

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA

Facultad de Ciencias

Escuela Profesional de Física



Tesis para optar por el Título Profesional de:

Licenciado en Física

Titulada

**“Proceso HIGGS-STRAHLUNG en el modelo
electrodébil $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ ”**

Presentada por:

David Romero Abad

Asesor:

Dr. Orlando Luis Pereyra Ravinez

Lima-Perú

2012

Proceso Higgs-Strahlung en el modelo electrodébil $SU(3)_L \otimes U(1)_N$

Resumen: En el presente trabajo estudiamos el proceso Higgs-Strahlung $e^+ + e^- \rightarrow H + Z$, debido a que este es uno de los principales canales de producción que esperan dar cuenta del bosón de Higgs en el futuro colisionador Lineal Internacional (ILC). El proceso se analiza en el marco de la extensión electrodébil del Modelo Estándar $SU(3)_L \otimes U(1)_N$, con tal objetivo es necesario desarrollar el sector escalar del modelo después de la quiebra espontánea de la simetría para identificar los posibles mediadores de tal interacción. A partir de ello, calculamos la sección eficaz total para dicho proceso, y examinamos su variación en función a la energía del C.M. para el rango de valores establecidos por los actuales colisionadores.

Abstract: In this work we study the Higgs-Strahlung process because this is one of the major candidate for lead the Higgs boson in the next International Linear Collider (ILC). We analyze this process in the frame of the electroweak extension of the Standard Model $SU(3)_L \otimes U(1)_N$. In that order we need to develop the scalar sector of the model after the Spontaneous symmetry breaking (SSB) to identify the potential mediators of the interaction. From there we calculate the total cross section for this process and examine its variation as a function of the C.M. energy for the range of values established by existing colliders.

Keywords: Proceso Higgs-Strahlung, Bosón de Higgs, Modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$.

Introducción

El Modelo Estándar (ME) de física de partículas de altas energías, desarrollado entre 1960 y 1970, se ha mantenido durante 40 años como "la teoría" de física de las partículas, sorteando numerosas pruebas rigurosas. De hecho, mientras mucha gente cree que el ME no presenta una descripción completa de la física de partículas, se espera que sea en el peor de los casos incompleta antes que incorrecta; esto es, el ME es en el peor de los escenarios un subconjunto de la verdadera teoría de física de partículas.

El ME de partículas, clasifica las propiedades e interacciones de los constituyentes fundamentales de toda la materia visible en el universo. Este modelo describe satisfactoriamente el resultado de un gran número de experimentos en aceleradores, algunos de ellos con un muy alto grado de precisión. Sin embargo el ME se asemeja a un rompecabezas con una pieza faltante: el bosón de Higgs.

La existencia del bosón de Higgs fue postulada por primera vez en 1964[1], tras trabajos teóricos anteriores que introducían la quiebra espontánea de la simetría (QES) en la materia condensada [2] y en física de partículas [3],[4], [5]. Luego fue incorporado al ME en el año 1967 [6], y se verificó en 1971 [7] que éste nos conducía a una teoría calculable y predictiva de las interacciones débiles y electromagnéticas. A partir de 1973 con el descubrimiento de las corrientes neutras [8], en 1974 con el descubrimiento del quark charm [9], y en 1983 con el descubrimiento de las partículas W^\pm y Z^0 [10] las predicciones del ME fueron coronadas con una serie de éxitos. Debido a la importancia del bosón de Higgs en la física de partículas, su verificación experimental es uno de los principales objetivos de los actuales experimentos en colisionadores.

Queremos señalar que en este trabajo no vamos a tratar la parte experimental de la búsqueda de la partículas de Higgs, sin embargo nos encontramos en la necesidad de tomar en cuenta ciertos aspectos que son relevantes para el estudio fenomenológico de la producción del Higgs en los aceleradores. Primero debemos distinguir entre los principales tipos de colisionadores que han incursionado en la detección de tan elusiva partícula.

Uno de los primeros aceleradores en los que se intentó observar a la partícula de Higgs, fue el LEP (Large electron-positron collider), construido en el CERN (frontera entre Francia y Suiza). El LEP fue un colisionador circular de 27 km de diámetro que operó desde 1989 hasta el año 2000, en el cual se colisionaban electrones e^- con positrones e^+ , llegando hasta energías de 200 GeV en el CM. Durante la última etapa de funcionamiento del LEP, llamada LEP2 en el año 2000, se forzó su funcionamiento para llegar hasta energías de 206 GeV en el CM, observándose algunos eventos que daban señales de lo que podría ser el Higgs, correspondiente a una masa de ~ 115 GeV. Para el desencanto de muchos físicos no fue posible incrementar más la energía del LEP y se tomó la decisión de cancelar el proyecto. Hubieron bastantes

especulaciones sobre el hecho de que *forzar el funcionamiento del LEP* no permitió el descubrimiento del bosón Higgs [11].

Después del LEP, se intentó buscar al Higgs en el colisionador Tevatron del Fermilab ubicado en Illinois, Estados Unidos. El Tevatron es un acelerador circular de 6,28 km de diámetro que operó del año 1983 al 2011. En este acelerador se colisionaban protones p y antiprotones \bar{p} , llegando hasta energías de 2 TeV en el CM. La producción del bosón de Higgs en colisionadores hadrónicos, es más problemática que en colisiones e^+e^- debido a que las señales de fondo provenientes de otros procesos físicos es grande [12]. Los experimentos en el Tevatron permitieron excluir el rango de masas para el Higgs entre 156 a 177 GeV [13], además de los límites inferiores ya excluidos por el LEP. Desafortunadamente no se pudieron obtener resultados precisos acerca de la detección del Higgs, y el Tevatron fue cerrado en setiembre del 2011.

Actualmente el único colisionador que está intentando detectar al Higgs es el LHC (Large Hadron Collider) construido en el CERN. El LHC es un colisionador circular de 27 km de circunferencia que empezó su funcionamiento en el año 2009, en el que se colisionan protones, esperando alcanzar energías de hasta 14 TeV en el CM. Todavía no hay datos oficiales acerca de la detección del Higgs, en sus dos detectores CMS y ATLAS, pero se especula que pronto tendrán resultados concluyentes para una masa del Higgs al rededor de 124 GeV.[11].

Uno de los últimos intentos por realizar una detección certera del Higgs se viene planificando en lo que sería el Colisionador Lineal Internacional (ILC), se prevee que este nuevo colisionador comience su construcción para el año 2020, el cual constaría de dos aceleradores lineales de aproximadamente 31 km de longitud en el cual colisionarían electrones e^- y positrones e^+ con energías de 500 GeV en el CM, permitiendo en una segunda etapa del proyecto extender los aceleradores hasta 50 km, llegando a energías de 1 TeV.[14].

A pesar de que la energía de colisión efectiva en el LHC es mayor, las medidas realizadas en el ILC serían mas precisas. Las colisiones entre electrones y positrones son mucho más simples de analizar que aquellas en las que la energía es distribuida entre sus constituyentes (quarks, antiquarks, gluones, partículas bariónicas, etc), como ocurre en el LHC. Por lo que uno de los principales roles del ILC sería realizar medidas precisas de las partículas descubiertas en el LHC.

Nuestro trabajo se inscribe en el contexto del ILC ya que vamos a analizar uno de los principales procesos para la producción del Higgs, llamado Higgs-Strahlung [11] teniendo como estados iniciales al positrón y al electrón. El estudio de dicho proceso lo realizaremos en la extensión $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ del ME electrodébil. Tal prolongación nos resulta provechosa ya que da cuenta de la aparición de un conjunto de nuevas partículas como los bosones $U^{\pm\pm}$, V^\pm y Z' .

Queremos indicar que en el presente trabajo hemos usado el sistema de unidades naturales ($\hbar = c = 1$) y la métrica considerada fue $g_{\mu\nu} = (+1, -1, -1, -1)$.

En el primer capítulo presentaremos al (ME) como una introducción al modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$, indicando el contenido de partículas e interacciones de cada uno de los sectores, así como sus alcances y limitaciones.

En el capítulo dos vamos describir nuestro modelo dividiendo las secciones de manera análoga a la que se presentamos en el capítulo uno, con la finalidad de apreciar la similaridad entre ambos modelos. Como se menciona anteriormente haremos énfasis en el lagrangiano escalar ya que su construcción es la columna vertebral de nuestro cálculo objetivo.

En el tercer capítulo indicaremos los pasos seguidos para calcular la sección eficaz total para el proceso Higgs-strahlung, donde los detalles de los cálculos se muestran en los apéndices respectivos.

En el cuarto capítulo esbozaremos los resultados y discutiremos la fenomenología relacionada, y en el quinto capítulo mostraremos nuestras conclusiones.

Índice general

1. Modelo Estándar	1
1.1. Descripción del Modelo Estándar	1
1.2. El Lagrangiano del ME	3
1.2.1. El Lagrangeano Leptónico	4
1.2.2. El Lagrangiano Bosónico	5
1.2.3. Lagrangiano Escalar	6
1.2.4. Lagrangiano de Yukawa	7
1.3. Alcances y limitaciones del ME	7
2. Modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$	9
2.1. Sector Leptónico	9
2.2. Sector Bosónico	10
2.3. Sector Escalar	11
2.3.1. QES para el Término Cinético del Lagrangiano Escalar	13
2.3.2. QES para el Potencial del Lagrangiano Escalar	15
2.4. Sector de Yukawa	16
3. Cálculo de la Sección Eficaz Total para el proceso Higgs-Strahlung	
No Polarizado	17
3.1. El Proceso	17
3.2. Reglas de Feynman	18
3.3. Cálculo de la Sección Eficaz Total	20
3.3.1. Desarrollo de la Amplitud	20
3.3.2. Cinemática	21
4. Resultados y Fenomenología	23
4.1. Restricciones en la masa del Higgs	23
4.2. Resultados y Fenomenología	24
5. Conclusiones	27
A. Sector Escalar del Modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$	29
A.1. Desarrollo de la Derivada Covariante	29
A.1.1. Para el campo η	30
A.1.2. Para el campo ρ	30
A.1.3. Para el campo χ	33
B. Cálculo de la Amplitud para el Proceso Higgs-Strahlung	36
B.1. Desarrollo del Cálculo	36
B.2. Desarrollo de la Cinemática	38

C. Cálculo de la Sección Eficaz Total	42
C.1. Cálculo Final de la Sección Eficaz Total	42
Bibliography	49

Modelo Estándar

Índice

1.1. Descripción del Modelo Estándar	1
1.2. El Lagrangiano del ME	3
1.2.1. El Lagrangeano Leptónico	4
1.2.2. El Lagrangiano Bosónico	5
1.2.3. Lagrangiano Escalar	6
1.2.4. Lagrangiano de Yukawa	7
1.3. Alcances y limitaciones del ME	7

1.1. Descripción del Modelo Estándar

En este capítulo presentaremos una breve descripción del Modelo Estándar (ME) de interacciones electrodébiles, indicando sus orígenes, el contenido de partículas, las interacciones que las gobiernan y los lagrangianos de los distintos sectores que lo componen.

