



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ZACATECAS

"Francisco García Salinas"

Unidad Académica de Física

Producción y decaimiento de bosones Z' y bosones de Higgs h, H en el marco del modelo B-L en futuros colisionadores e^+e^- ILC y CLIC

T E S I S

Que para obtener el grado de:

Doctor en Ciencias Básicas

con orientación en Física

Presenta:

M. en C. Francisco Ramírez Sánchez

Director de Tesis:

Dr. Alejandro Gutiérrez Rodríguez

Zacatecas, Zac. México

Mayo del 2019

DEDICATORIA

A mis padres: Francisco y Mariana, que siempre han estado conmigo.

A mis hijos: Paco y Anilú, que han estado ahí para motivarme.

A ti Yamila, por que siempre has creído en mi.

A mi Hermano Luis, por ser ejemplo de perseverancia y rectitud.

AGRADECIMIENTOS

Institucionales

A mi alma mater, la Universidad Autónoma de Zacatecas, de la cual en las buenas y en las malas siempre he recibido apoyo.

A la Unidad Académica de Física por su apoyo y a los diferentes maestros que siempre me dieron soporte académico y personal.

Mi agradecimiento va también al Consejo Zacatecano de Ciencia Tecnología e Innovación.

Al prestigiado laboratorio CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - Geneva, Switzerland), donde llevé a cabo mi estancia de investigación, y en el cual recibí todo tipo de apoyos.

A la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla.

AGRADECIMIENTOS

En especial agradezco profundamente a mi asesor, Dr. Alejandro Gutiérrez Rodríguez por su inspiración y apoyo a lo largo de todo el proyecto, sin quien este trabajo nunca hubieran sido posible.

También agradezco al Dr Agustín Enciso Muñoz, de quien siempre recibí soporte y orientación para realizar este trabajo.

Así mismo agradezco las palabras de aliento y estímulo que siempre he recibido del Dr. Fernando Mireles García.

Mi agradecimiento al Dr. Arturo Fernández Téllez, profesor investigador de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, por que sin su apoyo no hubiera realizado mi estancia en el CERN.

Nobody understands Quantum Mechanics...

Richard Feynman

Producción y decaimiento de bosones Z' y bosones de Higgs h, H en el marco del modelo B-L en futuros colisionadores e^+e^- ILC y CLIC

RESUMEN

En este proyecto de investigación, se estudia la fenomenología de la producción y decaimiento del bosón de Higgs ligero h y pesado H en el contexto de una extensión $U(1)_{B-L}$ del Modelo Estándar con un bosón pesado Z' adicional en futuros colisionadores lineales e^+e^- a energías de centro-de-masa de $\sqrt{s} = 500-3000$ GeV y luminosidades integradas de $\mathcal{L} = 500-2000$ fb $^{-1}$. El estudio incluye los procesos Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$ y $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$, teniendo en cuenta los efectos resonantes y no resonantes. Encontramos que el número total de eventos esperados Zh y ZH son del orden de $\mathcal{O} \sim 10^6$ y $\mathcal{O} \sim 10^5$ respectivamente. Otros procesos también considerados en este trabajo corresponden a la producción de bosones de Higgs h y H en asociación con un par de quarks top. Específicamente, se analizan los efectos resonantes y no resonantes de los procesos de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$ y $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$, también se analizó la sensibilidad de la producción de bosones de Higgs, h y H , en relación con la posible existencia de un bosón Z' y un par de quarks top a las escalas de energía que se alcanzarán en los próximos colisionadores lineales e^+e^- . Para los procesos $t\bar{t}h, H$ la cantidad de eventos esperados es de; 69,067 y 52,578 respectivamente. Además se desarrollan y se presentan novedosas fórmulas analíticas para determinar las diferentes secciones transversales totales involucradas en la producción de bosones de Higgs. Se concluye que este es un escenario optimista donde será posible realizar mediciones de precisión para el Higgs ligero h y pesado H , así como para el Z' en el futuros experimentos en colisionadores e^+e^- de alta energía y alta luminosidad.

Z' bosons and Higgs h , H bosons production and decay in the context of the B-L model at future e^+e^- linear colliders ILC and CLIC

ABSTRACT

In this project, we studied the production and decay phenomenology of the light h and heavy H Higgs bosons in the context of a $U(1)_{B-L}$ extension of the Standard Model with an additional Z' heavy boson at future e^+e^- linear colliders with center-of-mass energies of $\sqrt{s} = 500\text{-}3000$ GeV and integrated luminosities of $\mathcal{L} = 500\text{-}2000$ fb $^{-1}$. The study includes the processes $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$ and $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$, considering both the resonant and non-resonant effects. We find that the total number of expected Zh and ZH events can reach $\mathcal{O} \sim 10^6$ and $\mathcal{O} \sim 10^5$, respectively. Other processes which are also considered in this project, correspond to the Higgs boson production h and H associated with a pair of top quarks, specifically, we analyzed the resonant and non-resonant effects of the annihilation processes $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$ and $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$, we also considered the production sensitivity of the light h and heavy H Higgs bosons, in relation with the possible existence of a heavy Z' boson and a top quark pair at the energy scales that will be reached in the near future at projected e^+e^- linear colliders. For the $t\bar{t}h$, H processes, the number of expected events are 69,067 y 52,578 respectively. Furthermore, we developed and present novel analytical formulae to assess the total cross-sections involved in the production of Higgs bosons. We found that under this optimistic scenario, it would be possible to perform precision measurements for both Higgs bosons h and H , as well as for the Z' boson in future high-energy and high-luminosity e^+e^- linear colliders experiments.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Antecedentes	2
1.2. Futuros colisionadores e^+e^- : ILC y CLIC	7
1.2.1. Colisionadores de hadrones versus de leptones	8
1.2.2. Características y conceptos del colisionador ILC	9
1.2.2.1. Aceleradores del ILC	10
1.2.3. Características y conceptos del colisionador CLIC	10
1.2.3.1. Parámetros del CLIC	11
1.2.3.2. Detectores del CLIC	11
1.2.3.3. Conceptos, requerimientos y desempeño del detector del CLIC	12
1.3. Organización del trabajo	12
2. El Modelo Estándar	14
2.1. Campos de materia	14
2.2. Campos de norma (gauge)	16
2.2.1. Interacción electrodébil	16
2.2.2. Interacción fuerte	18

