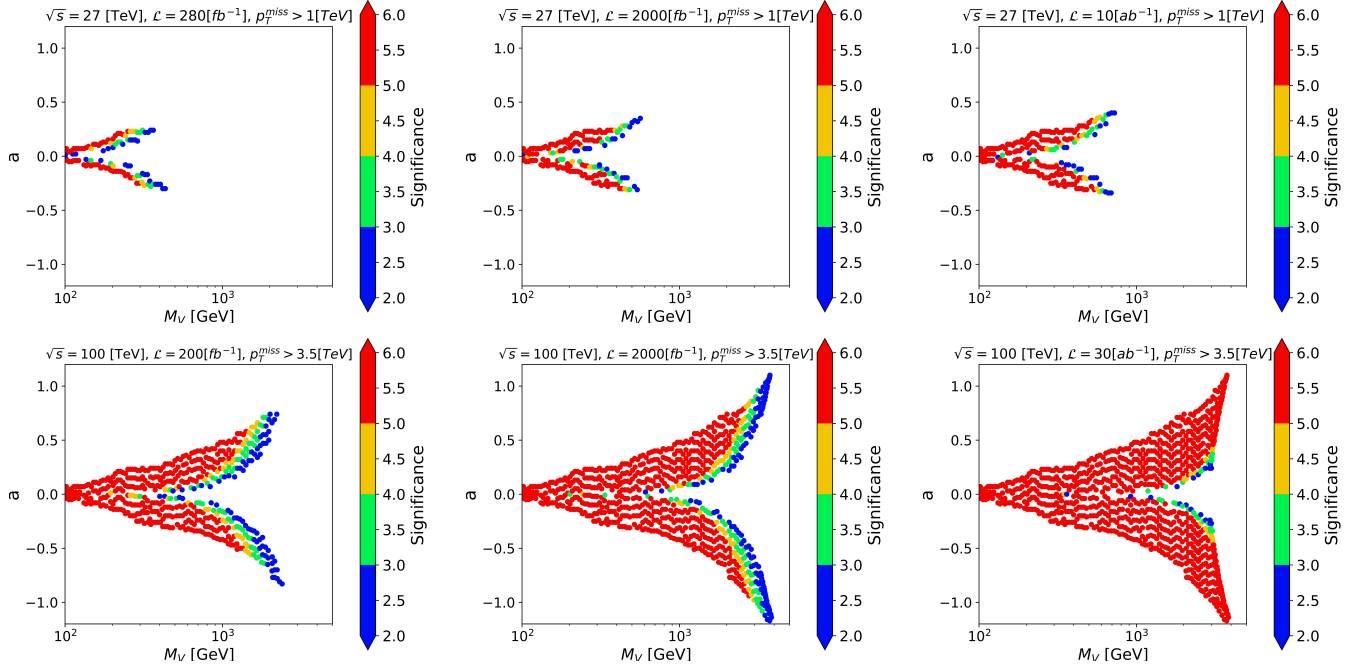


FIGURA 4.6: Puntos cuyo  $S > 2\sigma$  con el corte que maximiza su significancia a diferentes luminosidades integradas.

Lo anterior se puede resumir en la siguiente tabla:

|                    |      |    |     |
|--------------------|------|----|-----|
| $\sqrt{s}$ [TeV]   | 13.6 | 27 | 100 |
| $p_T^{miss}$ [TeV] | 0.4  | 1  | 3.5 |

CUADRO 4.3: Cortes cinemáticos que maximizan la Significancia estadística del espacio paramétrico, según la energía de centro de masa del colisionador.

Mirando las Figuras 3.20, 4.4 y 4.6, se observa que los puntos paramétricos que aportan más a la densidad de reliquia, van adquiriendo mayor relevancia y significancia conforme se aumente la energía de centro de masa del acelerador (y la luminosidad integrada naturalmente). Las variables que explican la saturación de cantidad de Materia Oscura presente en el universo, son posibles identificarlas como válidos (para este proceso), únicamente para el *FCC-hh* desde  $\mathcal{L} > 2[ab^{-1}]$ . Por contraparte, el *HL-LHC* solo puede ser capaz de detectar cierta anomalía en la cantidad de eventos de la señal con el *background* en donde el modelo es muy sub-abundante ( $\Omega h^2 \sim 10^{-4}$ ) y presente acoples pequeños con  $M_V \sim 100$  [GeV].

#### 4.2.4. Rol del Momentum Transversal Perdido

Una vez estudiada la significancia estadística del espacio paramétrico para los distintos colisionadores, queda como objetivo saber si es posible separar la señal del *background* analizando de manera exclusiva el momentum transversal perdido. Para aquello, se realizan histogramas en función de  $p_T^{miss}$  con 100 intervalos y de manera aproximada se determina con cual corte cinemático el *background* se ve sobrepasado por la señal, donde en esta última están incluidos múltiples puntos del espacio paramétrico.

#### HL-LHC

Para el colisionador de  $\sqrt{s} = 13.6$  [TeV] se vio una escasa cantidad de puntos en donde  $S > 2\sigma$ , si además de esto, se intenta encontrar el instante en que la señal empieza a discriminarse del *background* analizando el histograma de la sección eficaz diferencial en función del momentum transversal del Bosón de Higgs, la cantidad de puntos disminuye aún más, lo que corrobora la Figura 4.7. Esto último se verifica en la Figura 4.8, donde para ciertos valores de  $M_V$  y  $a$ , la señal no logra ser visible para  $0.4$  [TeV]  $< p_T^{miss} < 1$  [TeV].

En cambio, para  $1$  [TeV]  $< p_T^{miss} < 2$  [TeV] la mayoría de los puntos sobrepasa al *background* alrededor de los  $1$  [TeV], siendo como una de las excepciones  $M_V = 122$  [GeV] y  $a \sim 0.07$  que lo hace entorno a los  $1.4$  [TeV] (línea verde claro). Su comportamiento, se debe al pequeño valor absoluto del acople y alta masa en comparación con los demás puntos. Por ejemplo, se aprecia que para un acople similar, pero  $M_V \sim 102$  [GeV] la señal (color rojo en este caso), empieza discernirse a  $1$  [TeV]. O que por contraparte, para una masa y acople alto ( $M_V = 146$  [GeV] y  $a \sim -0.09$ ), también se empieza a observar la señal desde  $1$  [TeV].

Adicionalmente, en la Figuras 4.7 y 4.8 se nota la continuidad del histograma tanto para el *background* como para las señales, pues en ambos el  $p_T^{miss}$  clave para diferenciarlos es entorno a los:  $0.95, 1$  [TeV] aproximadamente. Por ende, a pesar que las secciones eficaces cambien cuando uno introduce un corte cinemático determinado, los histogramas siguen siendo consistentes, por lo que analizarlos por separado no es para nada un despropósito.

No obstante, para el *HE-LHC* y *FCC-hh* solo se verán los cortes cinemáticos que optimizan de manera notoria la significancia en el espacio paramétrico. Anteriormente se colocaron ambos cortes, pues no era mucha la inferencia que hacía el  $p_T^{miss} > 0.4$  [TeV] y  $p_T^{miss} > 1$  [TeV] en la significancia del espacio paramétrico.

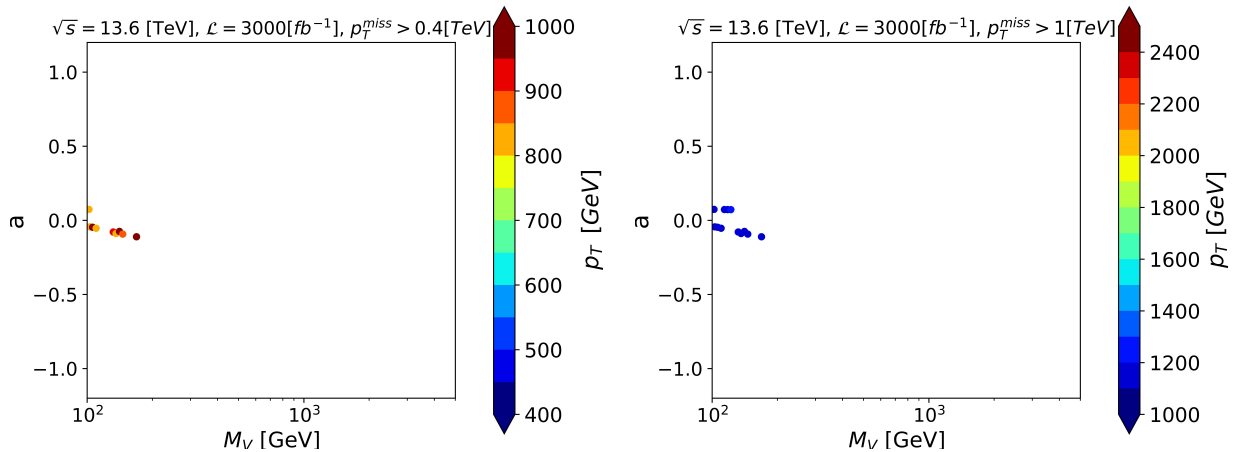


FIGURA 4.7: Espacio paramétrico que muestra los cortes cinemáticos recomendados en donde la señal empieza a diferenciarse del *background* a  $\sqrt{s} = 13.6$  [TeV],  $\mathcal{L} = 3[ab^{-1}]$ .

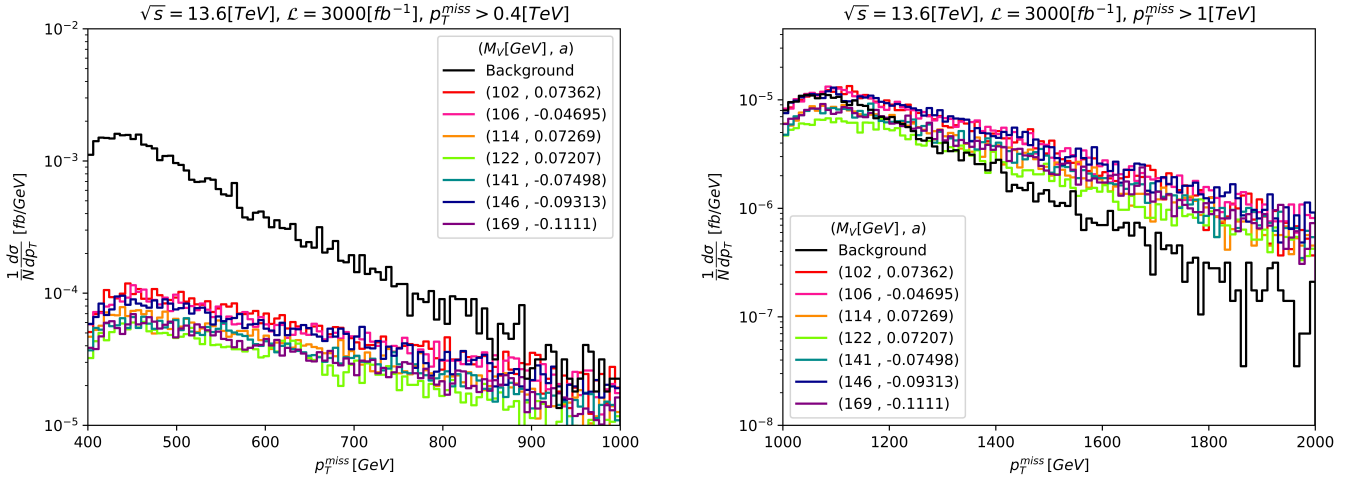


FIGURA 4.8: Histograma del *background* y algunos puntos del espacio paramétrico, de la distribución de sección eficaz diferencial en función del momento transversal perdido para  $p_T^{miss} > 0.4$  [TeV] (Izquierda) y  $p_T^{miss} > 1$  [TeV] (Derecha).