La teoría electrodébil del ME fue propuesta por Glashow, Weinberg y Salam [6], para describir las interacciones electromagnéticas y débiles de los quarks y leptones, la cual está basada en el grupo de simetría de calibre local $SU(2)_L \otimes U(1)_N$. Combinada con la Cromodinámica Cuántica (QCD) [15], que es la teoría de interacciones fuertes entre quarks¹, el modelo nos prevee de un marco unificado para detallar estas tres fuerzas de la naturaleza. La teoría puede ser considerada perturbativa para energías suficientemente altas [15], y renormalizable [7], por lo tanto permite la descripción de estas interacciones a un nivel cuántico. Es necesario hacer una diferenciación entre los distintos tipos de partículas fundamentales que contempla el ME. Las partículas fundamentales se subdividen en: bosones (partículas de espín entero), que son las responsables de transmitir las fuerzas fundamentales de la naturaleza, y los fermiones (partículas de espín semientero) que son los constituyentes de la materia. Dichas partículas llevan esos nombres, ya que los primeros cumplen con la estadística de Bose-Einstein, y los segundos con la de Fermi-Dirac. La conexión entre el spin y la estadística que caracteriza a las partículas, fue demostrado por Fierz y Pauli entre 1939 y 1940 [16]. Ya que todos los fermiones no presentan las

¹basada en un simetría de calibre $SU(3)_C$

mismas propiedades, se les ha dividido en dos clases: los leptones y los quarks. La principal diferencia es que los quarks poseen carga eléctrica fraccionaria a diferencia de los leptones cuyas cargas son múltiplos enteros de la del electrón. Además no se han encontrado quarks libres, propiedad de las que todos los leptones gozan, y finalmente los quarks sienten todas las interacciones, pero los leptones no son afectados por la fuerza fuerte.

En la física de partículas, una generación es una división de las partículas elementales. Entre generaciones, las partículas difieren solo en su masa. Todas las interacciones y los números cuánticos son idénticos. Hay tres generaciones de acuerdo al modelo estándar de la física de partículas. Cada miembro de una generación mayor tiene mayor masa que la correspondiente partícula de la generación previa; con la excepción de los neutrinos. Por ejemplo: el electrón de primera generación tiene una masa de solo 0.511 MeV, el muon de segunda generación tiene una masa de 106 MeV, y el leptón tau de tercera generación tiene una masa de 1777 MeV (casi el doble de pesado que un protón). Esta jerarquía de masas provoca que las partículas decaigan desde las generaciones altas a las bajas, lo que explica por qué la materia ordinaria (átomos) está hecha de partículas de la primera generación. Todo átomo ordinario está entonces compuesto por partículas de primera generación. Los electrones rodean el núcleo atómico hecho de protones y neutrones que contienen quarks arriba y abajo. La segunda y la tercera generación de partículas cargadas no interactúan en la materia normal y sólo se ven en entornos de energía extremadamente alta. Los neutrinos de todas las generaciones fluyen a través del universo pero raramente interactúan con la materia normal. A continuación se muestra un cuadro donde se resumen las principales propiedades de los fermiones:²

Fermiones			
Generación	Fermión	Masa (MeV)	Carga (Q/ e)
1 ^a	u	1,7 – 3,3	2/3
	d	4,1 – 5,8	-1/3
	e	0,511	-1
	ν_e	$< 2 \times 10^{-6}$	0
2 ^a	c	$1,27^{+0,07}_{-0,09} \times 10^3$	2/3
	s	101^{+29}_{-21}	-1/3
	μ	105,66	-1
	ν_μ	$< 0,19$	0
3 ^a	t	$1,72 \pm 0,9 \times 10^5$	2/3
	b	$4,19^{+0,18}_{-0,06} \times 10^3$	-1/3
	τ	1777	-1
	ν_τ	$< 18,2$	0

Cuadro 1.1: Generaciones de Fermiones.

A diferencia de los leptones, los quarks se encuentran confinados dentro de los hadrones, y no son observados como partículas físicas. Por lo que las masas de los quarks no pueden ser medidas directamente, pero pueden ser determinadas indirectamente.

²Basados en los datos del Particle data group.

tamente a través de sus influencias en las propiedades hadrónicas. A pesar de eso, se tiende a hablar de las masas de los quarks de manera similar a como se habla de la masa del electrón y del muón, pero cualquier referencia cuantitativa acerca de los valores de las masas de los quarks debe ser cuidadosamente referida al modelo teórico particular que se use para definirlos. Es importante mantener este esquema de dependencia en mente cuando se usa las masas de los quarks tabulados anteriormente, donde el esquema de renormalización usado fue el esquema \overline{MS} [17].

Después de haber dado una revisión de las partículas, pasaremos a detallar las interacciones del ME. Las diferentes interacciones son descritas en el lenguaje cuántico en término de intercambio de bosones característicos entre los fermiones constituyentes. Los bosones intermediarios son listados en el Cuadro 1.2:

Tipos de Interacciones				
Interacción	Grupo de Calibre	Bosón	Símbolo	Magnitud Relativa
Fuerte	SU(3)	gluones(8 tipos)	G	1
Electromagnética	U(1)	fotón	γ	10^{-2}
Débil	SU(2)	bosones intermediarios	W^\pm, Z^0	10^{-7}
Gravitacional	?	gravitón	g	10^{-39}

Cuadro 1.2: Tipos de Interacción.

Tal como muestra el cuadro, existen cuatro tipos de interacciones fundamentales. *Las interacciones fuertes* son las responsables de ligar a los quarks dentro del neutrón y del protón, y a la vez, mantener al neutrón y a el protón en el núcleo. La fuerza entre quarks es mediada por las partículas no masivas llamadas *gluones*.

Las interacciones electromagnéticas son las responsables de casi todos los fenómenos de la física extra nuclear, en particular son las causantes de ligar a los electrones en los núcleos, a los átomos en las moléculas, y de las fuerzas inter moleculares en los líquidos y sólidos. Estas interacciones son mediadas por el intercambio *fotones*.

Las interacciones débiles son tipificadas por los procesos de decaimiento β nuclear, el cual envuelve la emisión por un núcleo radiactivo de un electrón y un neutrino. Los mediadores de la fuerza débil son los *bosones* W^\pm y Z^0 , con masas del orden de 100 veces la masa del protón.

Las interacciones gravitacionales actúan sobre todas los tipos de partículas. La partícula mediadora es el *gravitón*. En la escala de los experimentos de la física de partículas la interacción gravitacional es la más débil, y para efectos prácticos, no se considera dentro del ME.

1.2. El Lagrangiano del ME

Dependiendo de los tipos de partículas e interacciones involucradas, el lagrangiano del ME puede ser dividido en varios sectores. Queremos indicar que como el presente trabajo apunta a descibir un proceso específico en el cual no intervienen los quarks, no vamos a considerar dicho sector en el lagrangiano total. Entonces considerenado

esta condición, el lagrangiano del ME puede ser escrito como:

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}_L + \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y$$

Dónde \mathcal{L}_L es la densidad de Lagrangiano leptónico, \mathcal{L}_B es la densidad de Lagrangiano de los bosones de calibre, \mathcal{L}_H el Lagrangeano de Higgs y \mathcal{L}_Y el Lagrangiano de Yukawa.

1.2.1. El Lagrangeano Leptónico

El ME propone una representación doblete para los campos izquierdos y singletes para los campos derechos, de la siguiente manera:

$$L_\ell = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\ell} \\ \psi_\ell \end{pmatrix}_L, \quad R_\ell = (\psi_\ell)_R \quad (1.1)$$

Donde ℓ corre sobre las generaciones de leptones, cuyos valores van de 1 a 3, correspondiendo el valor 1 al electrón, el 2 al muón y el 3 al tauón. Se debe recordar que los subíndices L (izquierdo) y R (derecho), aparecen debido a que los operadores de proyección de helicidad han sido aplicados sobre las funciones de onda, donde $\psi_L = P_L \psi$ y $\psi_R = P_R \psi$, con $P_L = (1 - \gamma^5)/2$ y $P_R = (1 + \gamma^5)/2$.

El lagrangiano leptónico libre no masivo basado en el lagrangiano de Dirac es:

$$\mathcal{L}_L = \frac{i}{2} \sum_{\ell=1}^3 \{ \bar{L}_\ell \not{\partial} L_\ell + \bar{R}_\ell \not{\partial} R_\ell \} + \text{h.c}$$

con $\bar{L}_\ell = L_\ell^\dagger \gamma^0$.

Dado que el lagrangiano propuesto debe ser invariante por transformaciones de calibre local:

$$\begin{aligned} L_\ell' &= \exp [i \alpha(x)_j \sigma_j + i \beta(x) Y] L_\ell \\ R_\ell' &= \exp [i \beta(x) Y] R_\ell \end{aligned} \quad (1.2)$$

con α y β parámetros pertenecientes a los grupos $SU(2)$ y $U(1)$ respectivamente, σ_j matrices de Pauli, e Y la hipercarga. Las derivadas anteriores se deben cambiar por las derivadas covariantes:

$$\begin{aligned} D_L^\mu &= \partial^\mu - i (g/2) \sigma_j A_j^\mu + i g' B^\mu Y \\ D_R^\mu &= \partial^\mu + i g' B^\mu Y \end{aligned} \quad (1.3)$$

obteniendo:

$$\mathcal{L}_L = \frac{i}{2} \sum_{\ell=1}^3 \{ \bar{L}_\ell \not{D}_L L_\ell + \bar{R}_\ell \not{D}_R R_\ell \} + \text{h.c} \quad (1.4)$$

donde $\not{D}_L \equiv \gamma_\mu D_L^\mu$ y g' , g son las constantes de acoplamiento de los grupos $U(1)$ y $SU(2)$ respectivamente. A^μ , B^μ son los campos de calibre.