2.3.	El mecanismo de Higgs y el teorema de Goldstone	20
2.3.1.	El bosón de Higgs - Perfil fenomenológico	23
2.4.	Ruptura espontánea de la simetría	24
2.4.1.	Ruptura espontánea de simetría <i>global</i> en un modelo $U(1)$	24
2.4.2.	Ruptura espontánea de simetría <i>local</i> en un modelo $U(1)$	26
2.5.	El mecanismo de Higgs en el Modelo Estándar	28
2.5.1.	Generación de la masa de los Bosones	28
2.5.2.	Generación de la masa de los Fermiones	30
3.	El modelo extendido B-L	31
3.1.	El Lagrangiano del modelo B-L	35
3.1.1.	El sector de gauge (Yang-Mills)	35
3.1.2.	El sector escalar	36
3.1.3.	El sector Fermiónico	38
3.1.4.	Interacciones de Yukawa	39
3.2.	Ruptura espontánea de la simetría (mecanismo de Higgs) $SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$	39
3.2.1.	Espectro de masa del sector escalar	41
3.2.2.	Espectro de masa del sector Fermiónico, el mecanismo see-saw	43
3.2.3.	Espectro de masa del sector de gauge	45
4.	Decaimientos y procesos de producción de los bosones Z' , h y H en el modelo B-L	50
4.1.	Anchura de decaimiento del bosón Z' en el modelo B-L	50

4.2.	El proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$ en el modelo B-L	53
4.3.	La anchura de decaimiento del bosón de Higgs pesado H en el modelo B-L	55
4.4.	El proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow ZH$ en el modelo B-L	56
5.	Proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, H$ en el modelo B-L	59
5.1.	La anchura de decaimiento del bosón neutro subyacente Z'	60
5.2.	Producción del bosón de Higgs asociado con un par de quarks top	61
6.	Resultados	64
6.1.	Producción y decaimiento del bosón de Higgs h en el modelo B-L	64
6.2.	Producción y decaimiento del bosón de Higgs H en el modelo B-L	73
6.3.	Producción del bosón de Higgs a través de los procesos $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$ y $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$	80
6.3.1.	Proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$	81
6.3.2.	Proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$	84
7.	Conclusiones y Perspectivas	91
7.1.	Conclusiones	91
7.2.	Perspectivas	93

I	Apéndice A: Fórmulas de $\Gamma_i(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2)$ y $\Gamma_i(x_1, x_2)$	94
II	Apéndice B: Amplitudes de transición y factores $I_i(x_1, x_2)$	99
III	Referencias	105
IV	Publicaciones	115

Capítulo 1

Introducción

El Modelo Estándar (SM por sus siglas en inglés) de la física de las partículas elementales es una Teoría Cuántica de Campos Relativista (Quantum Field Theory (QFT)), desarrollada a finales de los años 60. Esta teoría está basada en las ideas de la unificación de las interacciones y de simetrías de norma, describe la estructura fundamental de la materia y el vacío, considerando a las partículas elementales como una manifestación de la perturbación de los campos y como entes irreducibles cuya dinámica está regida por tres de las cuatro interacciones fundamentales conocidas. La palabra "modelo" viene del período de los años 70s cuando no había suficiente evidencia experimental que confirmara la teoría. Hasta la fecha, casi todas las pruebas experimentales de las tres fuerzas descritas por el SM están de acuerdo con sus predicciones [1].

Actualmente, el SM de las interacciones *Electrodébiles* (EW) y *Fuerte* o *Cromodinámica Cuántica* (QCD) de las partículas elementales representa uno de los mayores logros de la humanidad en la comprensión de las leyes fundamentales de la naturaleza. La física de finales del siglo XX y el descubrimiento del bosón de Higgs en el 2012, dan fe del triunfo y del éxito que este modelo ha tenido hasta nuestros días.

La teoría Electrodébil, propuesta por Glashow, Salam y Weinberg [2] para describir las interacciones electromagnéticas y débiles entre leptones y quarks, se basa en el grupo de *simetría de norma o simetría de fase* (gauge symmetry), es decir, que los procesos son invariantes ante una transformación de fase y considera el isospín izquierdo (levógiro) e hipercarga, $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Esta teoría, al combinarse con la QCD, la teoría de las interacciones fuertes entre quarks de "colores" basada en el grupo de simetría $SU(3)_C$, proporciona una imagen perfectamente coherente que describe estas tres interacciones y los fenómenos de la física de partículas observados hasta ahora a nivel cuántico.