## HE-LHC

Al momento de inyectarle más energía a los aceleradores, no solo se incrementa la significancia estadística del espacio paramétrico, sino que además el espectro se vuelve más variable al momento de analizar el momentum transversal perdido. En las Figuras 4.9 y 4.10, se nota que a medida que se aumenta la luminosidad integrada (recopilación de datos por mayor tiempo y/o mejora del acelerador), los parámetros  $M_V$  y  $a$  van ampliando su rango posible. Además, se nota claramente la tendencia que se venía dando, a mayor masa y menor acople con el Bosón de Higgs en la señal, el *background* se vuelve más dominante logrando hacer más invisible al modelo y, conllevando a una significancia más pequeña.

Adicionalmente se observan muchos puntos que ya sobrepasan de inmediato al *background*, y que este hecho es más notorio a medida que se aumenta la luminosidad.

Con este acelerador, se logra cubrir la masa del vector hasta unos 750 [GeV] y el acople con el Bosón de Higgs  $|a| < 0.4$  aproximadamente, para este tipo de proceso en específico.

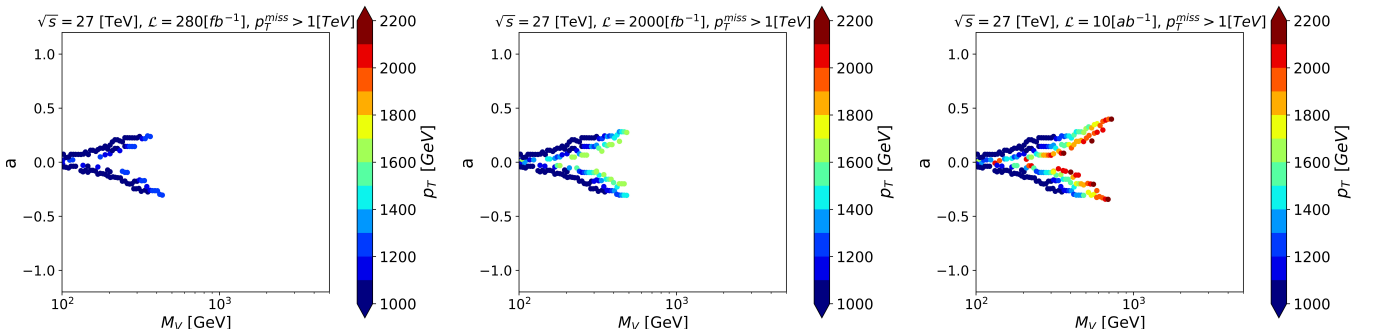


FIGURA 4.9: Espacio paramétrico que muestra los cortes cinemáticos recomendados en donde la señal empieza a diferenciarse del *background* a  $\sqrt{s} = 27$  [TeV] y diferentes luminosidades integradas.

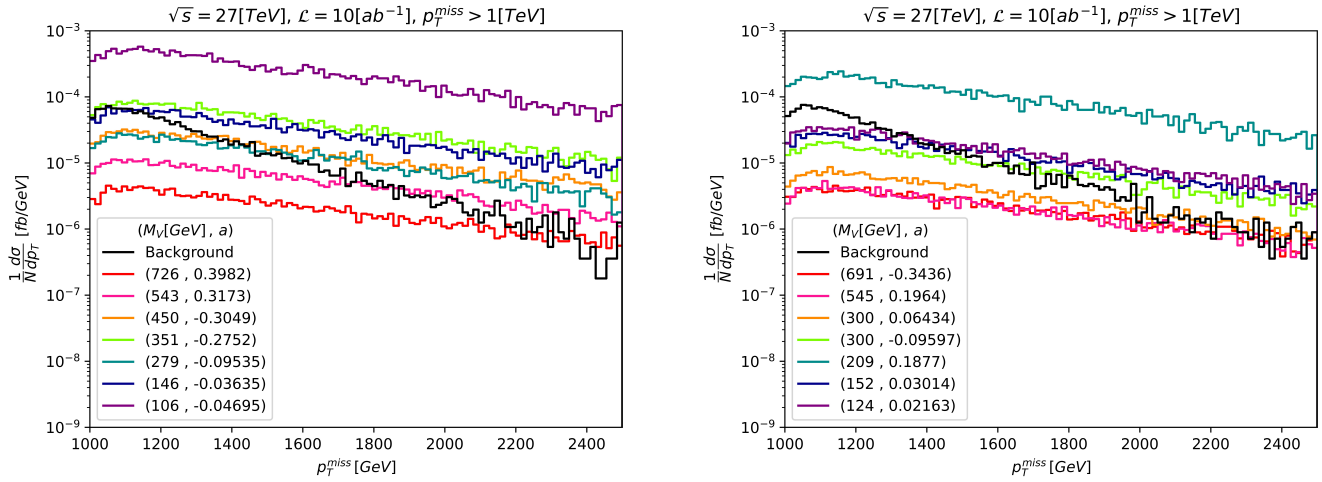


FIGURA 4.10: Histograma del *background* y algunos puntos del espacio paramétrico, de la distribución de sección eficaz diferencial en función del momento transversal perdido para  $p_T^{\text{miss}} > 1 [\text{TeV}]$ .

### FCC-hh

En el momento que se simula en el acelerador circular futuro de hadrones a una energía de  $\sqrt{s} = 100 [\text{TeV}]$  y se ejecuta la misma comparación realizada antes, el espacio paramétrico se encuentra cubierto casi en su totalidad, agregando que es el único acelerador que consigue hacer visibles los puntos que simbolizan una densidad de reliquia saturada, todo esto a partir de  $\mathcal{L} > 2 [\text{ab}^{-1}]$  aproximadamente.

Observando 4.11 y 4.12, por más que nos coloquemos en la mayor luminosidad integrada que se espera para el FCC-hh, continúa siendo imposible tener una significancia estadística relevante y lograr distinguir la señal del *background* con la ayuda del  $p_T^{\text{miss}}$ , para aquellos puntos que cumplen:  $M_V \gtrsim 2 [\text{TeV}] \wedge |a| \lesssim 0.1$ . Aquellos que se acercan a estas condiciones, como lo es  $(M_V, a) \approx (1800, 0.06)$  representado de color aguamarina en la parte derecha de 4.12, logran sobresalir respecto al *background*, pero es necesario hacer un corte cinemático más grande, en 7 [TeV] en este caso particular.

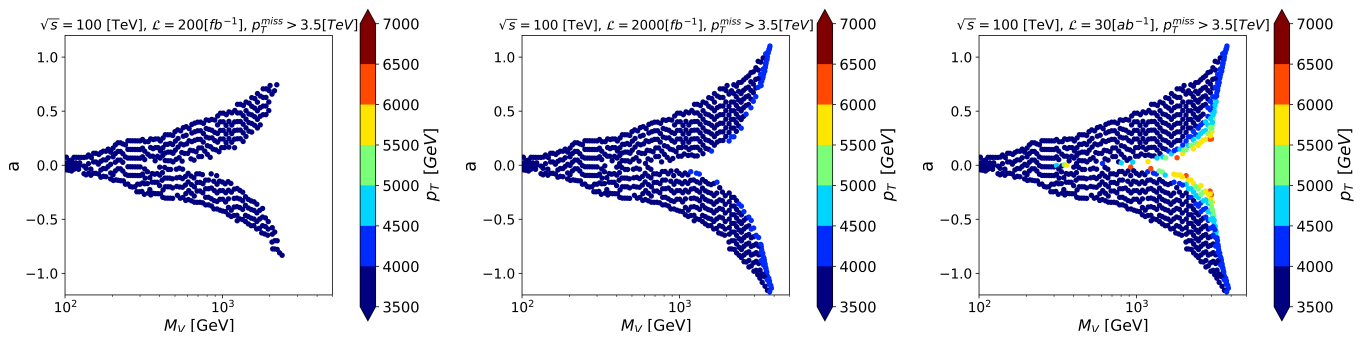


FIGURA 4.11: Espacio paramétrico que muestra los cortes cinemáticos recomendados en donde la señal empieza a diferenciarse del *background* a  $\sqrt{s} = 100 [\text{TeV}]$  y diferentes luminosidades integradas.

A lo largo de este análisis, se ha visto una relevancia mayor (tanto en la distinción de eventos como en la significancia), en aquellos puntos del espacio paramétrico que tienen menor masa y mayor acople con el Bosón de Higgs. Vale decir, que entra en conformidad con los diagramas de la señal vistos en la Figura 4.3, ya que un mayor valor de  $a$  aumenta la contribución de los vértices y un menor valor para la masa  $V^0$  incrementa el aporte de un propagador interno, y facilita como estados finales la producción de  $V^0$ .

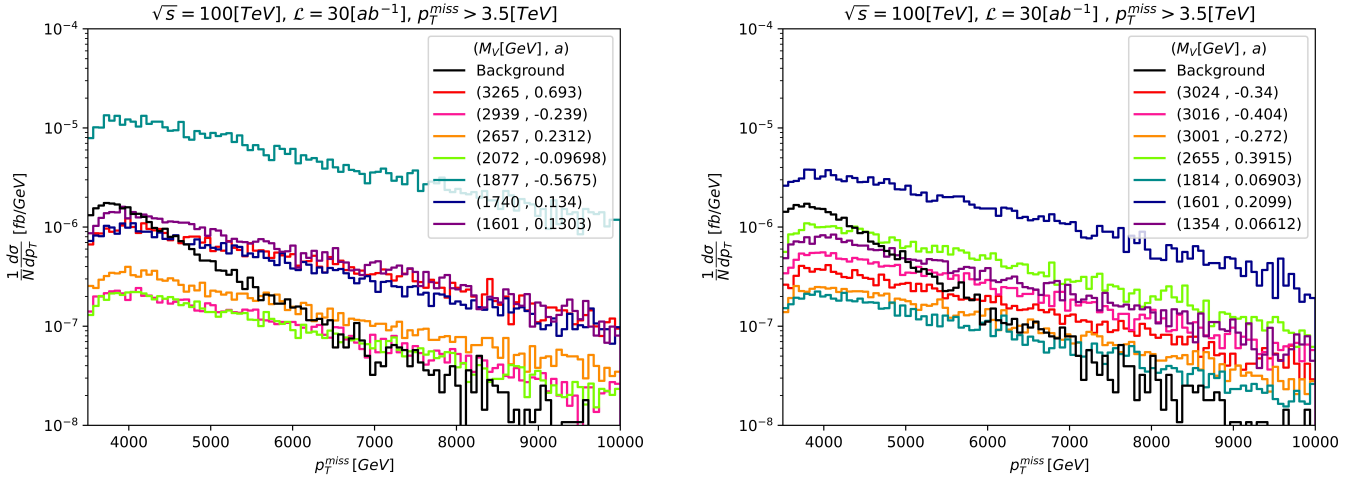


FIGURA 4.12: Histograma del *background* y algunos puntos del espacio paramétrico, de la distribución de sección eficaz diferencial en función del momento transversal perdido para  $p_T^{\text{miss}} > 3.5 [\text{TeV}]$ .