- El lagrangiano presentado en (1.4) cumple con todos los requisitos necesarios para describir de manera adecuada a los leptones, es un escalar real, covariante (invariante ante una transformación de Lorentz), e invariante de calibre por el grupo de simetría al que pertenece, etc.³

1.2.2. El Lagrangiano Bosónico

Hasta ahora hemos presentado el lagrangiano de los leptones y sus interacciones con los campos de calibre via la derivada covariante. La densidad lagrangiana completa del ME debe también contener términos que describan a los bosones de calibre cuando no hay leptones presentes (lagrangiano libre bosónico). Estas expresiones también deben ser invariantes de calibre local $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

De forma similar que en el caso de los leptones por el momento asumiremos que los bosones de calibre carecen de masa.

En esta sección vamos a describir la parte cinética de los campos de calibre y sus autointeracciones, para ello propondremos en analogía al caso electromagnético el lagrangiano bosónico [18]:

$$\mathcal{L}_B = \frac{1}{2g^2} \text{Tr} (\mathcal{F}_{\mu\nu} \mathcal{F}^{\mu\nu}) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

donde los campos se expanden en función a los generadores del grupo:

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}(x) = -\frac{ig}{2} \sigma_a F_{\mu\nu}^a(x), \quad A_\mu(x) = -\frac{ig}{2} \sigma_a A_\mu^a(x)$$

Resultando:

$$\mathcal{L}_B = -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

Para mantener la invariancia de calibre local del lagrangiano, los tensores deben tomar la forma[18]:

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g \varepsilon_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c, & a = 1,2,3. \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned} \quad (1.7)$$

El lagrangiano (1.5) involucra los campos de calibre conectados con los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, tal como se mencionó anteriormente, el número de dichos campos esta relacionado con el de los generadores del grupo. En nuestro caso contamos con cuatro campos de calibre, A^1 , A^2 , A^3 y B .

³Para ver los detalles y desarrollos, se recomienda revisar la bibliografía [18].

1.2.3. Lagrangiano Escalar

Hasta ahora todos los leptones, y bosones de calibre se consideraron no masivos, pero en realidad de todas las partículas que propone el modelo sólo los fotones carecen de masa (en el ME y en el modelo que vamos a desarrollar consideraremos a los neutrinos como no masivos)⁴. La simple adición de los términos de masa a la densidad lagrangiana estropea la invariancia de calibre y la renormalización de la teoría. Con el fin de mantener la teoría renormalizable, es esencial introducir las masas por un mecanismo que mantenga la invariancia de calibre de la densidad lagrangiana, y esto se logra mediante el mecanismo de Higgs.

Dicho mecanismo usa la quiebra espontánea de la simetría (QES), propuesta inicialmente por Goldstone, Salam y Weinberg [19], la cual establece que bajo una cierta transformación de simetría el lagrangiano permanece invariante, pero no así el estado del vacío. Si la simetría es global, aparece una partícula sin masa llamada el bosón de Nambu-Goldstone [20].

Cuando éste método se aplica a una teoría de calibre local, sucede algo sorprendente, en dicho caso se encuentra que los bosones de Nambu-Goldstone, son absorbidos por las partículas de calibre, convirtiendo a las partículas sin masa en masivas, éste es el llamado mecanismo de Higgs-Kibble [21].

Ahora debemos construir un lagrangiano invariante de calibre local para las partículas de spin cero, conformado por una parte libre o cinética, y por un potencial. Al introducir la derivada covariante en la parte cinética, aseguramos su invariancia de calibre. El potencial más general invariante de calibre que consiste de dos términos, se muestra a continuación en la propuesta de Lagrangeano:

$$\mathcal{L}_H = [D^\mu \Phi]^\dagger [D_\mu \Phi] + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda^2 [\Phi^\dagger \Phi]^2 \quad (1.8)$$

De igual manera que en los campos leptónicos y bosónicos, el lagrangiano de Higgs debe ser invariante bajo la transformación de calibre local del grupo que estudia el modelo, entonces para que esto se cumpla, la derivada toma la forma:

$$D_\mu = \left[\partial_\mu - \frac{i g}{2} \tau_j A_\mu^j + \frac{i g'}{2} Y B_\mu \right]$$

Donde de manera similar que lo visto anteriormente, g y g' son las constantes de acoplamiento, σ_j e Y son los generadores, y B_μ y A_μ^j son los campos de calibre de los grupos $U(1)_Y$ y $SU(2)_L$ respectivamente.

La QES implica que el campo de Higgs se expanda alrededor del vacío⁵:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

Donde v es el valor esperado del vacío y h viene a representar la partícula de Higgs.

⁴Ver los límites en las masas de los neutrinos mostrados en el Cuadro 1.1

⁵Ver apéndice ⁶ de la referencia [18]

1.2.4. Lagrangiano de Yukawa

En la sección anterior, se introdujo el campo de Higgs, necesario para generar masa a las partículas del ME. En el mecanismo de la QES se precisó que son los campos escalares los responsables de generar masa a las partículas, entonces es necesario tener un acople entre ellos con el resto de partículas del modelo. Con los bosones no existe ningún problema ya que ellos se acoplan a los escalares mediante la derivada covariante, pero en el caso de los leptones los lagrangianos vistos hasta ahora no presentan acople alguno con los escalares. Vemos necesario introducir un nuevo lagrangiano (a mano) en el que el campo de Higgs, se acople con los campos de los leptones, por lo que se propone:

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_l g_l \left[\bar{R}_l \Phi^\dagger L_l + \text{h.c.} \right] \quad (1.9)$$

Este lagrangiano es conocido como el lagrangiano de Yukawa, donde se introduce una nueva constante de acoplamiento adimensional g_l .

■ Se debe notar que no se ha mostrado el lagrangeano después de la quiebra de simetría, ya que la idea del presente capítulo sólo era indicar los ingredientes con los que contamos para estructurar la teoría; los detalles y cálculos fueron desarrollados en la bibliografía [18].

1.3. Alcances y limitaciones del ME

En las últimas décadas hubo un gran avance en nuestro entendimiento de las partículas elementales y sus interacciones. Ahora tenemos una teoría matemáticamente coherente de las interacciones fuerte, electromagnética y débil (el ME) cuya mayoría de aspectos han sido satisfactoriamente verificados en experimentos con colisionadores y aceleradores. Este modelo también nos provee de una estructura exitosa que ha sido fuertemente delimitada por muchas observaciones en cosmología y astrofísica.[22]

Sin embargo muy pocos creen que el ME sea la última teoría: es muy complicada y arbitraria, no nos provee de un entendimiento de los patrones de las masas de los fermiones y sus mezclas, y no incorpora una teoría cuántica de la gravedad. Además los orígenes de la quiebra de la simetría electrodébil así como el mecanismo de Higgs son hoy día todavía inciertos (no hay una verificación experimental concluyente que los confirme). Los recientes descubrimientos sobre la masa de los neutrinos pueden ser incorporados, con diferentes implicaciones para la física a escalas de distancia cortas. Finalmente la observación de materia y energía oscura sugieren nuevas partículas más allá del ME.[22]

Muchos de los esfuerzos teóricos involucran construcción de modelos que nos lleven a nueva física a la escala de los TeV, tales como supersimetría o modelos alternativos de quiebra espontánea de la simetría. Otros se encuentran examinando la

promisoria idea de teoría de supercuerdas, la cual ofrece una esperanza de una última unificación de todas las fuerzas, incluyendo la gravedad. Consideramos que la combinación de este conjunto de ideas son necesarias para conseguir algún progreso. De cualquier forma nuevos datos experimentales son urgentemente necesarios, tales como los que se esperan obtener del Large Hadron Collider (LHC) [22].

Modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$

Índice

2.1. Sector Leptónico	9
2.2. Sector Bosónico	10
2.3. Sector Escalar	11
2.3.1. QES para el Término Cinético del Lagrangiano Escalar	13
2.3.2. QES para el Potencial del Lagrangiano Escalar	15
2.4. Sector de Yukawa	16

De acuerdo con la programática planteada originalmente; en el primer capítulo se buscó delinear los conceptos e ideas que abarcan al actual ME ($SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) de partículas elementales, para que basados en dicho esquema podamos abordar de forma directa al modelo extendido “ $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ con leptones pesados” propuesto por Pleites y Tonasse [23]. En dicho modelo sólo se ha agrandado el grupo de simetría, de tal manera que comparado con el ME su estructura básica no se vea alterada. Esto nos lleva a un incremento en el contenido de partículas, tales como el bosón Z'_0 y los bileptones (V^\pm, U^\pm).

De manera similar a lo realizado anteriormente, vamos a dividir el lagrangiano total electrodébil, en sectores, dependiendo de su contenido de partículas e interacciones:

$$\mathcal{L}_{331} = \mathcal{L}_L + \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y$$

donde \mathcal{L}_L es la densidad de Lagrangiano leptónico, \mathcal{L}_B es la densidad de Lagrangiano bosónico, \mathcal{L}_H el Lagrangiano de Higgs y \mathcal{L}_Y el Lagrangiano de Yukawa. Consideramos importante resaltar que tanto el sector leptónico y bosónico serán tratados de una manera breve ya que los detalles han sido desarrollados en anteriores trabajos [18],[23], pero si pondremos énfasis en el sector escalar, debido a su dependencia con los términos de interacción necesarios para analizar el proceso Higgs-strahlung.

2.1. Sector Leptónico

La extensión del modelo en el sector leptónico, se basa en la representación triplete para los campos izquierdos [26]:

$$L_\ell : \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ E^+ \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \\ M^+ \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \\ T^+ \end{pmatrix}_L \sim (3, 0)$$

y singletes para los campos derechos:

$$R_\ell : \begin{cases} e_R^-, & \mu_R^-, & \tau_R^- & \sim (1, -1) \\ E_R^+, & M_R^+, & T_R^+ & \sim (1, +1) \end{cases}$$

Notemos que a diferencia del (ME), se han introducido tres nuevos leptones pesados cargados: E^+ , M^+ y T^+ , donde la masa del E^+ está restringida al intervalo 38,17 – 45,57 GeV mientras que los otros leptones exóticos pueden tener masas mayores que $M_Z/2$ [23].

