



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Explorando los vértices $H^\pm W^\mp Z^0$ y $H^\pm W^\mp h^0$ en futuros
aceleradores $e - p$, en el Modelo Supersimétrico Mínimo más un
Triplete Escalar Complejo (MSSM-OHT)

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

por

Aldo Alan Matías Marroquín

Asesorado por

Dr. Jaime Hernández Sánchez (FCE-BUAP)

Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz (FCFM-BUAP)

Puebla Pue.
Noviembre 2023

Título: Explorando los vértices $H^\pm W^\mp Z^0$ y $H^\pm W^\mp h^0$ en futuros aceleradores $e - p$, en el Modelo Supersimétrico Mínimo más un Triplete Escalar Complejo (MSSM-OHT)

Estudiante: ALDO ALAN MATÍAS MARROQUÍN

COMITÉ

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

Dra. Isabel Pedraza Morales (FCFM-BUAP)
Secretario

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

Dr. Jaime Hernández Sánchez (FCE-BUAP)
Asesor

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

Índice general

Agradecimientos	V
Resumen	VII
Introducción	IX
1. Modelo Estándar	1
1.1. Mecanismo de Higgs	3
1.2. Sector bosónico	5
1.3. Sector fermiónico	8
2. Más Allá del Modelo Estándar	11
2.1. 2HDM	12
2.2. Modelo Georgi-Machacek	13
3. Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM)	17
3.1. Teoría Supersimétrica	18
3.2. Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM)	19
3.3. El superpotencial del MSSM	23
3.4. Matrices de masa	23
4. Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico extendido con un triplete de Higgs complejo (OHT-MSSM)	27
4.1. El superpotencial del OHT-MSSM	28
4.2. Matrices de masa	30
4.3. Partículas del OHT-MSSM	32
4.4. Razones de decaimiento de los principales modos de decaimiento del $H^\pm$	33
4.5. Análisis del vértice $H^\pm W^\mp Z$	35
5. Producción de $H^\pm$ en acelerador $e - p$	37
Conclusiones	49
CalcHEP	51
Bibliografía	57

Agradecimientos

Le doy las gracias a los docentes por asesorarme y compartirme sus conocimientos, en especial al Dr. Jaime Hernandez Sanchez quien propuso el tema y me guió en el desarrollo del mismo. Y a la Dra. Olga Felix Beltran por su guía y asesoramiento a lo largo de estos años.

A mis padres por darme su apoyo y confianza en mí, porque gracias a ellos soy la persona que soy actualmente y a mi hermano que ha sido una gran fuente de inspiración.

A mi tío Pedro por haberme cuidado e inculcarme el amor a las matemáticas y a la ciencia.

A mi amigos por acompañarme a lo largo de estos años, apoyandome de más de una forma y lo más importante brindándome su amistad.

Gracias al CONAHCYT por brindarme su apoyo económico para realizar mis estudios de maestría.

Resumen

En este trabajo se actualiza el estudio del Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico con un triplete escalar. En particular, se estudian puntos de referencias que previamente se habían analizado, aplicándose las restricciones experimentales más recientes del LHC. Bajo estos criterios, se estudia la producción del bosón de Higgs cargado ($H^\pm$) en aceleradores electrón-protón (se analiza la posible incidencia del vértice $H^\pm W^\mp Z^0$ en esta producción y se identifica cuándo podría ser importante el vértice $H^\pm W^\mp h^0$).

Introducción

El descubrimiento de un bosón de Higgs, h^0 , en julio de 2012, en el Gran Acelerador de Hadrones (LHC por sus siglas en inglés), por los experimentos ATLAS y CMS [1], con propiedades consistentes con las predichas por el Modelo Estándar (SM por sus siglas en inglés), está aparentemente bien establecido. En el Modelo Estándar, el rompimiento espontáneo de la Simetría Electro débil (EWSB por sus siglas en inglés) se produce por el mecanismo de Higgs mínimo, si bien una masa de 125 GeV no es realmente una derivación de la construcción del mismo, ya que la masa del bosón de Higgs m_h es un parámetro libre en el SM. El hecho de que las tasas de producción y desintegración que involucran acoplamientos con los bosones $W^\pm$ y Z^0 , así como de los fermiones t, b, τ y μ , se han medido y son compatibles con las predicciones del SM (una vez que se mide m_h). Por otra parte, evidencias experimentales indican que el SM no es la teoría apropiada para explicar diversos efectos naturales como masas no nulas de los neutrinos y la materia oscura, entre otros [2]. Existen diversas propuestas teóricas que pueden explicar los problemas teóricos y experimentales del SM por ejemplo que la masa del bosón de Higgs sea un parámetro libre. Entre estas propuestas se tienen extensiones del Modelo Estándar ya sea considerando un sector de Higgs extendido o con la inclusión de simetrías adicionales, con por ejemplo la Supersimetría (SUSY acrónimo en inglés).

Extensiones del Modelo Estándar con un sector de Higgs con más de un campo doblete y/o singlete de Higgs provee de un espectro de nuevas partículas más rico y variado. En general, la mayoría de las extensiones del sector de Higgs con más de un doblete escalar contienen bosones de Higgs cargados $H^\pm$ [3].

Extensiones del sector de Higgs, tanto del SM como del Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM, por sus siglas en inglés), incluyen representaciones exóticas que se han propuesto en la literatura, en particular usando representaciones con tripletes escalares [4], como el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico extendido con un campo triplete de Higgs complejo (OHT-MSSM) [5]. La importancia de la inclusión de tripletes de Higgs extras en los modelos que hasta ahora se tienen, cobra mayor interés debido a que estos generan masas diferentes de cero para los neutrinos, en concordancia con los experimentos que reportan evidencias de neutrinos masivos. Es bien sabido que los modelos que incluyen sólo dobletes de Higgs (y aún con singletes) son la extensión más directa del MSSM, las cuales satisfacen las restricciones derivadas de la simetría custodial, $\rho \sim 1$, y la ausencia de Corrientes Neutras que Cambian Sabor (FCNC, por sus siglas en inglés). Sin embargo, hay muchas posibilidades más complejas. H. Georgi y M. Machacek (GM) [6] propusieron una extensión del SM con un triplete real y uno complejo para el estudio del sector escalar enfocado en la preservación de la simetría custodial.

La búsqueda de bosones de Higgs neutros parece ser la tarea inmediata de los futuros aceleradores de partículas, sin embargo no serían la única evidencia de nueva física, como lo sería la detección de bosones de Higgs cargados. El espectro escalar de muchas extensiones del SM incluye al menos un estado de bosón de Higgs cargado. En particular, el MSSM ha sido estudiado exhaustivamente como un prototipo de un sector de Higgs no mínimo con sus dos bosones de Higgs cargados. Y se podrían explorar las propiedades del bosón de Higgs cargado con algún tipo de teoría de interacción débil, como en el caso de la extensión SUSY mínima del SM (MSSM) o un escenario fuertemente interactuante como en los modelos Technicolor [7].

El modelo de Georgi-Machacek permite tener un espectro exótico de escalares con cargas dobles, sin violar la llamada restricción del parámetro de la simetría custodial ρ . Al tener representaciones de isospín más altas, permite tener un acoplamiento directo de $H^\pm W^\mp Z^0$, que en el caso habitual de MSSM está ausente a nivel árbol, pero presente en su extensión con un triplete de Higgs complejo.

En esta propuesta nos interesa el estudio de los vértices $H^\pm W^\mp Z^0$ y $H^\pm W^\mp h^0$ como señales de nueva física

de la siguiente manera:

1. Estudiar los vértices $H^\pm W^\mp Z^0$ y $H^\pm W^\mp h^0$ en el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico que incluye un triplete de Higgs complejo (OHT-MSSM).
2. Producir bosones de Higgs cargados en aceleradores electrón-protón mediante la fusión WZ, seguido del bosón de Higgs $H^\pm$ decayendo a fermiones ($q_u q_d$) en particular a los modos dominantes en los estados finales.
3. Producir bosones de Higgs cargados $H^\pm$ como en 2), pero seguido del decaimiento $H^\pm \rightarrow W^\pm h^0$ y $h^0 \rightarrow f f$.

El modelo estándar supersimétrico extendido con un triplete (OHT-MSSM) se introdujo principalmente para mejorar la masa del bosón de Higgs a nivel árbol mientras se satisfacía el límite de masa del quark top. Se ha mostrado que el rompimiento de simetría electrodébil se realiza satisfactoriamente en este modelo, y se ha estudiado restricciones en el espacio de parámetros para que el potencial escalar sea estable. La masa del bosón de Higgs ligero ha sido calculada en [8] para el MSSM con un triplete escalar quiral y supercampos con hipercarga, respectivamente, $Y=0, \pm 1$. La corrección a un loop a la masa del bosón de Higgs fue calculado para MSSM con un triplete escalar $Y=0$ también en [9], se ha señalado que una masa de bosón de Higgs ligero $O(100)$ GeV puede ser generada a nivel árbol si el acoplamiento del triplete al par de bosones de Higgs es grande y comparable al acoplamiento de Yukawa top-quark. Se ha mostrado que los estados del triplete cargado en OHT-MSSM pueden cómodamente mejorar la razón del decaimiento del difotón del bosón de Higgs para que coincida con el valor observado en LHC [10, 11]. Más estudios del OHT-MSSM exploran la generación de masa de los neutrinos y la leptogenesis [12], producción de los Higgs cargados en colisionadores [13], violación espontánea de CP [14] y producción de DM.

Se estudian los vertices del bosón de Higgs cargado $H^\pm W^\mp h^0(a^0)$ en el contexto del MSSM con un triplete de Higgs complejo (OHT-MSSM) y se analizan los decaimientos $h^\pm \rightarrow W^\pm h^0(a^0)$. Se encontraron regiones en el espacio de parámetros donde los decaimientos $h^\pm \rightarrow W^\pm h^0(a^0)$ no sólo son cinemáticamente permitidos, sino que también se convierten en importantes modos de decaimiento y, en algunos casos, en el modo de decaimiento dominante [5].

Se han estudiado la extensión del MSSM agregando un singlete y un supercampo de un triplete quiral con hipercarga cero. Este modelo da una masa del bosón de Higgs a nivel árbol de $O(119 - 120)$ GeV y la corrección a un loop pueden fácilmente incrementar a 125 GeV sin contribuciones significantes del sector stop-top. Además, este modelo proporciona un neutralino $\tilde{\chi}^0$, posible candidato a materia oscura de masa alrededor de 100 GeV que es una mezcla del Higgsino y el triplete con una densidad de materia oscura consistente con las observaciones WMAP. La ventaja de este modelo es que nos proporciona masas válidas para DM, ya que las masas de las partículas no tienen que ser muy grandes comparadas con la escala electrodébil del milagro WIMP y se es capaz de conseguir la masa del DM en el rango superior de 100 GeV sobre un gran espacio de parámetros de este modelo [15].

En nuestro estudio previo se ha encontrado que en algunos escenarios del OHT-MSSM los datos experimentales permiten regiones donde un bosón de Higgs cargado $H_1^\pm$ es posible. Además, en este modelo es posible tener un bosón de Higgs cargado con masa $m_{H^\pm} \approx m_{W^\pm}$, que aun no está excluido de ninguno de los datos actuales. OHT-MSSM da una opción donde se puede acomodar un bosón de Higgs $h^0 \sim 125$ GeV, y se sigue esperando que en la escala SUSY no sea muy grande. La fenomenología del bosón de Higgs cargado pueden dar las características claves de un triplete [17].

La mezcla de un doblete y un triplete influye en la producción y decaimiento de bosones de Higgs neutros y cargados en el LHC. La existencia de un vértice a nivel árbol $H^\pm W^\mp Z^0$ impacta tanto la producción como los canales de decaimiento de los bosones de Higgs cargado [18].

Se han predicho bosones de Higgs doblemente cargados [19], se ha encontrado que el modelo GM con el escalar mas general posee un límite de desacoplamiento, y que el ángulo de mezcla que controla la cantidad de tripletes en el estado ligero del Higgs h [20]

Extendiendo el Modelo estándar Mínimo Supersimétrico con un triplete $SU(2)_L$ de hipercarga cero acoplándose a los supercampos de Higgs de orden 1, incluso para pequeños $\tan\beta$ y sin mezcla entre los squarks de tercera generación es posible alcanzar los valores experimentales de la masa del Higgs ($m_h = 125$ GeV) [21].

Se ha observado que las contribuciones del triplino y singlino a la matriz de masa del neutralino da una candidato viable de DM con masa alrededor de 100GeV[23]. El chargino mas ligero tanto el neutralino resultan andar alrededor de los 700GeV [9]

Se han estudiado las constricciones de estabilidad del parámetro de espacios de una extensión de un triplete del MSSM[9] escenarios donde este modelo permite un pseudoscalar ligero y/o un escalar debajo de los 100 GeV en el espectro, consistente con los datos mas recientes del LHC [24] ademas de la viabilidad fenomenológica de este modelo comparándola estas predicciones con los datos actuales del Higgs del ATLAS, CMS, y Tevatron, así como el valor medido de las razones de decaimiento de $B_s \rightarrow X_s \gamma$ [25]

El contenido de esta tesis se describe a continuación: En el capítulo 1 se estudia detalladamente el Modelo Estándar, explicando la estructura del mismo además de analizar el funcionamiento del mecanismo de Higgs. En el capítulo 2 se dan a conocer modelos más allá del SM, los cuales sirven para empezar la construcción de nuestro modelos de interés. En el capítulo 3 se explica como esta conformado el MSSM y la teoría que los construye. En el capítulo 4 se explican más a detalle el modelo de nuestro interés, en este caso el Mínimo Supersimétrico con un triplete. Los resultados obtenidos en este trabajo se muestran en el capítulo 5. En el capítulo 6 se hace el análisis de los resultados y demás conclusiones.

Capítulo 1

Modelo Estándar

Desde los inicios, el hombre ha tratado de descubrir de que se compone toda la materia que compone el universo, llegando a la idea del átomo, la partícula fundamental e indivisible.

Hoy sabemos que el átomo no es indivisible, sino que está formado por electrones, protones y neutrones, surgiendo así la duda ¿Están estos formados de algo aún más pequeño?

Esta pregunta nos ha llevado al SM, gracias al cual sabemos que efectivamente podemos dividir los componentes del átomo en partículas aún más pequeñas y que al igual que los elementos de la tabla periódica, podemos organizarlos según sus propiedades.

El SM es una teoría de norma basada en el grupo de simetrías locales [26]

$$G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.1)$$

que describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética (aún no describe la de gravedad) hasta las escalas que han sido exploradas, mediante el intercambio de los correspondientes campos de espín 1 (bosones de norma): 8 gluones sin masa ($g_i, i = 1, \dots, 8$) y 1 fotón (γ) sin masa para las interacciones fuertes y electromagnéticas, respectivamente, y 3 bosones masivos ($W^\pm$ y Z^0) para la interacción débil. El SM contiene 19 parámetros libres:

- Las constantes de acoplamiento de los grupos de norma, g_1, g_2, g_3 .
- Las masas de los bosones, m_W, m_H, m_Z .
- Las masas de los leptones, m_e, m_μ, m_τ .
- Los parámetros de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Masakawa, quedando definida por tres ángulos y una fase $\theta_{12}, \theta_{13}, \delta_{13}$.
- Las masas de los quarks, u, d, c, s, t, b .
- Valor de espectación del vacío v .

Dicho modelo se compone de fermiones y bosones que a su vez se dividen en 6 quarks, 6 leptones, 4 bosones mediadores de fuerza y el bosón de Higgs, clasificados por su masa, carga y espín.

La materia está constituida por dos tipos de partículas fundamentales, los bosones y los fermiones. Los fermiones son las partículas que forman la materia y estas se dividen a su vez en dos, los leptones y los quarks. Fermiones son aquellas partículas con espín semientero de las cuales tenemos dos tipos; quarks y leptones, que a su vez se clasifican en tres conjuntos llamados generaciones y que se acomodan de menor a mayor masa, por ello las partículas de la segunda y tercera generación son inestables y decaen en partículas de la primera generación o familia, las cuales son más estables.

Los leptones son partículas elementales que sólo interactúan electrodébilmente mientras que los quarks interactúan fuerte y electrodébilmente.

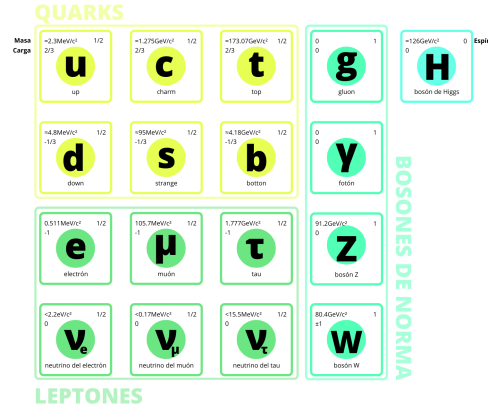


Figura 1.1: Tabla periódica del Modelo Estándar de la Física de Partículas (SM).

Los leptones se dividen en 3 generaciones, siendo 6 partículas, 3 cargadas y 3 neutras. Las cargadas son el electrón e , el muón μ y el tau τ , todos estos tienen el mismo espín $\frac{1}{2}$, sus cargas eléctricas corresponden a -1 veces la carga del electrón (e) y no tienen carga de color. Las tres partículas neutras son llamadas neutrinos, habiendo así otros 3, neutrino del electrón ν_e , neutrino muónico ν_μ y neutrino tauónico ν_τ , estos tampoco cuentan con carga de color y su espín es de $\frac{1}{2}$.

Existen 6 quarks divididos en 3 familias, que son, up u , down d , charm c , strange s , top t y bottom b ; todas estas con carga eléctrica fraccionaria ($+\frac{2}{3}e$ y $-\frac{1}{3}e$) y espín $\frac{1}{2}$ y cuentan con carga de color. Estas partículas no existen como partículas aisladas, sino que siempre se encuentran juntas formando los hadrones, de tal forma que la suma algebraica de las cargas de los quarks que constituyen un determinado hadrón es siempre un múltiplo entero de e , aquellos hadrones que se forman de 3 quarks son los bariones y lo que se forman de 2 quarks son los mesones. Los quarks y los gluones son los únicos que tienen carga de color.

Los bosones son las partículas mediadoras de las fuerzas, estos tienen espín al igual que los fermiones, pero en su caso, el valor del espín es 1. Consecuentemente no siguen el principio de exclusión de Pauli. Los diversos tipos de partículas mediadoras son:

- 8 gluones g_i , que son los bosones de norma del grupo de color $SU(3)_C$ de la fuerza fuerte, estos no tienen masa, son eléctricamente neutros, pero tienen carga de color. Como consecuencia de esto los gluones no sólo interactúan con los quarks sino también consigo mismos.
- 4 bosones de norma $W^\pm$, Z^0 y γ que son las partículas portadoras de las interacciones electrodébiles $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, todas estas de espín 1 y con masas de $m_{W^\pm} = 80.399 \pm 0.023 \text{ GeV}$, $m_{Z^0} = 91.187 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ y el fotón no cuenta con masa. El bosón Z^0 es eléctricamente neutro, mientras que los bosones $W^\pm$ tienen carga eléctrica de ± 1 , y el fotón es eléctricamente neutro [27].

	Fermiones			Bosones
Quarks	u	c	t	γ
	d	s	b	g
Leptones	e	μ	τ	$W^\pm$
	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z^0

Tabla 1.1: Fermiones y bosones

Cada uno de los leptones están acompañados por su respectiva antipartícula.

Usamos las simetrías $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para describir al SM, donde $SU(3)_C$ representa a la fuerza fuerte y cuenta con 8 generadores, $SU(2)_L$ para la interacción débil con 3 generadores y $U(1)_Y$ para la hipercarga

con un generador. El lagrangiano que representa estas interacciones es

$$\mathcal{L}_{norma} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \quad (1.2)$$

Para que el lagrangiano sea invariante bajo transformaciones locales debemos describir las interacciones a través de la derivada covariante, la cual está dada como:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 B_\mu Y - ig_2 W_\mu^a T^a - ig_3 G_\mu^a \tau^a, \quad (1.3)$$

donde g_1 es la intensidad del acoplamiento de la hipercarga, Y el operador hipercarga, g_2 la intensidad del acoplamiento débil, g_3 la intensidad del acoplamiento fuerte, T^a y τ^a generadores del grupo de simetría.

Para el estudio de las partículas y sus interacciones en el modelo, se definen tres sectores: a) el sector de Higgs; b) el sector bosónico vectorial de norma y c) el sector fermiónico.

1.1. Mecanismo de Higgs

En el sector electrodébil del Modelo Estándar se tiene que los bosones intermediarios de las fuerzas son partículas masivas, lo cual tiene como consecuencia inmediata que el estado de vacío no sea invariante bajo el grupo de norma electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$, es decir, el hecho de que los bosones $W^\pm$ y Z^0 adquieran masa induce un rompimiento de esta simetría, así la teoría deja de ser renormalizable. Este problema se soluciona al introducir el sector de Higgs en el SM. La lagrangiana correspondiente al sector de Higgs induce un rompimiento espontáneo de la simetría de norma electrodébil [28, 29, 30, 31, 32]

Se introduce un campo, un doblete escalar complejo $SU(2)_L$ llamado el campo de Higgs descrito por un potencial $V(\Phi)$. La interacción de este campo con e_L y e_R hará que los electrones sean partículas masivas. El campo de Higgs tiene cuatro componentes, el cual es convertido convenientemente en un vector de dos componentes como se muestra

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

donde $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ son campos escalares reales correctamente normalizados. El campo Φ tiene hipercarga débil $Y=+1$ e isospín débil $I=1/2$, aparte de ser un singlete de color. Se requiere que la densidad lagrangiana sea invariante bajo la transformación global $SU(2) \otimes U(1)$, esto es,

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta} U \Phi, \quad (1.5)$$

donde $e^{-i\theta}$ es un elemento del grupo $U(1)$ y U es la matriz de transformación de $SU(2)$.

Una densidad lagrangiana simple con esta simetría global es:

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (1.6)$$

donde el primer término contiene los términos cinéticos y de interacción de norma a través de la derivada covariante y el segundo término es el potencial asociado de Higgs, expresado en una función

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.7)$$

Cuando $\lambda > 0$ y $\mu^2 < 0$, la función de energía potencial tiene un mínimo en un valor de expectación en el vacío (vev, por sus siglas en inglés) distinto de cero ($v \neq 0$). Aquí el estado de mínima energía, no es invariante para $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, así la simetría de norma se rompe espontáneamente en el vacío. El invariante $\Phi^\dagger \Phi$ se puede expresar en términos de sus componentes escalares reales como:

$$\Phi^\dagger \Phi = (\phi^+)^* \phi^+ + (\phi^0)^* \phi^0 = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2), \quad (1.8)$$

donde se sigue que

$$|\Phi|^2 = \langle 0 | \Phi^\dagger, \Phi | 0 \rangle = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}. \quad (1.9)$$

La derivada covariante del campo de Higgs tiene la forma.