#### 4.2.5. Exceso de Eventos

A modo de conocer el exceso de eventos que podría, eventualmente, generar este proceso de producción de Mono-Higgs acompañado de un par de vectores  $V^0$ , en la Figura 4.13 se observa la influencia que tiene el *coupling* y  $M_V$  para este análisis.

Tal cual, como se vio en las sub-secciones 4.2.3 y 4.2.4 aumentar la energía de centro de masa del acelerador y el acople con el Bosón de Higgs, permite tener eventualmente una mayor cantidad de eventos que sean señal a *background*. Donde a medida que la masa del vector se hace más grande, la razón descrita abajo, desciende, hecho esperable puesto que la producción de un par de vectores es menos probable conforme sean más masivos. Siendo así, los vectores más livianos y con mejor acople, los puntos del espacio paramétrico que son más distinguibles y fáciles de identificar.

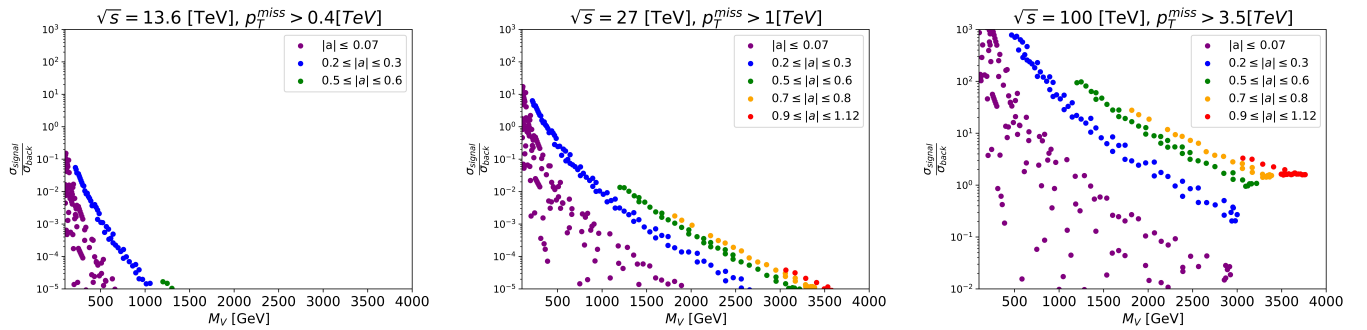


FIGURA 4.13: Razón entre eventos de la señal v/s el *background* aplicado con los cortes cinemáticos que optimizan la significancia estadística para cada acelerador.



### 4.3. Producción de Mono-Z

Si siguiendo la misma motivación de saber cómo, eventualmente, se comportaría VTDM a nivel de colisionadores, la producción de Mono-Z será también de interés en este trabajo.

Los diagramas de Feymann que se consideran en las simulaciones de eventos se presentan en la Figura 4.14. Recordar que en este modelo, a diferencia de lo que ocurre con el bosón de Higgs, está ausente el vértice  $V^0 V^0 Z$ ; por lo que la producción de Mono-Z queda reducido a la presencia de un Z *on-shell* (el del estado final), más un Higgs o Z de manera *off-shell*.

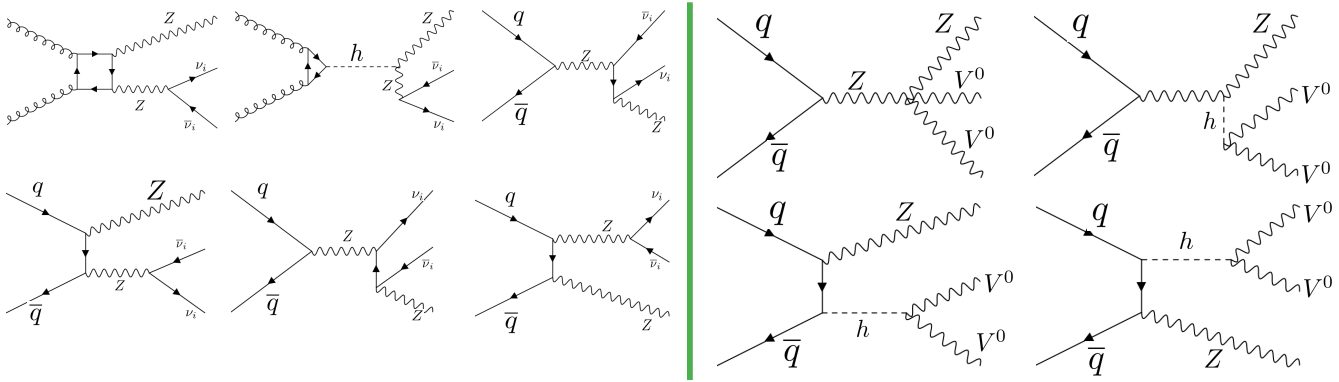


FIGURA 4.14: Diagramas de Feymann de producción de Mono-Z y energía perdida como Señal (VTDM, derecha)  $v/s$  Background (SM, izquierda).

Dado que en 4.2 se apreciaba que la sección eficaz del evento aumentaba en conjunto con  $\sqrt{s}$ , y por ende la significancia estadística; se comenzará con la simulación de un colisionador a  $\sqrt{s} = 100$  [TeV] para ver si la señal logra diferenciarse del *background* en este proceso.

Para aquello, se simula el evento  $pp \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i Z$  en el modelo SM(+hgg) presente ya en CalcHEP [35] cuyas secciones eficaces se presentan en el Cuadro 4.4. Mientras que para  $pp \rightarrow V^0 V^0 Z$  se utiliza el modelo implementado desde [27].

| $\sigma[pb]$           | $p_T^{miss} > 0$ | $p_T^{miss} > 1.5$ [TeV] | $p_T^{miss} > 10$ [TeV] |
|------------------------|------------------|--------------------------|-------------------------|
| $\sqrt{s} = 100$ [TeV] | 38.286           | 0.778                    | 0.00800                 |

CUADRO 4.4: Valor de las secciones eficaces de la simulación del evento  $pp \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i Z$ .

Para empezar, se observan *cross sections* casi 40 veces más pequeñas que las dadas por el *background* (sin factores de eficiencia de reconstrucción), para la producción de Mono-Higgs a  $\sqrt{s} = 100$  [TeV] con su respectivo corte cinemático. No obstante, para efectos prácticos debemos colocarnos en la situación del *background* en la cual el bosón Z decae a partículas visibles, puesto que si no fuese así, la detección de partículas después de la colisión sería casi imposible (4 neutrinos). Por lo mismo, las secciones eficaces del cuadro 4.4 serán corregidas por el factor  $(1 - \Gamma_i(Z \rightarrow \nu_j \bar{\nu}_j))$  en donde:

$$\Gamma_i(Z \rightarrow \nu_j \bar{\nu}_j) = \frac{\sum_{\{j=e,\mu,\tau\}} \Gamma(Z \rightarrow \nu_j \bar{\nu}_j)}{\Gamma_{tot}(Z \rightarrow XX)} \approx 0.200 \quad (4.5)$$



Esto último entra en concordancia con [6] que es de  $(0.20000 \pm 0.00055)$ . Luego, se corrigen las secciones eficaces que entrega el simulador del *background* y las entregadas por el espacio paramétrico para el evento  $pp \rightarrow V^0 V^0 Z$  del modelo *VTDM* con el factor de la expresión (4.5). Utilizando la definición de significancia estadística (4.2), las secciones eficaces para diferentes cortes cinemáticos que son  $p_T^{miss} > 0$ ,  $p_T^{miss} > 1.5$  [TeV],  $p_T^{miss} > 10$  [TeV] y luminosidades integradas usadas previamente para el colisionador futuro de  $\sqrt{s} = 100$  [TeV]; los resultados de la significancia se encuentran presentes en Figura 4.15.

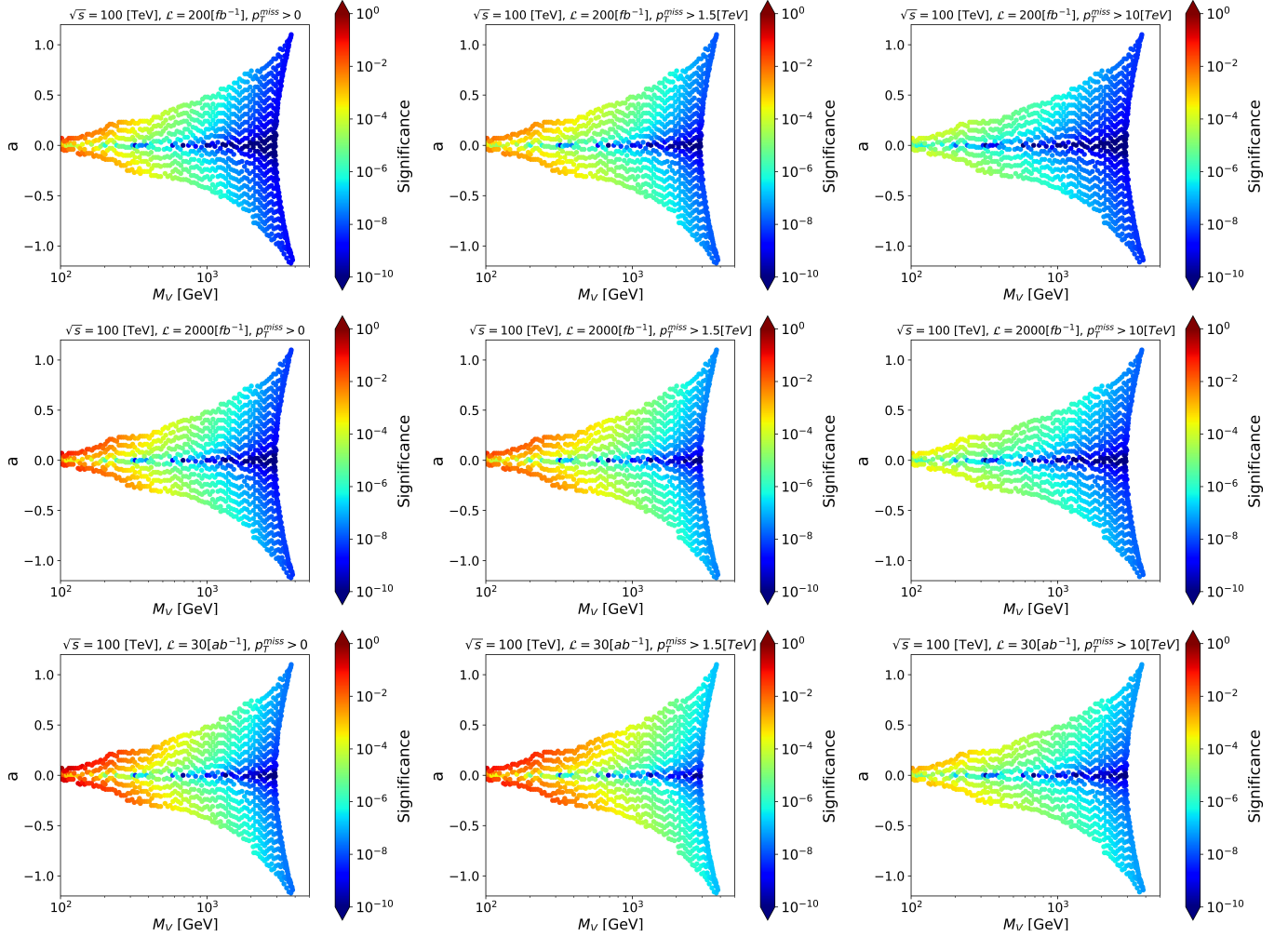


FIGURA 4.15: Significancia estadística en el espacio paramétrico para la producción de Mono-Z en el modelo *VTDM* a  $\sqrt{s} = 100$  [TeV].