Propuesto el contenido de partículas, la construcción del lagrangiano es similar a la del ME, para mantener la invariancia del lagrangiano bajo una transformación de calibre local, se necesita que las derivadas tomen la forma:

$$\begin{aligned} D^\mu L_\ell &= \left[\partial^\mu - \frac{ig}{2} \lambda_j A_j^\mu + ig' B^\mu N \right] L_\ell \\ D^\mu R_\ell &= \left[\partial^\mu + ig' B^\mu N \right] R_\ell \end{aligned}$$

donde g y g' son las constantes de acoplamiento, A_μ^j y B^μ son los campos de calibre de los grupos $SU(3)_L$ y $U(1)_N$ respectivamente, y λ_j son las matrices de Gell-Mann. El lagrangiano leptónico se escribe como:

$$\mathcal{L}_L = \frac{i}{2} \sum_\ell \{ \bar{L}_\ell \not{D} L_\ell + \bar{R}_\ell \not{D} R_\ell \} + \text{h.c.} \quad (2.1)$$

La suma se realiza sobre las generaciones de leptones ($\ell = e, \mu, \tau$). La relación de Gell-Mann-Nishijima para este modelo es:

$$\frac{Q}{e} = \frac{1}{2} (\lambda_3 - \sqrt{3}\lambda_8) + N, \quad (2.2)$$

que relaciona la carga eléctrica Q , con la hipercarga N de los multipletes.

2.2. Sector Bosónico

El desarrollo del sector bosónico para el modelo estudiado es bastante similar al mostrado en el ME; la diferencia reside en el grupo de simetría, lo que nos lleva a trabajar con ocho campos de calibre para el grupo $SU(3)$ y un campo de calibre para el grupo $U(1)$, obteniendo un total de nueve campos A_μ^1, \dots, A_μ^8 , y B_μ . Los detalles de la construcción del lagrangiano y su desarrollo total fueron desmenuzados en la referencia [18], por tal motivo aquí sólo resumiremos los aspectos más relevantes. El lagrangiano de Yang-Mills invariante por el grupo $SU(3) \otimes U(1)$, en analogía al caso electromagnético es [18]:

$$\mathcal{L}_B = -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.3)$$

La invariancia de calibre exige que los campos tensoriales tomen la forma[18]:

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad a = 1, \dots, 8 \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned}$$

Las constantes de estructura f_{abc} adquieren los siguientes valores para el grupo $SU(3)$:

$$\begin{cases} f_{123} = 1 \\ f_{147} = -f_{156} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = -f_{367} = 1/2 \\ f_{458} = f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2} \end{cases}$$

En el modelo, se definen los siguientes bosones de calibre [25]:

$$\begin{aligned} -\sqrt{2}W^\pm &= A^1 \mp iA^2, \\ -\sqrt{2}V^\pm &= A^4 \pm iA^5, \\ -\sqrt{2}U^{\pm\pm} &= A^6 \pm iA^7 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Esto nos permite utilizar la simplificación para los tensores físicos [27]:

$$W_{\mu\nu}^\pm = -\frac{(F_{\mu\nu}^1 \mp iF_{\mu\nu}^2)}{\sqrt{2}}, \tag{2.5}$$

$$V_{\mu\nu}^\pm = -\frac{(F_{\mu\nu}^4 \pm iF_{\mu\nu}^5)}{\sqrt{2}}, \tag{2.6}$$

$$U_{\mu\nu}^{\pm\pm} = -\frac{(F_{\mu\nu}^6 \pm iF_{\mu\nu}^7)}{\sqrt{2}} \tag{2.7}$$

Con esta notación el lagrangiano bosónico resulta:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_B &= -\frac{1}{4} \{ 2 W_{\mu\nu}^+ W^{\mu\nu-} + F_{\mu\nu}^3 F^{3\mu\nu} + 2 V_{\mu\nu}^+ V^{\mu\nu-} + 2 U_{\mu\nu}^{++} U^{\mu\nu--} + F_{\mu\nu}^8 F^{8\mu\nu} \} \\ &\quad - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \end{aligned} \tag{2.8}$$

Hasta aquí hemos escrito el lagrangiano bosónico en función a las nuevas variables introducidas, el siguiente paso será desarrollar cada uno de los términos que componen el lagrangiano e identificar los campos involucrados en (2.4) de tal manera que los únicos campos de la simetría que todavía deben aparecer son A_3 , A_8 y B , donde su identificación con los campos físicos se obtiene después de la quiebra espontánea de la simetría (QES).

Como se indicó, no se mostrarán ni el desarrollo ni los resultados del sector bosónico, ya que no participan directamente del cálculo que se desea llevar a cabo. Para cualquier consulta se recomienda revisar la referencia [18].

2.3. Sector Escalar

Tal como se mencionó al principio del capítulo, el desarrollo completo de este sector es necesario para poder realizar el cálculo de la sección eficaz total del proceso

Higgs-Strahlung; que es el objetivo del presente trabajo. Para esto es necesario determinar explícitamente la parte cinética del lagrangiano y obtener la relación entre los campos de la simetría y los campos físicos (Higgs) del modelo.

En el presente contexto, se considera necesario para generar masa a todas las partículas del modelo tres tripletes escalares con la siguiente representación [25]:

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta_1^- \\ \eta_2^+ \end{pmatrix} (3, 0); \quad \rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix} (3, 1); \quad \chi = \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix} (3, -1) \quad (2.9)$$

Proponemos un lagrangiano escalar basado en los campos escalares introducidos:

$$\mathcal{L}_H = T + V \quad (2.10)$$

donde:

$$T = (D_\mu \eta)^\dagger (D^\mu \eta) + (D_\mu \rho)^\dagger (D^\mu \rho) + (D_\mu \chi)^\dagger (D^\mu \chi), \quad (2.11)$$

el potencial más general V tiene la forma [24]:

$$V = V^{(2)} + V^{(3)} + V^{(4)}$$

con

$$V^{(2)} = \mu_1^2 \eta^\dagger \eta + \mu_2^2 \rho^\dagger \rho + \mu_3^2 \chi^\dagger \chi \quad (2.12)$$

$$V^{(3)} = \frac{f_1}{2} \varepsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + \text{h.c.} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} V^{(4)} = & \alpha_1 (\eta^\dagger \eta)^2 + \alpha_2 (\rho^\dagger \rho)^2 + \alpha_3 (\chi^\dagger \chi)^2 + \alpha_4 (\rho^\dagger \rho) (\eta^\dagger \eta) \\ & + \alpha_5 (\chi^\dagger \chi) (\eta^\dagger \eta) + \alpha_6 (\chi^\dagger \chi) (\rho^\dagger \rho) + \alpha_7 (\rho^\dagger \rho) (\eta^\dagger \rho) + \alpha_8 (\chi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \chi) + \\ & + \alpha_9 (\chi^\dagger \rho) (\rho^\dagger \chi) + [\alpha_{10} (\chi^\dagger \eta) (\rho^\dagger \eta) + \text{h.c.}] \end{aligned} \quad (2.14)$$

La invariancia de calibre local del lagrangiano exige que la derivada covariante tome la forma:

$$D^\mu \varphi_k = \left[\partial^\mu - \frac{i g}{2} \lambda_j A_j^\mu + i g' B^\mu N_\varphi \right] \varphi_k \quad (2.15)$$

Donde $\varphi_k = \eta, \rho, \chi$.

Los valores de expectación del vacío para las componentes neutras escalares las definimos como[25]:

$$\langle \eta^0 \rangle = \frac{v_\eta}{\sqrt{2}}, \quad \langle \rho^0 \rangle = \frac{v_\rho}{\sqrt{2}}, \quad \langle \chi^0 \rangle = \frac{v_\chi}{\sqrt{2}}$$

Basados en el mecanismo de la QES explicado en la sección 1.2.3, procedemos a expandir los campos escalares alrededor del vacío:

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_\eta + H_\eta(x) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \rho = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_\rho + H_\rho(x) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_\chi + H_\chi(x) \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

2.3.1. QES para el Término Cinético del Lagrangiano Escalar

Después de la QES y de desarrollar la derivada covariante en función a los campos de calibre en (2.11), obtenemos [18]:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H_\eta) (\partial^\mu H_\eta) + \frac{1}{2} (\partial_\mu H_\rho) (\partial^\mu H_\rho) + \frac{1}{2} (\partial_\mu H_\chi) (\partial^\mu H_\chi) + \Delta_\eta + \Delta_\rho + \Delta_\chi \\ &+ \left[\frac{g^2}{4} (v_\eta^2 + v_\rho^2) \right] W_\mu^- W^{\mu+} + \left[\frac{g^2}{4} (v_\eta^2 + v_\chi^2) \right] V_\mu^- V^{\mu+} + \left[\frac{g^2}{4} (v_\rho^2 + v_\chi^2) \right] U_\mu^- U^{\mu+} \\ &+ \frac{1}{2} (A_\mu^3, A_\mu^8, B_\mu) \frac{g^2}{4} \begin{pmatrix} v_\eta^2 + v_\rho^2 & \frac{1}{\sqrt{3}}(v_\eta^2 - v_\rho^2) & -2\frac{g'}{g}v_\rho^2 \\ \frac{1}{\sqrt{3}}(v_\eta^2 - v_\rho^2) & \frac{1}{3}(v_\eta^2 + v_\rho^2 + 4v_\chi^2) & \frac{2}{\sqrt{3}}\frac{g'}{g}(v_\rho^2 + 2v_\chi^2) \\ -2\frac{g'}{g}v_\rho^2 & \frac{2}{\sqrt{3}}\frac{g'}{g}(v_\rho^2 + 2v_\chi^2) & 4\frac{g'^2}{g^2}(v_\rho^2 + v_\chi^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^{3\mu} \\ A^{8\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Donde Δ_η , Δ_ρ y Δ_χ son los términos de interacción¹.

$$\begin{aligned} \Delta_\eta &= \frac{g^2}{8} \left(\frac{c_{2W}}{c_W} \right)^2 Z_\mu Z^\mu (v_\eta^2 + 2v_\eta H_\eta + H_\eta^2) \\ &- \frac{g^2}{4\sqrt{3}} \sqrt{1 - 4s_W^2} \left(\frac{c_{2W}}{c_W} \right) Z_\mu Z^{\mu'} (v_\eta^2 + 2v_\eta H_\eta + H_\eta^2) \\ &+ \frac{g^2}{8} \frac{(1 - 4s_W^2)}{3c_W^2} Z'_\mu Z'^{\mu'} (v_\eta^2 + 2v_\eta H_\eta + H_\eta^2) \\ &+ \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{\mu-} (v_\eta^2 + 2v_\eta H_\eta + H_\eta^2) \\ &+ \frac{g^2}{4} V_\mu^+ V^{\mu-} (v_\eta^2 + 2v_\eta H_\eta + H_\eta^2) \end{aligned} \quad (2.18)$$