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi - \frac{i}{2} g \tau \cdot W_\mu \Phi - \frac{i}{2} g' B_\mu \Phi. \quad (1.10)$$

La lagrangiana del sector Higgs está dada como:

$$\mathcal{L}_\Phi = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + \frac{\mu}{2} \Phi^\dagger \Phi - \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.11)$$

Por otro lado, la interacción de Yukawa, esta es la que se realiza entre el campo de Higgs y el campo de los electrones y neutrinos:

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -[y_e \bar{e}_R \Phi^+ L_L + y_e^* \bar{L}_L \Phi e_R] \quad (1.12)$$

donde y_e es el acoplamiento de Yukawa. e_R^- está expresado de la forma

$$e_R^- = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) e^-. \quad (1.13)$$

L_L son los dobletes de leptones en $SU(2)_L$

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e^- \end{pmatrix}_L. \quad (1.14)$$

Conjuntando las ecuaciones 1.2 y 1.11

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + \frac{m_h}{2} \Phi^\dagger \Phi \\ & - \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 - [y_e \bar{e}_R \Phi^+ L_L + y_e^* \bar{L}_L \Phi e_R] \\ & - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^{(W)} \cdot G^{(W)\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(B)} F^{(B)\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Cuando el campo Φ adquiere un valor esperado en el estado de mínima energía del potencial diferente de cero, de las interacciones de los bosones de norma $W^\pm, Z^0$ con este campo escalar, se generan términos que se interpretan como las masas de dichos bosones. Asignando los valores de expectación del vacío a ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 y ϕ_4 , vemos que ϕ_3 es neutro y real, entonces:

$$\langle \phi_3 \rangle = v, \quad \langle \phi_1 \rangle = \langle \phi_2 \rangle = \langle \phi_4 \rangle = 0. \quad (1.16)$$

Se ve que el mínimo del potencial del campo de Higgs descrito en la ecuación (1.4) se encuentra en

$$|\Phi|^2 = (\phi^\dagger \phi)_0 = v = \left(\frac{m_h}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.17)$$

obteniendo así el estado base:

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} \phi^\dagger \\ \phi^0 \end{pmatrix}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

Entonces al introducir el campo del doblete de Higgs se generan masas a los bosones Z^0 y $W^\pm$, así como de los fermiones (excepto los neutrinos). Esto se debe a que los términos de masa

$$m_W^2 W_\alpha^\mu W_{\mu\alpha} \quad \text{o} \quad m \bar{\psi} \psi = m(\psi_L \psi_R + \psi_R \psi_L), \quad (1.20)$$

al ser introducidos de manera directa, destruyen la invariancia de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$, por lo tanto la renormalizabilidad de la teoría, para evitar este problema, la solución más conocida consiste en incluir en el SM, el sector de Higgs, el cual induce un rompimiento espontáneo de simetría

Una vez establecido el mecanismo de Higgs se puede dotar de masa a las partículas. empezaremos por los bosones Z^0 y $W^\pm$.

1.2. Sector bosónico

Usando los tres primeros términos de la ecuación (1.3), excluimos a $ig_3 G_\mu^a t^a$ ya que no se rompe, dejando:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 B_\mu Y - ig_2 W_\mu^a T^a. \quad (1.21)$$

Si damos a la hipercarga el valor de $-\frac{1}{2}$ y sustituimos a T^a por $\frac{1}{2}\sigma^a$, donde σ^a son las matrices de Pauli,

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig_1}{2} B_\mu - \frac{ig_2}{2} W_\mu^a \sigma^a, \quad (1.22)$$

con lo que ($h \equiv h(x)$),

$$\begin{aligned} D_\mu \Phi &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \partial_\mu & 0 \\ 0 & \partial_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} + \frac{ig_1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} - \frac{ig_2}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\frac{1}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(v+h) \\ \partial_\mu h + \frac{i}{2}(g_1 B_\mu + g_2 W_\mu^3)(v+h) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Calculando análogamente $(D_\mu \Phi)^\dagger$, obtenemos la expansión para $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$,

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{8} g_1^2 (W_\mu^1 + iW_\mu^2)(W^{\mu 1} + iW^{\mu 2})(v+h)^2 + \frac{1}{8} Z_\mu Z^\mu (v+h)^2, \quad (1.24)$$

donde

$$Z_\mu = \frac{-g_1 B_\mu + g_2 W_\mu^3}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.25)$$

Si además definimos

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2), \quad W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2), \quad (1.26)$$

y sustituimos la ecuación 1.26 en 1.24, obtenemos:

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{4} v^2 g_2^2 W_\mu^- W^{\mu +} + \frac{1}{2} v h g_2 W_\mu^- W^{\mu +} + \frac{1}{4} h^2 g_2^2 W_\mu^- W^{\mu +} \\ &\quad + \frac{1}{8} v^2 (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{4} v h (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{8} h^2 (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu. \end{aligned} \quad (1.27)$$

De este resultado podemos obtener los términos de masa para los bosones $W^\pm$ y Z^0 :

$$m_W = \sqrt{\frac{1}{2} v^2 g_2^2}, \quad m_Z = \sqrt{\frac{1}{4} v^2 (g_1^2 + g_2^2)}. \quad (1.28)$$

Usualmente, las masas de los bosones ingresan siempre dentro del lagrangianos en la forma $\frac{1}{2}(\text{masa})^2 \times (\text{campo})^2$, se observa que durante el rompimiento de la simetría del campo del Higgs se entregan partículas vectoriales masivas W_μ^1 y W_μ^2 , con masas de $M_W^2 = g_2^2 v^2 / 4$. El vev le ha dado una masa al bosón de norma W , debido a que m_W y g_2 se han medido directamente se puede determinar $v \simeq 246$ GeV.

La combinación lineal de los campos de norma $(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu)$ también se ha vuelto masiva, pero este componente tiene una masa que depende de los tamaños relativos de los acoplamientos constantes g_2 y g_1 . Las excitaciones de estos tres campos se convertirán en los bosones de norma vectoriales $W^\pm$ y Z^0 .

Para encontrar al fotón sin masa, se nota la ausencia de la combinación lineal ortogonal $(g_1 W_\mu^3 + g_2 B_\mu)$ y se propone que la combinación de estos campos es proporcional a $A_\mu(x)$, el campo del fotón del electromagnetismo.

Como nuestras partículas dependen de la razón de g_2 y g_1 , se pueden simplificar las cosas dibujando el triángulo rectángulo con las constantes de acoplamiento g_2 y g_1 , como las longitudes de los lados ortogonales y se define el ángulo de Weinberg $\tan \theta_W = g_1/g_2$. Entonces, se definen dos nuevos campos Z_μ y A_μ por

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

En término de estos nuevos campos, la ecuación original 1.24 se convierte en la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) &= \frac{1}{2} [\partial_\mu h(x)]^2 + \frac{g_2^2 v^2}{4} (W_\mu^1)^2 + \frac{g_2^2 v^2}{4} (W_\mu^2)^2 \\ &+ \frac{g_2^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu^2 + \dots, \end{aligned} \quad (1.30)$$

Del tercer término de 1.30 tenemos

$$m_W^2 = \frac{1}{4} g_2^2 v^2, \quad (1.31)$$

y del cuarto término de 1.30 tenemos

$$m_Z^2 = \frac{g_2^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W}. \quad (1.32)$$

Sustituyendo 1.31 dentro de 1.32 tenemos

$$m_Z^2 = \frac{g_2^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W} = \frac{m_W^2}{\cos^2 \theta_W} \quad (1.33)$$

y de esta ecuación se puede notar que la masa de la partícula Z^0 es $m_Z = m_W / \cos \theta_W$. Teniendo así las expresiones para las masas de los bosones de norma:

$$m_W = \frac{g_2 v}{2}, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W}, \quad (1.34)$$

Experimentalmente se ha encontrado que

$$m_W = 80.419(59) \text{ GeV}, \quad \text{y} \quad m_Z = 91.1882(22) \text{ GeV}.$$

Usando estos valores se tiene que $v \simeq 254 \text{ GeV}$.

Ahora se analizan las interacciones de los bosones de norma con el bosón de Higgs.

De la ecuación (1.27) también podemos obtener los términos de interacción entre los bosones de norma y el bosón de Higgs, siendo dos para $W^\pm$ y dos para Z^0 ,

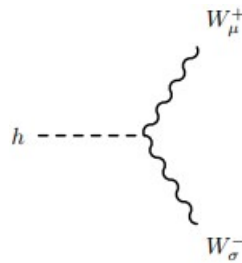


Figura 1.2: Interacción $hW_\mu^+ W_\nu^-$.

$$hW_\mu^+ W_\nu^- \rightarrow \frac{vg_2^2}{2}, \quad hhW_\mu^+ W_\nu^- \rightarrow \frac{g_2^2}{4}. \quad (1.35)$$

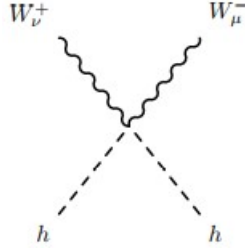


Figura 1.3: Interacción $hhW_\mu^+W_\nu^-$.

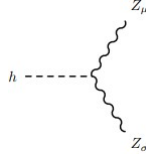


Figura 1.4: Interacción $hZ_\mu Z_\nu$.

$$hZ_\mu Z_\nu \rightarrow \frac{v(g_1^2 + g_2^2)}{4}, \quad hhZ_\mu Z_\nu \rightarrow \frac{(g_1^2 + g_2^2)}{8}. \quad (1.36)$$

Además de la ecuación (1.25) se obtienen lo que llamamos ángulo de Weinberg:

$$S_W \equiv \sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad C_W = \cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.37)$$

A partir de ellos, de la ecuación (1.25) y con una rotación de $\frac{\pi}{2}$ podemos definir a A_μ , mejor conocido como fotón, γ ,

$$S_W W_\mu^3 + C_W B_\mu \equiv A_\mu. \quad (1.38)$$

Ahora usando la ecuación (1.38) y $Z_\mu = C_W W_\mu^3 - S_W B_\mu$, llegamos a las ecuaciones

$$W_\mu^3 = C_W Z_\mu + S_W A_\mu, \quad B_\mu = -S_W A_\mu + C_W Z_\mu.$$

De las matrices de Pauli definimos

$$\sigma^+ \equiv \frac{(\sigma_1 + i\sigma_2)}{2} = T^+, \quad \sigma^- \equiv \frac{(\sigma_1 - i\sigma_2)}{2} = T^-,$$

de manera que

$$W^1 T^1 + W^2 T^2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^+ T^+ + W^- T^-).$$

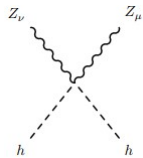


Figura 1.5: Interacción $hhZ_\mu Z_\nu$.

Ahora sustituyendo en (1.22),

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1(-S_W Z_\mu + C_W A_\mu)Y - ig(W^1 T^1 + W^2 T^2 + W^3 T^3).$$

Si desarrollamos los últimos dos términos de la expresión anterior, obtenemos

$$ig_1 S_W Z_\mu Y + ig_1 C_W A_\mu Y - \frac{1}{\sqrt{2}} ig_2 (W^+ T^+ + W^- T^-) - ig_2 W^3 T^3, \quad (1.39)$$

de donde tomaremos los términos uno, dos y cuatro,

$$ig_1 S_W Z_\mu Y + ig_1 C_W A_\mu Y - ig_2 (C_W Z_\mu + S_W A_\mu) T^3 = -iA_\mu (g_1 C_W Y + g_2 S_W T^3). \quad (1.40)$$

Con un poco de álgebra podemos llegar al acoplamiento con el fotón, dado por:

$$-iA_\mu \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} (Y + T^3) = -iA_\mu e Q, \quad (1.41)$$

donde $e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$ es el acoplamiento electromagnético y $Q = Y + T^3$ la carga eléctrica.

1.3. Sector fermiónico

Ya sabemos cómo es que los bosones adquieren masa, pero SM está compuesto de un tipo de partículas más, los fermiones, los cuales conviven con un campo escalar Φ por medio de la interacción de Yukawa que usamos para describir el acoplamiento entre el campo de Higgs y los fermiones (quarks y leptones cargados) ya que por medio del rompimiento espontáneo de simetría los fermiones adquieren una masa proporcional al valor esperado en el vacío de Higgs. Los fermiones están descritos por campos fermiónicos organizados en tres familias. Cada familia contiene dos sabores de quarks y dos de leptones. Estas familias tienen propiedades idénticas, con excepción de la masa. Los campos izquierdos y derechos están definidos por el operador de quiralidad $P_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$, el cual es un operador de proyección ($P_R + P_L = 1, P_L P_R = 0$) que al actuar sobre espinores de Dirac (espinores con cuatro componentes) nos da sus componentes de Weyl, esto es,

$$e_L^- = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^-, \quad e_R^- = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^- \quad (1.42)$$

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

El sector de los campos de norma dentro del SM considera dos tipos de interacciones: las interacciones fuertes y las interacciones débiles. Las interacciones fuertes son descritas mediante un campo vectorial, bajo el grupo $SU(3)_C$ de la teoría llamada Cromodinámica Cuántica y las interacciones electrodébiles se basan en el grupo de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Para asegurar acoplamientos de fermiones de helicidad izquierda con el bosón de norma W^+ , los fermiones de este tipo están representados por dobletes de $SU(2)_L$,

$$Q_L = \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L, \quad L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e \end{pmatrix}_L, \quad (1.43)$$

donde Q_L y L_L son los dobletes de quarks y leptones en $SU(2)_L$, respectivamente. La notación usada es tal que $U = u, c, t$ y $D = d, s, b$; $\nu_L = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ y $E = e, \mu, \tau$. Los estados fermiónicos de helicidad derecha se transforman como singletes bajo $SU(2)_L$; pero ambos, quarks y leptones, dobles y singletes, se transforman de manera no trivial bajo el grupo de hipercarga $U(1)_Y$. Para los fermiones se definen los números cuánticos Q, T_3 y $Y_{L,R}$, que son la carga eléctrica, la carga débil y la hipercarga, respectivamente.

De manera que tenemos una lagrangiana renormalizable e invariante de norma de la forma, en este caso por simplificación, teniendo la primer familia de leptones (e y ν_e)

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \subset -[y_e \bar{e}_R \Phi^+ L_L + y_e^* \bar{L}_L \Phi e_R], \quad (1.44)$$

dado (1.19) y

$$\Phi^+_{L_L} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L = \frac{v+h}{\sqrt{2}} e_L, \quad (1.45)$$

si usamos (1.20)

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \subset -y_e \frac{1}{\sqrt{2}} (v+h) [\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R] = -\frac{y_e}{\sqrt{2}} (v+h) \bar{e} e = -\left(\frac{y_e v}{\sqrt{2}}\right) \bar{e} e - \frac{y_e}{\sqrt{2}} h \bar{e} e. \quad (1.46)$$

$$m_e = \frac{y_e v}{\sqrt{2}}, \quad h \bar{e} e : \frac{-i y_e}{\sqrt{2}} = \frac{-i m_e}{v}. \quad (1.47)$$

Así, el acoplamiento $h \bar{e} e$ es predicho por el SM una vez que la masa del electrón y v son conocidos. El acoplamiento Higgs-electrón es relativamente pequeño

$$G_e = \frac{m_e}{v} = \frac{511 \text{ keV}}{246 \text{ GeV}} \simeq 2.1 \times 10^{-6}. \quad (1.48)$$

Se pueden escribir acoplamientos similares y términos de masa para los leptones muón y tau. El acoplamiento de Yukawa del τ es mayor, aunque aún pequeño:

$$G_\tau = \frac{m_\tau}{v} = \frac{1.78 \text{ GeV}}{246 \text{ GeV}} \simeq 7.2 \times 10^{-3}. \quad (1.49)$$

Para el caso de los quarks tenemos el lagrangiano

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \subset -[y_d \bar{d}_R \Phi^\dagger Q_L + y_d^* \bar{Q}_L \Phi d_R], \quad (1.50)$$

donde

$$\Phi^\dagger Q_L = \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} d_L, \quad (1.51)$$

entonces

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \subset -\left(\frac{y_d v}{\sqrt{2}}\right) \bar{d} d - \frac{y_d}{\sqrt{2}} h \bar{d} d. \quad (1.52)$$

De esta forma podemos obtener la masa para el quark down y su interacción con el bosón de Higgs. Para generar las masas de los quarks up usamos la propiedad de SU(2): el conjugado del doblete se transforma de la misma forma que el doblete. Usando $\bar{\Phi}$ se puede escribir el otro término de la lagrangiana invariante de norma:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \subset -[y_u \bar{u}_R \bar{\Phi}^\dagger Q_L + y_u^* \bar{Q}_L \Phi u_R], \quad (1.53)$$

escribiendo otra vez el producto de los dobletes SU(2)_L en norma unitaria

$$\bar{\Phi}^\dagger Q_L = \begin{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} u_L, \quad (1.54)$$

entonces

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \supset -\left(\frac{y_u v}{\sqrt{2}}\right) \bar{u} u - \frac{y_u}{\sqrt{2}} h \bar{u} u. \quad (1.55)$$

Asi llegando a describir la generación de masas de los quarks de la primera generación, pero el SM cuenta con tres generaciones de quarks. Por lo que se tiene que escribir los campos de quarks izquierdos y derechos con un índice de generación j ,

$$Q_{Lj}, \quad u_{Rj}, \quad d_{Rj}, \quad j = 1, 2, 3. \quad (1.56)$$

La forma más general de la lagrangiana de Yukawa de los quarks es

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^q = -\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 [y_{ij}^u \bar{u}_{Ri} \bar{\Phi}^\dagger Q_{Lj} + y_{ij}^d \bar{d}_{Ri} \Phi^\dagger Q_{Lj}] \text{h.c.}, \quad (1.57)$$

Los acoplamientos dimensionales y_{ij}^u y y_{ij}^d son las entradas de las matrices complejas 3×3 , conteniendo un total de 18 parámetros de acoplamiento complejos. Reemplazando Φ con el valor del vacío $(0, v/\sqrt{2})^T$, se obtiene la matriz de masa de los quarks

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^q \supset -(\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3)_R \mathcal{M}^u \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}_L - (\bar{d}_1, \bar{d}_2, \bar{d}_3)_R \mathcal{M}^d \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}_L + \text{h.c.}, \quad (1.58)$$

donde

$$\mathcal{M}_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} y_{ij}^u, \quad \mathcal{M}_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} y_{ij}^d \quad (1.59)$$

son las matrices de masas, cada una conteniendo 9 entradas complejas. Se necesita encontrar los eigenestados de las masas de los quarks. Para eso se diagonaliza las dos matrices complejas $\mathcal{M}^u$ y $\mathcal{M}^d$. Para esto se definen cuatro matrices unitarias U_L , U_R , D_L y D_R

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}_{L,R} = U_{L,R} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R}, \quad \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}_{L,R} = D_{L,R} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} \quad (1.60)$$

donde u, c, t, d, s, b son los eigenestados de masa de los quarks, tales que

$$U_R^{-1} \mathcal{M}^u U_L = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad D_R^{-1} \mathcal{M}^d D_L = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (1.61)$$

Teniendo así

$$h\bar{q}q: \quad \frac{-iy_q}{\sqrt{2}} = \frac{-im_q}{v} \quad (1.62)$$

En este capítulo describimos al Modelo Estándar de la Física de Partículas. En el siguiente capítulo abordaremos modelos más allá del SM tales como 2HDM, el modelo GM y el OHT-MSSM, estos dos últimos de interés en este trabajo de tesis.

Capítulo 2

Más Allá del Modelo Estándar

A pesar del éxito del Modelo Estándar en la descripción de todos los datos experimentales conocidos disponibles en la actualidad y, en particular de la teoría electrodébil con un doblete $SU(2)_L$ de Higgs, que proporciona una descripción satisfactoria de los fenómenos electrodébiles observados, la necesidad de una nueva física no es reciente. Entre los mayores problemas con los que cuenta son:

- **Gravedad:** La Gravedad está incluida solamente en el Modelo Estándar como hipótesis especulativa, pues los gravitones no se han observados directamente todavía.[33]
- **Materia Oscura y Energía Oscura:** A pesar del enorme éxito del SM, este sólo sirve para poder explicar 5 % del Universo. Diversas observaciones experimentales al momento de ver que las galaxias giran más rápido de lo que deberían estar haciéndolo, dejan entender que hay más masa de la que se puede observar, la cual es la materia oscura y esta debe constituir un 24 % de contenido en el Universo, mientras el 61 % faltante debe ser energía oscura y parece que esta asociada con el vacío en el espacio[34, 35].
- **Neutrinos:** El SM predice que los neutrinos son partículas sin masa al igual que los fotones. Pero diversos experimentos han demostrado que los neutrinos oscilan, es decir que pueden cambiar de sabor entre ellos, y esto sólo puede ser posible si los neutrinos tienen masa. El problema es ahora incorporar esta masa dentro del modelo teórico, y la masa tiene que ser muy pequeña[36].
- **Antimateria:** El SM supone que cuando el Universo fue creado durante el Big Bang, se produjo en partes iguales a la materia y la antimateria, sin embargo por alguna razón desconocida no se aniquilaron completamente entre ellas y, actualmente está dominado por la materia, habiendo muy poca antimateria en comparación. Esto no puede explicarse en el marco del SM, el porque de este imbalance entre ambos [37].
- **Problema de la jerarquía:** Las partículas dentro del SM obtienen masa a través de la ruptura espontánea de simetría. El problema de jerarquía hace referencia a la gran discrepancia que hay entre los aspectos de la fuerza débil y la gravedad. No hay consenso científico sobre por qué, por ejemplo, la fuerza débil es 10^{24} veces más fuerte que la gravedad.
- **Problema CP:** Este problema consiste en que la Cromodinámica cuántica ha predicho teóricamente que el Modelo Estándar debe contener un término que rompa la simetría CP (la simetría de Carga-Paridad), sin embargo experimentalmente no se ha encontrado dicha violación.
- **Parámetros libres:** el Modelo Estándar depende de 19 parámetros libres, cuyos valores numéricos han sido obtenidos experimentalmente debido a los aceleradores o deducidos de algunos de ellos, pero cuyo origen teórico es desconocido.

Y debido a estos problemas se han propuesto varias extensiones del SM en los últimos 20 años. Entre las principales propuestas se encuentran Tecnicolor [38], Teorías de Gran Unificación [39], Supersimetría [40], la

Teoría de Cuerdas [41], modelos extendidos con un sector de Higgs extendido, modelos extendidos con simetrías discretas otros con la inclusión de neutrinos derechos(estériles). Recientemente las extensiones supersimétricas del SM se han vuelto muy populares gracias a que resuelven de manera convincente algunos de los problemas teóricos del SM, manteniendo al bosón de Higgs como un escalar fundamental y a su masa estable bajo correcciones radiativas. Además, las teorías supersimétricas se presentan como el límite de la Teoría de Supercuerdas a bajas energías (un candidato muy prometedor para la unificación de todas las interacciones, incluyendo la gravedad). Además el modelo Georgi Machacek, el cual es una extensión de SM con un triplete real y unos complejo que permite tener un espectro exótico de escalares con cargas dobles sin violar la restricción del parámetro de la simetría custodial ρ .

Durante las últimas décadas ha habido muchos intentos para hallar física más allá del SM. Algunos de ellos están basados en extender el sector de Higgs. Una de las extensiones más sencillas del sector escalar del SM es el modelo de dos Dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés). Este modelo como su nombre lo indica contiene dos dobletes de Higgs en lugar de uno.