Se percibe que, como se espera, a mayor luminosidad, mayor significancia estadística. A esto se le agrega que el corte cinemático  $|p_T^{miss}| = |p_T^Z|$  más eficiente para percibir la señal por sobre el *background* en este evento es  $p_T^{miss} > 0$ . Sin embargo, la significancia que se logra es muy por debajo de lo que uno espera ( $S > 2\sigma$ ), para todo el espacio paramétrico y para cada una de las condiciones y cortes cinemáticos que se hicieron.

Es por aquello que, se extraen las secciones eficaces más grandes de las 9 situaciones ilustradas en la Figura anterior 4.15 y se grafica la significancia estadística en función de la luminosidad integrada, para saber su comportamiento. Como se espera, estas secciones eficaces más altas corresponden al punto del espacio paramétrico con:  $M_V \sim 100$  [GeV] y  $|a| < 0.1$ .

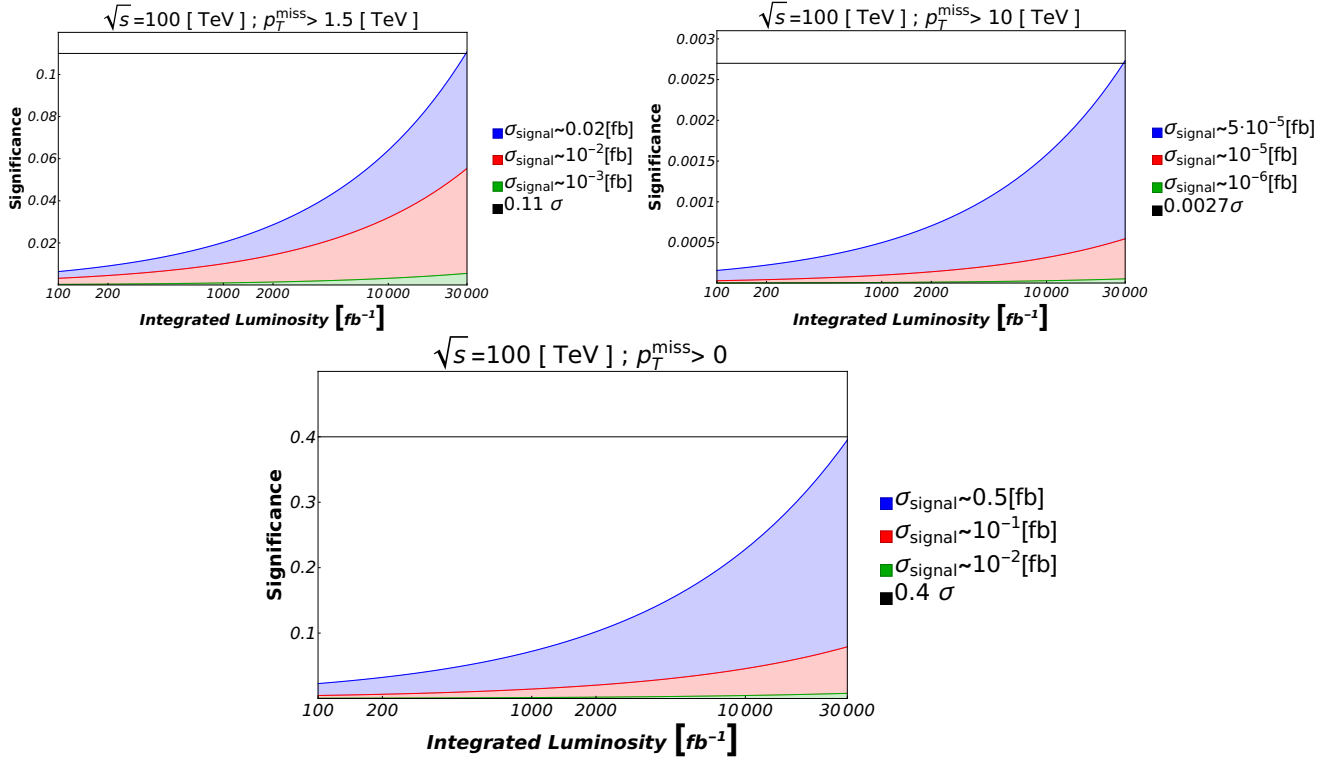


FIGURA 4.16: Significancia estadística en función de la luminosidad integrada para 3 cortes cinemáticos.

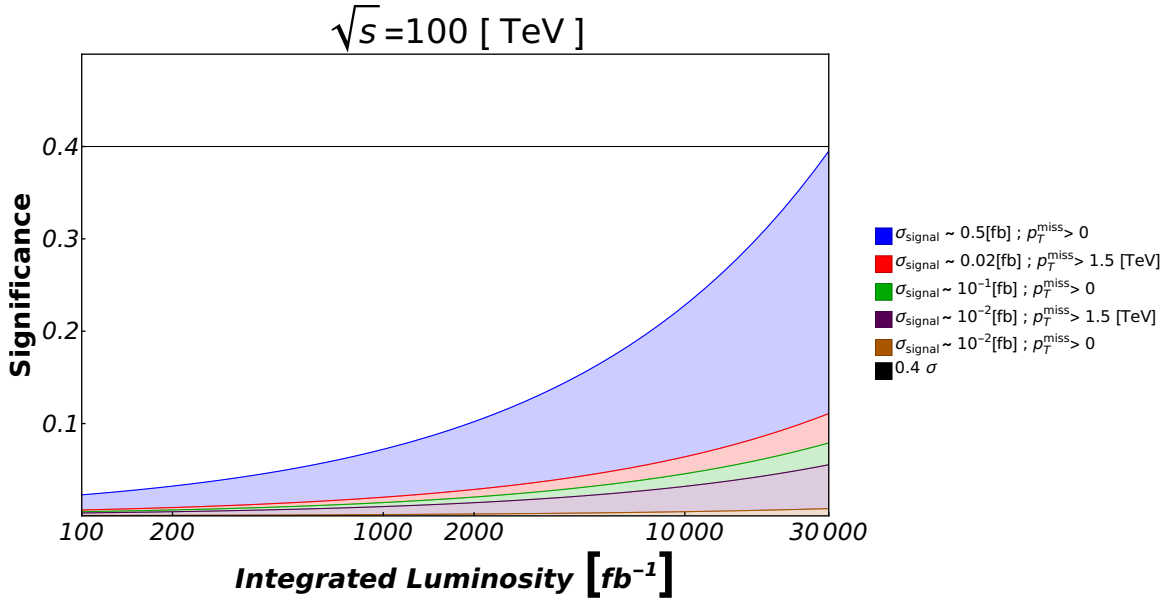


FIGURA 4.17: Significancia estadística en función de la luminosidad integrada. Al igual que en la figura de arriba, se presentan las 3 secciones eficaces más altas para cada corte.

Las Figuras 4.16 y 4.17 nos muestran que la señal, tomando en cuenta una aceptación y reconstrucción del bosón Z perfecta (a diferencia de lo realizado en 4.2), y con un colisionador futuro de  $\sqrt{s} = 100$  [TeV], no logra superar siquiera  $S=0.4\sigma$  a cualquier luminosidad esperada, y para cualquier punto del espacio paramétrico disponible para este modelo. En otras palabras, el proceso  $pp \rightarrow V^0 V^0 Z$  es invisible en colisiones protón-protón.

# Conclusiones y Proyecciones

En este trabajo se han estudiado 3 modelos vectoriales de Materia Oscura que, a pesar de los problemas de unitariedad que inducen a altas energías, bajo la razón de evitar esto último, permiten reducir de manera satisfactoria el espacio paramétrico, logrando que los modelos sea más sencillos de analizar desde un comienzo. Para el Quintuplete y Doble Vectorial por ejemplo, a pesar de la extensión a un neutrino pesado que se le hizo a este último, se logra llegar a un espacio paramétrico preliminar: variando ciertas constantes en un rango de valores, fijando  $\xi = -0.5$  debido al *scattering* inelástico generado por los bosones del *SM* y observando que no siempre se podrá eliminar términos  $\sim s^2$  producto de los múltiples procesos presentes en el modelo.

Además, también se demostró que si bien por seguridad es mejor evitar términos cuárticos de la energía en la expansión a ondas parciales, para el caso del Quintuplete Vectorial, se aprecia que fijar el valor  $\xi = 1$  eliminaba por completo el rango de valores que podían adquirir los parámetros, mientras que para  $\xi \neq 1$  se recuperaba el espacio para masas altas principalmente. Adicionalmente, la presencia de compañeros doblemente cargados en este modelo supone un análisis doble de procesos y en paralelo (como su *scattering* elástico por ejemplo), generando como consecuencia en este lance la eliminación de un término previamente considerado ( $\kappa = 0$ ), por argumentos de unitariedad. Siendo así:  $\xi \neq 1$ ,  $\kappa = 0$  y el espacio paramétrico en 3.15 producto del análisis con el *scattering* del Bosón de Higgs, valores a considerar para futuros análisis en términos: cosmológicos, de colisionadores, etc. Para este modelo.

También se encuentra que la aproximación  $\epsilon_\mu^i \approx p_\mu^i/M_V$  (utilizada a altas energías), modifica la escala de energía, en la cual hay ruptura de unitariedad unos ordenes magnitud más abajo, en contraste a lo que se había obtenido para el Isotriplete Vectorial [23]. Siendo los diagramas que generan este desbarajuste el: contacto de 4 patas y los canales *t* con intercambio de un bosón *Z* y un fotón. Pese a lo anterior, el espacio paramétrico previamente encontrado no se ve modificado.

Colocándose en el cuadro del *VTDM* y que los futuros detectores pueden distinguir  $V^\pm$  de  $V^0$ , la Producción de Mono-Higgs se ve favorecida en cuanto más se aumente la energía de centro de masa del acelerador. En ese sentido, los puntos del espacio paramétrico con: una significancia estadística relevante ( $S > 2\sigma$ ) y una señal que se distinga del *background* utilizando  $p_T^{miss}$  como variable cinemática de referencia; que son más potenciales de detectar en este proceso, son aquellos cuya masa del vector ( $M_V$ ) sea baja y el acople con el Bosón de Higgs ( $a$ ) alto. Dejando al *FCC-hh* como el único colisionador futuro capaz de poder detectar puntos que saturan la abundancia de Materia Oscura medida hasta ahora, no obstante, aún seguiría siendo incapaz de detectar puntos que cumplan:  $M_V \gtrsim 2$  [TeV]  $\wedge |a| \lesssim 0.1$  para este proceso en específico.