Una piedra angular del SM es el mecanismo de *ruptura espontánea de la simetría*

electrodébil (EWSB), que se abordará mas adelante, propuesto en los años sesentas por; P. W. Higgs, R. Brout, F. Englert, G. S. Guralnik, C. R. Hagen y T. W. B. Kibble [2] para generar las masas de los bosones vectoriales de norma débiles de una manera mínima (con un minimo de campos, en estye caso un doblete) y, como se demostró más tarde, respeta los requisitos de renormalizabilidad, es decir, que se puede evitar que el Lagrangiano diverja a ciertas energías (en teoría de campos, técnicamente se refiere a una densidad Lagrangiana \mathcal{L} , que es función de los campos ϕ_i y de sus derivadas espacio-temporales) además de ser unitaria (una matriz U es unitaria si tiene inversa igual a su traspuesta conjugada U^*). Este mecanismo introduce un doblete (dos partículas o campos que poseen las mismas propiedades físicas bajo cierta interacción) $SU(2)$ de campos escalares complejos (campo de Higgs) y su componente neutra arroja un valor mínimo diferente de cero, *valor esperado de vacío*, v (vacuum expectation value - VEV). Como consecuencia, la simetría electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es espontáneamente rota hasta el nivel de la simetría electromagnética $U(1)_Q$ (Q es el número cuántico de carga eléctrica), es decir, ésta no se rompe. Tres de los cuatro grados de libertad del doblete de campos escalares complejos son absorbidos ("eaten") por los bosones vectoriales débiles W^\pm y Z , para dar lugar a sus polarizaciones longitudinales y de esta manera adquirir masa [2]. El grado de libertad restante corresponde a una partícula escalar, el bosón de Higgs. Las masas de los fermiones son generadas a través de la interacción del campo escalar de Higgs y su conjugado con los fermiones, llamada interacción de Yukawa (la cual se analizará mas adelante).

1.1. Antecedentes

El SM de las interacciones electrodébiles, incluyendo el mecanismo de ruptura espontánea de la simetría electrodébil para generar las masas de las partículas, se propuso a mediados de los años 60, sin embargo, no fue sino hasta los años 70 que todas sus facetas comenzaron a ser investigadas completamente, después de la prueba por Gerard 't Hooft y Veltman [3, 6], la cual concluye que es una teoría renormalizable y el descubrimiento de la corriente neutra débil en el experimento Gargamelle. Después del descubrimiento de los bosones de norma (gauge bosons) W^\pm y Z en el CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire -Consejo Europeo para la Investigación Nuclear), el estudio del mecanismo de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil se convirtió en un tema dominante de la física de partículas elementales. La reliquia de este mecanismo, la partícula de Higgs [2], se convirtió en el *Santo Grial* de la física de

colisionadores de altas energías y el objeto más buscado con estos aparatos.

En los años setenta y ochenta, se acumuló una impresionante cantidad de conocimientos teóricos sobre el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil (EWSB) y de las propiedades esperadas de el/los bosones de Higgs, tanto en el marco del SM como de sus extensiones (supersimétricas (en física de partículas, la supersimetría (SUSY) es un principio que propone una relación entre dos clases básicas de partículas elementales: los bosones, que tienen un espín con valores enteros, y los fermiones, que tienen un espín de $1/2$) y no supersimétricas). A finales de los años 80, ya se habían examinado de forma teórica las propiedades básicas de las partículas de Higgs y se exploraron sus principales modos de decaimiento y mecanismos de producción en colisionadores de hadrones y leptones [3,4]. Este monumental esfuerzo fue amplia y profundamente revisado en el famoso libro, "The Higgs Hunter Guide" escrito por; John F. Gunion, Sally Dawson, Howard E. Haber, Gordon Kane. También se analizaron las cotas de los datos experimentales disponibles en aquel momento y las perspectivas para descubrir la partícula de Higgs en los próximos experimentos en colisionadores de alta energía, como el LEP Large Electron Positron Collider), SLC (Stanford Linear Collider) y el LHC (Large Hadron Collider), así como los posibles futuros colisionadores electrón-positrón, e^+e^- .

Los grupos de simetría de gauge (en mecánica cuántica y teoría cuántica de campos, el grupo de simetría de gauge se refiere al conjunto de transformaciones de coordenadas o transformaciones de fase que dejan invariante el que define la evolución temporal de un sistema físico) del SM dan lugar a una teoría cuántica de campos [5] que es perturbativa (En la mecánica cuántica, la teoría de perturbación es un conjunto de esquemas de aproximación directamente relacionados con la perturbación matemática para describir un sistema cuántico complicado en términos de uno más simple. La idea es comenzar con un sistema simple para el que se conoce una solución matemática, y añadir un Hamiltoniano adicional que representa una perturbación débil en el sistema) a energías suficientemente altas y además es renormalizable [6], (la renormalización es una colección de técnicas en teoría cuántica de campos, y mecánica estadística de campos, usadas para tratar los infinitos que surgen al realizar cálculos matemáticos para analizar fenómenos de interacciones entre partículas). A partir de este marco, está ampliamente aceptado que cada partícula de este modelo (en particular, cada bosón de gauge masivo) obtiene su masa por medio del llamado *Mecanismo de Higgs*.