La introducción del segundo doblete de Higgs tiene varias motivaciones:

- Puede explicar la diferencia de masa entre los sectores up y down, si se considera que cada uno de los dobletes asigna masa a un sector diferente y se fijan los parámetros adecuadamente.
- Puede inducir violación explícita o espontánea de CP en el potencial de Higgs.
- Los procesos con corrientes neutras que cambian de sabor (FCNC por sus siglas en ingles) están prohibidos en el SM, sin embargo experimentalmente se ha encontrado oscilación de neutrinos. Los modelos de dos dobletes de Higgs pueden permitir naturalmente los procesos con FCNC.
- Varios modelos tienen un límite a bajas energías con un sector de Higgs que no es mínimo. Por ejemplo, los modelos supersimétricos requieren al menos dos dobletes de Higgs y con partículas supersimétricas pesadas.

2.1. 2HDM

El espectro de Higgs de muchas extensiones del SM a menudo incluyen bosones de Higgs cargados cuya detección en futuros colisionadores constituiría una evidencia clara de un sector de Higgs más allá del SM. En particular, el modelos de dos dobletes de Higgs (2HDM por sus siglas en inglés) ha sido ampliamente estudiado y es una de las extensiones más simples del SM. En este modelo se introducen dos dobletes de campos escalares Φ_1 y Φ_2 . El potencial más general de Higgs de 2HDM que es invariante y renormalizable contiene 14 parámetros libres.

Hay muchas razones para trabajar en 2HDM, una de estas vienen de los modelos de axion [44]. Ahí Peccei y Quinn vieron que un posible término de la violación de CP en la lagrangiana de QCD, la cual es fenomenológicamente muy pequeña, se puede rotar si la lagrangiana contiene una simetría global U(1). Entonces imponiendo esta simetría es sólo posible si hay dos dobletes de Higgs. Otra motivación es que el SM es incapaz de genera una asimetría bariónica del universo del tamaño suficiente. Y 2HDM si puede hacerlo debido a la flexibilidad de su espectro de masas escalares y la existencia de fuentes adicionales de violación de CP.

Pero la mejor motivación conocida para trabajar con 2HDM es la supersimetría. En teorías supersimétricas los escalares pertenecen a multipletes quirales y sus complejos conjugados pertenecen a multipletes de quiralidad opuesta; puesto que multipletes de quiralidades diferentes no se acoplan juntos en el lagrangiano, un solo doblete es incapaz de dar masa simultáneamente a quarks de carga $2/3$ y $-1/3$. Además ya que los escalares se acoplan en multipletes quirales con espín $-1/2$, la cancelación de anomalías también requiere que se agregue un doblete adicional. Por tanto el MSSM contiene dos dobletes de Higgs.

Este modelo contiene dos dobletes complejos de campos escalares, ϕ_1 y ϕ_2 :

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \phi_i^0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, \quad (2.1)$$

teniendo entonces ocho grados de libertad que serán usados para proporcionar masas a los bosones de norma $W^\pm$ y Z^0 .

El potencial $V(\phi_1, \phi_2)$ mas general para el 2HDM es definido es el espacio de 8-dimensiones del campo de Higgs y es una combinación hermítica de combinaciones de invariantes electrodébiles $(\phi_1^\dagger, \phi_2)$, $(\phi_2^\dagger, \phi_2)$, $(\phi_1^\dagger, \phi_2)$, $(\phi_2^\dagger, \phi_1)$. Teniendo la forma:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & -\frac{1}{2}[m_{11}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) + m_{22}^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + m_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + m_{12}^{*2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1)] \\ & + \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \frac{\lambda_3}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \\ & \frac{\lambda_4}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \frac{1}{2}[\lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_5^*(\Phi_2^\dagger\Phi_1)^2] + \\ & \{[\lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)](\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \text{h.c.}\} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Este potencial general con todos los términos cuadráticos y cuárticos contiene 14 parámetros reales libres (en contraste con los solo dos parámetros reales para un doblete). Los parámetros reales m_{11}^2 , m_{22}^2 , λ_1 , λ_2 , λ_3 , λ_4 y los parámetros complejos m_{12}^2 , λ_5 , λ_6 , λ_7 .

Este potencial es responsable de la estabilidad del rompimiento de simetría del modelo. Después del rompimiento espontaneo de simetría electrodébil (SSB, por sus siglas en inglés), es responsable, junto a los términos de interacción de los términos cinéticos, para la generación de masas de los bosones de norma.

El SSB debido al mecanismo de Higgs es descrito por la lagrangiana invariante $SU(2)_L \times U(1)_Y$ más general, que se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{2HDM} = \mathcal{L}_\Phi + \mathcal{L}_{BY}, \quad (2.3)$$

donde $\mathcal{L}_{BY}$ describe las interacciones $SU(2)_L \times U(1)_Y$ del SM de los bosones de norma y los fermiones y las interacciones de Yukawa de los fermiones con los escalares del Higgs. $\mathcal{L}_\Phi$ es la lagrangiana del escalar de Higgs. La lagrangiana del escalar de Higgs es

$$\mathcal{L}_\Phi = \sum_{i=1,2} (D^\mu \Phi_i)^\dagger (D_\mu \Phi_i) - V(\Phi_1, \Phi_2) \quad (2.4)$$

Estos términos reemplazan los términos cinéticos y el potencial del Higgs y el potencial del Higgs en la lagrangiana del SM con la misma derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a T_a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (2.5)$$

donde T_a y Y son los generadores de las transformaciones de isospín débil e hipercarga débil.

El sector de Higgs en el 2HDM consiste de 2 bosones de Higgs CP par h, H un pseudoescalar CP impar A y un par de bosones de Higgs $H^\pm$. Siendo uno de los tres bosones de Higgs CP par consistente con el bosón de Higgs tipo SM de 125 GeV observado experimentalmente en el LHC.

Un problema significativo con los modelos de dos dobletes de Higgs es la generación de FCNC que son procesos extremadamente raros. En el SM estas corrientes neutras están prohibidas a nivel árbol y son fuertemente suprimidas a altos órdenes por el mecanismo GIM (Glashow-Iliopoulos-Maiani).

2.2. Modelo Georgi-Machacek

Como ya se ha mencionado uno de los caminos para conseguir física más allá del SM es extender el sector de Higgs. Una posibilidad es la existencia de tripletes de Higgs adicionales de representaciones $SU(2)$, en las cuales las masas de los neutrinos pueden surgir de la interacción del doblete de Higgs del SM con el campo del triplete, que adquiere v_Δ después del rompimiento de simetría electrodébil. Pero al agregar un triplete, el v_Δ del triplete puede alterar significativamente el valor del parámetro electrodébil ρ a nivel árbol, haciendo

que los modelos sean vulnerables a las restricciones que vienen de mediciones electrodébiles. Entonces para evitar conflictos con el parámetro electrodébil ρ el modelo Georgi-Machacek (GM) el sector escalar es extendido introduciéndole dos campos de tripletes escalares adicionales, uno complejo y el otro real, los cuales adquieren vevs iguales. Esto provoca una cancelación de los efectos del rompimiento de simetría custodial, asegurando que $\rho = 1$ a nivel árbol. Este modelo predice la existencia de varios multipletes de Higgs, cuyos eigenestados de masa forman un quinteto (H_5), un triplete (H_3) y dos singletes (H_1 y h). La existencia de grados escalar extra de libertad y los acoplamientos no triviales del bosón de Higgs a los bosones de norma, hacen que el modelo GM sea fenomenológicamente muy rico, además de que el modelo puede abordar algunas de los problemas con los que cuenta el SM, tales como la masa de los neutrinos, la materia oscura y la fuerza de transición de fase electrodébil [45].

En el modelo de Georgi-Machacek se agregan un escalar complejo triplete-SU(2) χ , y un escalar real ξ al contenido de partículas del SM. Se asume que la simetría custodial es preservada a nivel árbol. Se puede escribir el doblete del SM y los nuevos campos escalares tripletes como un bi-doblete y un bi-triplete, respectivamente.

$$\Phi = \begin{pmatrix} (\phi^0)^* & \phi^+ \\ -(\phi^+)^* & \phi^0 \end{pmatrix},$$

$$\Delta = \begin{pmatrix} (\chi^0)^* & \xi^+ & \chi^{++} \\ -(\chi^+)^* & \xi^0 & \chi^+ \\ (\chi^{++})^* & -(\xi)^* & \chi^0 \end{pmatrix}.$$

Después del SSB, los campos escalares tienen los vev's dados por

$$\langle \Phi \rangle = \frac{v_\Phi}{\sqrt{2}} \mathbb{I}_{2 \times 2} \quad (2.6)$$

y

$$\langle \Delta \rangle = v_\Delta \mathbb{I}_{3 \times 3} \quad (2.7)$$

donde $v_\Phi, v_\Delta \in \mathbb{R}^+$, $\mathbb{I}_{2 \times 2} (\mathbb{I}_{3 \times 3})$ es la matriz unitaria de orden $2 \times 2 (3 \times 3)$.

Usando los campos definidos arriba, el potencial escalar se lee:

$$V(\Phi, \Delta) = \frac{1}{2} m_\Phi^2 \text{Tr}[\Phi^\dagger \Phi] + \frac{1}{2} m_\Delta^2 \text{Tr}[\Delta^\dagger \Delta] + \lambda (\text{Tr}[\Phi^\dagger \Phi])^2 + \lambda_2 (\text{Tr}[\Delta^\dagger \Delta])^2$$

$$\lambda_3 \text{Tr}[(\Delta^\dagger \Delta)^2] + \lambda_4 \text{Tr}[\Phi^\dagger \Phi] \text{Tr}[\Delta^\dagger \Delta] + \lambda_5 \text{Tr}[\Phi^\dagger \frac{\sigma^a}{2} \Phi \frac{\sigma^b}{2}] \text{Tr}[\Delta^\dagger T^a \Delta T^b]$$

$$\mu_1 \text{Tr}[\Phi^\dagger \frac{\sigma^a}{2} \Phi \frac{\sigma^b}{2}] (P^\dagger \Delta P)_{ab} + \mu_2 \text{Tr}[\Delta^\dagger T^a \Delta T^b] (P^\dagger \Delta P)_{ab}, \quad (2.8)$$

donde $\sigma^a (a = 1, 2, 3)$ son las matrices de Pauli, T^a son las matrices de representación 3×3 de los generadores de SU(2), la similaridad de la relación de transformación relaciona los generadores SU(2) en el triplete y la representación adjunta es dada por:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 & i & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \\ 1 & i & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Notar que el vev del triplete V_Δ es inducido por la SSB del SM por medio de la interacción μ_1 .

Bajo la simetría de custodia $SU(2)_V$ los eigenestados físicos pueden ser escritos como un quinteto $H_5 = (H_5^{++}, H_5^+, H_5^0, H_5^-, H_5^{--})^T$ con masa m_5 , un triplete $H_3 = (H_3^+, h_3^0, H_3^-)^T$ con masa m_3 y dos escalares singletes neutros H_1 y h_1 , de las cuales la primera tiene masa m_1 y la segunda es identificada con el bosón escalar de 125 GeV encontrado en el LHC.

Al final este modelo llega a producir:

- 3 bosones CP-par escalares h_1, h_2, h_3

- 2 bosones CP-impar a_ϕ, a_χ
- 3 bosones cargado $\phi^\pm, \chi^\pm, \xi^\pm$
- Bosones doblemente cargado $\chi^{\pm\pm}$



Figura 2.1: Tabla de partículas del GM.

Podemos concluir que en estas extensiones del sector de Higgs se pueden obtener Higgs cargados los cuales son pruebas de física nueva.

Capítulo 3

Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM)

Hasta ahora todas las simetrías que se conocen experimentalmente relacionan a los bosones con los bosones, y de misma forma a fermiones con fermiones. Pero entonces la Supersimetría (SUSY, acrónimo) propone teóricamente una simetría que relaciona a los bosones con los fermiones y viceversa.

SUSY es también considerada como una de las extensiones más atractivas que resuelve algunos de los problemas ya mencionados. Esta predice la existencia de un compañero de cada partícula conocida que difiere por $\frac{1}{2}$ unidad de espín, entonces SUSY es una simetría que transforma fermiones en bosones y viceversa. En este modelo, el SM debe extenderse agregándole una nueva partícula elemental, llamada superpartner o spartícula, para cada partícula conocida.

A pesar de la falta de evidencia experimental, algunas de las razones para trabajar con SUSY, son:

- **El problema de jerarquía:** para calcular las correcciones a la masa del bosón de Higgs, se obtienen infinitos, que indefinen la teoría. En SUSY se obtienen contribuciones a la masa del Higgs de partículas supersimétricas, es decir, tenemos loops de bosones y fermiones, los cuales en el límite supersimétrico se cancelan, acotando la masa del bosón de Higgs,

$$m_h^2 < (1\text{TeV})^2$$

- **Materia Oscura:** SUSY tiene un posible candidato para la materia oscura, donde una partícula ligera (LSP, por sus siglas en inglés) y estable por la conservación de la energía.
- **Unificación de fuerzas:** a nivel de la escala de Planck (2×10^{16} GeV), la fuerza gravitacional entre dos partículas es aproximadamente de la misma magnitud que la fuerza electromagnética, lo que hace pensar que a esta escala de energía la física sería más simple, las fuerzas pueden estar relacionadas.
- **Física del Higgs:** En el SM, los fermiones y los bosones vectoriales de norma adquieren masa proporcional al valor de expectación del vacío, a través de la interacción con el campo de Higgs.
- SUSY es la única extensión no trivial del grupo de Lorentz, centro de la Teoría Cuántica del Campo.

Otra de las razones por las que SUSY ha tomado tanta relevancia ha sido que, en el marco de esta teoría, se han podido predecir exitosamente varias situaciones:

- SUSY predijo, a inicios de la década de 1980, que la masa del quark top tenía que ser muy grande, ya que era necesario para la explicación del SSB.

- Las teorías de Gran Unificación Supersimétricas (SUSY-GUT) predijeron, con una precisión de escala fundamental alta, el valor de $\sin^2 \theta_W$ antes de que se pudiera medir.
- Para que SUSY funcione es necesaria la existencia de un bosón de Higgs ligero, que sea consistente con las corrientes de precisión, las cuales sugieren $M_h < 200$ GeV

Además, a diferencia de otras extensiones del SM, SUSY no fue creada para solucionar los problemas del SM, sino que fue descubierta como una propiedad de la Teoría de Cuerdas y estudiada por su propia riqueza a principios de 1970. Fue hasta varios años de estudio después que se encontró que podía resolver varios problemas del SM.

3.1. Teoría Supersimétrica

Iniciamos esta sección enunciando el teorema de **Coleman-Mandula no-go**.

Teorema de Coleman-Mandula no-go: establece que una simetría compatible con una Teoría Cuántica del Campo Relativista, es de la forma del producto directo del grupo de Poincaré y la simetría interna, puede ser la simetría de norma. En la prueba de este teorema está implícito que sólo generadores bosónicos están involucrados.¹

Como consecuencia del teorema, se satisface:

$$[P_\mu, T_\alpha] = [M_{\mu\nu}, T_\alpha] = 0. \quad (3.1)$$

Los generadores con los que contamos al momento P_μ , $M_{\mu\nu}$ y T_α son bosónicos, sin embargo, podemos agregar un generador fermiónico, etiquetado como Q_α , siendo operadores de creación y aniquilación que cumplen:

$$\begin{aligned} Q_\alpha |\text{bosón} \rangle &= |\text{fermión} \rangle_\alpha, \\ Q_\alpha |\text{fermión} \rangle^\alpha &= |\text{bosón} \rangle. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Los generadores Q crean bosones a partir de fermiones y viceversa. En SUSY resulta más práctico trabajar con espinores de Weyl, por lo que Q_α , $\alpha = 1, 2$. Entonces, si permitimos solo un conjunto de generadores fermiónicos, lo que corresponde a SUSY $N = 1$. Tenemos que, de acuerdo al **teorema de Haag-Lopuszanski-Sohnius**², podemos extender el álgebra de Poincaré en una forma no trivial a la Super-Poincaré $N = 1$.

Los generadores de SUSY obedecen las siguientes relaciones de conmutación y anticonmutación[46]:

$$\begin{aligned} \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 0, \\ \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} &= 0, \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} &= 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu, \\ [P^\mu, Q_\alpha] &= 0, \\ [M^{\mu\nu}, Q_\alpha] &= -i(\sigma^{\mu\nu})_\alpha{}^\beta Q_\beta, \end{aligned}$$

donde $\sigma^\mu \equiv (1, \sigma^i)$, $\bar{\sigma}^\mu \equiv (1, -\sigma^i)$ y $Q_\alpha^\dagger = \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$.

Sean los espinores de Weyl $\psi(x)$ y $\chi(x)$, dados como

$$\Psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_\alpha \\ \bar{\chi}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}, \quad \bar{\Psi}(x) = \begin{pmatrix} \chi^\alpha & \bar{\psi}_{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}.$$

¹Se tiene que un generador bosónico, puede transformar un estado ya sea bosónico o fermiónico en un estado bosónico o fermiónico, respectivamente.

²**Teorema de Haag-Lopuszanski-Sohnius:** demuestra que las posibles simetrías de una Teoría Cuántica de Campos consistente formulada sobre un espacio-tiempo cuatridimensional, no sólo consisten en simetrías internas y simetría de Poincaré, sino que también pueden incluir la Supersimetría con cargas centrales como una extensión no trivial del álgebra de Poincaré.

Los espinores de Weyl obedecen las relaciones $\bar{\psi}_{\dot{\alpha}} = [\psi]^{\dagger}$, $\chi^{\alpha} = [\tilde{\chi}^{\dot{\alpha}}]^{\dagger}$, donde $\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2$. Demandamos que los componentes de los espinores son variables de Grassman o también llamados números de Grassman, los cuales tienen que cumplir con:

$$\{\psi_A, \psi^B\} = \{\psi_A, \psi_B\} = \{\psi^A, \psi^B\} = 0, \quad (3.3)$$

$$\{\chi_{\dot{A}}, \chi^{\dot{B}}\} = \{\chi_{\dot{A}}, \chi_{\dot{B}}\} = \{\chi^{\dot{A}}, \chi^{\dot{B}}\} = 0, \quad (3.4)$$

y todo sus anticonmutadores mezclados igualmente dan cero.

Aquí $\{, \}$ denota el anticonmutador:

$$\{\psi_A, \psi^B\} = \psi_A \psi^B + \psi^B \psi_A \quad (3.5)$$

Los operadores de proyección de helicidad actúan en un campo espinorial de Dirac como

$$P_L \Psi \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \Psi = \Psi. \quad (3.6)$$

Por lo cual, los multipletes irreducibles estarán formados de partículas con la misma masa pero con diferente espín.

Para un cierto grupo $SU(N)$ añadimos generadores T^a con $a = \varepsilon 1, \dots, N^2 - 1$, estos conmutan con los antiguos,

$$[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c, \quad [T^a, P^{\mu}] = 0, \quad [T^a, M^{\mu\nu}] = 0,$$

donde f^{abc} son las constantes de estructura del grupo de norma $SU(N)$, con lo cual la simetría de grupo extendida es un producto directo del grupo de Poincaré con un grupo de norma o simetría interna.

Esta extensión del grupo de Poincaré es muy exitosa en la descripción de las interacciones fundamentales de las partículas.

3.2. Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM)

Las teorías que van más allá del SM incluyen varias extensiones a través de SUSY. En una teoría supersimétrica, cualquier estado de fermión tiene que estar acompañado por un estado bosónico y viceversa. En el SM es suficiente un solo doblete de Higgs para generar las masas de los leptones y quarks. En SUSY, sin embargo, uno necesita al menos dos dobletes de Higgs si se desean generar los términos de masa adecuados. Las diferentes extensiones supersimétricas del SM son divididas en dos clases principales: la extensión más simple supersimétrica del modelo estándar es el Mínimo Supersimétrico del Modelo Estándar (MSSM por sus siglas en inglés) que contiene al menos dos campos de Higgs fundamentales que son responsable para la generación de masas. Este modelo requiere un segundo doblete de Higgs para preservar la cancelación de las anomalías de norma. Por lo tanto el sector de Higgs de este modelo es el de un 2HDM que contiene dos supermultipletes quirales de Higgs que se distinguen por el signo de su hipercarga. La estructura teórica del sector de Higgs del MSSM está restringido por SUSY, lo que lleva a relaciones entre masas del Higgs y acoplamientos.

El Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (NMSSM por sus siglas en inglés): típicamente incrementa el número de parámetros y no proporciona un incremento en su poder predictivo, es decir, partículas candidatas a materia oscura, divergencias en la masa del bosón del Higgs, etc.

Una de las cosas que alienta las teorías supersimétricas, es el hecho de que no sabemos qué es la materia oscura y las partículas supersimétricas podrían representar esa parte de la materia; otra razón es que el MSSM al introducir nuevas partículas estabilizan la masa del Higgs. Sin embargo el MSSM evidentemente tiene más partículas (lo que incrementa el número de parámetros libres) y tiene más restricciones a nivel árbol que el 2HDM.

El MSSM es la extensión supersimétrica más sencilla a baja energía del SM. Esta selección también está motivada por simplicidad, con el propósito de controlar el gran número de los nuevos parámetros que pueden introducirse en una extensión del SM. Además, es el modelo con menos parámetros nuevos a bajas energías que se presenta como una extensión supersimétrica del SM. [42]. La forma de construir el MSSM es simplemente

tomar al SM y agregarle los correspondientes elementos supersimétricos.[43] Así, el grupo de norma es el mismo que el del SM,

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (3.7)$$

El sector fermiónico contiene tres familias de quarks y leptones, al igual que el SM. Sin embargo, el sector de Higgs se debe ampliar para proporcionar masa a todos los fermiones y permitir la generación adecuada de las masas de los quarks tipo up (arriba) y down (abajo) además de evitar las anomalías quirales. Esto es, se introducen dos dobletes de Higgs complejos, uno más que en el caso del SM.

El Modelo Estándar no es supersimétrico, sin embargo, puede hacerse así con la introducción de nuevas partículas llamadas supercompañeras. El MSSM es una extensión supersimétrica del SM introduciendo el mínimo número de nuevas partículas e interacciones consistentes con la fenomenología. Las bosones de gauge del SM están organizados en supermultipletes de gauge, estando así los gluones, bosones W y B asociados con los gluones, winos y bino, respectivamente. En el caso de los fermiones del SM, los campos izquierdos están organizados como dobletes de $SU(2)_L$ en supermultipletes quirales con sus supercompañeros. La convención de nombres para los compañeros supersimétricos de los fermiones es añadir un prefijo “s” al nombre de los fermiones asociados, siendo así, por ejemplo, el selectrón ($\tilde{e}$) el compañero supersimétrico del electrón (e).

SUSY es una simetría que relaciona los grados de libertad bosónicos con los fermiónicos, esto es,

$$Q|B\rangle \simeq |F\rangle; \quad Q|F\rangle \simeq |B\rangle, \quad (3.8)$$

en la cual Q denota el generador de espín $\frac{1}{2}$ del álgebra SUSY. Nos enfocamos aquí en $SUSY-N = 1$ en el espacio de cuatro dimensiones, cuya álgebra está dada por el anticonmutador

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 2\sigma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu, \quad (3.9)$$

donde σ^μ son las matrices de Pauli, α y β son índices espinoriales y P_μ denota el cuadrimomento. La ecuación (3.9) demuestra que el álgebra SUSY incluye la de Poincaré del espacio-tiempo; los generadores de los momentos lineal y angular, tienen conmutadores que desaparecen con los generadores de SUSY. Sus representaciones irreducibles o supermultipletes pueden ser construidos sistemáticamente. Estos, por definición, cuentan con un número igual de grados de libertad bosónicos y fermiónicos. Las representaciones supersimétricas son ambas, multipletes en capa de masa en la cual las ecuaciones de movimiento de los campos son usados o representados fuera de capa de masa. Los multipletes fuera de capa de masa contienen grados de libertad adicionales, no dinámicos requeridos para la cerradura del álgebra supersimétrica. Estos campos auxiliares no dinámicos pueden ser eliminados a través de las ecuaciones de movimiento, sin embargo lo mantenemos aquí porque son los parámetros de orden del rompimiento de SUSY.