Mientras tanto el *HE-LHC* es capaz de llegar hasta unos 750 [GeV] de masa y  $|a| < 0.4$ . Por otro lado, el *HL-LHC* llega a un rango limitado de puntos que aportan una sub-abundancia bastante considerable en el universo, excluyendo puntos que cumplan:  $M_V \gtrsim 170$  [GeV]  $\vee |a| \lesssim 0.04$ .

La producción de Mono-Z por contra parte, a pesar de ser analizado y simulado en un acelerador *FCC-hh* a luminosidades que alcanzan los  $\mathcal{L} = 30[ab^{-1}]$ , logra ser completamente invisible ante el *background* que este posee, producto a los múltiples canales que posee y por tener acoples más fuertes que una eventual señal de este proceso. Siendo, la mayor significancia estadística que podría alcanzar un punto del espacio paramétrico de  $0.4\sigma$ , algo desdeñable.

Finalmente, como proyecciones futuras, se encuentra analizar la influencia que tiene la no utilización de la aproximación a altas energías de:  $\epsilon_\mu^i \approx p_\mu^i/M_V$  en análisis de ruptura de unitariedad, en distintos modelos que incluyan partículas nuevas de *spin-1*, y encontrar su eventual rango de validez. Asimismo, la no distinguibilidad de  $V^\pm$  y  $V^0$  hoy en día es un hecho, por lo que simular nuevamente la Producción de Mono-Higgs y Mono-Z incluyendo a  $pp \rightarrow V^\pm V^\mp X$  como canal extra, sería un suceso más realista al analizado en este trabajo. De manera adicional, la producción de: *di-Higgs* en compañía de un par de bosones  $V^0$  ( $pp \rightarrow V^0 V^0 hh$ ), Mono-Higgs junto con *jets* ( $pp \rightarrow V^0 V^0 hj$ ,  $pp \rightarrow V^0 V^0 hjj$ ), etc. Podría tener un rol importante y suplementario en el análisis de la validez del modelo *VTDM*.

# Conceptos previos para Unitariedad

## A.1. Teorema Óptico

La matriz de *scattering*  $S$  puede ser separada en 2 partes: la primera que es la identidad que representa una nula intervención en el proceso, y la segunda que describe de manera no trivial las interacciones que pueden participar:

$$S = \mathbb{I} + i\mathcal{T} \quad (\text{A.1})$$

A causa que la suma de todas las probabilidades posibles del proceso debe dar 1, deja como hecho la unitariedad de la matriz  $S$ , es decir  $SS^\dagger = \mathbb{I}$ ; dejando que  $\mathcal{T}$  deba cumplir:

$$\mathcal{T} - \mathcal{T}^\dagger = i\mathcal{T}\mathcal{T}^\dagger \quad (\text{A.2})$$

$$\mathcal{T}_{fi} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_f - p_i) \mathcal{M}_{fi} \quad (\text{A.3})$$

donde  $\mathcal{T}_{fi} = \langle f | \mathcal{T} | i \rangle$  o también  $\mathcal{T}(i \rightarrow f)$ . Usando la identidad  $\mathbb{I} = \sum_n \int d\Pi_n |n\rangle \langle n|$  e introduciendo la amplitud de *scattering*, la ecuación anterior se puede reescribir como:

$$\mathcal{M}_{fi} - \mathcal{M}_{if}^* = i \sum_n \int d\Pi_n (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_i - p_n) \mathcal{M}_{fn} \mathcal{M}_{in}^* \quad (\text{A.4})$$

Si el estado inicial y el final son los mismos ( $|i\rangle = |f\rangle$ ), la expresión (A.4) se reduce a:

$$2\text{Im}(\mathcal{M}_{ii}) = \sum_n \int d\Pi_n (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_i - p_n) |\mathcal{M}_{in}|^2 \quad (\text{A.5})$$

Si  $|i\rangle$  representa el estado inicial de 2 partículas, el teorema óptico en función de la sección eficaz en el cuadro de centro de masa<sup>1</sup> viene siendo:

$$\text{Im}(\mathcal{M}) = 2\sqrt{s} |\vec{p}_i| \sum_n \sigma(i \rightarrow n) \quad (\text{A.6})$$

Al colocarse en el cuadro particular de *scattering* elástico y descomponer la amplitud  $\mathcal{M}(s, \theta)$  en ondas parciales:

$$\sigma(PQ \rightarrow PQ) = \frac{1}{32\pi s} \int d\cos(\theta) |\mathcal{M}(s, \theta)|^2 \quad \mathcal{M}(s, \theta) = 16\pi \sum_{j=0}^{\infty} a_j (2j+1) P_j(\cos(\theta)) \quad (\text{A.7})$$

Usando la ortogonalidad de los Polinomios de Legendre, se puede expresar de otra manera la amplitud de onda parcial, y la sección eficaz en términos de la  $j$ -ésima amplitud de onda parcial se reduce a:

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{j=0}^{\infty} |a_j|^2 (2j+1) \quad a_j(s, \theta) = \frac{1}{32\pi} \int d(\cos(\theta)) \mathcal{M}(s, \theta) P_j(\cos(\theta)) \quad (\text{A.8})$$

<sup>1</sup>La expresión derivada en [57] es:  $\sigma(i \rightarrow n) = \frac{1}{4\sqrt{s}|\vec{p}_i|} \int d\Pi_n (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_i - p_n) |\mathcal{M}_{in}|^2$

Volviendo a la expresión (A.6), cuando  $Im \left( \mathcal{M}(PQ \rightarrow PQ) \Big|_{\theta=0} \right) = 2\sqrt{s}|\vec{p}_i| \sum_n \sigma(PQ \rightarrow n)$ . Pero además, ocupando (A.8) y que a altas energías  $\sqrt{s} = 2|\vec{p}_i|$ :

$$Im \left( \mathcal{M}(PQ \rightarrow PQ) \Big|_{\theta=0} \right) = 2\sqrt{s}|\vec{p}_i| \sum_n \sigma(PQ \rightarrow n) \geq 2\sqrt{s}|\vec{p}_i| \sigma(PQ \rightarrow PQ) \quad (A.9)$$

$$16\pi \sum_{j=0}^{\infty} Im(a_j)(2j+1)P_j(1) \geq s \left( \frac{16\pi}{s} \sum_{j=0}^{\infty} |a_j|^2(2j+1) \right) \quad (A.10)$$

$$Im(a_j) \geq |Im(a_j)|^2 + |Re(a_j)|^2 = |a_j|^2 \quad (A.11)$$

$$|Re(a_j)|^2 + \left( |Im(a_j)| - \frac{1}{2} \right)^2 \leq \frac{1}{4} \quad (A.12)$$

$$|Re(a_j)| \leq \frac{1}{2} \quad 0 \leq Im(a_j) \leq 1 \quad |a_j| \leq 1 \quad (A.13)$$

## A.2. Vectores y Polarizaciones

Para un campo de *spin*-1, su ecuación de movimiento viene dada por:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m_V^2 V^\nu = 0 \quad (A.14)$$

Esto nos genera la condición de Lorenz:  $\partial_\mu V^\mu = 0$ , dejando así:

$$(\square + m_V^2) V_\mu = 0 \quad (A.15)$$

$$\Rightarrow V_\mu(x) = \sum_n \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \epsilon_\mu^n(p) a_n(\vec{p}) e^{ipx} \quad (A.16)$$

en la cual  $\epsilon_\mu^n(p)$  son las polarizaciones del campo de Proca, en el que por convención se normalizan como  $\epsilon_\mu \epsilon^\mu = -1$  para todo  $n = 1, 2, 3$ . A causa de la condición de Lorenz, se debe cumplir para todo  $n$ :  $\epsilon \cdot p = 0$ . Con esto, solo hay 3 polarizaciones que son independientes, en lo cual, ubicándose en el sistema de referencia del bosón de Gauge moviéndose en el eje-Z:  $p^\mu = (E, 0, 0, |p|)$ ; estas vienen siendo:

$$\epsilon_{(1)}^\mu = (0, 1, 0, 0) \quad \epsilon_{(2)}^\mu = (0, 0, 1, 0) \quad \epsilon_L^\mu = \frac{1}{m_V} (|p|, 0, 0, E) \quad (A.17)$$

con  $E^2 = |p|^2 + m_V^2$  y cumpliendo las condiciones de normalización junto con  $\epsilon \cdot p = 0$ . Si nos vamos a altas energías  $|p| \rightarrow E$ :

$$\epsilon_L^\mu = \frac{1}{m_V} (|p|, 0, 0, E) \rightarrow \epsilon_L^\mu = \frac{E}{m_V} (1, 0, 0, 1) = \frac{p^\mu}{m_V} \quad (A.18)$$

No obstante, hay que tener precaución con realizar esta aproximación pues  $\epsilon_L^\mu$  no cumple:  $\epsilon \cdot p = 0$ . Por lo que, de manera general vendría siendo:

$$\epsilon_L^\mu \approx \frac{p^\mu}{m_V} + \mathcal{O}\left(\frac{m_V}{E}\right) \quad (A.19)$$

Este término es el responsable de que las amplitudes de *scattering* de vectores pueden crecer peligrosamente con la energía.

# Propagador Bosón *Spin-1* Masivo

Para encontrar el propagador de los bosones:  $V^\pm, V^1, V^2$ , hay que analizar los términos cinéticos del campo  $V_\mu$ . Tomando en cuenta que  $m^2$  es la masa física de los bosones después de la ruptura de simetría, si vemos el lagrangiano en (3.3) nuestro sector de interés es:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} (D_\mu V_\nu - D_\nu V_\mu)^\dagger (D^\mu V^\nu - D^\nu V^\mu) + m^2 V_\mu^\dagger V^\mu - \frac{1}{\xi} (D_\mu V^\mu)^\dagger (D_\nu V^\nu) \\ & - (D_\mu V_\nu)^\dagger (D^\mu V^\nu) + (D_\nu V_\mu)^\dagger (D^\mu V^\nu) + m^2 V_\mu^\dagger V^\mu - \frac{1}{\xi} (D_\mu V^\mu)^\dagger (D_\nu V^\nu) \end{aligned}$$

En particular, se hará un enfoque en expresiones que contengan a lo sumo  $\partial$  para nuestro objetivo:

$$\begin{aligned} & \partial_\nu V_\mu \partial^\mu V^\nu - \partial_\mu V_\nu \partial^\mu V^\nu + m^2 V_\mu V^\mu - \frac{1}{\xi} \partial_\mu V^\mu \partial_\nu V^\nu \\ & \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \partial^\nu V_\mu \partial^\mu V_\nu - \partial_\mu V_\nu \partial^\mu g^{\nu\mu} V_\mu + m^2 g^{\mu\nu} V_\mu V_\nu \end{aligned}$$