¹Ver apéndice A.1

$$\begin{aligned}
\Delta_\rho = & 2g^2 s_W^2 A_\mu A^\mu (v_\rho^2 + 2v_\rho H_\rho + H_\rho^2) \\
& + \frac{g^2}{8} \left(\frac{c_{2W}}{c_W} \right)^2 Z_\mu Z^\mu (v_\rho^2 + 2v_\rho H_\rho + H_\rho^2) \\
& + g^2 \left(\frac{s_W c_{2W}}{c_W} \right) A_\mu Z^\mu (v_\rho^2 + 2v_\rho H_\rho + H_\rho^2) \\
& + \frac{g^2}{4\sqrt{3}} \frac{(1 - 10s_W^2)}{\sqrt{1 - 4s_W^2}} \left(\frac{c_{2W}}{c_W^2} \right) Z_\mu Z'^\mu (v_\rho^2 + 2v_\rho H_\rho + H_\rho^2) \\
& + \frac{g^2}{\sqrt{3}} \frac{(1 - 10s_W^2)}{\sqrt{1 - 4s_W^2}} \left(\frac{s_W}{c_W} \right) A_\mu Z'^\mu (v_\rho^2 + 2v_\rho H_\rho + H_\rho^2) \\
& + \frac{g^2}{24} \frac{(1 - 10s_W^2)^2}{(1 - 4s_W^2)} \left(\frac{1}{c_W^2} \right) Z'_\mu Z'^\mu (v_\rho^2 + 2v_\rho H_\rho + H_\rho^2) \\
& + \frac{g^2}{4} W_\mu^- W^{\mu+} (v_\rho^2 + 2v_\rho H_\rho + H_\rho^2) \\
& + \frac{g^2}{4} U_\mu^{--} U^{\mu++} (v_\rho^2 + 2v_\rho H_\rho + H_\rho^2)
\end{aligned} \tag{2.19}$$

$$\begin{aligned}
\Delta_\chi = & 2g^2 s_W^2 A_\mu A^\mu (v_\chi^2 + 2v_\chi H_\chi + H_\chi^2) \\
& + \frac{g^2}{8} \left(\frac{s_W^2}{c_W} \right)^2 Z_\mu Z^\mu (v_\chi^2 + 2v_\chi H_\chi + H_\chi^2) \\
& - g^2 \left(\frac{s_W^3}{c_W} \right) A_\mu Z^\mu (v_\chi^2 + 2v_\chi H_\chi + H_\chi^2) \\
& + \frac{2g^2}{4\sqrt{3}} \frac{(7s_W^2 - 1)}{\sqrt{1 - 4s_W^2}} \left(\frac{s_W^2}{c_W^2} \right) Z_\mu Z'^\mu (v_\chi^2 + 2v_\chi H_\chi + H_\chi^2) \\
& - \frac{2g^2}{\sqrt{3}} \frac{(7s_W^2 - 1)}{\sqrt{1 - 4s_W^2}} \left(\frac{s_W}{c_W} \right) A_\mu Z'^\mu (v_\chi^2 + 2v_\chi H_\chi + H_\chi^2) \\
& + \frac{4g^2}{24} \frac{(7s_W^2 - 1)^2}{(1 - 4s_W^2)} \left(\frac{1}{c_W^2} \right) Z'_\mu Z'^\mu (v_\chi^2 + 2v_\chi H_\chi + H_\chi^2) \\
& + \frac{g^2}{4} V_\mu^- V^{\mu+} (v_\chi^2 + 2v_\chi H_\chi + H_\chi^2) \\
& + \frac{g^2}{4} U_\mu^{--} U^{\mu++} (v_\chi^2 + 2v_\chi H_\chi + H_\chi^2)
\end{aligned} \tag{2.20}$$

donde [25]:

$$s_W = \frac{t}{(1 + 4t^2)^{1/2}}, \quad t = g'/g \tag{2.21}$$

A partir de los términos de interacción agrupamos a aquellos que contengan el acople entre los campos $H_\varphi ZZ$, ($\varphi = \eta, \rho, \chi$) necesarios para calcular la sección eficaz del proceso que nos interesa, resultando:

$$\mathcal{L}_{H_\varphi ZZ} = \frac{g^2}{4} \left(\frac{s_W^2}{c_W} \right)^2 Z_\mu Z^\mu (v_\eta H_\eta + v_\rho H_\rho + v_\chi H_\chi) \tag{2.22}$$

Ahora la diagonalización de la matriz de masa mostrada en (2.17) ya fue desarrollada en [18], donde se encontró la siguiente relación entre los campos físicos y los campos

de la simetría:

$$\begin{aligned}
A_\mu^3 &= s_W A_\mu + c_W Z_\mu \\
A_\mu^8 &= -\sqrt{3} s_W A_\mu - \sqrt{3} s_W t_W Z_\mu - \frac{\sqrt{1-4s_W^2}}{c_W} Z'_\mu \\
B_\mu &= \sqrt{1-4s_W^2} A_\mu - t_W \sqrt{1-4s_W^2} Z_\mu - \sqrt{3} t_W Z'_\mu
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Donde $t = g'/g \equiv \tan \theta$.

2.3.2. QES para el Potencial del Lagrangiano Escalar

La expansión de los campos escalares para los potenciales (2.13),(2.14) en la base H_η , H_ρ y H_χ nos permite encontrar la matriz de masa para los campos neutros:

$$M^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 8\alpha_1 v^2 - f_1 u \omega / v & 4\alpha_4 v u + f_1 \omega & 4\alpha_5 v \omega + f_1 u \\ 4\alpha_4 v u + f_1 \omega & 8\alpha_2 u^2 - f_1 v \omega / u & 4\alpha_6 u \omega + f_1 v \\ 4\alpha_5 v \omega + f_1 u & 4\alpha_6 u \omega + f_1 v & 8\alpha_3 \omega^2 - f_1 v u / \omega \end{pmatrix} \tag{2.24}$$

donde:

$$v_\eta \equiv v, \quad v_\rho \equiv u, \quad v_\chi \equiv \omega$$

La diagonalización de esta matriz nos permitirá encontrar los estados físicos y sus respectivas masas. Usando la aproximación dada en [24] y [28], se obtiene:

$$m_{01}^2 \approx 4 \left(\frac{\alpha_2 u^4 - \alpha_1 v^4}{v^2 - u^2} \right), \tag{2.25}$$

$$m_{02}^2 \approx \left(\frac{v^2 + u^2}{2vu} \right) \omega^2, \tag{2.26}$$

$$m_{03}^2 \approx -4 \alpha_3 \omega^2, \tag{2.27}$$

y la relación entre los campos físicos y los campos de la simetría:

$$H_\eta \approx \frac{v}{(v^2 + u^2)^{1/2}} H_1^0 + \frac{u}{(v^2 + u^2)^{1/2}} H_2^0 \tag{2.28}$$

$$H_\rho \approx \frac{u}{(v^2 + u^2)^{1/2}} H_1^0 - \frac{v}{(v^2 + u^2)^{1/2}} H_2^0 \tag{2.29}$$

$$H_\chi \approx H_3^0 \tag{2.30}$$

De los valores obtenidos para las masas de los Higgs, notamos que una de ellas Ec.(2.25) no depende del valor de ω . Por otra parte sabemos que los valores de expectación de los campos escalares cumplen con la relación $\omega \gg u, v$ [25] por lo que podemos identificar al campo H_1^0 con masa m_{01} como el Higgs predicho por el ME.

Si ahora reemplazamos las ecuaciones (2.28), (2.29) en (2.22), se obtiene:

$$\mathcal{L}_{\mathcal{HZZ}} = \frac{g^2}{4} \left(\frac{c_{2W}}{c_W} \right)^2 (v_\eta^2 + v_\rho^2)^{1/2} Z_\mu Z^\mu H_1^0 \quad (2.31)$$

2.4. Sector de Yukawa

A continuación se muestra el lagrangiano de Yukawa del sector electrodébil, que es incorporado a mano en el presente modelo con el objetivo de generar masa a los leptones [24]:

$$\mathcal{L}_Y = -h_{ab} \bar{L}_a e_{R_b}^- \rho - g_{ab} \bar{L}_a E_{R_b}^+ \chi + h.c. \quad (2.32)$$

Podemos observar que este lagrangeano sólo depende de los campos de Higgs ρ y χ , ya que según el modelo ellos van a ser los responsables de generar masa al sector de los leptones, que es el sector que nos interesa, y el campo de Higgs faltante η es responsable de generar masa al sector de quarks.

Cálculo de la Sección Eficaz Total para el proceso Higgs-Strahlung No Polarizado

Índice

3.1. El Proceso	17
3.2. Reglas de Feynman	18
3.3. Cálculo de la Sección Eficaz Total	20
3.3.1. Desarrollo de la Amplitud	20
3.3.2. Cinemática	21

En el presente capítulo nos centraremos en el cálculo de la sección eficaz total del proceso Higgs-Strahlung no polarizado en el modelo electrodébil $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ a nivel de árbol.

Cabe resaltar que este proceso es propuesto como uno de los principales mecanismos para detectar a la partícula de Higgs en el proyectado Colisionador Lineal Internacional (ILC) [29]. Basado en el proceso Higgs-strahlung, es posible medir la masa del Higgs por determinación directa de su decaimiento o por el retroceso sufrido por el bosón Z del estado final [29].

El esquema que se desarrollará en este capítulo se basa en presentar las reglas de Feynman necesarias para calcular la amplitud del proceso, mostrando únicamente los resultados en la construcción de la amplitud, ya que los cálculos puntuales se explicarán en los respectivos apéndices. Luego se analiza la cinemática del proceso y finalmente se integra para calcular la sección eficaz total.

3.1. El Proceso

El proceso Higgs-Strahlung, está basado en la dispersión entre un electrón y un positrón, resultando como productos finales a un bosón vectorial Z , y al Higgs H :

$$e^+ + e^- \rightarrow H + Z$$

El diagrama de Feynman del proceso mencionado es:

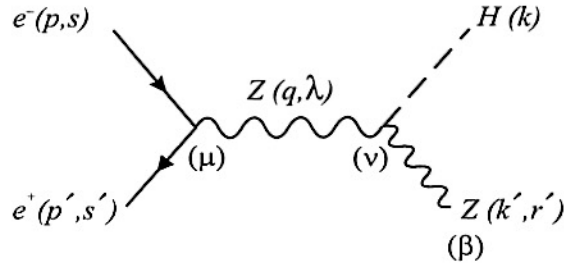


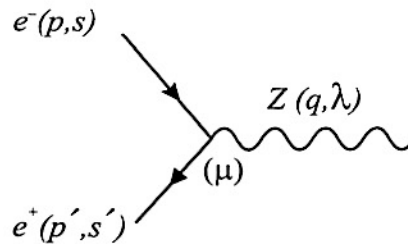
Figura 3.1: Diagrama de Feynman para el proceso Higgs-Strahlung.