En $SUSY-N = 1$, $D = 4$, los dos tipos de representaciones, los supermultipletes quirales y los vectoriales, son los más usuales para nuestros propósitos:

Supermultipletes quirales: cada supermultiplete quiral contiene un escalar complejo ϕ , un fermión quiral de dos componentes ψ y un campo escalar auxiliar F .

Supermultipletes vectoriales: cada multiplete vectorial sin masa contiene un bosón vectorial de norma de espín uno, V_a^μ , un espinor de Majorana λ^a llamado gaugino y un campo escalar auxiliar D^a , con el subíndice a de los generadores del grupo de norma.

Además, para nuestros propósitos podemos referirnos sin diferenciar a los supercampos y a los supermultipletes. Un supercampo quiral será denotado por $\hat{\Phi} = \{\phi, \psi, F\}$, y un supercampo vectorial por $\hat{V} = \{V_\mu^a, \lambda^a, D^a\}$.

Las lagrangianas para teorías $SUSY N = 1$, $D = 4$ pueden ser especificadas completamente por tres funciones de los campos de materia, Φ_i :

1. El superpotencial W .
2. El potencial de *Kähler*.
3. La función cinética de norma f .

En adición a las constricciones que vienen de la invarianza de norma, W y f , son además constreñidas a ser funciones holomórficas de los campos, mientras que el potencial de *Kähler*, puede ser cualquier función real. Consideramos solamente teorías con términos canónicos cinéticos y ponemos nuestra atención a acoplamientos renormalizables, esto indica una forma específica para K y f , así como un superpotencial sólo de tres dimensiones:

$$W = Y_{ijk} \hat{\Phi}_i \hat{\Phi}_j \hat{\Phi}_k + \mu_{ij} \hat{\Phi}_i \hat{\Phi}_j. \quad (3.10)$$

donde Y_{ijk} son los coeficientes de Yukawa

Siguiendo las reglas para construir la lagrangiana, uno puede ver que los términos del superpotencial trilineal tienen la forma $Y_{ijk} \hat{\Phi}_i \hat{\Psi}_j \hat{\Psi}_k$ y los acoplamientos escalares cuárticos de la forma $|Y_{ijk} \phi_j \phi_k|^2$. Por lo tanto en las extensiones supersimétricas del SM, los acoplamientos usuales de Yukawa estarán acompañados de acoplamientos de la misma magnitud que involucran partículas parejas escalares de los campos fermiónicos y la parte fermiónica del Higgs.

Entonces tenemos que por cada acoplamiento en la teoría original, en SUSY se incluyen términos en los que cualesquiera de los campos son reemplazados por sus supercompañeros. Los acoplamientos en donde aparece μ_{ij} dan lugar a los términos de masa para todos los componentes de los multipletes quirales. En las expansiones supersimétricas del SM tales términos son prohibidos por las partículas quirales del SM, pero permitidos si el modelo incluye un par de dobletes de Higgs con hipercargas opuestas, lo que se vuelve un requerimiento de la teoría.

En el sector de norma, la lagrangiana incluye los acoplamientos de norma usuales, de los campos de materia y de los términos cinéticos para los bosones de norma. SUSY también requiere un número acoplamientos que involucran a los gauginos y D^a . Los campos de materia tienen interacciones con los gauginos de la forma $\sqrt{2}g\phi^* T^a \psi \lambda^a$, donde T^a es el generador de la simetría de norma correspondiente. Estos términos pueden considerarse como la completitud de los acoplamientos habituales de los campos de materia. Adicionalmente, el lagrangiano contiene términos cinéticos para los gauginos, que son de la forma $-i\lambda^{a\dagger} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a$, recordando que el generador en la derivada covariante está escrito en la representación adjunta³. Finalmente tenemos los acoplamientos de los campos auxiliares D^a . Todos estos términos son fijados una vez que la estructura de norma y el contenido de partículas sea especificado.

En teorías supersimétricas globales, el potencial escalar tiene una forma específica, dada como:

$$V(\phi_i) = |F_i|^2 + \frac{1}{2} D^a D^a, \quad (3.11)$$

donde

$$\begin{aligned} F_i^* &\equiv W_i = \frac{\partial W}{\partial \phi_i}, \\ D^a &= g(\phi_i^* T_i^a \phi_j). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Las QFT con supersimetrías globales proveen un contexto natural para la investigación de varios cuestionamientos, como las mencionadas en la primera parte de este capítulo. Sin embargo, en estos modelos se desprecia la gravedad, a pesar de que debe incluirse en fenómenos de altas energías. Para incluir un sector gravitacional se requiere promover las transformaciones supersimétricas globales a transformaciones de norma. Por esta razón la supersimetría local es conocida como Supergravedad (SUGRA, acrónimo). La lagrangiana de SUGRA más general, contiene diferente tipo de términos: (i) cinéticos, (ii) gravitacionales, (iii) topológicos, (iv) auto-acoplamientos escalares y (v) de interacción de fermiones.

El MSSM es definido para ser una extensión supersimétrica mínima del SM y, por lo tanto, también es una teoría de norma supersimétrica $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, con un conjunto general de términos de rompimiento SUSY. La materia conocida y los campos de norma del SM se promueven a supercampos en el MSSM, así cada partícula tiene una supercompañera.

Las supercompañeras de los fermiones del SM son los sfermiones de espín cero, las supercompañeras de los bosones de norma son fermiones llamados gauginos, de espín $\frac{1}{2}$. El sector de Higgs del MSSM difiere del

³falta

SM porque aquí hay dos dobletes de Higgs H_u y H_d los cuales se acoplan a los fermiones dependiendo el tipo up o down (2HDM-II). La necesidad de dos dobletes de Higgs puede ser vista desde la propiedad holomorfica del superpotencial, lo cual también previene de anomalías al modelo. En la Tabla 3.1 se presenta el espectro de partículas en el MSSM. Los bosones vectoriales de norma se colocan en supermultipletes de norma y sus

Partícula	Símbolo	Espín 0	Espín $\frac{1}{2}$	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Squarks y quarks	Q	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	$(3, 2, \frac{1}{6})$
	$\bar{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$(\bar{3}, 1, -\frac{2}{3})$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$(\bar{3}, 1, \frac{1}{3})$
Sleptones y leptones	L	$(\tilde{\nu}, \tilde{e}_L)$	(ν, e_L)	$(1, 2, -\frac{1}{2})$
	$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(1, 1, 1,)$
Higgs, Higgsinos	H_u	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	$(1, 2, \frac{1}{2})$
	H_d	(H_u^0, H_u^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(1, 2, -\frac{1}{2})$

Tabla 3.1: Los campos de espín 0 son campos escalares complejos, los campos de espín $\frac{1}{2}$, son fermiones de Weyl de dos componentes izquierdos.

supercompañeras fermiónicas son llamadas en general gauginos. Las interacciones de QCD son mediadas por el gluón, cuyo supercompañero es el gluino, que es un octete de color y de espín $\frac{1}{2}$. Por otro lado, la simetría de norma electrodébil $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ está asociada con los bosones de norma de espín 1, W^+ , W^0 , W^- y B^0 , cuyas supercompañeras son los fermiones $\tilde{W}^+$, $\tilde{W}^0$, $\tilde{W}^-$ y $\tilde{B}^0$, de espín $\frac{1}{2}$, llamados winos y bino respectivamente. Después del rompimiento de la simetría electrodébil, los eigenestados W^0 y B^0 se mezclan para dar los eigenestados de masa Z^0 y γ . Así pues, los correspondientes gauginos de $\tilde{W}^0$ y $\tilde{B}^0$ son llamados zino $\tilde{Z}^0$ y fotino $\tilde{\gamma}$. Si SUSY

Partícula	Espín $\frac{1}{2}$	Espín 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluón	$\tilde{g}$	g	$(8, 1, 0)$
winos, bosones W	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	$W^\pm, W^0$	$(1, 3, 0)$
bino, bosón B	$\tilde{B}^0$	B^0	$(1, 1, 0)$

Tabla 3.2: Supermultipletes de norma del MSSM.

fuera exacta deberíamos tener a las **spartículas** con la misma masa que sus correspondientes compañeras del SM y tendrían que haber sido detectadas. Sin embargo, debido a que no ocurre así, SUSY es una simetría rota en el estado de vacío de la naturaleza.

En una teoría de campo supersimétrica renormalizable, las interacciones y masas de todas las partículas, son determinadas sólo por las propiedades de sus transformaciones de norma y por su superpotencial W , esto es:

- El superpotencial tiene que ser holomórfico, es decir, que no se puede incluir un supercampo y su complejo conjugado al mismo tiempo, esta propiedad se traduce directamente en el sector escalar de Higgs como un constituyente del supercampo.
- El sector de Higgs en el SM da masa a los fermiones tipo up y tipo down a través del campo de Higgs y su complejo conjugado, en el MSSM se necesitan al menos dos dobletes de Higgs para proveer de masa a todos los fermiones.

- Un supercampo contiene todos los campos bosónicos, fermiónicos y auxiliares dentro de los supermultipletes correspondientes.

3.3. El superpotencial del MSSM

Las interacciones renormalizables del MSSM son codificadas en términos de dimensión dos y tres en el superpotencial de la teoría, cuyos términos incluyen los acoplamientos de Yukawa, el término de masa que acopla H_u a H_d .

Los acoplamientos en el superpotencial renormalizables adicionales que violan los números bariónico y leptónico, también son permitidos por la invarianza de norma. Sin embargo, tales acoplamientos llevan al decaimiento rápido del protón por lo que deberían estar prohibidos por simetrías adicionales en la teoría. Una simetría común pero no absolutamente necesaria es la paridad-R, la cual prohíbe todos los términos de violación de número bariónico y leptónico en el superpotencial renormalizable. En este trabajo, la definición del MSSM incluye paridad-R, cuyo potencial se expresa como

$$W_{MSSM} = y_u^{ij} \bar{u} Q H_u - y_d^{ij} \bar{d} Q H_d - y_e^{ij} \bar{e} L H_d + \mu H_u H_d, \quad (3.13)$$

donde los supercampos H_u , H_d , Q , L , $\bar{u}$, $\bar{d}$ y $\bar{e}$ ya han sido definidos en la Tabla 3.1. Los parámetros de los acoplamientos de Yukawa y_u^{ij} , y_d^{ij} y y_e^{ij} , son matrices 3×3 en el espacio de familias, aquí también hemos omitido los índices familiares y de números cuánticos. El término μ en el superpotencial es el equivalente a la masa del bosón de Higgs en el SM y es único debido a que los términos $H_u^* H_u$ y $H_d^* H_d$ están prohibidos en W_{MSSM} por ser holomórfico. Así pues, los términos de Yukawa $\bar{u} Q H_u$ no pueden ser reemplazados por $\bar{u} Q H_d^*$, como tampoco los términos $\bar{d} Q H_d$, $\bar{e} L H_d$, pueden ser reemplazados por $\bar{d} Q H_u^*$ y $\bar{e} L H_u^*$. Sin embargo, tales acoplamientos análogos estarían permitidos en un MSSM general.

Después de que los componentes escalares neutros de H_u y H_d obtienen los vev's, las matrices de Yukawa determinan las masas y ángulos de mezcla de los quarks y leptones del SM.

Como se mencionó anteriormente, debido a que las interacciones de Yukawa y^{ijk} en una teoría supersimétrica general deben ser simétricas bajo el intercambio de los índices i, j, k , entonces tendremos y_u^{ij} , y_d^{ij} y y_e^{ij} , no solo implican los acoplamientos Higgs-quark-quark, Higgs-leptón-leptón del SM, sino también squark-higgsino-quark y sleptón-higgsino-leptón.

Los acoplamientos son adimensionales y pueden modificarse mediante el rompimiento suave SUSY a través de correcciones radiativas finitas. También existen acoplamientos cuárticos con acoplamiento proporcional a y_t^2 , esto hace evidente la característica de que en SUSY hay muchas interacciones determinadas por el mismo parámetro. En forma análoga, la existencia de todos los otros acoplamientos de Yukawa en el superpotencial conduce a las interacciones squark-higgsino-quark y sleptón-Higgsino-leptón, así como a los acoplamientos cuárticos escalares: $(squark)^4$, $(sleptón)^4$, $(squark)^2 (sleptón)^2$, $(squark)^2 (Higgs)^2$ y $(sleptón)^2 (Higgs)^2$. Estos están determinados únicamente por la invarianza de norma y SUSY, pueden ser obtenidos en términos de las matrices de Yukawa, y_u , y_d y y_e . En particular, $(Higgs)^4$ es proporcional a g_2^2 y g_1^2 en el potencial escalar, esto es una generalización del potencial de Higgs en el SM.

Los acoplamientos de los bosones de norma del SM a las partículas del MSSM están completamente determinados por la invarianza de norma de los términos cinéticos en la lagrangiana. Por otro lado, también tenemos acoplamientos del tipo squark-gaugino-quark, sleptón-gaugino-leptón y Higgs-gaugino-higgsino.

Las intensidades de los acoplamientos son proporcionales a las constantes de norma g_1 , g_2 y g_3 según sea el caso de la interacción, también es importante mencionar que por cada diagrama existe otro con las flechas al revés. Notamos además que los winos solo se acoplan a los sfermiones izquierdos y el gluino solo se acopla a los squarks y quarks, el acoplamiento del bino, que se acopla a los pares escalar-fermión también es proporcional a la hipercarga débil Y . Todos acoplamientos de dimensión dos en la lagrangiana del MSSM dependen de μ .

3.4. Matrices de masa

Las matrices de masa dentro del MSSM están dadas por:

Matriz de masa de Higgs cargados

$$M_{H^\pm}^2 = \begin{pmatrix} B\mu \tan \beta + \frac{1}{4}g^2v^2 \sin^2 \beta + \frac{t_1}{v_1} & B\mu + \frac{1}{4}g^2v^2 \sin \beta \cos \beta \\ B\mu + \frac{1}{4}g^2v^2 \sin \beta \cos \beta & B\mu \cot \beta + \frac{1}{4}g^2v^2 \cos^2 \beta + \frac{t_2}{v_2} \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

Matriz de masa escalar CP-odd

$$M_{a^0}^2 = \begin{pmatrix} B\mu \tan \beta + \frac{t_1}{v_1} & B\mu \\ B\mu & B\mu \cot \beta + \frac{t_2}{v_2} \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Matriz de masa escalar

$$M_{h^0}^2 = \begin{pmatrix} B\mu \tan \beta + m_Z^2 \cos^2 \beta + \frac{t_1}{v_1} & -B\mu - m_Z^2 \sin \beta \cos \beta \\ -B\mu + m_Z^2 \sin \beta \cos \beta & B\mu \cot \beta + m_Z^2 \sin^2 \beta + \frac{t_2}{v_2} \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Al final este modelo llega a producir:

- 2 bosones CP-par escalares h, H
- 1 bosones CP-impar A^0
- 1 par de bosones cargado $\phi^\pm$

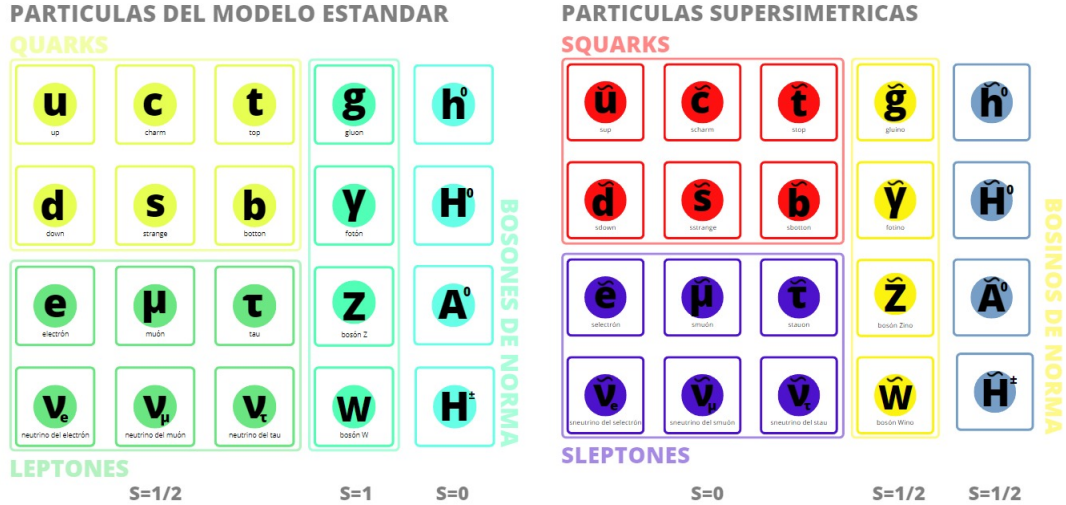


Figura 3.1: Zoo de partículas en el MSSM

Las matrices de masa de charginos y neutralinos, dependen de la masa de los gauginos y el parámetro μ parámetro de masa del higgsino. El sector de Higgs a nivel de árbol depende de las masas suaves del Higgs al cuadrado y de los parámetros μ, b y muchos otros filtrados en el sector de Higgs y ordenes más altos de correcciones. Todas estas cantidades dependen no trivialmente de $\tan \beta$, la razón entre los valores de expectación del vacío de los dobletes de Higgs, $\tan \beta = \frac{\langle H_u \rangle}{\langle H_d \rangle}$. Muchos de los parámetros suaves pueden ser complejos, las matrices de masas de los sfermiones son hermitianas en la base del sabor, por lo que los elementos de la diagonal son reales, mientras que los de fuera de la diagonal, pueden ser complejos. En general, los términos de rompimiento suave SUSY, que son los acoplamientos trilineales $\tilde{A}_{u,d,e}$, son matrices complejas 3×3 en el espacio del sabor, estos parámetros análogos a los Yukawa son asumidos usualmente como proporcionales a las matrices de Yukawa

Los acoplamientos de Yukawa del SM y los términos trilineales suaves son matrices complejas de 3×3 , las cuales involucran un total de 54 parámetros reales y 54 fases, los términos de masa cuadrada de los sfermiones involucran 30 parámetros reales y 15 imaginarios. tomando en cuenta los parámetros suaves de masa al cuadrado de los bosones de Higgs, las masas complejas de los gauginos, μ y b , el MSSM debería tener 91 parámetros reales y 74 ángulos de fase. Sin embargo, un subconjunto puede ser eliminado con rotaciones de los campos, por esta razón la teoría también puede ser etiquetada como MSSM-124.

Partículas del MSSM

Como ya se mencionó las teorías supersimétricas requieren un compañero por cada partícula del SM. A las compañeras se les denota por una tilde ($\sim$). Los eigenestados de interacción débil están denotados por las letras mnemónicas tales como $\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0, \tilde{B}, \tilde{q}, \tilde{l}, \tilde{g}$. Y los nombres se contruyen al agregarles el sufijo *ino* a los supercompañeros de los bosones (wino, zino, bino, fotino, gluino) para los fermiones se pone el prefijo *s*, teniendo así: squarks, sleptones.

Supermultipletes quirales			
Contenido	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	Espín 1/2	Espín 0
quarks-squarks	$(3, 2, \frac{1}{6})$	(u_L, d_L)	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
	$(3, 1, -\frac{2}{3})$	$\tilde{u}_R$	$\tilde{u}_R^*$
	$(3, 1, \frac{1}{3})$	$\tilde{d}_R$	$\tilde{d}_R^*$
Supermultipletes de norma			
Contenido	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	Espín 1	Espín 1/2
gluon-gluino	$(8, 1, 0)$	$\tilde{g}$	$\tilde{g}$
Bosones W-Winos	$(1, 3, 0)$	$W^\pm, W^0$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$
Bosón B-Bino	$(1, 1, 0)$	B	$\tilde{B}$
Supermultipletes de gravitón			
Contenido	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	Espín 2	Espín 3/2
gravitón-gravitino	$(1, 1, 0)$	G	$\tilde{G}$

Tabla 3.3: Partículas en el MSSM

En este capítulo se presentó la teoría de SUSY necesaria para abordar un modelo supersimétrico además del MSSM.

Capítulo 4

Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico extendido con un triplete de Higgs complejo (OHT-MSSM)

Extensiones del sector de Higgs, tanto del SM como del MSSM, que incluyen representaciones exóticas se han propuesto en la literatura, en particular usando representaciones con tripletes. Uno de los aspectos importantes en el estudio del sector de Higgs en SUSY es obtener una cota a la masa del bosón de Higgs neutro h^0 . Esta cota en el MSSM es dependiente de m_Z y es una de las restricciones más importantes del modelo. Por otra parte, la búsqueda del bosón de Higgs neutro h^0 ha motivado el estudio de modelos SUSY no mínimos, donde esta cota a m_{h^0} pueda ser evadida.

Hay dos mecanismos diferentes que pueden elevar la cota superior sobre m_{h^0} : el primero, consiste en incluir las correcciones radiativas (al menos la principal) a la masa del bosón de Higgs; el segundo, consiste en extender el sector de Higgs mediante la presencia de campos de Higgs extras, ya sean singletes o tripletes, así como estudiar los acoplamientos de estos campos con los dobletes.

Extensiones supersimétricas del SM, incluso si son desfavorables en sus formulaciones mínimas, así como en los escenarios restringidos de MSSM, abordan de manera natural los problemas de jerarquía de masas y la falta de materia oscura de una forma natural. Específicamente, la introducción de la conservada paridad R garantiza que la partícula ligera supersimétrica toma el rol del componente de materia oscura.

La búsqueda del sector de Higgs extendido buscando bosones de Higgs cargados en el LHC es algo que se lleva realizando ya con tiempo. De hecho tanto las colaboraciones del CMS y ATLAS han investigado escenarios con bosones de Higgs cargados, incluso suponiendo que estos son mas ligeros que el quark top ($m_H < m_t$)

Formalismo del OHT-MSSM

El modelo de SUSY con dos doblete y un triplete complejo de Higgs es una de las extensiones más sencillas del MSSM, pero a la vez más ricas que permite estudiar las consecuencias fenomenológicas de un rompimiento explícito de la simetría custodial $SU(2)_L$.

Usando el modelo MSSM con un triplete complejo de Higgs se encuentran regiones del espacio de parámetros donde los decaimientos $h^\pm \rightarrow W^\pm h^0(a^0)$ no solo se permiten cinemáticamente, sino que también asumen importantes modos de decaimiento y en algunos casos son los dominantes.

Los decaimientos del bosón de Higgs cargado han sido estudiados antes, incluyendo los modos radiativos $W^\pm \gamma, W^\pm Z^0$, la mayoría dentro del contexto de MSSM-OHT o el MSSM.

El sector de Higgs del modelo incluye dos dobletes de Higgs y un triplete complejo de Higgs:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{2}}\xi^0 & -\xi_2^+ \\ \xi_1^- & -\sqrt{\frac{1}{2}}\xi^0 \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

donde ϕ_1^0 y ϕ_2^0 son los componentes neutros, ϕ_1^- y ϕ_2^+ denotan las componentes cargadas, y estos corresponden a los campos de Higgs del MSSM, ξ^0 es el campo neutro complejo y $(\xi_1^-)^*$, (ξ_2^+) denotan los campos escalares cargados. Estos campos obedecen la relación $(\xi_1^-)^* \neq -(\xi_2^+)$ en contradicción al caso de un triplete real en un modelo no supersimétrico.