Al integrar por partes:

$$\mathcal{L} \supset V_\mu \left[ \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \partial^\nu \partial^\mu + m^2 g^{\mu\nu} - \partial^2 g^{\mu\nu} \right] V_\nu$$

Entonces la condición, cuando uno pasa al espacio de momento, a cumplir es:

$$\left[ (m^2 - p^2) g^{\mu\nu} + \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) p^\mu p^\nu \right] \mathcal{D}_{\nu\alpha}(p) = i\delta_\alpha^\mu$$

en la cual  $\mathcal{D}_{\nu\alpha}(p)$  es el propagador del bosón masivo de *spin-1*. Debido a la morfología de la condición, como *ansatz* se dirá que:  $\mathcal{D}_{\nu\alpha}(p) = A(p) \cdot g_{\nu\alpha} + B(p) \cdot p_\nu p_\alpha$ , con A y B funciones a determinar.

$$\left[ (m^2 - p^2) g^{\mu\nu} + \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) p^\mu p^\nu \right] [A g_{\nu\alpha} + B p_\nu p_\alpha] = i\delta_\alpha^\mu$$

$$A(m^2 - p^2) \delta_\alpha^\mu + B(m^2 - p^2) p^\mu p_\alpha + A \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) p^\mu p_\alpha + B \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) p^2 p^\mu p_\alpha = i\delta_\alpha^\mu + 0 \cdot p^\mu p_\alpha$$

Con esto, las soluciones para las constantes A y B que resuelven la ecuación anterior son:

$$A(p) = \frac{i}{m^2 - p^2} \qquad B(p) = \frac{i(1 - \xi)}{(m^2 - p^2)(\xi m^2 - p^2)}$$

Siendo con esto el propagador:

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(p) = \frac{-i}{p^2 - m^2} \left( g_{\mu\nu} - \frac{(1 - \xi) p_\mu p_\nu}{p^2 - \xi m^2} \right)$$





# Reglas de Feymann

En cada una de las expresiones de los vértices, se toma en cuenta los momentum de las partículas fluyendo hacia adentro.

## C.1. Doblete Vectorial

| Vértice                                                     | Factor                                                       | Estructura de Lorentz                                                                                                                                         |
|-------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $(V_\mu^+, V_\nu^+, V_\eta^-, V_\lambda^-)$                 | $-2i(\alpha_2 + \alpha_3)$                                   | $g_{\mu\lambda}g_{\nu\eta} + g_{\mu\eta}g_{\nu\lambda}$                                                                                                       |
| $(V_\mu^{1,2}, V_\nu^{1,2}, V_\eta^{1,2}, V_\lambda^{1,2})$ | $-2i(\alpha_2 + \alpha_3)$                                   | $g_{\mu\lambda}g_{\nu\eta} + g_{\mu\eta}g_{\nu\lambda} + g_{\mu\nu}g_{\eta\lambda}$                                                                           |
| $(V_\mu^+, V_\nu^-, W_\eta^+, W_\lambda^-)$                 | $\frac{-ig^2}{2}$                                            | $\left(\frac{1}{\xi} - \kappa\right) g_{\mu\lambda}g_{\nu\eta} + (\kappa - 1)g_{\mu\eta}g_{\nu\lambda} + g_{\mu\nu}g_{\eta\lambda}$                           |
| $(V_\mu^+, V_\nu^-, Z_\eta, Z_\lambda)$                     | $\frac{-ig^2}{4 \cos^2(\theta_W)}(2 \cos^2(\theta_W) - 1)^2$ | $\left(\frac{1}{\xi} - 1\right) g_{\mu\lambda}g_{\nu\eta} + \left(\frac{1}{\xi} - 1\right) g_{\mu\eta}g_{\nu\lambda} + 2g_{\mu\nu}g_{\eta\lambda}$            |
| $(\gamma_\mu, \gamma_\nu, V_\eta^+, V_\lambda^-)$           | $-ig^2 \sin^2(\theta_W)$                                     | $\left(\frac{1}{\xi} - 1\right) g_{\mu\lambda}g_{\nu\eta} + \left(\frac{1}{\xi} - 1\right) g_{\mu\eta}g_{\nu\lambda} + 2g_{\mu\nu}g_{\eta\lambda}$            |
| $(V_\alpha^+(p), V_\eta^-(k), Z_\tau(q))$                   | $\frac{ig}{2 \cos(\theta_W)}(2 \cos^2(\theta_W) - 1)^2$      | $(k - p)_\tau g_{\alpha\eta} - \left(\frac{p}{\xi} + k + \kappa q\right)_\alpha g_{\eta\tau} + \left(\frac{k}{\xi} + p + \kappa q\right)_\eta g_{\alpha\tau}$ |
| $(V_\alpha^+(p), V_\eta^-(k), \gamma_\tau(q))$              | $ig \sin(\theta_W)$                                          | $(k - p)_\tau g_{\alpha\eta} - \left(\frac{p}{\xi} + k + \kappa q\right)_\alpha g_{\eta\tau} + \left(\frac{k}{\xi} + p + \kappa q\right)_\eta g_{\alpha\tau}$ |

| Vértice                                     | Factor                                   | Estructura de Lorentz                                                                                                                                       |
|---------------------------------------------|------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $(V_\alpha^1(p), V_\eta^+(k), W_\tau^-(q))$ | $\frac{ig}{2}$                           | $\left(\frac{k}{\xi} + p + \kappa q\right)_\eta g_{\alpha\tau} - \left(\frac{p}{\xi} + k + \kappa q\right)_\alpha g_{\eta\tau} + (k-p)_\tau g_{\alpha\eta}$ |
| $(V_\alpha^2(p), V_\eta^+(k), W_\tau^-(q))$ | $-\frac{g}{2}$                           | $\left(\frac{k}{\xi} + p + \kappa q\right)_\eta g_{\alpha\tau} - \left(\frac{p}{\xi} + k + \kappa q\right)_\alpha g_{\eta\tau} + (k-p)_\tau g_{\alpha\eta}$ |
| $(h, h, V_\eta^\pm, V_\tau^\mp)$            | $-i\lambda_2$                            | $g_{\eta\tau}$                                                                                                                                              |
| $(h, V_\eta^\pm, V_\tau^\mp)$               | $-i\lambda_2 v$                          | $g_{\eta\tau}$                                                                                                                                              |
| $(h, h, V_\eta^1, V_\tau^1)$                | $-i(\lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4)$  | $g_{\eta\tau}$                                                                                                                                              |
| $(h, V_\eta^1, V_\tau^1)$                   | $-i(\lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4)v$ | $g_{\eta\tau}$                                                                                                                                              |
| $(h, h, V_\eta^2, V_\tau^2)$                | $-i(\lambda_2 + \lambda_3 - \lambda_4)$  | $g_{\eta\tau}$                                                                                                                                              |
| $(h, V_\eta^2, V_\tau^2)$                   | $-i(\lambda_2 + \lambda_3 - \lambda_4)v$ | $g_{\eta\tau}$                                                                                                                                              |

## C.2. Quintuplete Vectorial

| Vértice                                                         | Factor                | Estructura de Lorentz                                                                                                                                                    |
|-----------------------------------------------------------------|-----------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $(V_\mu^{+,++}, V_\nu^{+,++}, V_\alpha^{-,--}, V_\beta^{-,--})$ | $i$                   | $(\alpha_1 + 2\alpha_2 + \alpha_3)(g_{\mu\beta}g_{\alpha\nu} + g_{\mu\alpha}g_{\beta\nu}) + 2(\alpha_1 + \alpha_3)g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta}$                             |
| $(\gamma_\alpha(p), V_\eta^+(k), V_\tau^-(q))$                  | $-ig \sin(\theta_W)$  | $(k - q)_\alpha g_{\eta\tau} + \left(q + 4\kappa p - \frac{2}{\xi}k\right)_\eta g_{\alpha\tau} + \left(\frac{2}{\xi}q - 4\kappa p - k\right)_\tau g_{\alpha\eta}$        |
| $(Z_\alpha(p), V_\eta^+(k), V_\tau^-(q))$                       | $-ig \cos(\theta_W)$  | $(k - q)_\alpha g_{\eta\tau} + \left(q + 4\kappa p - \frac{2}{\xi}k\right)_\eta g_{\alpha\tau} + \left(\frac{2}{\xi}q - 4\kappa p - k\right)_\tau g_{\alpha\eta}$        |
| $(\gamma_\alpha(p), V_\eta^{++}(k), V_\tau^{--}(q))$            | $-2ig \sin(\theta_W)$ | $(k - q)_\alpha g_{\eta\tau} + \left(q + 4\kappa p - \frac{2}{\xi}k\right)_\eta g_{\alpha\tau} + \left(\frac{2}{\xi}q - 4\kappa p - k\right)_\tau g_{\alpha\eta}$        |
| $(Z_\alpha(p), V_\eta^{++}(k), V_\tau^{--}(q))$                 | $-2ig \cos(\theta_W)$ | $(k - q)_\alpha g_{\eta\tau} + \left(q + 4\kappa p - \frac{2}{\xi}k\right)_\eta g_{\alpha\tau} + \left(\frac{2}{\xi}q - 4\kappa p - k\right)_\tau g_{\alpha\eta}$        |
| $(V_\mu^+, V_\nu^-, W_\eta^+, W_\lambda^-)$                     | $-ig^2$               | $\left(-2 - \frac{6}{\xi} - 4\kappa\right) g_{\nu\eta}g_{\mu\lambda} + \left(-3 - \frac{4}{\xi} + 4\kappa\right) g_{\nu\lambda}g_{\mu\eta} + 5g_{\mu\nu}g_{\eta\lambda}$ |
| $(V_\mu^{++}, V_\nu^{--}, W_\eta^+, W_\lambda^-)$               | $-ig^2$               | $-\left(\frac{4}{\xi} + 8\kappa\right) g_{\nu\eta}g_{\mu\lambda} + (8\kappa - 2) g_{\nu\lambda}g_{\mu\eta} + 2g_{\mu\nu}g_{\eta\lambda}$                                 |
| $(h, h, V_\eta^{\pm,0,\pm\pm}, V_\tau^{\mp,0,\mp\mp})$          | $i\lambda$            | $g_{\eta\tau}$                                                                                                                                                           |
| $(h, V_\eta^{\pm,0,\pm\pm}, V_\tau^{\mp,0,\mp\mp})$             | $i\lambda v$          | $g_{\eta\tau}$                                                                                                                                                           |

### C.3. Isotriplete Vectorial

| Vértice                                        | Factor               | Estructura de Lorentz                                                                |
|------------------------------------------------|----------------------|--------------------------------------------------------------------------------------|
| $(\gamma_\alpha(p), V_\eta^+(k), V_\tau^-(q))$ | $-ig \sin(\theta_W)$ | $(q-k)_\alpha g_{\eta\tau} + (p-q)_\eta g_{\alpha\tau} + (k-p)_\tau g_{\alpha\eta}$  |
| $(Z_\alpha(p), V_\eta^+(k), V_\tau^-(q))$      | $-ig \cos(\theta_W)$ | $(q-k)_\alpha g_{\eta\tau} + (p-q)_\eta g_{\alpha\tau} + (k-p)_\tau g_{\alpha\eta}$  |
| $(V_\mu^+, V_\nu^+, V_\eta^-, V_\lambda^-)$    | $ig^2$               | $2g_{\mu\nu}g_{\eta\lambda} - g_{\mu\eta}g_{\nu\lambda} - g_{\eta\nu}g_{\mu\lambda}$ |
| $(h, V_\eta^{+,0}, V_\tau^{-,0})$              | $2ia v$              | $g_{\eta\tau}$                                                                       |
| $(h, h, V_\eta^{+,0}, V_\tau^{-,0})$           | $2ia$                | $g_{\eta\tau}$                                                                       |