Como se ha mencionado, el SM de la física de partículas codifica las propiedades e interacciones de los constituyentes fundamentales de toda la materia visible del uni-

verso. Describe correctamente los resultados de experimentos en aceleradores, algunos de ellos a un grado de precisión muy alto. Sin embargo, durante mucho tiempo el SM se asemejaba a un rompecabezas con una pieza que faltaba: el bosón de Higgs. Esa partícula, o algo capaz de reemplazarla, era esencial para la calculabilidad del SM y su coherencia con los datos experimentales. Esta última pieza, llamada la "Partícula de Dios" (no por motivos religiosos) por el Nobel de física Leon Lederman, fue finalmente puesta en su lugar con el anuncio de su descubrimiento [1] el 4 de julio del 2012, al observarse una resonancia bosónica de 125 GeV con las características del bosón de Higgs en los detectores ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS - Aparato Toroidal del LHC) y CMS (Compact Muon Solenoid - Solenoide Compacto de Muones) del LHC del CERN. Su descubrimiento proporciona un cierre a medio siglo de conjeturas sobre física teórica y fijó la etapa para una nueva fase de búsqueda de física más allá del SM. Recientemente, las mediciones de sus propiedades por las colaboraciones ATLAS y CMS han arrojado más consistencia a las predicciones del bosón de Higgs, en la actualidad continúan las búsquedas de posibles discrepancias indicativas de una nueva física más allá del SM.

La existencia del bosón de Higgs fue postulada por primera vez en 1964 [2]. Después de algunos trabajos teóricos previos que introducían el concepto de ruptura espontánea de la simetría en materia-condensada [3] y en la física de partículas. Este concepto se incorporó al SM en 1967 [4, 5], este parece ser el primer documento en el que se muestra que las partículas de materia también pueden adquirir sus masas a través del proceso de ruptura espontánea de simetría y posteriormente en 1971, se demostró [6] que conducía a una teoría unificada y calculable que predecía las interacciones débiles y electromagnéticas. Las predicciones del SM han sido coronadas con una serie de éxitos, como lo son; el descubrimiento de las corrientes neutras en 1973, del *charmonium* en 1974 [7], los descubrimientos de las partículas W^\pm y Z^0 en 1983 y sus mediciones detalladas posteriores, y el reciente descubrimiento de la partícula de Higgs.

Ya en 1975, antes de que se confirmara el descubrimiento experimental del quark *encanto* (charm), se consideraba que el descubrimiento del bosón de Higgs sería la culminación de la comprobación experimental del SM, y se publicaron muchos documentos delineando su perfil fenomenológico [8]. En ese tiempo, las ideas sobre la ruptura-espontánea de teorías de norma generalmente eran consideradas como meramente hipotéticas, y el bosón de Higgs aun no estaba dentro de la agenda experimental. Sin embargo, en los años posteriores hubo algunos eventos clave, primero en experimentos con colisiones e^+e^- y posteriormente en colisiones protón-antiprotón $p\bar{p}$ y protón-

protón pp [9], con el tiempo llegó a ser considerado como el principal objetivo de los experimentos en el LHC.

Los datos actuales sobre el bosón de Higgs en el LHC [10] tienen varias limitaciones, existen aún grandes incertidumbres sobre los acoplamientos entre el bosón de Higgs y las otras partículas del modelo, también, las medidas de precisión de las propiedades del bosón de Higgs en el LHC son desafiadas seriamente por el complicado fondo radiactivo, generado principalmente por el hecho de que los hadrones tienen estructura, es decir, están formados por entes más elementales, los quarks. Por otra parte, otras "fábricas" (procesos de producción) del bosón de Higgs aparte del LHC, como los futuros, International Linear Collider (ILC) y Compact Linear Collider (CLIC), pueden llevar a cabo mediciones del bosón de Higgs con alta exactitud. En muchos casos, el ILC puede mejorar significativamente las mediciones del LHC [11, 12] debido a su ambiente "limpio", libre de fondo radiactivo, dado que los electrones son partículas elementales, sin estructura. Es en este tipo de colisionadores, electrón-positrón, en donde los procesos analizados en el presente trabajo tienen lugar, y de donde obtenemos una de las principales motivaciones de nuestra propuesta.

Aparte de los problemas experimentales al analizar el Higgs, se sabe que el SM no alcanza a ser una teoría completa de las interacciones fundamentales debido a varios problemas sin resolver, como el hecho de que los neutrinos son masivos, manifiesto en las recientes observaciones de patrones de oscilaciones además, la evidencia de materia oscura (DM) y de observaciones cosmológicas relacionadas. El SM también es afectado por varios problemas teóricos: en primer lugar, la gravedad cuántica no está manifiestamente incluida; en segundo lugar, la teoría se ve afectada por el llamado "problema de jerarquía", en física teórica, el problema jerárquico es 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. Ahora bien, aunque el hecho de encontrar una solución al problema gravitatorio a rangos de energía cerca de la escala de Planck $\mathcal{O}(10^{19} \text{ GeV})$, el LHC actualmente esta trabajando a 14 TeV), el problema jerárquico es de hecho una indicación de problemas de consistencia presentes a una escala de energía de $\mathcal{O}(\text{TeV})$.