4.1. El superpotencial del OHT-MSSM

El superpotencial puede ser escrito de la forma:

$$W = \lambda \Phi_1 \cdot \Sigma \Phi_2 + \mu_1 \Phi_1 \cdot \Phi_2 + \mu_2 \text{Tr}(\Sigma^2), \quad (4.3)$$

donde se usa la notación $\Phi_1 \cdot \Phi_2 = \varepsilon_{ab} \Phi_1^a \Phi_2^b$, con $\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = 1$ y $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 0$.

Los parámetros que aparecen en el superpotencial W son:

- λ la constante de acoplamiento tipo-Yukawa de la interacción de los dobletes-tripletes
- μ_D , μ_T los parámetros de masa de los dobletes y los tripletes, respectivamente

Las simetrías que están involucradas en el superpotencial son:

- si $\mu_D = \mu_T = 0$ ($\lambda \neq 0$) se tiene una simetría global $U(1)$ definida por

$$\Sigma \rightarrow e^{i\theta} \Sigma, \quad \Phi_i \rightarrow e^{i\theta_i} \Phi_i, \quad (4.4)$$

con $\theta = \theta_1 + \theta_2$, la cual será rota espontáneamente cuando los campos de Higgs Σ y Φ_i adquieran sus vev's. Los bosones de Goldstone asociados a este rompimiento son inaceptable fenomenológicamente, por lo que es inviable considerar este caso.

- Si $\mu_D \neq 0$ o $\mu_T \neq 0$ ($\lambda \neq 0$), la transformación (4.4) ya no es una simetría de la lagrangiana y se podría obtener una masa. Sin embargo, si $\mu_D = 0$ y $\mu_T \neq 0$ hay una simetría discreta del subgrupo Z_2 ($\phi \rightarrow -\phi$) del superpotencial W (ecuación (3.3)), $\phi = (0, \phi)$, que aún permanece como una simetría de la lagrangiana. Cuando se rompe espontáneamente, esta simetría da lugar a un problema severo de dominio cosmológico. Se ha mostrado que este problema puede ser resuelto introduciendo términos no renormalizables en el superpotencial, del tipo $(1/m_{Pl}^{2n-3} \text{Tr}(\Sigma^{2n}))$ ($n \geq 2$), se espera que esto no disturbe mucho la fenomenología a bajas energías del modelo. Finalmente, si $\mu_D \neq 0$ el grupo discreto anterior no es más una simetría de la lagrangiana.
- El caso $\lambda = 0$ es un poco diferente, puesto que Σ y Φ_i estarían totalmente desacoplados en el potencial escalar. Ahora, si $\mu_T = 0$ (para cualquier valor de μ_D) hay una acción asociada con la simetría global $\Sigma \rightarrow e^{i\theta} \Sigma$ y si $\mu_D = 0$ (para cualquier valor de μ_T) hay otra acción asociada con la simetría global $\Phi_i \rightarrow e^{i\theta_i} \Phi_i$. En efecto, si $\mu_D = \mu_T = 0$ aparecerán dos axiones.

El potencial escalar resultante que involucra sólo los campos de Higgs puede ser escrito como

$$V = V_{SB} + V_F + V_D, \quad (4.5)$$

donde V_{SB} contiene los términos asociados al rompimiento suave supersimétrico,

$$V_{SB} = m_1^2 |\Phi_1|^2 + m_2^2 |\Phi_2|^2 + m_3^2 \text{Tr}(\Sigma^\dagger \Sigma) + [A\lambda \Phi_1 \cdot \Sigma \Phi_2 + B_1 \mu_1 \Phi_1 \cdot \Phi_2 + B_2 \mu_2 \text{Tr}(\Sigma^2) + \text{h.c.}]$$

Los F términos son dados por

$$\begin{aligned} V_F = & \left| \mu_1 \phi_2^0 + \lambda \left(\phi_2^+ \xi_1^- - \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_2^0 \xi^0 \right) \right|^2 + \left| \mu_1 \phi_1^0 + \lambda \left(\phi_1^- \xi_2^+ - \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1^0 \xi^0 \right) \right|^2 \\ & + \left| \mu_1 \phi_2^+ + \lambda \left(\phi_2^+ \xi^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_2^0 \xi_2^+ \right) \right|^2 + \left| \mu_1 \phi_1^0 + \lambda \left(\phi_1^- \xi^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1^0 \xi_1^- \right) \right|^2 \\ & + \left| 2\mu_2 \xi^0 - \frac{\lambda}{\sqrt{2}} (\phi_1^0 \phi_2^+ + \phi_1^- \phi_2^+) \right|^2 + |\lambda \phi_1^0 \phi_2^+ - 2\mu_2 \xi_2^+|^2 + |\lambda \phi_1^- \phi_2^0 - 2\mu_2 \xi_1^-|^2. \end{aligned}$$

V_D está dado como:

$$\begin{aligned} V_D = & \frac{g^2}{8} (|\phi_1^0|^2 - |\phi_1^-|^2 + |\phi_2^+|^2 - |\phi_2^0|^2 + 2|\xi_2^+|^2 - 2|\xi_1^-|^2)^2 \\ & + \frac{g_1^2}{8} (|\phi_1^0|^2 + |\phi_1^-|^2 - |\phi_2^+|^2 - |\phi_2^0|^2)^2 \\ & + \frac{g_2^2}{8} \left(\phi_1^{0*} \phi_1^- + \phi_2^{+*} \phi_2^0 + \sqrt{2}(\xi_2^+ + \xi_1^-) \chi^{0*} + \text{h.c.} \right)^2 \\ & - \frac{g_2^2}{8} \left(\phi_1^{-*} \phi_1^0 + \phi_2^{0*} \phi_2^+ + \sqrt{2}(\xi_2^+ + \xi_1^-) \chi^{0*} - \text{h.c.} \right)^2. \end{aligned}$$

donde g_2 y g_1 son las constantes de acoplamiento de norma de $SU(2)$ y $SU(3)$, respectivamente.

Se puede combinar los vev's de los campos de los dobletes de Higgs a través de la relación $v_D^2 \equiv v_1^2 + v_2^2$ y definimos $\tan \beta \equiv v_2/v_1$. Además, los parámetros v_D, v_T, m_W^2 y m_Z^2 están relacionados como sigue:

$$m_W^2 = \frac{1}{2} g^2 (v_D^2 + 4v_T^2), \quad m_Z^2 = \frac{\frac{1}{2} g^2 v_D^2}{\cos^2 \theta_W}. \quad (4.6)$$

Lo cual implica que el parámetro ρ es diferente de 1 a nivel árbol:

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 + 4R^2, \quad R \equiv \frac{v_T}{v_D}. \quad (4.7)$$

El límite en R se obtiene de la medición del parámetro ρ , que se encuentra en el rango 0.9993-1.0006. Así se obtiene $R \leq 0.012$ y $v_T \leq 3$ GeV.

El sector de Higgs de este modelo depende de los siguientes parámetros:

- Los parámetros de norma relacionados $g, g', v, R, \tan \beta$. Estos pueden ser reemplazados por las cantidades G_F, α, m_W, ρ .
- Los acoplamiento de Yukawa λ, μ_1, μ_2 .
- Los parámetros de rompimiento suave de simetría A, B_1, B_2 .

4.2. Matrices de masa

Para obtener la matriz de masa de los bosones de Higgs, se usa el potencial escalar (4.5) y se reescribe en términos de las componentes de los multipletes de Higgs.. Y el cuadrado de la matriz de masa de los bosones de Higgs es obtenida como:

$$M_{ij}^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j^*} \Big|_{\text{mínimo}}, \quad (4.8)$$

donde *mínimo* significa que se debe evaluar las partes reales de los componentes neutros con sus vev's mientras que las componentes imaginarias y cargadas son consideradas nulas.

Las condiciones de minimización del potencial son:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_1^0} \Big|_{\langle \phi_1^0 \rangle = v_1} = \frac{\partial V}{\partial \phi_2^0} \Big|_{\langle \phi_2^0 \rangle = v_2} = \frac{\partial V}{\partial \xi_0^0} \Big|_{\langle \xi_0^0 \rangle = v_T} = 0, \quad (4.9)$$

donde se definen $\langle \phi_1^0 \rangle \equiv v_1$, $\langle \phi_2^0 \rangle \equiv v_2$, $\langle \xi_0^0 \rangle \equiv v_T$, todos reales. Las expresiones de las masas de los bosones son:

Higgs cargados: En la base de los estados $(\phi_2^+, \phi_1^{-*}, \xi_2^+, \xi_1^{-*})$, la matriz de masa al cuadrado de orden 4×4 $(M_{\pm}^2)_{ij}$, $i, j = 1, \dots, 4$, es dada por:

$$\begin{aligned} (M_{\pm}^2)_{11} &= \left[\sqrt{\frac{1}{2}} x \lambda (A + 2\mu_2) + C_1 \right] \cot \beta + (C_2 - C_3) x \sqrt{2}, \\ (M_{\pm}^2)_{12} &= C_1 - \sqrt{\frac{1}{2}} x \lambda (A + 2\mu_2), \\ (M_{\pm}^2)_{13} &= (C_3 \sin \beta - 2\lambda \mu_2 \cos \beta) v, \\ (M_{\pm}^2)_{14} &= (C_2 \sin \beta + A \lambda \cos \beta), \\ (M_{\pm}^2)_{22} &= \left[\sqrt{\frac{1}{2}} x \lambda (A + 2\mu_2) + C_1 \right] \tan \beta + (C_2 - C_3) x \sqrt{2}, \\ (M_{\pm}^2)_{23} &= (C_2 \cos \beta + A \lambda \sin \beta) v, \\ (M_{\pm}^2)_{24} &= (C_3 \cos \beta - 2\lambda \mu_2 \sin \beta), \\ (M_{\pm}^2)_{33} &= \frac{v^2}{x\sqrt{2}} \left[\frac{\lambda}{2} (A + \mu_2) \sin 2\beta + C_2 \cos^2 \beta - C_3 \sin^2 \beta \right] + C_4, \\ (M_{\pm}^2)_{34} &= C_4, \\ (M_{\pm}^2)_{44} &= \frac{v^2}{x\sqrt{2}} \left[\frac{\lambda}{2} (A + 2\mu_2) \sin 2\beta + C_2 \sin^2 \beta - C_3 \cos^2 \beta \right] + C_4, \end{aligned} \quad (4.10)$$

donde se definen las constantes C_i como

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{4} v^2 (g^2 + \lambda^2) \sin 2\beta - B_1 \mu_1, \\ C_2 &= \sqrt{\frac{1}{2}} (g^2 - \lambda^2) x + \lambda \mu_1, \\ C_3 &= \sqrt{\frac{1}{2}} (g^2 - \lambda^2) x - \lambda \mu_1, \\ C_4 &= -2B_2 \mu_2 + g^2 x^2. \end{aligned} \quad (4.11)$$

De la matriz $(M_{\pm}^2)_{ij}$ se obtiene la matriz U la cual esta compuesta por sus eigenvectores, teniendo así que las U'_{jk} s denotan los elementos de las matriz de mezcla que relaciona los bosones de Higgs cargados (H_1^+, H_2^+, H_3^+) y el boson de Goldstone G_0^+ (que proporciona la masa a los W) con los campos $\phi_2^+, \phi_1^{-*}, \xi_2^+, \xi_1^{-*}$ como sigue:

$$\begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_1^{-*} \\ \xi_2^+ \\ \xi_1^{-*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} & U_{14} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} & U_{24} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} & U_{34} \\ U_{41} & U_{42} & U_{43} & U_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_0^+ \\ H_1^+ \\ H_2^+ \\ H_3^+ \end{pmatrix}. \quad (4.12)$$

Higgs pseudoescalares: En la base de los estados $(\sqrt{\frac{1}{2}}\text{Im}H_1^0, \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Im}H_2^0, \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Im}\xi^0)$ la matriz cuadrada de masas para los bosones de Higgs pseudoescalares está dada por la expresión

$$M_p^2 = \begin{pmatrix} (D_1 - B_1\mu_1)\tan\beta & D_1 - B_1\mu_1 & D_3v\sin\beta \\ D_1 - B_1\mu_1 & (D_1 - B_1\mu_1)\cot\beta & D_3v\cos\beta \\ D_3v\sin\beta & D_3v\cos\beta & D_2 \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

donde las constantes D_i están definidas:

$$\begin{aligned} D_1 &= \sqrt{\frac{1}{2}}x\lambda(A + 2\mu_2), \\ D_2 &= D_1\frac{v^2}{2x^2}\sin 2\beta - 4B_2\mu_2 + \frac{\lambda\mu_1}{x\sqrt{2}}v^2, \\ D_3 &= \sqrt{\frac{1}{2}}\lambda(A - 2\mu_2). \end{aligned} \quad (4.14)$$

De M_p^2 se obtiene la matriz V^PS que esta compuesta por sus eigenvectores, teniendo así que las V_{ij}^{PS} denotan los elementos de las matrices de rotación del sector neutral CP-impar, respectivamente. La matriz V^PS relacionan los pseudoescalares físicos (A_1^0, A_2^0) y el bosón de Goldstone G^0 (que proporciona masa a Z^0), con las partes reales e imaginarias de los campos $\phi_1^0, \phi_2^0, \xi^0$ de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Im}(\phi_1^0) \\ \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Im}(\phi_2^0) \\ \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Im}(\xi^0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{11}^{PS} & V_{12}^{PS} & V_{13}^{PS} \\ V_{21}^{PS} & V_{22}^{PS} & V_{23}^{PS} \\ V_{31}^{PS} & V_{32}^{PS} & V_{33}^{PS} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1^0 \\ G^0 \\ A_2^0 \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

Higgs escalares: En la base de los estados $(\sqrt{\frac{1}{2}}\text{Re}H_1^0, \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Re}H_2^0, \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Re}\xi^0)$ la matriz cuadrada de masas para los Higgs escalares está dada por:

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} -E_1\tan\beta + m_z^2\cos^2\beta & E_1 + \frac{1}{2}m_z^2\sin 2\beta(\alpha_\lambda - 1) & (E_2\sin\beta + E_3\cos\beta)v \\ E_1 + \frac{1}{2}m_z^2\sin 2\beta(\alpha_\lambda - 1) & -E_1\cot\beta + m_z^2\sin^2\beta & (E_2\cos\beta + E_3\sin\beta)v \\ (E_2\sin\beta + E_3\cos\beta)v & (E_2\cos\beta + E_3\sin\beta)v & E_4 \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

donde las constantes E_i y α_λ están definidas como:

$$\begin{aligned} E_1 &= B_1\mu_1 - \sqrt{\frac{1}{2}}x\lambda(A + 2\mu_2), \\ E_2 &= -\sqrt{\frac{1}{2}}\lambda(A + 2\mu_2), \\ E_3 &= \lambda^2x - \sqrt{2}\lambda\mu_1, \\ E_4 &= \frac{\lambda}{x\sqrt{2}}(\frac{1}{2}(A + 2\mu_2)\sin(2\beta) + \mu_1)v^2, \\ \alpha_\lambda &= \frac{2\lambda^2\cos^2\theta_W}{g^2}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

De M_S^2 se obtiene la matriz V^S que esta compuesta por sus eigenvectores, teniendo así que as V_{ij}^S denotan los elementos de las matrices de rotación del sector neutral CP-par. La matriz V^S relaciona los escalares físicos (H_1^0, H_2^0, H_3^0) , los pseudoescalares físicos (A_1^0, A_2^0) y el bosón de Goldstone G^0 (que proporciona masa a Z^0), con las partes reales e imaginarias de los campos $\phi_1^0, \phi_2^0, \xi^0$ de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Re}(\phi_1^0) \\ \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Re}(\phi_2^0) \\ \sqrt{\frac{1}{2}}\text{Re}(\xi^0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{11}^S & V_{12}^S & V_{13}^S \\ V_{21}^S & V_{22}^S & V_{23}^S \\ V_{31}^S & V_{32}^S & V_{33}^S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \\ H_3^0 \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

4.3. Partículas del OHT-MSSM

Al final este modelo llega a producir:

- 3 bosones CP-par escalares h_1, h_2, h_3
- 2 bosones CP-impar a_1, a_2
- 3 bosones cargado $\phi_1^\pm, \phi_2^\pm, \phi_3^\pm$

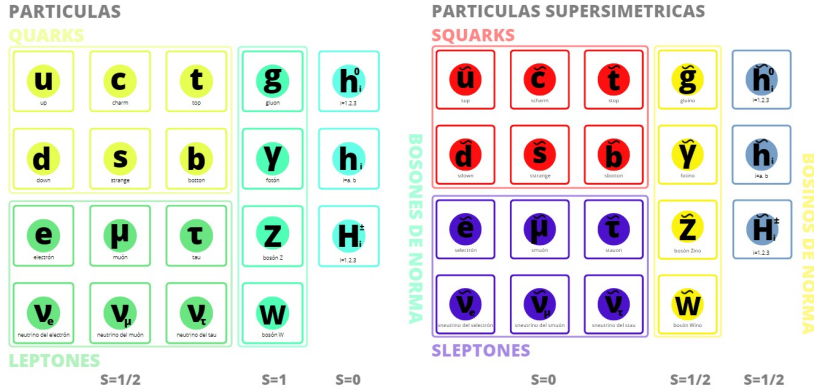


Figura 4.1: Tabla de partículas del MSSM+OHT.

Diagonalizar las matrices de masas y mezclando las matrices permitirá analizar los acoplamientos $H_k^\pm W^\mp H_j^0$ ($k = 1, 2, 3$ y $j = 1, 2, 3$) y los acoplamientos $H_k^\pm W^\mp A_j^0$ ($k = 1, 2, 3$ y $j = 1, 2$). Los eigenestados de masa CP-par (impar) son denotados por H_1^0, H_2^0 y H_3^0 (A_1^0 y A_3^0), se denota el escalar cargado ligero $H_1^\pm$, el escalar neutral ligero H_1^0 y el pseudoescalar A_1^0 como $h^\pm, h^0$ y a^0 , respectivamente. Debido al gran número de parámetro que aparecen en el modelo, es conveniente considerar unos algunos casos particulares. Para permitir el análisis numérico principal de las regiones permitidas en el espacio de parámetros y masas del bosón de Higgs, se harán las siguientes suposiciones:

1. $\tan \beta$ es una variable independiente.
2. R toma el valor representativo 0.01.
3. λ toma el valor de 0.5.
4. Los parámetros restantes cubrirán todas las regiones permitidas por SUSY.

Los vértices $H_k^\pm W^\mp H_j^0$, $H_k^\pm W^\mp A_j^0$ y $H_k^\pm W^\mp Z_j^0$. Se consideran solo los casos donde los escalares ligeros neutrales CP-even h^0 y el escalar neutral ligero CP-impar A^0 . Para presentar un estudio completo de las razones de ramificación.

Los acoplamientos de nuestro interés para este estudio son:

$$\mathcal{L}_{H_k^\pm W^\mp Z^0} = e^2 \frac{\cos \theta_W}{\sin \theta_W^2} v_T \{ \xi_2^{+*} - \xi_1^- \}. \quad (4.19)$$

En este modelo el vértice $H_k^\pm W^\mp Z^0$ es inducido a nivel árbol debido a la violación de la simetría custodial. Se puede observar que sólo los componentes del triplete contribuyen a este vértice, mientras que la dependencia en v_t proporciona un efecto de supresión.

Usando las expresiones de las matrices de rotación para los sectores de Higgs cargados y neutros, U y V , se puede escribir los coeficientes de los vértices $H_k^\pm W^\mp h^0$, $H_k^\pm W^\mp a^0$, llamándolos $\eta_k^{h^0}$ y $\eta_k^{a^0}$, respectivamente. teniendo entonces:

$$\eta_k^{h^0} = i \left(\frac{1}{\sqrt{2}} (V_{11}^S U_{2(k+1)} - V_{21}^S U_{1(k+1)} + \frac{1}{4} V_{31}^S (U_{4(k+1)} - U_{3(k+1)})) \right) \quad (4.20)$$

y

$$\eta_k^{a^0} = i \left(\frac{1}{\sqrt{2}} (V_{11}^{PS} U_{2(k+1)} - V_{21}^{PS} U_{1(k+1)} + \frac{1}{4} V_{31}^{PS} (U_{4(k+1)} - U_{3(k+1)})) \right). \quad (4.21)$$

La expresión para el vértice $H_k^\pm W^\mp Z^0$ es dada por:

$$H_k^\pm W_\mu^\mp Z_\nu^0 : \pm i g^2 v_T (U_{3(k+1)} - U_{4(k+1)}) \cos \theta_W g_{\mu\nu}, \quad (4.22)$$

donde se puede observar que sólo los componentes del triplete contribuyen a este vértice, mientras que la dependencia de v_t da un efecto de supresión, como se mencionó anteriormente.

La parte del lagrangiano que contiene los acoplamientos $H_i^+ f f$ está dado por:

$$\mathcal{L}_{H_i^+ f f} = -\frac{1}{\sqrt{2} v_D} \bar{u} \left[\left(\frac{m_d}{c_\beta} (\phi_1^-)^* - \frac{m_u}{s_\beta} \phi_2^+ \right) + \left(\frac{m_d}{c_\beta} (\phi_1^-)^* + \frac{m_u}{s_\beta} \phi_2^+ \right) \gamma_5 \right] d + \text{h.c.} \quad (4.23)$$

donde $(\phi_1^-)^*$, ϕ_2^+ están relacionados a los estados de los bosones de Higgs cargados (H_1^+ , H_2^+ , H_3^+) como sigue:

$$(\phi_1^-)^* = \sum_j^3 U_{2,j+1} H_j^+, \quad \phi_2^+ = \sum_j^3 U_{1,j+1} H_j^+, \quad H_j^+ = (H_1^+, H_2^+, H_3^+). \quad (4.24)$$

Por lo tanto los acoplamientos $H_i^\pm \bar{u} d$ y $H_i^\pm l \bar{\nu}$ están dados como:

$$\begin{aligned} g_{H_i^+ \bar{u} d} &= -\frac{i}{v_D \sqrt{2}} (A_i^{ud} + V_i^{ud} \gamma_5), & g_{H_i^- u \bar{d}} &= -\frac{1}{v_D \sqrt{2}} (A_i^{ud} - V_i^{ud} \gamma_5), \\ g_{H_i^+ \bar{\nu}_l l} &= -\frac{i}{v_D \sqrt{2}} A_i^l (1 + \gamma_5), & g_{H_i^- \nu_l \bar{l}} &= -\frac{i}{v_D \sqrt{2}} A_i^l (1 - \gamma_5). \end{aligned} \quad (4.25)$$

4.4. Razones de decaimiento de los principales modos de decaimiento del $H^\pm$

Se observan las razones de decaimiento (BR, por sus siglas en inglés) para los bosones de Higgs cargados, incluyendo los anchos de decaimiento dominantes de $h^\pm$:

1. El decaimiento $h^\pm \rightarrow W^\pm Z^0$:

$$\Gamma(h^\pm \rightarrow W^\pm Z^0) = g^2 v_T^2 |U_{32} - U_{42}|^2 \cos^2 \theta_W \lambda^{1/2}(1, \kappa_W, \kappa_Z) \left(\frac{(m_{h^\pm}^2 - m_W^2 - m_Z^2)^2 + 8m_W^2 m_Z^2}{64\pi m_Z^2 m_W^2 m_{h^\pm}} \right), \quad (4.26)$$

donde $\kappa_W = m_W^2/m_{h^\pm}^2$ y $\kappa_Z = m_Z^2/m_{h^\pm}^2$ y $\lambda^{1/2}$ es el factor cinemático

$$\lambda^{1/2}(a, b, c) = \sqrt{(a - b - c)^2 - 4bc}. \quad (4.27)$$

2. El decaimiento $h^\pm \rightarrow W^\pm h^0$:

$$\Gamma(h^\pm \rightarrow W^\pm h^0) = \frac{g^2 \lambda^{1/2} (m_{h^\pm}^2, m_W^2, m_{h^0}^2)}{64\pi m_{h^\pm}^3} |\eta_1^{h^0}|^2 \times \left(m_W^2 - 2(m_{h^\pm}^2 + m_{h^0}^2) + \frac{(m_{h^\pm}^2 - m_{h^0}^2)^2}{m_W^2} \right). \quad (4.28)$$

Este decaimiento es proporcional al factor $|\eta_1^{h^0}|^2$.