## C.4. Modelo Estándar de Partículas

| Vértice                                        | Factor               | Estructura de Lorentz                                                                |
|------------------------------------------------|----------------------|--------------------------------------------------------------------------------------|
| $(\gamma_\alpha(p), W_\eta^+(k), W_\tau^-(q))$ | $-ig \sin(\theta_W)$ | $(q-k)_\alpha g_{\eta\tau} + (p-q)_\eta g_{\alpha\tau} + (k-p)_\tau g_{\alpha\eta}$  |
| $(Z_\alpha(p), W_\eta^+(k), W_\tau^-(q))$      | $-ig \cos(\theta_W)$ | $(q-k)_\alpha g_{\eta\tau} + (p-q)_\eta g_{\alpha\tau} + (k-p)_\tau g_{\alpha\eta}$  |
| $(W_\mu^+, W_\nu^+, W_\eta^-, W_\lambda^-)$    | $ig^2$               | $2g_{\mu\nu}g_{\eta\lambda} - g_{\mu\eta}g_{\nu\lambda} - g_{\eta\nu}g_{\mu\lambda}$ |
| $(h, h, h)$                                    | $\frac{-3im_h^2}{v}$ | 1                                                                                    |
| $(h, Z_\eta, Z_\tau)$                          | $\frac{2iM_Z^2}{v}$  | $g_{\eta\tau}$                                                                       |
| $(h, W_\eta^+, W_\tau^-)$                      | $igM_W$              | $g_{\eta\tau}$                                                                       |



# Amplitud de *Scattering* $V_L^+ V_L^- \rightarrow V_L^+ V_L^-$ en *VTDM*

Al momento de analizar la unitariedad del proceso  $VV \rightarrow VV$ , hay que tener presente los 7 subprocesos que están (Figura 3.1) y la cinemática de las partículas iniciales y finales. Por un lado, si uno considera que son:

$$\begin{aligned} \epsilon_1^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_V^2}} - 1, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_V} \right) & p_1^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \right) \\ \epsilon_2^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_V^2}} - 1, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_V} \right) & p_2^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \right) \\ \epsilon_3^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_V^2}} - 1, \frac{\sqrt{s}}{2M_V} \sin(\theta), 0, \frac{\sqrt{s}}{2M_V} \cos(\theta) \right) & p_3^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, \sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \sin(\theta), 0, \sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \cos(\theta) \right) \\ \epsilon_4^\zeta &= \left( \sqrt{\frac{s}{4M_V^2}} - 1, -\frac{\sqrt{s}}{2M_V} \sin(\theta), 0, -\frac{\sqrt{s}}{2M_V} \cos(\theta) \right) & p_4^\zeta &= \left( \frac{\sqrt{s}}{2}, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \sin(\theta), 0, -\sqrt{\frac{s}{4} - M_V^2} \cos(\theta) \right) \end{aligned}$$

Note que aquí  $\epsilon_i \cdot \epsilon_i = -1$  y  $\epsilon_i \cdot p_i = 0$ . Usando como notación  $\mathcal{M}_{X,Y}$ : Intercambio de un Bosón  $Y$  en el canal  $X$ . Al momento de calcular las amplitudes que otorga cada diagrama, se obtiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{4V} &= \frac{ig^2 s ((8 - 24 \cos(\theta)) M_V^2 + s (\cos(\theta) (\cos(\theta) + 6) - 3))}{16 M_V^4} \\ \mathcal{M}_{s,\gamma} &= \frac{ig^2 \cos(\theta) (-12s M_V^4 - 16 M_V^6 + s^3) (\cos^2(\theta_W) - 1)}{4s M_V^4} \\ \mathcal{M}_{t,\gamma} &= \frac{ig^2 (\cos^2(\theta_W) - 1) (4s^2 (\cos(\theta) - 1) (\cos(\theta) (\cos(\theta) + 10) - 3) M_V^2 - 16s (\cos(\theta) (10 \cos(\theta) - 7) + 1) M_V^4)}{16 (\cos(\theta) - 1) M_V^4 (4M_V^2 - s)} \\ &\quad + \frac{ig^2 (\cos^2(\theta_W) - 1) (64 (\cos(\theta) + 1) M_V^6 - s^3 (\cos(\theta) - 1)^2 (\cos(\theta) + 3))}{16 (\cos(\theta) - 1) M_V^4 (4M_V^2 - s)} \\ \mathcal{M}_{s,Z} &= \frac{ig^2 \cos(\theta) (2M_V^2 + s)^2 (4M_V^2 - s) \cos^2(\theta_W)}{4M_V^4 (s - M_Z^2)} \\ \mathcal{M}_{t,Z} &= -\frac{ig^2 \cos^2(\theta_W) (4s^2 (\cos(\theta) - 1) (\cos(\theta) (\cos(\theta) + 10) - 3) M_V^2 - 16s (\cos(\theta) (10 \cos(\theta) - 7) + 1) M_V^4)}{16 M_V^4 (4 (\cos(\theta) - 1) M_V^2 + 2M_Z^2 - s \cos(\theta) + s)} \\ &\quad - \frac{ig^2 \cos^2(\theta_W) (64 (\cos(\theta) + 1) M_V^6 - s^3 (\cos(\theta) - 1)^2 (\cos(\theta) + 3))}{16 M_V^4 (4 (\cos(\theta) - 1) M_V^2 + 2M_Z^2 - s \cos(\theta) + s)} \end{aligned}$$

$$\mathcal{M}_{s,h} = \frac{ia^2 v^2 (s - 2M_V^2)^2}{M_V^4 (m_h^2 - s)}$$

$$\mathcal{M}_{t,h} = \frac{ia^2 v^2 (4M_V^2 + s(\cos(\theta) - 1))^2}{2M_V^4 (2m_h^2 + (\cos(\theta) - 1)(4M_V^2 - s))}$$

Mientras que si uno ocupa la aproximación que a altas energías:  $\epsilon_i^\zeta \approx \frac{ip_i^\zeta}{M_V}$ , primero, a pesar que se cumple:  $\epsilon_i \cdot \epsilon_i = -1$ , el resultado de  $\epsilon_i \cdot p_i = i$  hace que exista una leve diferencia con las propiedades de las polarizaciones y momenta anteriores (ocupadas en [23]). Las amplitudes de cada subproceso son:

$$\tilde{\mathcal{M}}_{4V} = \frac{ig^2 (4M_V^2 - s) (4(\cos^2(\theta) - 1) M_V^2 - s \cos(\theta)(\cos(\theta) + 6) + 3s)}{16M_V^4}$$

$$\tilde{\mathcal{M}}_{s,\gamma} = \frac{ig^2 s \cos(\theta) (s - 4M_V^2) (\cos^2(\theta_W) - 1)}{4M_V^4}$$

$$\tilde{\mathcal{M}}_{t,\gamma} = \frac{ig^2 (\cos(\theta) - 1) (4M_V^2 - s) (\cos^2(\theta_W) - 1) (4(\cos(\theta) + 1)M_V^2 - s(\cos(\theta) + 3))}{16M_V^4}$$

$$\tilde{\mathcal{M}}_{s,Z} = -\frac{ig^2 s^2 \cos(\theta) (s - 4M_V^2) \cos^2(\theta_W)}{4M_V^4 (s - M_Z^2)}$$

$$\tilde{\mathcal{M}}_{t,Z} = -\frac{ig^2 (\cos(\theta) - 1)^2 (s - 4M_V^2)^2 \cos^2(\theta_W) (4(\cos(\theta) + 1)M_V^2 - s(\cos(\theta) + 3))}{16M_V^4 (4(\cos(\theta) - 1)M_V^2 + 2M_Z^2 - s \cos(\theta) + s)}$$

$$\tilde{\mathcal{M}}_{s,h} = \frac{ia^2 v^2 (s - 2M_V^2)^2}{M_V^4 (m_h^2 - s)}$$

$$\tilde{\mathcal{M}}_{t,h} = \frac{ia^2 v^2 (4 \cos(\theta) M_V^2 - s \cos(\theta) + s)^2}{2M_V^4 (2m_h^2 + (\cos(\theta) - 1)(4M_V^2 - s))}$$

Con el fin de saber los términos extras que influyen en la amplitud de la onda parcial y eventualmente en la escala de energía, se integrará con respecto al ángulo la diferencia entre la contribución de cada amplitud, aplicando la aproximación  $s \gg M_V$ .

$$\int_0^\pi i (\mathcal{M}_{4V} - \tilde{\mathcal{M}}_{4V}) \sin \theta d\theta \sim \frac{2g^2 s}{3M_V^2}$$

$$\int_0^\pi i (\mathcal{M}_{s,\gamma} - \tilde{\mathcal{M}}_{s,\gamma}) \sin \theta d\theta \sim 0$$

$$\int_0^\pi i (\mathcal{M}_{t,\gamma} - \tilde{\mathcal{M}}_{t,\gamma}) \sin \theta d\theta \sim \frac{5g^2 (\cos^2(\theta_W) - 1) s}{3M_V^2}$$

$$\int_0^\pi i (\mathcal{M}_{s,Z} - \tilde{\mathcal{M}}_{s,Z}) \sin \theta d\theta \sim 0$$

$$\int_0^\pi i (\mathcal{M}_{t,Z} - \tilde{\mathcal{M}}_{t,Z}) \sin \theta d\theta \sim -\frac{5g^2 s \cos^2(\theta_W)}{3M_V^2}$$

$$\int_0^\pi i (\mathcal{M}_{s,h} - \tilde{\mathcal{M}}_{s,h}) \sin \theta d\theta = 0$$

$$\int_0^\pi i (\mathcal{M}_{t,h} - \tilde{\mathcal{M}}_{t,h}) \sin \theta d\theta \sim 0$$

Vemos que la elección de diferentes polarizaciones afecta en el diagrama de contacto y los canales t del intercambio de un fotón y bosón Z.