Recordemos que el SM aún después del descubrimiento del bosón de Higgs, contiene varios parámetros libres: cinco constantes de acoplamiento ($g_s, g, g_1, \mu^2, \lambda$), y algunas masas, ángulos y fases de mezcla. La mayoría de las interrogantes que deja abiertas están relacionadas con el sector de rotura de simetría y algunas de estas son:

- ¿Por qué hay tres generaciones?

- ¿Por qué las masas y las mezclas son las que son?
- ¿Son las masas la única diferencia entre generaciones?
- ¿Cuál es el origen de la estructura de los sabores?
- ¿Qué dinámica es la responsable de la violación de CP (carga-paridad) observada?

Todos estos problemas mencionados, teóricos y experimentales, son evidencia de las inconsistencias que tiene el modelo, y nos lleva a considerar que no puede aceptarse como un marco teórico satisfactorio. Consideramos que estas inconsistencias "claman" por una extensión del SM las cuales son la motivación para elaborar el presente trabajo en donde se está abordando una *extensión mínima* del SM, en la cual se añade un campo escalar complejo (singlete) en el sector de Higgs, dando como consecuencia la aparición de tres fermiones singletes (neutrinos pesados) y de otro bosón de Higgs, más pesado que el del SM. La base de este nuevo modelo es la inserción de otro grupo de norma $U(1)$, el cual contempla la diferencia entre los números cuánticos bariónico y leptónico (B-L), dado que en el SM son cantidades que se conservan, es decir, esta extensión B-L consiste en aumentar los grupos de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ con la mencionada simetría $U(1)_{B-L}$. Este nuevo grupo de norma, de acuerdo con el teorema de Goldstone (el cual se abordará más adelante), dará lugar a otro bosón de norma neutro Z' en el modelo. En la literatura actual no se ha considerado la mezcla de este "nuevo" bosón Z' con el bosón de norma neutro Z del SM, y es aquí precisamente que se está proponiendo darle otro enfoque a este nuevo modelo, en donde sí se considera la mezcla (interferencia) entre los dos bosones neutros, Z y Z' . Esperando con esto incursionar en una nueva física, más allá del SM, y con el objetivo de que esta propuesta pudiera ser considerada en la agenda de actividades de los futuros colisionadores positrón-electrón (e^+e^-) de altas energías ILC y CLIC.

Desde el siglo pasado, las principales corrientes científicas han procedido de dos maneras al extender el SM; con un enfoque vertical arriba-abajo o de abajo hacia arriba, desde el punto de vista energético. El primero consiste en la formulación de una teoría que resuelva todos los detalles del SM y que pueda romperse hasta llegar a un patrón de simetría que finalmente incluya al SM como una teoría efectiva a bajas energías: un ejemplo típico de este enfoque está representado por escenarios supersimétricos como el Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) y el (Next to) Minimal Supersymmetric Standard Model (N)MSSM. El segundo enfoque consiste en agrupar un sistema de pequeñas (mínimas) extensiones e ir considerando energías cada vez más altas hasta

dar lugar a un sistema lo más extenso posible. En el contexto de este trabajo, optamos por seguir este último enfoque, al incorporar la llamada extensión mínima B-L del SM.

1.2. Futuros colisionadores e^+e^- : ILC y CLIC

En esta sección presentamos las máquinas presentes y futuras que posiblemente nos permitan verificar la validez de la extensión B-L del SM.

Los colisionadores e^+e^- que han operado durante las últimas cinco décadas han sido extraordinariamente acertados en la búsqueda de los componentes fundamentales de la materia y en la exploración de sus interacciones así como de nueva física. El quark charm (encanto) y el leptón τ se establecieron en el SPEAR (Stanford Positron Electron Accelerating Ring, en Stanford 1972), completando la segunda familia y abriendo la tercera. Los gluones fueron identificados como los cuántos de fuerza de las interacciones fuertes en el PETRA (Positron-Electron Tandem Ring Accelerator - Acelerador Circular Tándem de Positrones y Electrones, de 2.3 km de circunferencia, en el DESY en Hamburgo). Además del descubrimiento de estas nuevas partículas, la abundante producción de quarks y leptones en un ambiente experimental limpio ha permitido estudios precisos de sus propiedades electrodébiles. Dando lugar a una evolución experimental durante muchos años. El análisis actual de alta-precisión del bosón Z y sus modos de decaimiento en el LEP (Large Electron Positron Collider, sustituido por el LHC) ha sentado una sólida base tanto para el sector electrodébil, como para el sector fuerte del SM.

Puesto que la radiación de sincrotrón en máquinas circulares se incrementa con la cuarta potencia de la energía debido a la aceleración centrípeta, los futuros colisionadores, más allá del LEP 200 deberán ser máquinas lineales para evitar las prohibitivas pérdidas de energía.

La próxima generación de colisionadores e^+e^- será un importante instrumento para la búsqueda de nuevas partículas que se predicen en todas las aproximaciones teóricas de la física más allá del SM. Incluso las partículas en el SM pueden tener pistas importantes de este nuevo dominio de la física. En particular las interacciones entre las partículas pesadas, el quark top y los bosones vectoriales electrodébiles, podrían ser sensibles a efectos ajenos al SM.