3. El decaimiento $h^\pm \rightarrow W^\pm a^0$:

$$\Gamma(h^\pm \rightarrow W^\pm a^0) = \frac{g^2 \lambda^{1/2} (m_{h^\pm}^2, m_W^2, m_{a^0}^2)}{64\pi m_{h^\pm}^3} |\eta_1^{a^0}|^2 \times \left(m_W^2 - 2(m_{h^\pm}^2 + m_{a^0}^2) + \frac{(m_{h^\pm}^2 - m_{a^0}^2)^2}{m_W^2} \right). \quad (4.29)$$

Este decaimiento es proporcional al factor $|\eta_1^{a^0}|^2$. En el MSSM el decaimiento de dos cuerpos del bosón de Higgs cargado en $W^\pm a^0$ no está permitido cinemáticamente.

4. El decaimiento $h^{+(-)} \rightarrow t\bar{b}(\bar{t}b)$:

$$\Gamma(h^{+(-)} \rightarrow t\bar{b}(\bar{t}b)) = \frac{3g^2}{32\pi m_W^2 m_{h^\pm}^3} \lambda^{1/2}(m_{h^\pm}^2, m_t^2, m_b^2) \times [(m_{h^\pm}^2 - m_t^2 - m_b^2)(m_b^2 \tan^2 \beta + m_t^2 \cot^2 \beta) - 4m_b^2 m_t^2]. \quad (4.30)$$

5. El decaimiento $h^{+(-)} \rightarrow \bar{\tau} \nu_\tau (\tau \bar{\nu}_\tau)$:

$$\Gamma(h^{+(-)} \rightarrow \bar{\tau} \nu_\tau (\tau \bar{\nu}_\tau)) = \frac{g^2 m_\tau^2 \tan^2 \beta}{32\pi m_W^2 m_{h^\pm}^3} (m_{h^\pm}^2 - m_\tau^2) \lambda^{1/2}(m_{h^\pm}^2, 0, m_\tau^2). \quad (4.31)$$

6. El decaimiento $h^\pm \rightarrow Z^0 W^{\pm*} \rightarrow Z^0 f \bar{f}'$:

$$\Gamma(h^\pm \rightarrow Z^0 W^{\pm*} \rightarrow Z^0 f \bar{f}') = \frac{9g^4}{256\pi^3} |\eta_1^{h^0}|^2 m_{h^\pm} G_{h^0 W^\pm}, \quad (4.32)$$

con $F_z = (g_V T / m_W)(U_{32} - U_{42} \cos \theta_W)$ y

$$F(x) = -|1 - x^2| \left(\frac{47}{2} x^2 - \frac{13}{2} + \frac{1}{x^2} \right) - 3(1 - 6x^2 + 4x^4) |\ln x| + 3 \frac{1 - 8x^2 + 2x^4}{\sqrt{4x^2 - 1}} \cos^{-1} \left(\frac{3x^2 - 1}{2x^3} \right). \quad (4.33)$$

Se ha simplificado la expresión para este ancho tomando las siguientes aproximaciones para el propagador w : $[(P - \kappa)^2 - m_W^2]^{-1} \approx [m_{h^\pm}^2 - 2P \cdot \kappa]^{-1}$, donde P^μ y κ^μ son los cuadrimentos de los bosones $H^\pm$ y Z^0 , respectivamente.

7. El decaimiento $h^\pm \rightarrow h^0 W^{\pm*} \rightarrow h^0 f \bar{f}'$:

$$\Gamma(h^\pm \rightarrow h^0 W^{\pm*} \rightarrow h^0 f \bar{f}') = \frac{9g^4}{256\pi^3} |\eta_1^{h^0}|^2 m_{h^\pm} G_{h^0 W^\pm}, \quad (4.34)$$

donde

$$G_{ij} = \frac{1}{4} \left[2(-1 + \kappa_j - \kappa_i) \sqrt{\lambda_{ij}} \left[\frac{\pi}{2} + \arctan \left(\frac{\kappa_j(1 - \kappa_j + \kappa_i) - \lambda_{ij}}{(1 - \kappa_i) \sqrt{\lambda_{ij}}} \right) \right] \right] \quad (4.35)$$

y

$$\lambda_{ij} = -1 + 2\kappa_i + 2\kappa_j - (\kappa_i - \kappa_j)^2, \quad (4.36)$$

con $\kappa_i = m_i^2 / m_{h^\pm}^2$.

8. El decaimiento $h^\pm \rightarrow a^0 W^{\pm*} \rightarrow a^0 f \bar{f}$:

$$\Gamma(h^\pm \rightarrow a^0 W^{\pm*} \rightarrow a^0 f \bar{f}) = \frac{9g^4}{256\pi^3} |\eta_1^{a^0}|^2 m_{h^\pm} G_{a^0 W^\pm}. \quad (4.37)$$

9. El decaimiento $h^+ \rightarrow t^* \bar{b} \rightarrow W^+ b \bar{b}$:

$$\begin{aligned} \Gamma(h^+ \rightarrow t^* \bar{b} \rightarrow W^+ b \bar{b}) = & \frac{1}{2} K_{H^\pm tb} \left[\frac{\kappa_W^2}{\kappa_t^3} (4\kappa_W \kappa_t + 3\kappa_t - 4\kappa_W) \log \left(\frac{\kappa_W(\kappa_t - 1)}{\kappa_t - \kappa_W} \right) \right. \\ & + (3\kappa_t^2 - 4\kappa_t - 3\kappa_W^2 + 1) \log \left(\frac{\kappa_t - 1}{\kappa_t - \kappa_W} \right) - \frac{5}{2} \\ & \left. + \frac{1 - \kappa_W}{\kappa_t^2} (3\kappa_t^2 - \kappa_t \kappa_W - 2\kappa_t \kappa_W^2 + 4\kappa_W^2) + \kappa_W \left(4 - \frac{3}{2} \kappa_W \right) \right], \end{aligned} \quad (4.38)$$

con

$$K_{H^\pm tb} = \frac{3g^4 m_t^4}{1024\pi^3 m_W^4 \tan^2 \beta} m_{h^\pm}. \quad (4.39)$$

4.5. Análisis del vértice $H^\pm W^\mp Z$

Las teorías más allá del SM generalmente predicen la existencia de los bosones de Higgs cargados. Y estamos interesados en el estudio de los acoplamientos $H^\pm W^\mp Z^0$, ya que éste es un indicador de las representaciones exóticas de los tripletes o representaciones más altas, y la búsqueda de señales experimentales de estos acoplamientos ofrecerán pruebas únicas de la presencia de tales representaciones exóticas. . Además estas pruebas permitirán probar las simetrías del potencial de Higgs y determinar ya sea que los bosones de Higgs cargados provienen de un doblete débil o corresponden a un multiplete de Higgs más grande.

Ya de sabe que el vértice $H^\pm W^\mp Z^0$ es nulo a nivel árbol en el SM y sus extensiones con dobletes y singletes, de igual forma esto tambien ocurre en el MSSM, éste vertice solo puede ser generado a un rizo en este modelo y sus extensiones.

Como se ha dicho con anterioridad el vértice $H^\pm W^\mp Z$ no se da a nivel árbol en el SM. Por eso se está enfocando en el MSSM-OHT. Se propone calcular la sección transversal del proceso $e, q \rightarrow \nu_e, H^\pm, j$, que es en este proceso en el cual se da el vértice que nos interesa, para proceder a estudiar la producción del Higgs cargado a traves de los canales $H^\pm \rightarrow f_u f_d$.

Generando en la producción un diagrama de feynman 4.3 adicional a los que ya tenemos. Sin embargo este diagrama de Feynman no será importante en los puntos de referencia elegidos debido a que el vértice $H^\pm W^\mp Z^0$ son muy débiles. El diagrama más importante va a ser 4.2 (a) y esto es debido a que los puntos de referencia que fueron estudiados es en un escenario donde los dobletes son dominantes y la contribución del doblete es prácticamente nula.

Las reglas de Feynman para el vértice $H^\pm W^\mp Z_\mu^0$ son

$$-igm_l \sin^2 \theta_W g_{\mu\nu} \quad (4.40)$$

En este capítulo se presento al modelo MSSM-OHT, su formalismo y como se llegó a construir este, además de presentar un análisis del vértice de nuestro interes el $H^\pm W^\mp Z^0$.

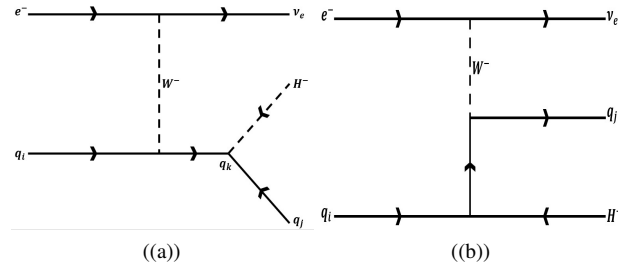


Figura 4.2: Proceso $e, q \rightarrow \nu_e, H^\pm, j$ dentro del MSSM.

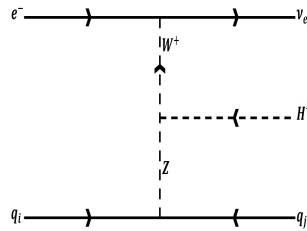


Figura 4.3: Diagrama de Feynman adicional a 4.2 generado en el modelo OHT-MSSM.

Capítulo 5

Producción de $H^\pm$ en acelerador $e - p$

En trabajos anteriores ya se ha restringido nuestro modelo considerando restricciones de sabor y física de Higgs a partir de datos experimentales, así como límites teóricos. Actualmente sería muy interesante la implementación de nuestro modelo ya que en futuros colisionadores como el FCC podrían llegar a ser 20 veces más energéticos que el HERA, así pudiendo obtener resultados esperados que no han podido ser visualizados hasta el momento.

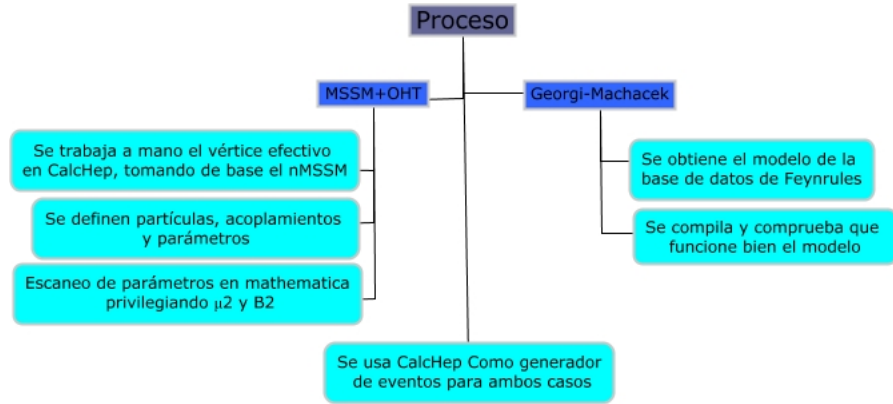


Figura 5.1: Diagrama de trabajo.

Tenemos para el MSSM-OHT siete parámetros libres, los cuales son $\tan\beta, \lambda, A_1, B_1, B_2, \mu_1$ y μ_2 , en los cuales se generan tres bosones neutrales CP-par (h_1^0, h_2^0, h_3^0), dos bosones de Higgs CP-impar (h_a^0, h_b^0) y tres pares de Higgses cargados ($H_1^\pm, H_2^\pm, H_3^\pm$).

Primero se buscó exhaustivamente un espacio de parámetros que fuera permisible, tomando cotas establecidas con anterioridad y fijando que el Higgs ligero CP-par fuera tipo SM ($mH_1^0 \equiv 125\text{GeV}$) y poniendo las cotas de los Higgs cargados con:

$$mH_1^\pm < 300\text{GeV}, mH_2^\pm < 600\text{GeV}, mH_3^\pm < 800\text{GeV}$$

Para encontrar valores donde esto fuera posible se hizo un escaneo de parámetros en los rangos:

$$\tan\beta = 2, \lambda = -0.9, 80 < \mu_1 < 100, -350 < \mu_2 < -250, -500 < B_1 < 500, -400 < B_2 < 400$$

Para obtener este espacio de parámetros, el parámetro A_1 se hizo que fuera dependiente de los parámetros μ_1, B_1 y B_2 , quedando en un rango de $80 < A_1 < 250$.

Se encontró que el escaneo es muy complicado, ya que gracias a las nuevas cotas obtenidas era difícil encontrar escenarios que estuviesen permitidos, además donde la contribución de los tripletes fuese más importante que la de los dobletes pero una vez obtenido este espacio, se automatizó el programa para que pudiera correr todos los archivos en CalcHEP.

Y se compiló en CalcHEP para el proceso

$$e, q \rightarrow \nu_e, p, H_i^-, e^+, q \rightarrow \nu_e, p, H_i^+$$

con $p, q = u, \bar{u}, d, \bar{d}, c, \bar{c}, s, \bar{s}, b, \bar{b}$.

En primera instancia para el acelerador El Gran Colisionador de Hadrones y Electrones (LHeC por sus siglas en inglés), el cual permitiría el estudio de colisiones electrón-protón a mayores energías y con una mayor tasa de sucesos que las existentes. El funcionamiento del LHeC consiste en dos aceleradores lineales superconductores de aproximadamente 1 km de longitud cada uno, con una configuración de hipódromo tangencial al LHC, por la que los electrones pasan tres veces antes de la colisión e-p. Con una aceleración en cada parte lineal hasta una energía de unos 10 GeV, el haz final tiene una energía de unos 60 GeV que chocaría con los protones de 7 TeV. Entonces introduciendo dentro de CalcHEP los siguientes datos:

La polarización la ponemos de -0.4, la energía del primer haz de 60 GeV y la energía del segundo haz de 7000 GeV

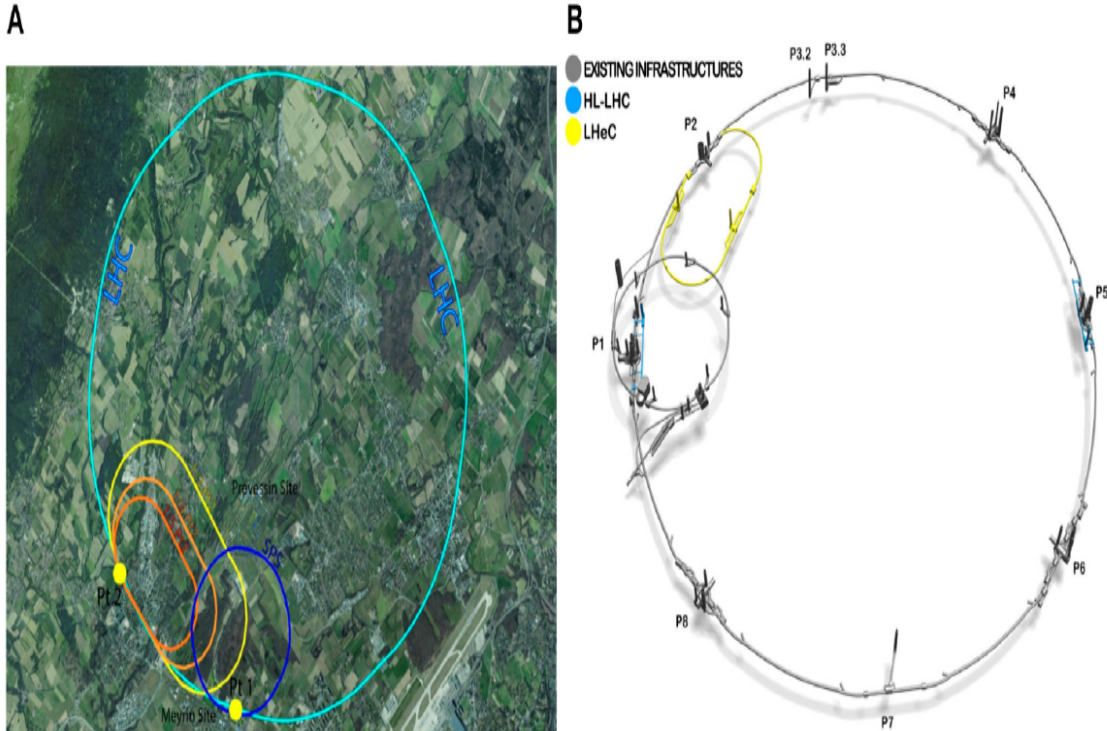


Figura 5.2

Calculamos las secciones eficaces de este proceso los resultados se muestran en la figura 5.3.

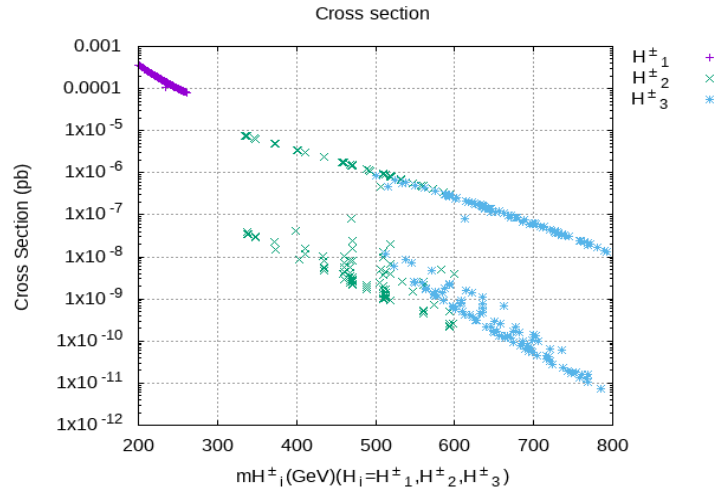


Figura 5.3: Comparación de las secciones eficaces en el LHeC.

Después se calculó este mismo proceso para el acelerador Futuro Colisionador Circular (FCC por sus siglas en inglés), el cual es un acelerador de partículas propuesto con una energía significativa por encima de los anteriores colisionadores circulares, tales como el Super Proton Synchrotron, el Tevatron y el LHC. En este la energía de colisión del centro de masa podría alcanzar el nivel 100 TeV. Entonces introducimos los siguientes datos:

La polarización la ponemos de -0.4, la energía del primer haz de 60 GeV y la energía del segundo Haz de 50000 GeV

Obteniendo la gráfica mostrada en la figura 5.5.

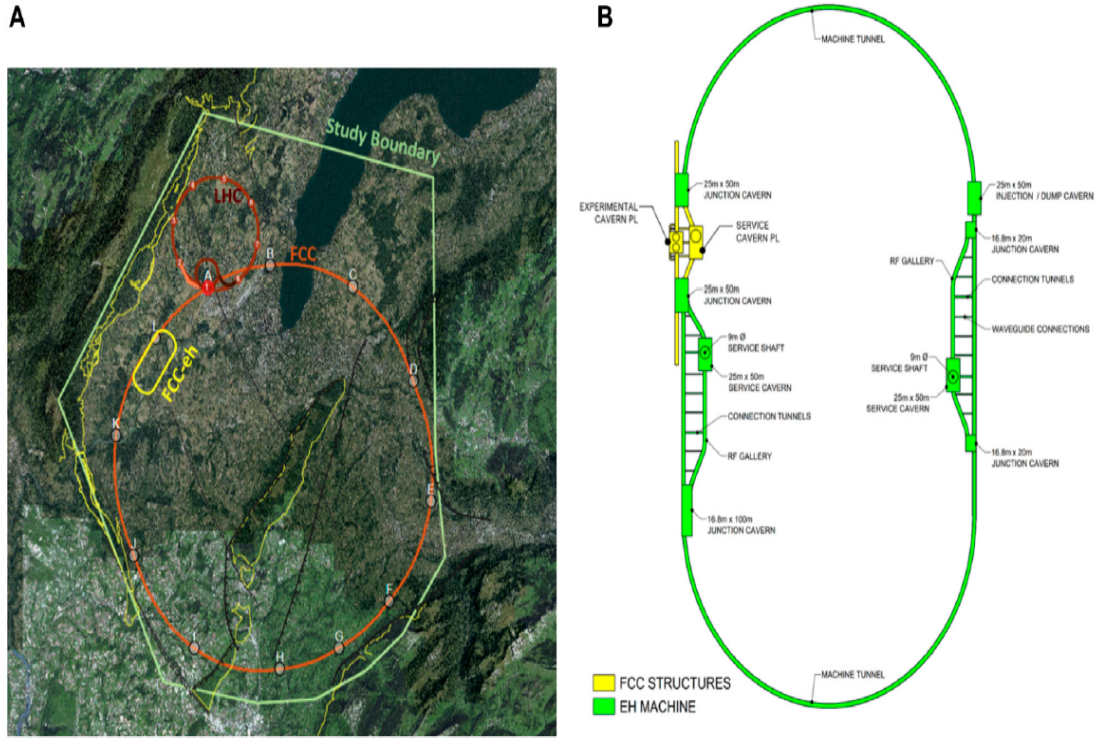


Figura 5.4

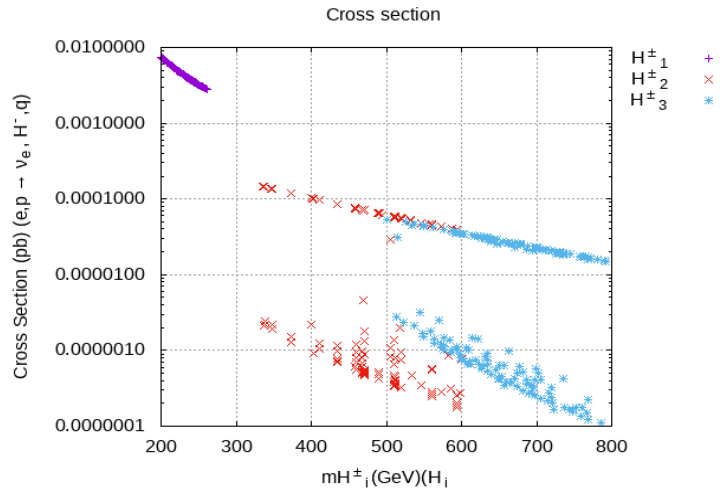


Figura 5.5: Comparación de las secciones eficaces en el FCC.

Ahora comparando los resultados de las secciones eficaces en el LHeC y FCC, presentamos la comparación en la figura 5.6.