Donde el electrón(positrón) es etiquetado con cuádrimomento $p(p')$ y polarización $s(s')$. La partícula virtual mediadora de la interacción es el bosón Z , con cuádrimomento q y polarización λ . Las partículas resultantes son el bosón físico Z con cuádrimomento k' y polarización r' y el bosón de Higgs con cuádrimomento k .

3.2. Reglas de Feynman

A continuación presentaremos las tres reglas de Feynman necesarias para construir la amplitud del proceso. La primera de ellas que involucra la interacción entre el electrón, el positrón y el bosón Z ha sido tomada de las referencias [26],[30]; la segunda regla es dada por el propagador del bosón Z , mientras que la tercera regla que involucra la interacción entre dos bosones Z con la partícula de Higgs H , ha sido deducida del lagrangiano de interacción desarrollado en el capítulo anterior, ecuación (2.31).

Primera Regla

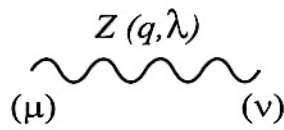


$$\frac{-ig\gamma^\mu}{2 \cos \theta_W} (C_V - C_A \gamma_5)$$

donde:

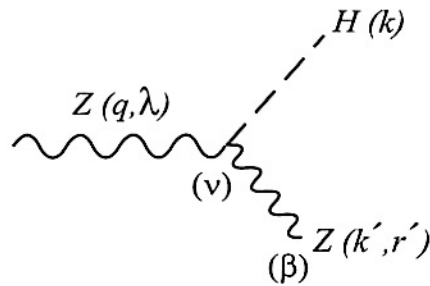
$$C_V = \frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_W), \quad C_A = \frac{1}{2}$$

Segunda Regla



$$i \left[\frac{-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2}}{q^2 - M_Z^2} \right]$$

Tercera Regla



$$i \frac{g^2}{2} \left(\frac{\cos 2\theta_W}{\cos \theta_W} \right)^2 (v_\eta^2 + v_\rho^2)^{1/2} g^{\nu\beta}$$

3.3. Cálculo de la Sección Eficaz Total

La sección eficaz diferencial en el referencial del C.M, para dos partículas incidentes y dos partículas en el estado final, es dada por [17]:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}|^2}{4 \sqrt{(p \cdot p')^2 - M_e^2 M_e^2}} \left[\left(\frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3 2E_1} \right) \left(\frac{d^3 \mathbf{k}'}{(2\pi)^3 2E_2} \right) \right] \delta^{(4)}(p + p' - k - k') \quad (3.1)$$

Los cuadrimentos involucrados están relacionados con el diagrama mostrado en la Figura (4.1). Además E_1 es la energía del Higgs, y E_2 el la energía del bosón Z .

3.3.1. Desarrollo de la Amplitud

De acuerdo a las reglas de Feynman del modelo, y basado con el diagrama mostrado en la Figura (4.1), la contribución para el proceso de dispersión vienen dadas por la siguiente amplitud:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}^\beta \varepsilon_\beta$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^\beta &= \left\{ i \frac{g^2}{2} \left(\frac{\cos 2\theta_w}{\cos \theta_w} \right)^2 (v_\eta^2 + v_\rho^2)^{1/2} g^{\nu\beta} \right\} \left\{ i \left[\frac{-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2}}{q^2 - M_Z^2} \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ -i \left[\frac{g}{2 \cos \theta_w} \right] \bar{v}(p', s') \gamma^\mu (C_V - C_A \gamma^5) u(p, s) \right\} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Como vamos a analizar el proceso no polarizado debemos sumar sobre las polarizaciones finales, y promediar sobre las polarizaciones iniciales [31]. Ya que las partículas incidentes son el electrón y el positrón, y debido a que cada uno de ellos tiene dos posibles estados de polarización (spin), se debe promediar sobre las cuatro posibilidades. Entonces multiplicando la amplitud por su conjugada, se obtiene¹:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \sum_{s, s', r} |\mathcal{M}|^2 &= \left[\frac{|\Lambda|^2}{(q^2 - M_Z^2)^2} \right] (C_V^2 + C_A^2) \times \\ &\times \left[2 (p \cdot p') + 2 \frac{(k' \cdot p)(k' \cdot p')}{M_Z^2} - \frac{(p \cdot p')(k' \cdot k')}{M_Z^2} \right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

donde:

$$\Lambda \equiv \frac{-ig^3}{4} \left(\frac{\cos^2 2\theta_w}{\cos^3 \theta_w} \right) (v_\eta^2 + v_\rho^2)^{1/2} \quad (3.4)$$

¹Ver apéndice B.1

3.3.2. Cinemática

En la figura 3.2 se muestra un esquema de la dispersión en el referencial del CM. Donde:

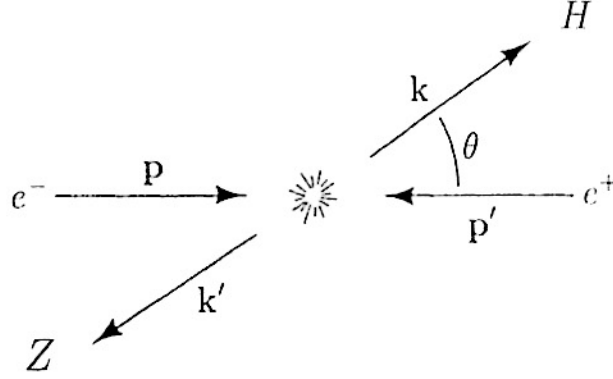


Figura 3.2: Cinemática del Proceso Higgs-Strahlung

$p = (E, |\mathbf{p}|, 0, 0)$: cuádrimomento del electrón.

$p' = (E, -|\mathbf{p}|, 0, 0)$: cuádrimomento del positrón.

$k = (E_1, |\mathbf{k}| \cos \theta, |\mathbf{k}| \sin \theta, 0)$: cuádrimomento del Higgs.

$k' = (E_2, -|\mathbf{k}'| \cos \theta, -|\mathbf{k}'| \sin \theta, 0)$: cuádrimomento del bosón Z.

De la conservación del cuádrimomento se obtiene:

$$\begin{cases} 2E = E_1 + E_2 \\ |\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'| \end{cases}$$

Las energías de las partículas involucradas en el proceso son:

$$E = \sqrt{M_e^2 + |\mathbf{p}|^2} \quad (3.5)$$

$$E_1 = \sqrt{M_H^2 + |\mathbf{k}|^2} \quad (3.6)$$

$$E_2 = \sqrt{M_Z^2 + |\mathbf{k}|^2} \quad (3.7)$$

En la aproximación de altas energías $|\mathbf{p}| \gg m$, para el electrón y el positrón, usamos:

$$E = \sqrt{M_e^2 + |\mathbf{p}|^2} \approx |\mathbf{p}|$$

Por la conservación del cuadrimento de la partícula virtual, se obtiene:

$$q^2 = (p + p') \cdot (p + p') = p^2 + p'^2 + 2(p \cdot p')$$

De estas condiciones escribimos²:

$$(p \cdot p') = \frac{q^2}{2} = 2 |\mathbf{p}|^2 = 2 E^2 \quad (3.8)$$

$$(k' \cdot p) (k' \cdot p') = M_Z^2 |\mathbf{p}|^2 + |\mathbf{k}|^2 |\mathbf{p}|^2 \sin^2 \theta \quad (3.9)$$

$$(k' \cdot k') = M_Z^2 \quad (3.10)$$

Reemplazando el resultado (B.6) en la sección eficaz diferencial (C.1), se obtiene:

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{32 E^2 (2\pi)^2} \left[\left(\frac{d^3 \mathbf{k}}{E_1} \right) \left(\frac{d^3 \mathbf{k}'}{E_2} \right) \right] \delta^{(4)}(p + p' - k - k') \quad (3.11)$$

Ahora reemplazamos la expresión (3.3) en (3.11) de modo que:

$$d\sigma = \left[\frac{|\Lambda|^2}{(4E^2 - M_Z^2)^2} \right] \frac{(C_V^2 + C_A^2)}{16 (2\pi)^2} \left[2 + \frac{|\mathbf{k}|^2 \sin^2 \theta}{M_Z^2} \right] \times \\ \times \left[\left(\frac{d^3 \mathbf{k}}{E_1} \right) \left(\frac{d^3 \mathbf{k}'}{E_2} \right) \right] \delta^{(4)}(p + p' - k - k') \quad (3.12)$$

Después de efectuar las respectivas integrales³, se obtiene la sección eficaz total:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH) = \frac{\pi\alpha^2}{6} \left(\frac{K}{\sqrt{s}} \right) \frac{(K^2 + 3M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2} \frac{(1 - 2x_W)^4 (1 - 4x_W + 8x_W^2)}{x_W^2 (1 - x_W)^2}$$

(3.13)

donde:

$$K = \sqrt{\frac{s^2 + (M_H^2 - M_Z^2)^2 - 2s(M_H^2 + M_Z^2)}{4s}}, \quad x_W = \sin^2 \theta_W$$

Hemos denotado a s como el cuadrado de la energía del CM.

Queremos resaltar que el resultado obtenido sólo se diferencia al del ME en el factor $(1 - 2x_W)^4$ [32], [33], el cual es incorporado por la interacción entre los bosones Z y el Higgs mostrada anteriormente.

²Ver apéndice B.2

³Ver apéndice C.1

Resultados y Fenomenología

Índice

4.1. Restricciones en la masa del Higgs	23
4.2. Resultados y Fenomenología	24

Las condiciones experimentales en el propuesto Colisionador Lineal Internacional (ILC) [14] nos proveen de un entorno ideal para estudios precisos en la producción del Higgs con condiciones iniciales bien definidas y una limpieza en las señales sin paralelos. El proceso Higgs-strahlung $e^- + e^+ \rightarrow Z + H$ es uno de los principales mecanismos para la producción del Higgs en el ILC. Con este proceso es posible detectar la masa del Higgs (M_H) ya sea por un decaimiento directo de éste o por reconstrucción del decaimiento del bosón Z en leptones e^-e^+ , $\mu^-\mu^+$.