Como parte de la estrategia europea para el desarrollo de la física de partículas, están los colisionadores lineales electrón-positrón, los cuales son un factor importante dentro del futuro programa de física de altas energías. Se están diseñando para realizar

mediciones de alta precisión, y complementarán al actual LHC, así como a sus posibles mejoras y sucesores en el CERN [10]. En la actualidad, hay dos proyectos internacionales dedicados al diseño de los futuros colisionadores lineales: el Colisionador Lineal Internacional (ILC) [11] y el Colisionador Lineal Compacto (CLIC) [12].

Uno de los principales objetivos de los experimentos de los colisionadores lineales es el de poner a prueba el SM, en particular con respecto al mecanismo de *ruptura de la simetría electrodébil* (EWSB). Como se mencionó anteriormente, el reciente descubrimiento en el 2012 de un nuevo bosón escalar en el LHC [13], con propiedades consistentes con las del bosón de Higgs del SM, ha dado un gran impulso a esta área de investigación. Mediciones precisas del sector de Higgs pueden poner a prueba diferentes teorías existentes sobre la EWSB. Otra área importante es la búsqueda de una nueva física. Esta área es motivada por la búsqueda de respuestas a las preguntas abiertas que ya se comentaron y que existen en la física de partículas, así como por las evidencias de fenómenos cosmológicos que no pueden explicarse en el marco del SM.

1.2.1. Colisionadores de hadrones versus de leptones

La diferencia en la naturaleza de las partículas que se impactan da origen a las principales diferencias entre los experimentos en los colisionadores hadrón y leptón.

Dado que los hadrones son objetos compuestos, el estado inicial de partones individuales no está definido de forma única. Generalmente los estados iniciales se consideran como una superposición cuántica de estados distribuidos de acuerdo a las funciones de estructura del protón.

En los colisionadores de leptones, las partículas que chocan son elementales, por lo tanto el estado inicial está bien definido a nivel fundamental. Esto permite la reconstrucción completa del estado final en base a principios de conservación considerando la cinemática y la energía de centro-de-masa (CM) de las partículas iniciales.

Cada evento en un colisionador de hadrones da lugar a un gran número de procesos elementales. La mayoría de estos procesos representan radiación de fondo para el análisis físico y se depositan altas dosis de radiación en el detector. Para seleccionar los eventos de interés, se requieren complejos sistemas de gatillo (trigger), con una tasa de retención de tan sólo ~ 1 evento en 10^6 . Además, debido a los niveles altos de radiación, un aspecto importante para el diseño del detector es la protección ante la radiación de los detectores en todos los ángulos.

Por el contrario, la sección transversal total en colisionadores de leptones es relativamente pequeña, los niveles totales de radiación son moderados, y la dosis de radiación

no representa un problema para el diseño del detector. La estructura del haz pulsado permite la lectura de los datos del detector. La lectura no requiere de gatillo, y el experimento es más limpio en cuanto a radiación de fondo o ruido [11]. En términos de la sección transversal, los colisionadores de leptones tienen una alta sensibilidad a los procesos electrodébiles, permitiendo medidas muy precisas en el sector de Higgs, lo mismo que en la búsqueda de nueva física.

1.2.2. Características y conceptos del colisionador ILC

El ILC es una propuesta de acelerador lineal de partículas. Se planea que tenga inicialmente una energía de colisión de 500 GeV. Y si se aprueba después de que se haya publicado el informe de diseño técnico del proyecto, planeado para 2017, podría terminarse al final de la década del 2020 [11]. Todavía no se ha elegido el país que va a albergar el acelerador, probablemente será Japón. También se están preparando estudios para un posible proyecto competidor llamado CLIC, el colisionador lineal compacto potencialmente tendría energías más altas (de 3 a 5 TeV). El ILC colisionará electrones con positrones. Tendrá entre 30 y 50 kilómetros de largo, con lo que sería más de 10 veces más largo que el Stanford Linear Accelerator (SLAC) de 50 GeV.

El informe del diseño técnico de ILC [11] señala que está planeado para medir el bosón de Higgs a energías de centro-de-masa (CM); 250 GeV, 500 GeV y 1000 GeV. En la primera etapa de $\sqrt{s} = 250$ GeV, el programa Higgs de precisión se iniciará con el proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$, la sección transversal para este proceso es dominante a bajas energías y tiene su sección transversal máxima de alrededor de $\sqrt{s} = 250$ GeV. En la segunda etapa de $\sqrt{s} = 500$ GeV, dos muy importantes procesos, $e^+e^- \rightarrow \bar{t}th$ (el cual se analizan en el presente trabajo) y $e^+e^- \rightarrow Zhh$ se hacen accesibles. Para el proceso $e^+e^- \rightarrow \bar{t}th$, el acoplamiento de Yukawa del quark t aparece a nivel árbol por primera vez en el ILC y tendrá un papel importante para las mediciones de precisión de este acoplamiento. Para el proceso $e^+e^- \rightarrow Zhh$, en los que contribuye el triple acoplamiento de bosones de Higgs a nivel del árbol, será crucial para entender el auto-acoplamiento del Higgs y la ruptura de simetría electrodébil. En la tercera etapa de $\sqrt{s} = 1000$ GeV, se involucran los procesos $e^+e^- \rightarrow \bar{t}th$, $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e h$ y $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e hh$. En estas etapas de energía, los canales $\bar{t}th$ y $\nu_e\bar{\nu}_e h$ tienen secciones transversales grandes, y el canal $\nu_e\bar{\nu}_e hh$ puede usarse junto con el canal Zhh para mejorar las mediciones del auto-acoplamiento del Higgs.