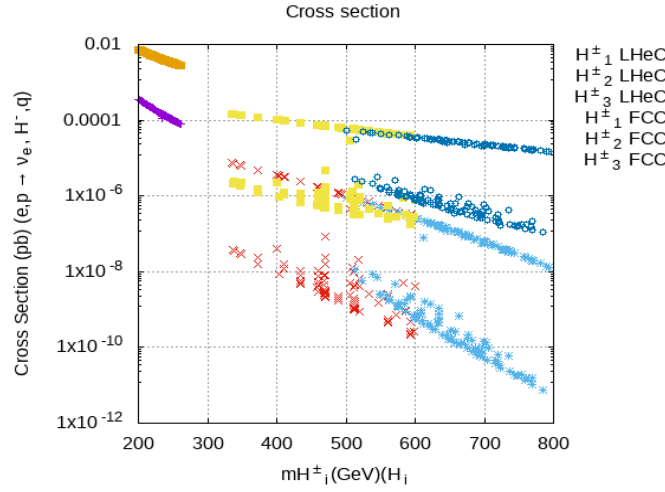


Figura 5.6: Comparación de las secciones eficaces en ambos aceleradores, LHeC y FCC.

Como nuestro interés es que las secciones transversales sean grandes para que así estas puedan ser observadas en el futuro, se hizo un escaneo más fino, en este caso tomando como referencia los puntos más altos obtenido con anterioridad. Primero fijando $\mu_1 = 92$ GeV y $B_1 = -200$ GeV y variando $-210 < \mu_2 < -190$ y $80 < B_2 < 160$. Además, fijando $\mu_1 = 92$ GeV, $B_1 = -205$ GeV, variando $-210 < \mu_2 < -190$ y $160 < B_2 < 240$, obteniendo los resultados que se muestran en la figura 5.7.

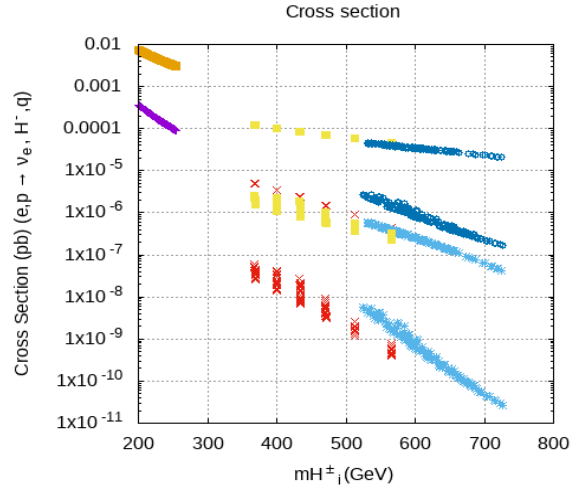
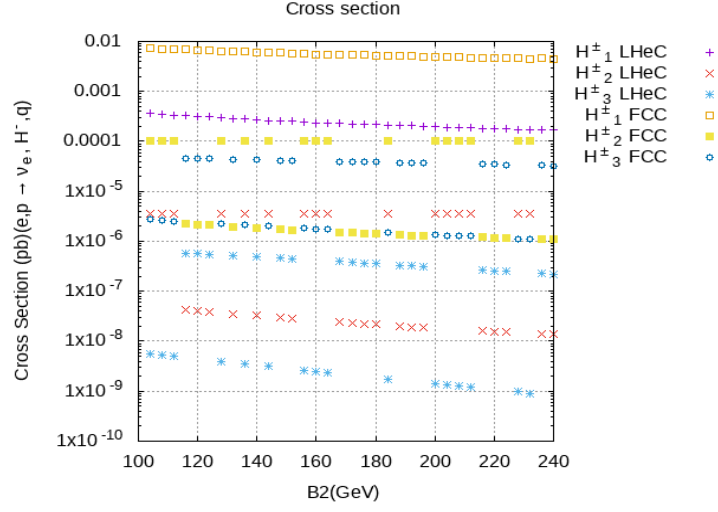
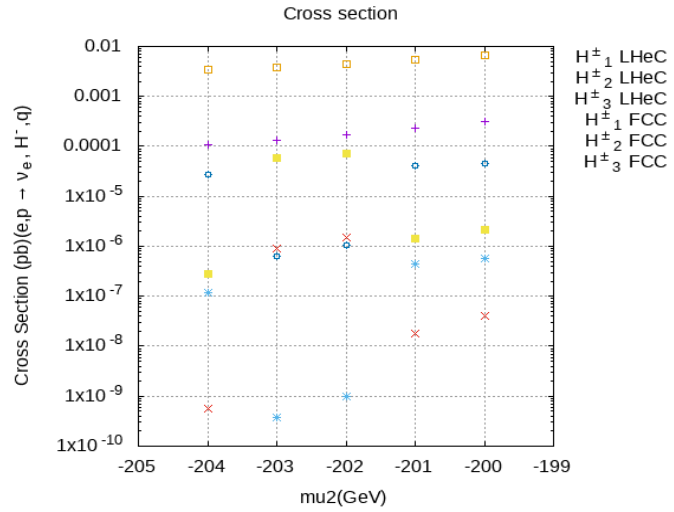


Figura 5.7: Comparación de las secciones eficaces en el LHeC y FCC en el escaneo más fino.

Ahora para ver cómo es el comportamiento respecto a las variables de nuestro interés, se analizan las secciones eficaces, primero fijando el parámetro $\mu_2 = -200$ y variando B_2 obteniendo los resultados mostrados en la figura 5.8.


 Figura 5.8: Comparación de las secciones eficaces fijando $\mu_2 = -200$.

Ahora fijando $B_2 = 120$ y variando μ_2 obtenemos, figuras 5.9 y 5.10.


 Figura 5.9: Comparación de las secciones eficaces fijando $B_2 = 120$ en el FCC y LHeC.

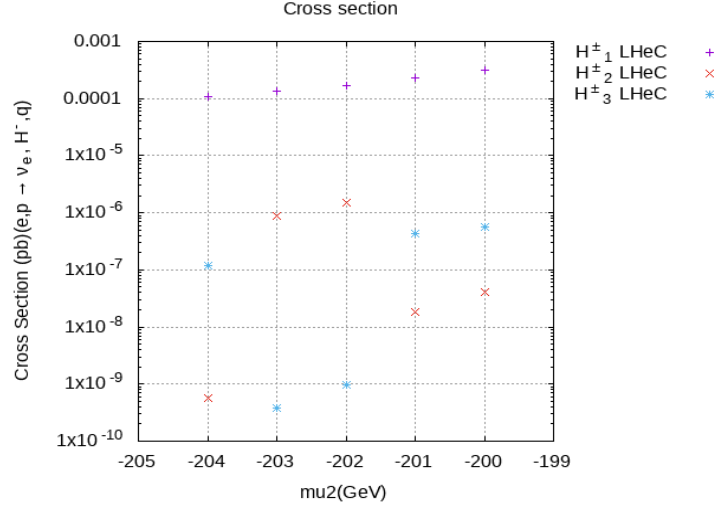


Figura 5.10: Secciones eficaces fijando $B_2=120$ en el LHeC.

Después de esto, se tomaron seis puntos representativos para poder observar el número de eventos que se espera que se produzcan, usando la fórmula:

$$\# \text{eventos} = \sigma(e, q \rightarrow \nu_e, h, j) \mathbf{BR}(H_i^\pm \rightarrow X_i X_j) \mathcal{L}^{-\infty} \quad (5.1)$$

donde $\mathcal{L}^{-1}$ es la luminosidad proporcionada por cada detector, tomando para este caso de 100 fb^{-1} y 1000 fb^{-1} . La tablas 5.1, 5.2 y 5.3 nos muestran 6 benchmark points, en los cuales podemos observar los números de eventos que se podrían llegar a apreciar dentro del LHeC.

$mH_1^\pm$ (GeV)	$\sigma(\text{pb})$	μ_2 (GeV)	B_1 (GeV)	B_2 (GeV)	A_1 (GeV)	mh_2 (GeV)	ma_1 (GeV)	BR $(H_1^\pm \rightarrow tb)$ $(H_1^\pm \rightarrow cb)$ $(H_1^\pm \rightarrow W^\pm h_1)$	# eventos	
									100fb $^{-1}$	1000fb $^{-1}$
200.28	3.59×10^{-4}	-200	-205	200	150	182.85	134.25	0.927 0.065 0	33.27 2.33 0	332.7 23.3 0
222.74	1.93×10^{-4}	-202	-205	172	141	190.33	150.18	0.863 0.029 0.103	16.65 0 1.98	116.5 5.5 19.8
235.21	1.43×10^{-4}	-203	-205	176	135	192.51	162.32	0.881 0.023 0.092	12.59 0 1.31	125.9 3.28 13.1
235.73	1.37×10^{-4}	-203	-205	180	135	192.46	162.94	0.923 0.024 0.049	12.64 0 0	126.4 3.28 6.71
240.83	1.25×10^{-4}	-220	-205	240	169	186.45	161.19	0.891 0.022 0.083	11.13 0 1.05	111.3 2.79 10.5
244.88	1.12×10^{-5}	-220	-210	360	179	188.00	163.86	0.915 0.021 0.051	1.024 0 0	10.24 0 0

Tabla 5.1: # de eventos producidos por el $H_1^\pm$ dentro del LHeC.

$mH_2^\pm$ (GeV)	$\sigma(\text{pb})$	μ_2 (GeV)	B_1 (GeV)	B_2 (GeV)	A_1 (GeV)	mh_2 (GeV)	ma_1 (GeV)	BR $(H_2^\pm \rightarrow W^\pm h_1)$ $(H_2^\pm \rightarrow W^\pm a_1)$ $(H_2^\pm \rightarrow tb)$	# eventos	
									100fb $^{-1}$	1000fb $^{-1}$
334.78	7.47×10^{-6}	-200	-205	200	150	182.85	134.25	0.556 0.298 0.127	0.415 0 0	4.15 2.22 0
414.26	2.98×10^{-6}	-202	-205	172	141	190.33	150.18	0.470 0.110 0.365	0 0 0	1.4 0 1.08
461.72	5.43×10^{-9}	-203	-205	176	135	192.51	162.32	0.013 0.405 0.560	0 0 0	0 0 0
461.73	1.79×10^{-6}	-203	-205	180	135	192.46	162.94	0.210 0.575 0.191	0 0.101 0	0 1 0
560.03	4.92×10^{-10}	-220	-205	240	169	186.45	161.19	0.012 0.390 0.576	0 0 0	0 0 0
512.58	1.08×10^{-9}	-220	-210	360	170	188.00	167.86	0.044 0.045 0.899	0 0 0	0 0 0

Tabla 5.2: # de eventos producidos por el $H_2^\pm$ dentro del LHeC.

m_{H_3} (GeV)	$\sigma(\text{pb})$	μ_2 (GeV)	B_1 (GeV)	B_2 (GeV)	A_1 (GeV)	m_{h_2} (GeV)	m_{a_1} (GeV)	BR ($H_3^\pm \rightarrow W^\pm a_1$) ($H_3^\pm \rightarrow tb$) ($H_3^\pm \rightarrow cb$) ($H_3^\pm \rightarrow W^\pm h_1$)	# eventos	
									100fb $^{-1}$	1000fb $^{-1}$
545.53	7.17×10^{-9}	-200	-205	200	150	182.85	134.25	0.851	0	0
								0.083	0	0
								0.058	0	0
								0.001	0	0
578.19	2.97×10^{-6}	-202	-205	172	141	190.33	150.18	0.777	0	2.3
								0.130	0	0
								0.067	0	0
								0.019	0	0
613.38	2.16×10^{-7}	-203	-205	176	135	192.51	162.32	0.798	0	0
								0.081	0	0
								0.033	0	0
								0.082	0	0
615.81	4.61×10^{-10}	-203	-205	180	135	1902.46	162.94	0.810	0	0
								0.130	0	0
								0.052	0	0
								0.002	0	0
736.06	3.55×10^{-8}	-220	-205	240	169	186.45	161.19	0.765	0	0
								0.135	0	0
								0.029	0	0
								0.064	0	0
771.12	1.96×10^{-8}	-220	-210	360	170	188.00	167.86	0.503	0	0
								0.325	0	0
								0.073	0	0
								0.087	0	0

Tabla 5.3: # de eventos producidos por el $H_3^\pm$ dentro del LHeC.

Las tablas 5.4, 5.5 y 5.6 nos muestran los números de eventos que podrían llegar a observarse dentro del FCC

mH_1 (GeV)	$\sigma(\text{pb})$	μ_2 (GeV)	B_1 (GeV)	B_2 (GeV)	A_1 (GeV)	mh_2 (GeV)	ma_1 (GeV)	BR $(H_2^\pm \rightarrow tb)$ $(H_2^\pm \rightarrow cb)$ $(H_2^\pm \rightarrow W^\pm h_1)$	# eventos	
									100fb $^{-1}$	1000fb $^{-1}$
200.28	7.35×10^{-3}	-200	-205	200	150	182.85	134.25	0.927 0.065 0	681.3 47.7 0	6813 477 0
222.74	4.92×10^{-3}	-202	-205	172	141	190.33	150.18	0.863 0.029 0.103	424.5 14.2 50.6	4245 142 506
235.21	4.05×10^{-3}	-203	-205	176	135	192.51	162.32	0.881 0.023 0.092	356.8 9.31 37.2	3568 93.1 372
235.73	3.93×10^{-3}	-203	-205	180	135	192.46	162.94	0.923 0.024 0.049	362.7 9.43 19.2	3627 94.3 192
240.83	3.73×10^{-3}	-220	-205	240	169	186.45	161.19	0.891 0.022 0.083	332.3 8.20 30.9	3323 82 309
244.88	3.45×10^{-3}	-220	-210	360	179	188.00	167.86	0.915 0.021 0.051	315.6 7.24 17.5	3156 72.4 175

 Tabla 5.4: # de eventos producidos por el $H_1^\pm$ dentro del FCC.

mH_2 (GeV)	$\sigma(\text{pb})$	μ_2 (GeV)	B_1 (GeV)	B_2 (GeV)	A_1 (GeV)	mh_2 (GeV)	ma_1 (GeV)	BR $(H_2^\pm \rightarrow W^\pm h_1)$ $(H_2^\pm \rightarrow W^\pm a_1)$ $(H_2^\pm \rightarrow tb)$	# eventos	
									100fb $^{-1}$	1000fb $^{-1}$
334.78	1.47×10^{-4}	-200	-205	200	150	182.85	134.25	0.556 0.298 0.127	8.17 4.380 1.866	81.7 43.80 18.66
414.26	9.52×10^{-5}	-202	-205	172	141	190.33	150.18	0.470 0.110 0.365	4.47 1.047 3.474	44.7 10.47 34.74
461.72	7.33×10^{-7}	-203	-205	176	135	192.51	162.32	0.013 0.405 0.560	0 0 0	0 0 0
461.73	7.48×10^{-5}	-203	-205	180	135	192.46	162.94	0.210 0.575 0.191	1.57 4.301 1.428	15.7 43.01 14.28
560.03	2.64×10^{-7}	-220	-205	240	169	186.45	161.19	0.012 0.390 0.576	0 0 0	0 0 0
512.58	3.55×10^{-7}	-220	-210	360	170	188.00	177.86	0.044 0.045 0.899	0 0 0	0 0 0

 Tabla 5.5: # de eventos producidos por el $H_2^\pm$ dentro del FCC.

m_{H_3} (GeV)	$\sigma(\text{pb})$	μ_2 (GeV)	B_1 (GeV)	B_2 (GeV)	A_1 (GeV)	mh_2 (GeV)	ma_1 (GeV)	BR	# eventos	
								$(H_3^\pm \rightarrow W^\pm a_1)$ $(H_3^\pm \rightarrow tb)$ $(H_3^\pm \rightarrow cb)$ $(H_3^\pm \rightarrow W^\pm h_1)$	100fb $^{-1}$	1000fb $^{-1}$
545.53	3.17×10^{-6}	-200	-205	200	150	182.85	134.25	0.851 0.083 0.058 0.001	0.269 0 0 0	2.69 0 0 0
578.19	1.39×10^{-6}	-202	-205	172	141	190.33	150.18	0.777 0.130 0.067 0.019	0.108 0 0 0	1.08 0 0 0
613.38	3.31×10^{-5}	-203	-205	176	135	192.51	162.32	0.798 0.081 0.033 0.082	2.64 0.268 0 0.269	26.4 2.68 0 2.69
615.81	7.40×10^{-7}	-203	-205	180	135	192.46	162.94	0.810 0.130 0.052 0.002	0 0 0 0	0 0 0 0
736.06	1.99×10^{-5}	-220	-205	240	169	185.45	161.19	0.765 0.135 0.029 0.064	1.522 0.268 0 0.12	15.22 2.68 0 1.2
771.12	1.66×10^{-5}	-220	-210	360	170	188.00	177.86	0.503 0.325 0.073 0.087	0.834 0.539 0.12 0.14	8.34 5.39 1.2 1.4

Tabla 5.6: # de eventos producidos por el $H_3^\pm$ dentro del FCC.

Conclusiones

En el marco del Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico con un triplete escalar (OHT-MSSM) se estudió la producción del bosón de Higgs cargado ($H^\pm$) en aceleradores electrón-protón (LHeC, FCC) y se analizó la posible incidencia del vértice $H^\pm W^\mp Z^0$ y cuándo podría ser importante el vértice $H^\pm W^\mp h^0$.

De los escenarios previamente estudiados, gran parte de los puntos de referencia han sido descartados, sobreviviendo el escenario donde los dobletes son importantes. En esta región de parámetros el vértice $H^\pm W^\mp Z^0$ no es dominante y por tanto no tiene incidencia en la producción de Higgs cargados en aceleradores electrón-protón. Encontramos que este escenario tiene una gran similitud con el MSSM y en general en estos futuros aceleradores sólo el Higgs cargado más ligero podría llegar a generar eventos del orden de 10 a 10^2 .

Se usaron los resultados y las restricciones experimentales más importantes de la física del Higgs en el modelo OHT-MSSM, entre ellas las de $H^\pm \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow c\bar{c}$.

Como perspectiva de trabajo se están buscando escenarios donde la contribución del triplete sea competitiva con el MSSM lo cual se está en proceso de análisis.

CalcHEP

Se han expresado ambos modelos dentro de calchep. Para el model de Georgi.Machacek. este fue obtenido a traves de la base de datos de feynrules, la cual proporciono los archivos con extensión .mdl necesarios para implementar en Calchep y así poder obtener los resultados.

Para el caso de MSSM-OHT, para la implementación de este modelo, se tomo como base al MSSM que se encuentra dentro de la base de datos de Calchep, y se le agrego el lagrangiano del vertice que nos interesa, además del lagrangiano del Higgs con los fermiones. En este caso no hay problema ya que las contribuciones a este vértice se deben piramente al triplete extendido del modelo.

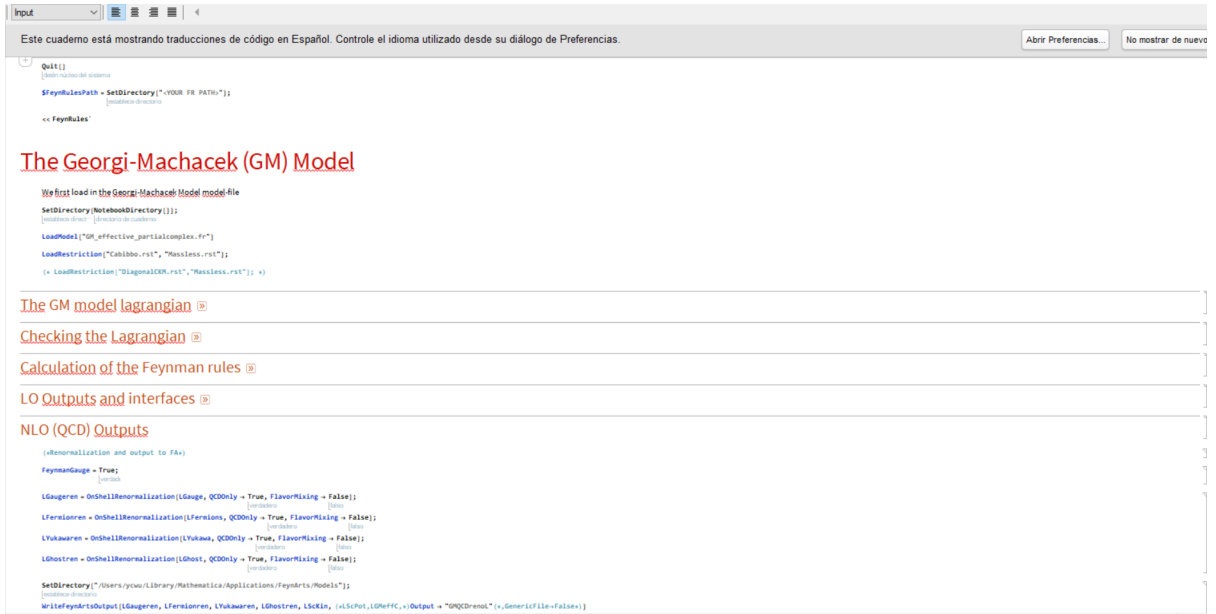


Figura 11: Programa de Feynrules

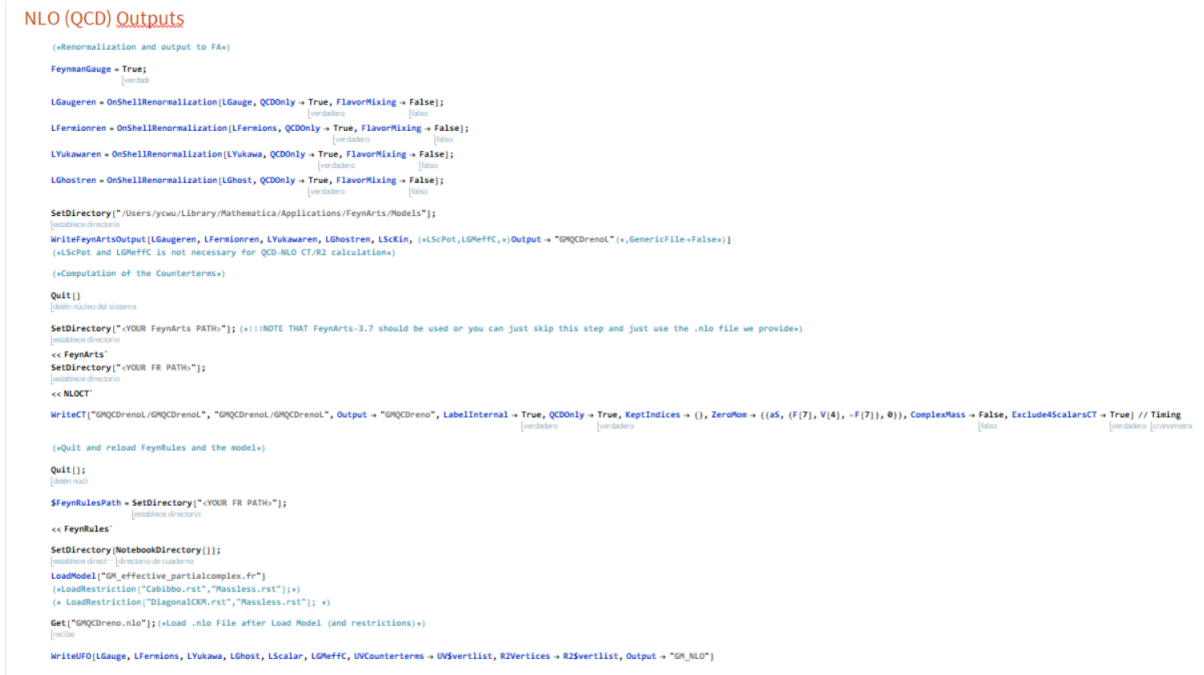


Figura 12: Programa de Feynrules

Variables				
Clr	Del	Size	Read	ErrMes
Name	Value	<	>	Comment
U14	-0.0172414			
U21	-0.00332014			
U22	-0.188647			
U23	0.603059			
U24	0.775062			
U31	-0.0332014			
U32	-0.188647			
U33	0.603059			
U34	0.775062			
U41	0.00916658			
U42	-0.386192			
U43	-0.771153			
U44	0.506058			
vt	3			
MHc2	692.281			
MHc3	761.385			
g	0.66			
V11	-0.8997			
V21	0.4355			
V31	-0.027			
Vps11	-0.8945			
Vps21	0.0032			
Vps31	0.0079			
vd	246			
Ms	0.1			
Mh1	100			
Mha	100			
MHc	100			

Figura 13: Programa de CalcHEP con el Modelo MSSM-OHT implementado

Model: NMSSMplust(nmhdecay)

Abstract

CalcHEP package is created for calculation of decay and high energy collision processes of elementary particles in the lowest order (tree) approximation. The main idea put into the CalcHEP was to make available passing from the lagrangian to the final distributions effectively with the high level of automatization.