4.1. Restricciones en la masa del Higgs

En la actualidad, la teoría del ME es fuertemente soportada por los experimentos. Sin embargo, el bosón de Higgs aún no ha sido observado experimentalmente. No obstante existen restricciones tanto experimentales como teóricas en este parámetro fundamental.

De las búsquedas directas del bosón de Higgs, el límite inferior es $M_H \gtrsim 114$ GeV a 95 % de nivel de confianza dada por el LEP2¹ [34]. Los resultados combinados de los detectores del Tevatron², CDF y DØ [35] excluyen el rango entre 160 a 170 GeV al 95 % del nivel de confianza. De manera similar, se determina que el límite superior dado por el LEP2 es 191 GeV [36].

Desde el punto de vista teórico existe un límite superior hasta el cual el comportamiento perturbativo de la teoría es válido; y un límite inferior derivado de la estabilidad del potencial de Higgs. Si M_H es muy grande, el acoplamiento del Higgs diverge a una escala Λ debajo de la escala de Planck y si M_H es muy pequeño, entonces el potencial escalar desarrolla un segundo mínimo (global).[17]

¹ Large Electron Positron Collider, acelerador-colisionador e^-e^+ circular que operó en el CERN entre el año 1989 y el 2000, con rangos de energía de 0-200 GeV.

² Acelerador de partículas circular $p\bar{p}$ ubicado en el Fermilab con rangos de energía de 0-1 TeV.

4.2. Resultados y Fenomenología

Basados en los resultados obtenidos en el capítulo anterior, ecuación (3.13), podemos expresar la sección eficaz en función de la sección eficaz del ME, de la siguiente manera:

$$\sigma_{HZ}^{331} = (1 - 2 \sin^2 \theta_W)^4 \sigma_{HZ}^{SM} \quad (4.1)$$

donde σ_{HZ}^{SM} es la sección eficaz del ME, con un bosón de Higgs de masa M_H , y θ_W es el ángulo de Weinberg.

Nuestro objetivo ahora es estudiar el comportamiento de ambas secciones eficaces, en función de la energía del CM (\sqrt{s}), para esto graficaremos ambas magnitudes para valores fijos de la masa del Higgs M_H , teniendo en cuenta las restricciones detalladas en la sección anterior (4.1).

A continuación se muestra un gráfico de la sección eficaz total $\sigma(\text{fb})$ versus la energía del CM \sqrt{s} (GeV), para un valor fijo de la masa del Higgs M_H , en los modelos 331 y ME.

Notemos que el rango de energías que se han considerado, están directamente relacionadas con los posibles valores a los que se podrían llegar en el futuro colisionador lineal (ILC), el cual va a cubrir energías desde 500 GeV hasta 1 TeV. Por otro lado hemos excluido los valores energéticos ya verificados en el LEP2 (0 – 200 GeV).

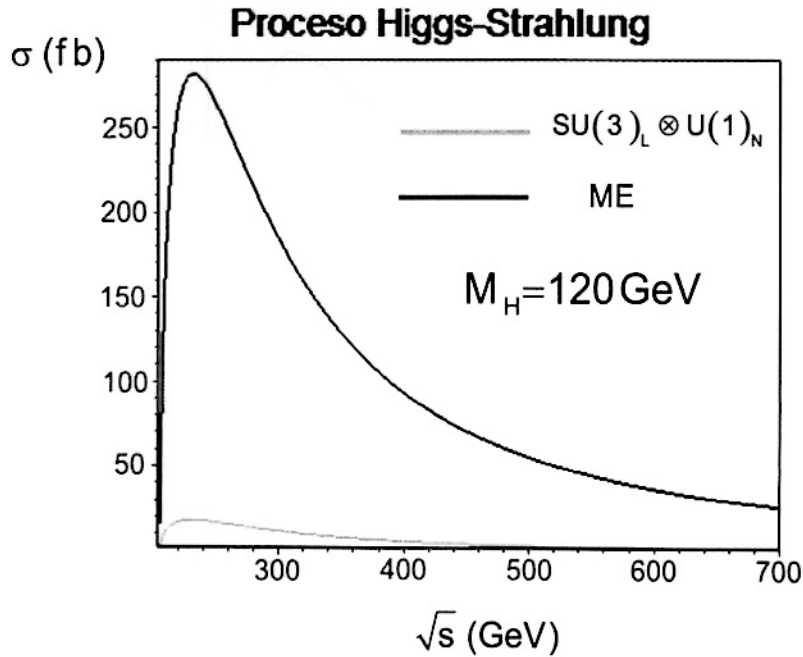


Figura 4.1: Gráfico comparativo de σ vs \sqrt{s} para el proceso Higgs-Strahlung en los modelos $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ y ME, para la masa del Higgs $M_H = 120 \text{ GeV}$.

Ya que el ME es el referente actual, se esperaba que el modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ presente una sección eficaz total del mismo orden o en su defecto que la sección eficaz

total dependa de parámetros que cuando se lleven al límite del ME, reproduzcan la misma sección eficaz. Sin embargo esto no sucede, ya que el ángulo de Weinberg θ_W , es un parámetro que es independiente del modelo y que toma un valor aproximado de 0,23 [18]. Una posible salida a esta inconsistencia se podría resolver, si consideramos como otro de los posibles acoples al Higgs al boson Z' . Esto no se considero inicialmente ya que éste bosón, el Z' , es una partícula hipotetica predicha por el modelo, pero que aun no ha sido detectada.

A continuación mostramos una gráfica en el cual se analiza la variación de σ vs \sqrt{s} en el modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$, para distintos valores de las masas del Higgs, de acuerdo a las restricciones de estos valores acotadas anteriormente:

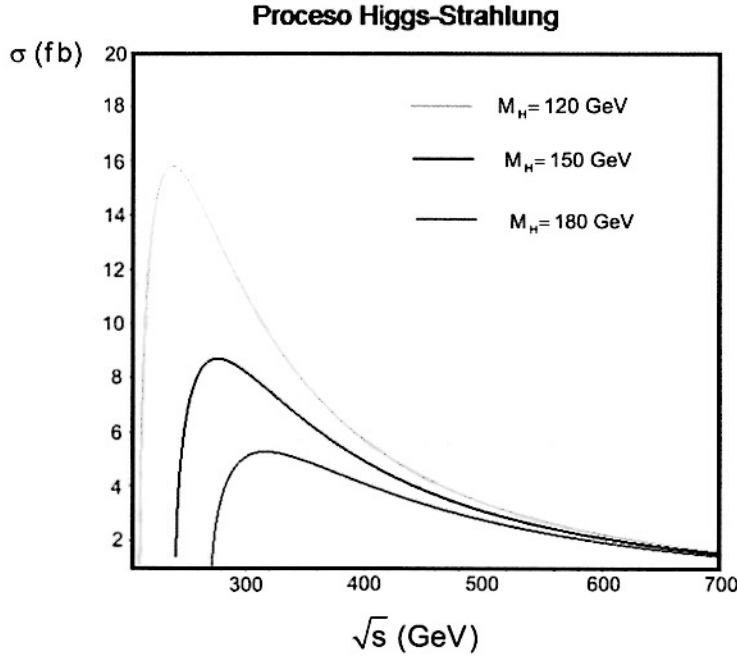


Figura 4.2: Gráfico de σ vs \sqrt{s} para el proceso Higgs-Strahlung en el modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ considerando valores de las masas del Higgs de $M_H = 120, 150$ y 180 GeV.

De la figura se puede observar que a medida que la masa del Higgs aumenta a partir de 120 GeV, la sección eficaz disminuye.

Si analizamos una de las gráficas para un valor fijo de la masa del Higgs, se nota que la sección eficaz [ecuación (3.13)] aumenta abruptamente en el umbral de un máximo en $\sqrt{s} \sim M_Z + \sqrt{2}M_H$, en adelante, se reduce como $1/s$ [37].

Ahora mostramos una gráfica en la que se analiza σ vs M_H en el modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$. En este caso mantendremos fijo la energía del CM \sqrt{s} y variaremos la masa del Higgs M_H .

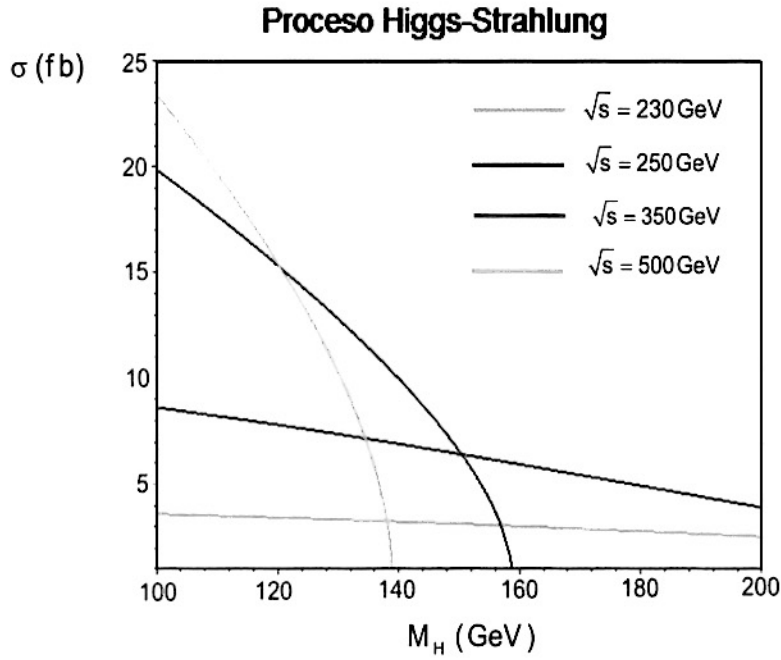


Figura 4.3: Gráfico de σ vs M_H para el proceso Higgs-Strahlung en el modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ considerando valores de la energía del C.M de $\sqrt{s} = 230, 250, 350$ y 500 GeV.

Se puede observar que la sección eficaz decrece a medida que la masa del Higgs se incrementa, y para valores moderados de las masas del Higgs, la sección eficaz es lo suficientemente grande para energías del CM pequeñas. Las dos últimas figuras muestran que para obtener la mayor sección eficaz, se deben escoger energías del CM, cercanas a los máximos de las gráficas. Es por este motivo que el Higgs-Strahlung es el proceso de producción dominante para valores moderados de la energía.