1.2.2.1. Aceleradores del ILC

Los electrones del ILC son producidos por un cañón de electrones de CC con un fotocátodo polarizado. Los electrones se aceleran primero a 15 GeV en el compresor de bunch (paquete) y luego en el acelerador principal hasta su energía nominal. Los positrones se generan por conversión de pares de fotones de alta energía producidos al pasar el haz de electrones de alta energía a través de un ondulator (undulator). La aceleración del haz en el linac (acelerador lineal) principal del ILC es proporcionada por cavidades de nueve celdas superconductoras de niobio. Los sistemas de entrega del haz luego ponen los dos haces en colisión con un ángulo de cruce de 14 mrad.

El haz del ILC está estructurado en trenes de paquetes, que arriban a una razón de 5 Hz, con una duración de 1 ms, el espaciado del paquete dentro del tren es de 370 ns, lo que permite la separación completa de eventos de diferentes paquetes por técnicas de sincronización del detector. A una energía de CM de 500 GeV, cada paquete contiene 2×10^{10} electrones en una distribución espacial cuasi-Gaussiana con $\sigma_x = 470$ nm, $\sigma_y = 5.9$ nm y $\sigma_z = 300$ μ m, lo que resulta en una luminosidad instantánea de 2×10^{34} cm⁻² s⁻¹ [14].

1.2.3. Características y conceptos del colisionador CLIC

El CLIC es un colisionador lineal electrón positrón e^+e^- a una escala de TeV de alta luminosidad actualmente en desarrollo. Se basa en una novedosa técnica de aceleración de dos haces proporcionando gradientes de aceleración del orden de 100 MV/m. Estudios recientes [15, 16] sobre el desarrollo del CLIC han convergido hacia un enfoque gradual o escalonado que ofrece un programa único de física que abarca varias décadas. Bajo este esquema, el CLIC proporcionaría colisiones de alta luminosidad desde unos pocos cientos de GeV hasta 3 TeV. La primera etapa, en o por encima del umbral de producción de 350 GeV del par top, da acceso a la física de precisión del Higgs a través del proceso Higgs-strahlung y procesos de producción de fusión WW , proporcionando valores absolutos de acoplamiento a fermiones y bosones del Higgs. Esta etapa trata también de la física de precisión del quark top. La segunda etapa, alrededor de 1.4 TeV, abre la frontera de energía, lo que permite el descubrimiento de fenómenos de nueva física. Esta etapa también proporciona acceso a propiedades adicionales del Higgs, como el acoplamiento de Yukawa del quark top, el potencial de Higgs y a raros cocientes (relaciones) de ramificación BR (branching ratios) del decaimiento del Higgs. La última energía del CLIC, 3 TeV, aumenta aún más el potencial de física del CLIC, abarcando el

panorama completo de física de precisión del SM, búsquedas directas de producción de pares de nuevas partículas hasta una masa de 1.5 TeV, y un nivel óptimo de sensibilidad a la nueva física a escalas de masa mucho mayores a través de mediciones de precisión. Una implementación en etapas del CLIC a lo largo de las líneas descritas abrirían la puerta a un impresionante programa de física a largo plazo a una frontera de energía, más allá del programa LHC [15].

1.2.3.1. Parámetros del CLIC

Como se mencionó, el diseño del acelerador CLIC se basa en un esquema novedoso de aceleración de dos haces. Utiliza un haz guía (drive) de alta intensidad para generar energía de RF a 12 GHz. La RF se utiliza para acelerar el haz de partículas principal que discurre en paralelo al haz guía. El CLIC utiliza estructuras de aceleración de conducción normal (no superconductoras), operadas a temperatura ambiente. La haces iniciales, guía y principal, se generan en los complejos centrales y luego se inyectan en el extremo de los brazos de dos rayos del linac. Se ha demostrado la viabilidad del acelerador CLIC a través de prototipos, simulaciones y pruebas a gran escala, como se describe en el informe de diseño conceptual. Se contempla que ambos haces funcionen con gradientes superiores a 100 MV/m. Se han obtenido altas luminosidades con muy pequeñas emitancias de haces, que se generan en el complejo del inyector y mantenidas durante el transporte hasta el punto de interacción [16].

La elección final de las etapas de energía del CLIC será definida por los objetivos de la física, donde se espera una entrada adicional de datos del LHC, en particular a 14 TeV. El reciente descubrimiento del Higgs por el LHC, hace muy atractiva una etapa inicial de energía de alrededor de 350 GeV a 375 GeV, pero la decisión final dependerá de los próximos resultados del LHC. En la primera etapa alrededor de 350 GeV y segunda etapa alrededor de 1.4 TeV un solo complejo de generación de haz guía alimentará ambos linacs, mientras que en la tercera etapa a 3 TeV cada linac es alimentado por un complejo separado. Los parámetros de este acelerador están basados en estudios detallados, descritos en el CDR (Conceptual Design Report) [16].

1.2.3.2. Detectores del CLIC

Los conceptos del detector utilizados para los estudios de física del CLIC se basan en los detectores SiD (Silicon Detector) [17, 18] e ILD (International Linear Detector)

[18], éstos fueron adaptados para la etapa de 3 TeV, que constituye el entorno más desafiante para los detectores.