Use F2 key to get information about interface facilities and F1 - as online help.

Questions: <https://answers.launchpad.net/calchep>

Bugs: <https://bugs.launchpad.net/calchep>

Edit model

Variables

Constraints

Particles

Lagrangian

Libraries

RENAME

CHECK MODEL

F1-Help F2-Man F5-Switches F6-Results F9-Ref

Figura 14: Programa de CalcHEP con el Modelo MSSM-OHT implementado

CalcHEP_3.8.10/symb			
Constraints			2241
Clr	Del	Size	Read ErrMes
Name	<	>	Expression
VertH1WZ			$g^2 \cdot vt \cdot (U32 - U42) \cdot CW$
VertH2WZ			$g^2 \cdot vt \cdot (U33 - U43) \cdot CW$
VertH3WZ			$g^2 \cdot vt \cdot (U34 - U44) \cdot CW$
VertH1Wh			$(V11 \cdot U22 - V21 \cdot U12) / \text{Sqrt}2 + (1/4) \cdot V31 \cdot (U42 - U32)$
VertH2Wh			$(V11 \cdot U23 - V21 \cdot U13) / \text{Sqrt}2 + (1/4) \cdot V31 \cdot (U43 - U33)$
VertH3Wh			$(V11 \cdot U24 - V21 \cdot U14) / \text{Sqrt}2 + (1/4) \cdot V31 \cdot (U44 - U34)$
VertH1WA			$-(Vps11 \cdot U22 - V21 \cdot U12) / \text{Sqrt}2 + Vps31 \cdot (U42 - U32) / 4$
VertH2WA			$-(Vps11 \cdot U23 - V21 \cdot U13) / \text{Sqrt}2 + Vps31 \cdot (U43 - U33) / 4$
VertH3WA			$-(Vps11 \cdot U24 - V21 \cdot U14) / \text{Sqrt}2 + Vps31 \cdot (U44 - U34) / 4$
A1cs			$Ms \cdot tb \cdot U22 / sb - Mc \cdot U12 / (tb \cdot cb)$
A2cs			$Ms \cdot tb \cdot U23 / sb - Mc \cdot U13 / (tb \cdot cb)$
A3cs			$Ms \cdot tb \cdot U24 / sb - Mc \cdot U14 / (tb \cdot cb)$
V1cs			$Ms \cdot tb \cdot U22 / sb + Mc \cdot U12 / (tb \cdot cb)$
V2cs			$Ms \cdot tb \cdot U23 / sb + Mc \cdot U13 / (tb \cdot cb)$
V3cs			$Ms \cdot tb \cdot U24 / sb - Mc \cdot U14 / (tb \cdot cb)$
A1tb			$Mb \cdot tb \cdot U22 / sb - Mt \cdot U12 / (tb \cdot cb)$
A2tb			$Mb \cdot tb \cdot U23 / sb - Mt \cdot U13 / (tb \cdot cb)$
A3tb			$Mb \cdot tb \cdot U24 / sb - Mt \cdot U14 / (tb \cdot cb)$
V1tb			$Mb \cdot tb \cdot U22 / sb + Mt \cdot U12 / (tb \cdot cb)$
V2tb			$Mb \cdot tb \cdot U23 / sb + Mt \cdot U13 / (tb \cdot cb)$
V3tb			$Mb \cdot tb \cdot U24 / sb + Mt \cdot U14 / (tb \cdot cb)$
A1cb			$Mb \cdot tb \cdot U22 / sb - Mc \cdot U12 / (tb \cdot cb)$
A2cb			$Mb \cdot tb \cdot U23 / sb - Mc \cdot U13 / (tb \cdot cb)$
A3cb			$Mb \cdot tb \cdot U24 / sb - Mc \cdot U14 / (tb \cdot cb)$
V1cb			$Mb \cdot tb \cdot U22 / sb + Mc \cdot U12 / (tb \cdot cb)$
V2cb			$Mb \cdot tb \cdot U23 / sb + Mc \cdot U13 / (tb \cdot cb)$
V3cb			$Mb \cdot tb \cdot U24 / sb + Mc \cdot U14 / (tb \cdot cb)$
VertH1ntt			$-M1 \cdot tb \cdot U22 / (\text{Sqrt}2 \cdot sb \cdot vd)$
VertH2ntt			$-M1 \cdot tb \cdot U23 / (\text{Sqrt}2 \cdot sb \cdot vd)$
VertH3ntt			$-M1 \cdot tb \cdot U24 / (\text{Sqrt}2 \cdot sb \cdot vd)$
F1	F2	Xgoto	Ygoto Find Write

Figura 15: Programa de CalcHEP con el Modelo MSSM-OHT implementado

CalcHEP_3.8.10/symb										
Particles										46
Full Name	P	aP	number	spin2	mass	width	color	aux	> LaTeX(A)	
c-squark R	-cR	-cR	2000004	0	MScR	'wScR	3		\tilde{c}_R	
s-squark L	-sL	-sL	1000003	0	MSsL	'wSsL	3		\tilde{s}_L	
s-squark R	-sR	-sR	2000003	0	MSsR	'wSsR	3		\tilde{s}_R	
t-squark 1	-t1	-T1	1000006	0	MSt1	'wSt1	3		\tilde{t}_1	
t-squark 2	-t2	-T2	2000006	0	MSt2	'wSt2	3		\tilde{t}_2	
b-squark 1	-b1	-B1	1000005	0	MSb1	'wSb1	3		\tilde{b}_1	
b-squark 2	-b2	-B2	2000005	0	MSb2	'wSb2	3		\tilde{b}_2	
im particle	-00	-00		0	Maux	0	8	*	(00)	
im particle	-01	-01		0	Maux	0	1	*	(01)	
im particle	-02	-02		0	Maux	0	1	*	(02)	
im particle	-03	-03		0	Maux	0	1	*	(03)	
im particle	-04	-04		0	Maux	0	1	*	(04)	
im particle	-05	-06		0	Maux	0	1	*	(05)	
im particle	-07	-08		0	Maux	0	1	*	(07)	
im particle	-09	-0A		0	Maux	0	1	*	(09)	
im particle	-0B	-0C		0	Maux	0	1	*	(0B)	
GG-B1-b1	-0D	-0E		2	Maux	0	3	*	(0D)	
GG-B2-b2	-0F	-0G		2	Maux	0	3	*	(0F)	
GG-CL-cL	-0H	-0I		2	Maux	0	3	*	(0H)	
GG-CR-cR	-0J	-0K		2	Maux	0	3	*	(0J)	
GG-DL-dL	-0L	-0M		2	Maux	0	3	*	(0L)	
GG-DR-dR	-0N	-0O		2	Maux	0	3	*	(0N)	
GG-SL-sL	-0P	-0Q		2	Maux	0	3	*	(0P)	
GG-SR-sR	-0R	-0S		2	Maux	0	3	*	(0R)	
GG-T1-t1	-0T	-0U		2	Maux	0	3	*	(0T)	
GG-T2-t2	-0V	-0W		2	Maux	0	3	*	(0V)	
GG-UL-uL	-0X	-0Y		2	Maux	0	3	*	(0X)	
GG-UR-uR	-0Z	-0a		2	Maux	0	3	*	(0Z)	
Charged Higgs 2	H2+	H2-	100	0	MHC2	'wH2	1		H2+	
Charged Higgs 3	H3+	H3-	101	0	MHC3	'wH3	1		H3+	
F1 F2 Xgoto Ygoto Find Write										

Figura 16: Programa de CalcHEP con el Modelo MSSM-OHT implementado

CalcHEP_3.8.10/symb						2192		
Lagrangian								
Clr	Del	Size	Read	ErrMes				
P1	P2	P3	P4	>	Factor	< > dLagrangian/ dA(p1) dA(p2) dA(p3)		
H+	W-	Z			i*VertH1WZ	m2.m3		
H-	W+	Z			-i*VertH1WZ	m2.m3		
H2+	W-	Z			i*VertH2WZ	m2.m3		
H2-	W+	Z			-i*VertH2WZ	m2.m3		
H3+	W-	Z			i*VertH3WZ	m2.m3		
H3-	W+	Z			-i*VertH3WZ	m2.m3		
H+	W-	h1			g/2*VertH1Wh	m2.p1-m2.p3		
H-	W+	h1			g/2*VertH1Wh	m2.p3-m2.p1		
H2+	W-	h1			g/2*VertH2Wh	m2.p1-m2.p3		
H2-	W+	h1			g/2*VertH2Wh	m2.p3-m2.p1		
H3+	W-	h1			g/2*VertH3Wh	m2.p1-m2.p3		
H3-	W+	h1			g/2*VertH3Wh	m2.p3-m2.p1		
H+	W-	ha			g/2*VertH1WA	m2.p1-m2.p3		
H-	W+	ha			g/2*VertH1WA	m2.p3-m2.p1		
H2+	W-	ha			g/2*VertH2WA	m2.p1-m2.p3		
H2-	W+	ha			g/2*VertH2WA	m2.p3-m2.p1		
H3+	W-	ha			g/2*VertH3WA	m2.p1-m2.p3		
H3-	W+	ha			g/2*VertH3WA	m2.p3-m2.p1		
H+	C	s			-1/(vd*Sqrt2)	A1cs+V1cs*G5		
H-	C	S			-1/(vd*Sqrt2)	A1cs-V1cs*G5		
H2+	C	s			-1/(vd*Sqrt2)	A2cs+V2cs*G5		
H2-	C	S			-1/(vd*Sqrt2)	A2cs-V2cs*G5		
H3+	C	s			-1/(vd*Sqrt2)	A3cs+V3cs*G5		
H3-	C	S			-1/(vd*Sqrt2)	A3cs-V3cs*G5		
H+	T	b			-1/(vd*Sqrt2)	A1tb+V1tb*G5		
H-	t	B			-1/(vd*Sqrt2)	A1tb-V1tb*G5		
H2+	T	b			-1/(vd*Sqrt2)	A2tb+V2tb*G5		
H2-	t	B			-1/(vd*Sqrt2)	A2tb-V2tb*G5		
H3+	T	b			-1/(vd*Sqrt2)	A3tb+V3tb*G5		
H3-	t	B			-1/(vd*Sqrt2)	A3tb-V3tb*G5		
F1	F2	Xgoto	Ygoto	Find	Write			

Figura 17: Programa de CalcHEP con el Modelo MSSM-OHT implementado

Bibliografía

- [1] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* 579 (1961).
- [2] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* 716, 1 (2012) [arXiv:1207.7214 [hep-ex]]; G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* 726, 88 (2013) [Erratum: *Phys. Lett. B* 734 (2014) 406] [arXiv:1307.1427 [hep-ex]]; S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], *Phys. Lett. B* 716, 30 (2012) [arXiv:1207.7235 [hep-ex]]; S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], *JHEP* 1306, 081 (2013) [arXiv:1303.4571 [hep-ex]].
- [3] F. Staub, “Review of Calculators for BSM Higgs bosons”, PoS CHARGED2018 (2019), 004, doi:10.22323/1.339.0004 [arXiv:1811.08312 [hep-ph]].
- [4] A. Arhrib, R. Benbrik, H. Harouiz, S. Moretti and A. Rouchad, “A Guidebook to Hunting Charged Higgs Bosons at the LHC”, doi:10.3389/fphy.2020.00039 [arXiv:1810.09106 [hep-ph]], A. Aranda, J. Hernandez-Sanchez and P. Q. Hung, “Implications of the discovery of a Higgs triplet on electroweak right-handed neutrinos”, *JHEP* 11 (2008), 092, doi:10.1088/1126-6708/2008/11/092 [arXiv:0809.2791 [hep-ph]].
- [5] G. Moulhaka and M. C. Peyranère, “Vacuum stability conditions for Higgs potentials with $SU(2)_L$ triplets”, *Phys. Rev. D*, 103 (2021) no.11, 115006. doi:10.1103/PhysRevD.103.115006 [arXiv:2012.13947 [hep-ph]]; K. S. Babu and A. Thapa, “Left-Right Symmetric Model without Higgs Triplets” [arXiv:2012.13420 [hep-ph]]; P. Bandyopadhyay, C. Corianò and A. Costantini, “General analysis of the charged Higgs sector of the $Y = 0$ triplet-singlet extension of the MSSM at the LHC”, *Phys. Rev. D* 94 (2016) no.5, 055030. doi:10.1103/PhysRevD.94.055030 [arXiv:1512.08651 [hep-ph]].
- [6] J. L. Diaz-Cruz, J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti and A. Rosado, “Supersymmetric model with Higgs triplet”, *AIP Conf. Proc.* 1026 (2008) no.1, 138-145, doi:10.1063/1.2965036; E. Barradas-Guevara, O. Felix-Beltran J. Hernández Sánchez and A. Rosado, “The Decay $H^+ - (k)aW^- + h^0$ within an extension of the MSSM with one complex Higgs triplet”, *Phys. Rev. D* 71 (2005), 073004, doi:10.1103/PhysRevD.71.073004 [arXiv:hep-ph/0408196 [hep-ph]].
- [7] S. Weinberg, *Phys. Rev. D* 13, 974 (1976). doi:10.1103/PhysRevD.13.974. [Addendum: *Phys. Rev. D* 19, 1277–1280 (1979)]
- [8] H. Bahl, T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, S. Pasetti, H. Rzehak and G. Weiglein, “Precision calculations in the MSSM Higgs-boson sector with FeynHiggs 2.14”, *Comput. Phys. Commun.* 249 (2020), 107099. doi:10.1016/j.cpc.2019.107099 [arXiv:1811.09073 [hep-ph]]; A. Arbey, M. Battaglia, A. Djouadi, F.~Mahmoudi, M. Mühlleitner, G. Robbins and M.~Spira, “Status of the (p)MSSM Higgs sector”, PoS ICHEP2018 (2019), 459. doi:10.22323/1.340.0459 [arXiv:1811.12765 [hep-ph]].
- [9] S. Di Chiara and K. Hsieh, *Phys. Rev. D* 78, "Triplet Extended Supersymmetric standard model" 055016 (2008) [arXiv:0805.2623 [hep-ph]].
- [10] J. A. Casas, A. Lleyda and C. Munoz, *Nucl. Phys. B* 471, 3 (1996) "Strong constraints on the parameter space of the MSSM from charge and color breaking minima" [arXiv:hep-ph/9507294].

- [11] A. Datta, A. Kundu and A. Samanta, Phys. Rev. D 63, 015008 (2001) "Yukawa Unification and Unstable Minima of the Supersymmetric Scalar Potential"[arXiv:hep-ph/0007148].
- [12] A. Datta and A. Samanta, Phys. Lett. B 526, 111 (2002), "Electroweak Precision Data, Light Sleptons and Stability of the SUSY Scalar Potential"[arXiv:hep-ph/0111222].
- [13] E. Gabrielli, K. Huitu and S. Roy, Phys. Rev. D 65, 075005 (2002), "Vacuum stability bounds in Anomaly and Gaugino Mediated SUSY breaking models"[arXiv:hep-ph/0108246].
- [14] S. A. Abel and C. A. Savoy, Nucl. Phys. B 532, 3 (1998), "On Metastability in Supersymmetric Models"[arXiv:hep-ph/9803218].
- [15] B. Tanushree and M. Subhendra, "Triplet-Singlet Extension of the MSSM with a 125 GeV Higgs Boson and Dark Matter"[arXiv:hep-ph/1204.6592v3]
- [16] J. L. Díaz, J. Hernández, S. Moretti and A. Rosaado, "Charged Higgs boson phenomenology in Supersymmetric models with Higgs triplets"[arXiv:hep-ph/0710.4169]
- [17] P. Bandyopadhyaya, K. Huitua and A. S. Kecelia, "Higgs(es) in triplet extended supersymmetric standard model at the LHC"[arXiv:hep-ph/1410.2762]
- [18] P. Bandyopadhyaya, C. Coriano and A. Costantini, "Perspectives on a Supersymmetric Extension of the Standard Model with a $Y = 0$ Higgs Triplet and a Singlet at the LHC"[arXiv:hep-ph/1506.03634]
- [19] Z. Kang, Y. Liu, and G. Ning, "Highlights of Supersymmetric Hypercharge ± 1 Triplets"[arXiv:hep-ph/1301.2204]
- [20] K. Hartling, K. Kumar and H. E. Logan, [arXiv:hep-ph/1404.2640]
- [21] A. Delgado, G. Nardini and M. Quirós, "Large diphoton Higgs rates from supersymmetric triplets"[arXiv:hep-ph/1207.6592]
- [22] P. Bandyopadhyaya, K. Huitua and A. S. Kecelia, "Higgs(es) in triplet extended supersymmetric standard model at the LHC"[arXiv:hep-ph/1410.2762]
- [23] T. Basak and S. Mohantyy, "Triplet-Singlet Extension of the MSSM with a 125 GeV Higgs Boson and Dark Matter"[arXiv:hep-ph/1204.6592]
- [24] C. Corianò and A. Costantini, "Higgs bosons: discovered and hidden, in extended Supersymmetric Standard Models at the LHC"[arXiv:hep-ph/1604.08651]
- [25] P. Bandyopadhyaya, S. Di Chiara, K. Huitu and A. Sabancı, B_s physics, and LHC data in triplet extension of MSSM"[arXiv:hep-ph/1407.4836]
- [26] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, An Introduction to the Standard Model of Particle Physics, Cambridge University Press, (2007).
- [27] Astrophysical constants and parameters, PDG.
- [28] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
- [29] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145**, 1156 (1966).
- [30] S. Dawson, *Introduction to the Physics of the Higgs Boson*, hep-ph/9411325.
- [31] M. Carena, et al., *Higgs Physics*, hep-ph/9602250.
- [32] S. Dawson, *Introduction to Electroweak Symmetry breaking*, hep-ph/9901280.

- [33] Sushkov, A. O.; Kim, W. J.; Dalvit, D. A. R.; Lamoreaux, S. K. (2011). "New Experimental Limits on Non-Newtonian Forces in the Micrometer Range". *Physical Review Letters*. 107 (17): 171101. arXiv:1108.2547. Bibcode:2011PhRvL.107q1101S. doi:10.1103/PhysRevLett.107.171101. PMID 22107498. S2CID 46596924
- [34] N. Aghanim et al. [Planck], *Astron. Astrophys.* 641 (2020), A6 [erratum: *Astron. Astrophys.* 652 (2021), C4] doi:10.1051/0004-6361/201833910 [arXiv:1807.06209 [astroph.CO]].
- [35] N. Aghanim et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 641:A6, 2020. [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)].
- [36] Super-Kamiokande Collaboration, Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* 81, 1562 (1998).
- [37] F. W. Stecker, D. L. Morgan, Jr., J. Bredekamp, "Possible Evidence for the Existence of Antimatter on a Cosmological Scale in the Universe", *Phys. Rev. Letters* 27, 1469
- [38] L. Susskind, *Phys. Rev. D* 20, 2619 (1979); S. Weinberg, *Phys. Rev. D* 19, 1277 (1979); S. Dimopoulos y L. Susskind, *Nucl. Phys. B* 155, 337 (1979); E. Fahiri y L. Susskind, *Phys. Rep. C* 74, 277 (1981); I. A. D'Souza y C. S. Kalman, *Preon*, (World Scientific, Singapore) 1992.
- [39] H. Georgi y S. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* 32, 438 (1974); G. Ross, *Grand Unified Theories*, Benjamin/ Cummings, 1985.
- [40] J. Wess y B. Zumino, *Nucl. Phys. B* 70, 39 (1974); J. Wess y J. Bagger, *Supersymmetry y Supergravity*, (Princeton University Press) 1992.
- [41] M. B. Green, J. S. Schwarz y E. Witten, *Superstring Theory*, (Cambridge University Press) 1987; D. Lust y S. Theisen, *Lectures on String Theory*, Springer Verlag, 1989; J. Polchinski, *String Theory*, Cambridge University Press, 1998.
- [42] J. Wess y J. Bagger, *Supersymmetry y Supergravity*, Princeton Series in Physics. Para una revisión del modelo MEMS ver: P. Fayet y S. Ferrara, *Phys. Rep.* 32, 249 (1977); H. P. Nilles, *Phys. Rep.* 110, 1 (1984); R. Barbieri, *Riv. Nuov. Cim.* 11, 1 (1988); R. Arnowitt y Pratn Nath, reporte CTP-TAMU-52-93; M. Drees y S. Martin, reporte CLTP (1995) (hep-ph/9504324); S. Martin (hep-ph/ 9709356); J. Bagger, Lectures at TASI-95 (hep-ph/9604232); H. E. Haber y G. Kane, *Phys. Rep.* 117, 75 (1985); para una revisión del sector de Higgs del modelo MEMS, ver J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane y S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, (Editorial Addison-Wesley, Reading MA) 1990.
- [43] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane y S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, (Editorial Addison- Wesley, Reading MA) 1990.
- [44] J. E. Kim, *Phys. Rep.* 150 (1987) 1.
- [45] C. W. Chiang and T. Yamada, *Phys. Lett. B* 735 (2014), 295-300 [arXiv:1404.5182 [hep-ph]]. I
- [46] Bailin, D., Love, A. (1994). *Supersymmetric gauge field theory and string theory*. En *Graduate student series in physics*. <https://doi.org/10.1201/9781420050820>
- [47] F. Richard, "Global interpretation of LHC indications within the Georgi-Machacek Higgs model Talk presented at the International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS2021)", 15-18 March 2021. C21-03-15.1 [arXiv:2103.12639 [hep-ph]].
- [48] C. Alvarado, A. Delgado, A. Martin and B. Ostdiek, "Dirac Triplet Extension of the MSSM"[arXiv:hep-ph/1504.03683]

- [49] M. Das, S. Di Chiara and S. Roy "Stability constraints in triplet extension of MSSM"[arXiv:hep-ph/1501.02667]
- [50] F. Staub, "Review of Calculators for BSM Higgs bosons",PoS CHARGED2018 (2019), 004, doi:10.22323/1.339.0004 [arXiv:1811.08312 [hep-ph]].