Conclusiones

Hemos presentado una extensión del ME con simetría de calibre $SU(3)_L \otimes U(1)_N$, basada principalmente en los trabajos de Montero, Pisano, Pleitez y Tonasse [23], [24], [25], [26].

El objetivo principal de este trabajo radicó en calcular la sección eficaz total para el proceso Higgs-Strahlung, que es uno de los más probables modos de producción de la partícula de Higgs en aceleradores e^+e^- [29].

En este capítulo resumiremos las principales características encontradas en el desarrollo de esta tesis, así como los futuros trabajos que se pueden llevar a cabo y mejoras.

Antes de enumerar las conclusiones, haremos un pequeño resumen del procedimiento que se siguió para el cálculo que realizamos:

Lo primero que hicimos fue desarrollar el sector escalar del modelo después de la quiebra espontánea de la simetría, con el objetivo de determinar el lagrangiano de interacción que acople a los bosones escalares con dos bosones Z . Luego se usó el método referido en [24] y [28] para diagonalizar la matriz de masa relacionada con los campos escalares neutros, de donde se pudo identificar al bosón de Higgs propuesto en el ME. Ubicado el término de interacción, se construyó la regla de Feynman relacionada, con el objetivo de poder calcular la amplitud del proceso Higgs-Strahlung. De los resultados obtenidos se concluye o resalta lo siguiente:

1. Queremos destacar que hemos realizado el desarrollo total del lagrangiano escalar del modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ con leptones pesados después de la QES, al no haberse encontrado una semejanza en la bibliografía actual, este lagrangiano es pieza fundamental en el cálculo que trata al presente trabajo, ya que fue necesario para hallar la regla de Feynman que relaciona a los bosones Z , con la partícula de Higgs H .
2. En el tratamiento del sector escalar neutro, se encontraron tres partículas escalares físicas, relacionando a la de menor masa con la partícula de Higgs del ME. Las otras dos al ser más masivas, son más difíciles de detectar ya que se necesitaría mayor energía en los aceleradores para poder observarlas.
3. La sección eficaz obtenida en el modelo 331, es distinta a la ya conocida en el ME; pero la diferencia es de sólo un factor, $\sigma_{HZ}^{331} = (1 - 2 \sin^2 \theta_W)^4 \sigma_{HZ}^{SM}$. Aquí surge un problema, ya que se esperaría que una extensión del ME, debería dar cuenta de la misma sección eficaz que la del ME, o al menos que

dependa de un parámetro que cuando se tome el límite al ME, las secciones eficaces coincidan. Como se mencionó anteriormente este problema se puede solucionar, si incorporamos un diagrama que acople $Z'ZH$ al proceso, ya que ésto cambiaría la sección eficaz total.

4. Hemos estudiado el proceso Higgs-strahlung por ser uno de los principales mecanismos de la producción de Higgs en colisionadores e^+e^- a energías moderadas. Sin embargo en nuestro estudio no hemos especificado la manera de detectar el Higgs. Una de las formas más directas de realizar esto es analizar los posibles decaimientos del bosón Z en e^-e^+ o $\mu^-\mu^+$, y calcular la masa por reconstrucción cinemática de dichos procesos. Recientemente se han analizado varias simulaciones basadas en dicho método. [38], [39].
5. El análisis del proceso Higgs-Strahlung nos ha permitido determinar la sección eficaz total, a partir de la cual se puede analizar para que valores de la energía de las partículas incidentes se encuentra una mayor probabilidad de producir a la partícula de Higgs en un colisionador e^-e^+ , tal como se muestra en el gráfico comparativo (Figura 4.2) para valores predefinidos de las masas del Higgs.
6. Queremos indicar que hay un conjunto de trabajos a futuros que se pueden realizar teniendo como base al tema desarrollado en esta tesis. Dentro de ellos, uno de los más interesantes, se basa en calcular la sección eficaz para el proceso $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$, donde los electrones o muones provienen del decaimiento del bosón Z . Este proceso es importante ya que en el futuro colisionador lineal (ILC) sería mucho más simple detectar a los electrones o a los muones a diferencia del Z o el mismo Higgs H .

Una de las posibles mejoras del trabajo tiene que ver con la sección eficaz total hallada en la ecuación (3.13), la cual se puede afinar si incorporamos dentro de los gráficos de Feynman posibles para el proceso, al que contiene al Z' como partícula intermediaria, y al Z y H como estados finales.

Bibliografía

- [1] P. W. Higgs, Broken symmetries and the masses of gauge bosons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508. (Cited on page iv.)
- [2] P. W. Anderson, Plasmons, gauge invariance, and mass, Phys. Rev. 130 (1963) 439; see also Y. Nambu, Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity, Phys. Rev. 117 (1960) 648. (Cited on page iv.)
- [3] Y. Nambu, Axial vector current conservation in weak interactions, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 380. (Cited on page iv.)
- [4] F. Englert and R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321. (Cited on page iv.)
- [5] P. W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. 12 (1964) 132. (Cited on page iv.)
- [6] S. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264; A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksells, Stockholm (1969) p. 367. (Cited on pages iv y 1.)
- [7] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B33 (1971) 173; *ibid.* Nucl. Phys. B35 (1971) 167; G. 't Hooft and M. Veltman, Nucl. Phys. B44 (1972) 189. (Cited on pages iv y 1.)
- [8] F. J. Hasert et al. (Gargamelle Neutrino Collaboration), Search for elastic muon neutrino electron scattering, Phys. Lett. B 46 (1973) 121 and Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment, Phys. Lett. B 46 (1973) 138. (Cited on page iv.)
- [9] J. J. Aubert et al. (E598 Collaboration), Experimental Observation Of A Heavy Particle J, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404; J. E. Augustin et al. (SLAC-SP-017 Collaboration), Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406. (Cited on page iv.)
- [10] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s^{1/2} = 540$ GeV, Phys. Lett. B 122 (1983) 103 and Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95-GeV/c² at the CERN SPS collider, Phys. Lett. B 126 (1983) 398. (Cited on page iv.)
- [11] J. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, arXiv:1201.6045v1 [hep-ph] (2012). (Cited on page v.)
- [12] J. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, Nuclear Physics B, 106 (1976). (Cited on page v.)

- [13] Tevatron New Phenomena and HiggsWorking Group and CDF and D0 Collaborations, arXiv:1107.5518 [hep-ex]. (Cited on page v.)
- [14] International Linear Collider, <http://www.linearcollider.org/> (2012). (Cited on pages v y 23.)
- [15] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214; G. Zweig, CERN-Report 8182/TH401 (1964); H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. B47 (1973) 365; D. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1343; H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346; G. 't Hooft, Marseille Conference on Yang-Mills fields (1972). (Cited on page 1.)
- [16] W. Pauli and M. Fierz, Proc. Roy. Soc. (London) A73, 211 (1939); W. Pauli, Phys. Rev. 58, 716-722 (1940). (Cited on page 1.)
- [17] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), JPG 583, (2010). (Cited on pages 3, 20 y 23.)
- [18] D. Romero, Tesis de Maestría, Universidad Nacional de Ingeniería, (2010). (Cited on pages 5, 6, 7, 9, 10, 11, 13, 14 y 25.)
- [19] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, Phys. Rev. 127 (1962) 965. (Cited on page 6.)
- [20] Nambu Y., Phys. Rev. Lett. 4, 380 (1960); Nambu Y. and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. Lett. 122, 345 (1961); J. Goldstone, Nuovo Cimento 19 (1961) 15. (Cited on page 6.)
- [21] P.W. Higgs, Phys. Rev. 145, 1156 (1966); T.W.B. Kibble, Phys. Rev. 155, 1554 (1967). (Cited on page 6.)
- [22] Paul Langacker, The Standard Model and Beyond, Taylor and Francis (2010). (Cited on pages 7 y 8.)
- [23] V. Pleitez and M. Tonasse, Phys. Rev. D48 2353 (1993). (Cited on pages 9, 10 y 27.)
- [24] Tonasse, M. D, Phys. Lett. B381 (1996). (Cited on pages 12, 15, 16 y 27.)
- [25] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D46, 410 (1992). (Cited on pages 11, 12, 14, 16 y 27.)
- [26] J.C. Montero, F. Pisano, and V. Pleitez, Phys. Rev. D47, 2918 (1993). (Cited on pages 9, 18 y 27.)
- [27] V. Rubakov, Classical Theory of Gauge Fields, Princeton University Press, (1999). (Cited on page 11.)
- [28] N.T. Anh, N.A. Ky, H.N. Long, Int. J. Mod. Phys. A 15, 283 (2000). (Cited on pages 15 y 27.)

- [29] J. Ellis, J. S. Lee, and A. Pilaftsis, *Phys. Rev. D* 72, 095006 (2005). (Cited on pages 17 y 27.)
- [30] H. Díaz, Tesis de Maestría, Universidad Nacional de Ingeniería, (2011). (Cited on page 18.)
- [31] F. Mandl and G. Shaw, *Quantum Field Theory*, John Wiley, (2010). (Cited on page 20.)
- [32] B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, *Phys. Rev. D* 16, 1519 (1977). (Cited on page 22.)
- [33] J. F. Donoghue, *Dynamics of the Standard Model*, Cambridge University Press, (1996). (Cited on page 22.)
- [34] R. Barate et al., LEP WG for Higgs boson searches, *Phys. Lett. B* 565, 61 (2003) (Cited on page 23.)
- [35] Tevatron New Phenomena, Higgs Working Group, FERMILAB-PUB-09-060-E, CDF-NOTE- 9713, DØ-NOTE-5889, arXiv:0903.4001 (2009). (Cited on page 23.)
- [36] The LEP collaborations and the LEP electroweak working group (<http://lepewwg.web.cern.ch/>), CERN-PH-EP/2008-020, arXiv:0811.4682, (2008). (Cited on page 23.)
- [37] Hegne Li, Tesis de Doctardo, Universitfe de Paris-Sud (2009). (Cited on page 25.)
- [38] P. Garcia-Abia and W. Lohmann, *Eur. Phys. J. direct C* 2 (2000) 2 [arXiv:hepex/ 9908065]. (Cited on page 28.)
- [39] M. Ruan, Y. Gao, F. Richard and Z. Zhang, CARE-Note-2008-013-ELAN, (2008). (Cited on page 28.)
- [40] A. Zee, *Quantum Field Theory in a Nutshell*, Princeton University Press (2003). (Cited on page 38.)