# Bibliografía

- [1] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [2] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC,” *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [3] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions*. Princeton university, Princeton and Oxford, 2013.
- [4] J. C. Romão, “The need for the Higgs boson in the Standard Model,” 3, 2016. [arXiv:1603.04251 \[hep-ph\]](#).
- [5] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, “Weak Interactions at Very High-Energies: The Role of the Higgs Boson Mass,” *Phys. Rev. D* **16** (1977) 1519.
- [6] **Particle Data Group** Collaboration, R. L. Workman and Others, “Review of Particle Physics,” *PTEP* **2022** (2022) 083C01.
- [7] K. Garrett and G. Duda, “Dark Matter: A Primer,” *Adv. Astron.* **2011** (2011) 968283, [arXiv:1006.2483 \[hep-ph\]](#).
- [8] M. Boylan-Kolchin, V. Springel, S. D. M. White, A. Jenkins, and G. Lemson, “Resolving Cosmic Structure Formation with the Millennium-II Simulation,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **398** (2009) 1150, [arXiv:0903.3041 \[astro-ph.CO\]](#).
- [9] D. Majumdar, *Dark matter: an introduction*. CRC Press, 2014.
- [10] **Planck** Collaboration, N. Aghanim *et al.*, “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters,” *Astron. Astrophys.* **641** (2020) A6, [arXiv:1807.06209 \[astro-ph.CO\]](#). [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)].
- [11] B. Ryden, *Introduction to cosmology*. Cambridge University Press, 2017.
- [12] S. K. Kang and J. Park, “Unitarity Constraints in the standard model with a singlet scalar field,” *JHEP* **04** (2015) 009, [arXiv:1306.6713 \[hep-ph\]](#).
- [13] B. D. Sáez, F. Rojas-Abatte, and A. R. Zerwekh, “Dark Matter from a Vector Field in the Fundamental Representation of  $SU(2)_L$ ,” *Phys. Rev. D* **99** no.~7, (2019) 075026, [arXiv:1810.06375 \[hep-ph\]](#).
- [14] P. Van Dong, D. Van Loi, L. D. Thien, and P. N. Thu, “Novel imprint of a vector doublet,” *Phys. Rev. D* **104** no.~3, (2021) 035001, [arXiv:2104.12160 \[hep-ph\]](#).

- [15] N. D. Christensen and C. Duhr, “FeynRules - Feynman rules made easy,” *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 1614–1641, [arXiv:0806.4194 \[hep-ph\]](#).
- [16] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, and B. Fuks, “FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology,” *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 2250–2300, [arXiv:1310.1921 \[hep-ph\]](#).
- [17] C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, D. Grellscheid, O. Mattelaer, and T. Reiter, “UFO - The Universal FeynRules Output,” *Comput. Phys. Commun.* **183** (2012) 1201–1214, [arXiv:1108.2040 \[hep-ph\]](#).
- [18] V. Shtabovenko, R. Mertig, and F. Orellana, “FeynCalc 9.3: New features and improvements,” *Comput. Phys. Commun.* **256** (2020) 107478, [arXiv:2001.04407 \[hep-ph\]](#).
- [19] V. Shtabovenko, R. Mertig, and F. Orellana, “New Developments in FeynCalc 9.0” *Comput. Phys. Commun.* **207** (2016) 432–444, [arXiv:1601.01167 \[hep-ph\]](#).
- [20] R. Mertig, M. Bohm, and A. Denner, “FEYN CALC: Computer algebraic calculation of Feynman amplitudes,” *Comput. Phys. Commun.* **64** (1991) 345–359.
- [21] P. Areyuna, J. Zamora-Saa, and A. R. Zerwekh, “Probing Left-handed Heavy Neutral Leptons on the Massive Vector Doublet Model,” [arXiv:2211.09753 \[hep-ph\]](#).
- [22] M. Cirelli, N. Fornengo, and A. Strumia, “Minimal dark matter,” *Nucl. Phys. B* **753** (2006) 178–194, [arXiv:hep-ph/0512090](#).
- [23] A. Belyaev, G. Cacciapaglia, J. McKay, D. Marin, and A. R. Zerwekh, “Minimal Spin-one Isotriplet Dark Matter,” *Phys. Rev. D* **99** no.~11, (2019) 115003, [arXiv:1808.10464 \[hep-ph\]](#).
- [24] M. Nee, “Meso-tuned WIMPs and Avoided Deconfinement,” [arXiv:2211.07662 \[hep-ph\]](#).
- [25] T. Abe, M. Kakizaki, S. Matsumoto, and O. Seto, “Vector WIMP Miracle,” *Phys. Lett. B* **713** (2012) 211–215, [arXiv:1202.5902 \[hep-ph\]](#).
- [26] A. R. Zerwekh, “On the Quantum Chromodynamics of a Massive Vector Field in the Adjoint Representation,” *Int. J. Mod. Phys. A* **28** (2013) 1350054, [arXiv:1207.5233 \[hep-ph\]](#).
- [27] M. Bondarenko, A. Belyaev, J. Blandford, L. Basso, E. Boos, V. Bunichev, *et al.*, “High Energy Physics Model Database : Towards decoding of the underlying theory (within Les Houches 2011: Physics at TeV Colliders New Physics Working Group Report),” [arXiv:1203.1488 \[hep-ph\]](#).  
<https://hepmdb.soton.ac.uk>.
- [28] **XENON** Collaboration, E. Aprile *et al.*, “First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment,” *Phys. Rev. Lett.* **119** no.~18, (2017) 181301, [arXiv:1705.06655 \[astro-ph.CO\]](#).
- [29] **XENON** Collaboration, E. Aprile *et al.*, “Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T,” *Phys. Rev. Lett.* **121** no.~11, (2018) 111302, [arXiv:1805.12562 \[astro-ph.CO\]](#).
- [30] **ATLAS** Collaboration, M. Aaboud *et al.*, “Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel with  $36\text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$  with the ATLAS detector,” *Phys. Rev. D* **98** (2018) 052005, [arXiv:1802.04146 \[hep-ex\]](#).
- [31] **CMS** Collaboration, A. M. Sirunyan *et al.*, “Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ ,” *JHEP* **11** (2018) 185, [arXiv:1804.02716 \[hep-ex\]](#).

- 
- [32] **Planck** Collaboration, P. A. R. Ade *et al.*, “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters,” *Astron. Astrophys.* **594** (2016) A13, [arXiv:1502.01589 \[astro-ph.CO\]](#).
  - [33] **ATLAS** Collaboration, “Measurement of the properties of Higgs boson production at  $\sqrt{s} = 13$  TeV in the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  channel using 139 fb $^{-1}$  of  $pp$  collision data with the ATLAS experiment,” [arXiv:2207.00348 \[hep-ex\]](#).
  - [34] **CMS** Collaboration, P. Saha, “Recent Measurements of Higgs Boson Properties in the Diphoton Decay Channel with the CMS Detector,” *Springer Proc. Phys.* **277** (2022) 183–186.
  - [35] A. Belyaev, N. D. Christensen, and A. Pukhov, “CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model,” *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) 1729–1769, [arXiv:1207.6082 \[hep-ph\]](#).
  - [36] W. Herr and B. Muratori, “Concept of luminosity,”.
  - [37] M. Lamont, “LHC Run 3: Physics at record energy starts tomorrow,” 2022. <https://home.cern/news/news/physics/lhc-run-3-physics-record-energy-starts-tomorrow>.
  - [38] **FCC** Collaboration, A. Abada *et al.*, “FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3,” *Eur. Phys. J. ST* **228** no.~4, (2019) 755–1107.
  - [39] M. Cepeda *et al.*, “Report from Working Group 2: Higgs Physics at the HL-LHC and HE-LHC,” *CERN Yellow Rep. Monogr.* **7** (2019) 221–584, [arXiv:1902.00134 \[hep-ph\]](#).
  - [40] A. Senol, H. Denizli, A. Yilmaz, I. Turk Cakir, and O. Cakir, “The projections on  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  couplings via  $\nu\bar{\nu}\gamma$  production in HL-LHC and HE-LHC,” *Phys. Lett. B* **802** (2020) 135255, [arXiv:1910.03843 \[hep-ph\]](#).
  - [41] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, “Search for long-lived charginos based on a disappearing-track signature using 136 fb $^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J. C* **82** no.~7, (2022) 606, [arXiv:2201.02472 \[hep-ex\]](#).
  - [42] C.-W. Chiang, G. Cottin, Y. Du, K. Fuyuto, and M. J. Ramsey-Musolf, “Collider Probes of Real Triplet Scalar Dark Matter,” *JHEP* **01** (2021) 198, [arXiv:2003.07867 \[hep-ph\]](#).
  - [43] A. Belyaev, S. Prestel, F. Rojas-Abbate, and J. Zurita, “Probing dark matter with disappearing tracks at the LHC,” *Phys. Rev. D* **103** no.~9, (2021) 095006, [arXiv:2008.08581 \[hep-ph\]](#).
  - [44] P. Fileviez Perez, H. H. Patel, M. J. Ramsey-Musolf, and K. Wang, “Triplet Scalars and Dark Matter at the LHC,” *Phys. Rev. D* **79** (2009) 055024, [arXiv:0811.3957 \[hep-ph\]](#).
  - [45] R. Mahbubani, P. Schwaller, and J. Zurita, “Closing the window for compressed Dark Sectors with disappearing charged tracks,” *JHEP* **06** (2017) 119, [arXiv:1703.05327 \[hep-ph\]](#). [Erratum: JHEP 10, 061 (2017)].
  - [46] L. Carpenter, A. DiFranzo, M. Mulhearn, C. Shimmin, S. Tulin, and D. Whiteson, “Mono-Higgs-boson: A new collider probe of dark matter,” *Phys. Rev. D* **89** no.~7, (2014) 075017, [arXiv:1312.2592 \[hep-ph\]](#).
  - [47] **CMS** Collaboration, “Search for dark matter in final states with a Higgs boson decaying to a pair of b-jets and missing transverse momentum at the HL-LHC,”.
  - [48] A. Rohatgi, “Webplotdigitizer,” 2017.
-

- [49] **ATLAS** Collaboration, “A detailed map of Higgs boson interactions by the ATLAS experiment ten years after the discovery,” *Nature* **607** no.~7917, (2022) 52–59, [arXiv:2207.00092 \[hep-ex\]](#). [Erratum: *Nature* 612, E24 (2022)].
- [50] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, “Measurements of  $WH$  and  $ZH$  production in the  $H \rightarrow b\bar{b}$  decay channel in  $pp$  collisions at 13 TeV with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J. C* **81** no.~2, (2021) 178, [arXiv:2007.02873 \[hep-ex\]](#).
- [51] **LHC Higgs Cross Section Working Group** Collaboration, D. de Florian *et al.*, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector,” [arXiv:1610.07922 \[hep-ph\]](#).
- [52] **LHC Higgs Cross Section Working Group** Collaboration, J. R. Andersen *et al.*, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties,” [arXiv:1307.1347 \[hep-ph\]](#).
- [53] N. Arkani-Hamed, T. Han, M. Mangano, and L.-T. Wang, “Physics opportunities of a 100 TeV proton–proton collider,” *Phys. Rept.* **652** (2016) 1–49, [arXiv:1511.06495 \[hep-ph\]](#).
- [54] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, “Measurement of Higgs boson decay into  $b$ -quarks in associated production with a top-quark pair in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector,” *JHEP* **06** (2022) 097, [arXiv:2111.06712 \[hep-ex\]](#).
- [55] **CMS** Collaboration, “Identification of  $b$  quark jets at the CMS Experiment in the LHC Run 2,”.
- [56] A. Berlin, T. Lin, and L.-T. Wang, “Mono-Higgs Detection of Dark Matter at the LHC,” *JHEP* **06** (2014) 078, [arXiv:1402.7074 \[hep-ph\]](#).
- [57] M. D. Schwartz, *Quantum field theory and the standard model*. Cambridge university press, 2014.