1.2.3.3. Conceptos, requerimientos y desempeño del detector del CLIC

Los requisitos de funcionamiento para los detectores CLIC están dados por los objetivos de la física, y son los siguientes:

- Una resolución en energía del Jet $\sigma_E/E \lesssim 3.5\%$ para energías del jet de 100 GeV a 1 TeV ($\lesssim 5\%$ a 50 GeV);
- Resolución del track de momento de $\sigma_{p_T}/p_T^2 \lesssim 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$;
- Resolución del parámetro impacto de $\sigma_{d_0}^2 = (5\mu\text{m})^2 + (15\mu\text{m})^2/p^2 \sin^3 \theta$;
- Eficiencia de identificación de leptón mejor de 95 % sobre la gama completa de energías;
- Cobertura del detector para electrones a ángulos muy bajos .

1.3. Organización del trabajo

El esquema de la presente tesis esta estructurado de la siguiente manera;

- En el Capítulo 1 se presenta una reseña histórica de los conceptos básicos de los diferentes fenómenos relacionados con la presente propuesta, además se presentan las características esenciales de los colisionadores lineales ILC y CLIC.
- En el capítulo 2, se exponen los ingredientes básicos del SM, como son; algunos aspectos formales relacionados con los campos de materia, de invariancia de gauge, EWSB y el mecanismo de Higgs.
- En el Capítulo 3, describimos y analizamos el modelo extendido B - L, también se analiza el mecanismo See-Saw (balancín o sube y baja) para generar las masas de los neutrinos.
- En el capítulo 4 extendemos el análisis del modelo B-L, con énfasis en; las secciones transversales, anchuras de decaimientos, cocientes de ramificación (branching ratios), etc., de los procesos Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$ y $e^+e^- \rightarrow ZH$ que dan lugar a la aparición de diferentes fermiones y bosones de interés, en particular del bosón de Higgs y del nuevo bosón Z' , todo esto dentro del marco del modelo

extendido B-L considerando la interferencia entre los bosones neutros Z y Z' dado que son conceptos fundamentales de la presente propuesta.

- En el Capítulo 5 se lleva a cabo un análisis similar al del capítulo 4, pero ahora enfocados en la reacción de aniquilación $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, H$ en el modelo B-L.
- En el Capítulo 6, se presentan los resultados fenomenológicos y concluimos nuestro trabajo discutiendo y analizando los diferentes tópicos de la investigación y se presentan algunas perspectivas para el futuro.

Capítulo 2

El Modelo Estándar

La teoría *electrodébil* (EW) de Glashow-Weinberg-Salam que describe las interacciones débiles y electromagnéticas entre quarks y leptones, es una teoría de Yang-Mills [19] basada en el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la cual combinada con la teoría de gauge (QCD) basada en el grupo $SU(3)_C$ de las interacciones fuertes entre quarks, proporciona un marco para describir estas tres fuerzas de la naturaleza: el SM. Aquí se unifican, en cierto sentido, el electromagnetismo y las interacciones débiles al establecerse una mezcla entre los bosones débiles y el fotón gracias a una simetría que los conecta; el grupo de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

El modelo de interacción, antes de introducir el mecanismo de ruptura de simetría electrodébil, que se discutirá más adelante, tiene dos tipos de campos, campos de materia y campos de norma (gauge) que median las interacciones.

2.1. Campos de materia

Estos campos se relacionan con las tres generaciones de quarks y leptones quirales izquierdos y derechos obtenidos mediante el operador de proyección, $f_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)f$, (donde, $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$). Los fermiones izquierdos (levógiros) son isodobletes (par de campos que se comportan igual bajo el isoespín débil) débiles, L, Q , mientras que los fermiones derechos (dextrógiros) son isosingletes débiles, e_R, u_R, d_R . Según toda la evidencia experimental actual no tienen estructura interna ni factores de forma, ni estados excitados [19]. En la Tabla II-a se muestran las diferentes cargas de estas partículas.

Tabla II-a: *Constituyentes básicos de la materia de acuerdo con el SM, donde*

$\alpha = 1, 2, 3$ es el índice de color.

QUARKS	quarks tipo u	u^α	c^α	t^α
	quarks tipo d	d^α	s^α	b^α
LEPTONES	neutrinos	ν_e	ν_μ	ν_τ
	leptones cargados	e^-	μ^-	τ^-

A continuación presentamos la definición para los dobletes y singletes de las tres generaciones de leptones y quarks,

$$\begin{aligned}
 L_1 &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R1} = e_R^-, \quad Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad u_{R1} = u_R, \quad d_{R1} = d_R, \\
 I_f^{3L,3R} = +\frac{1}{2}, 0 : L_2 &= \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R2} = \mu_R^-, \quad Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad u_{R2} = c_R, \quad d_{R2} = s_R, \\
 & \hspace{20em} (2.1)
 \end{aligned}$$

$$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R3} = \tau_R^-, \quad Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad u_{R3} = t_R, \quad d_{R3} = b_R,$$

denotamos:

$$u = (u^\alpha, c^\alpha, t^\alpha) \quad \text{donde } \alpha = \text{índice de color,}$$

$$d = (d^\alpha, s^\alpha, b^\alpha),$$

$$\nu = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau),$$

$$e = (e^-, \mu^-, \tau^-),$$

La hipercarga Y de los fermiones esta definida en términos de la tercera componente del isospín débil I_f^3 y la carga eléctrica Q_f en unidades de la carga del protón $+e$ y se eligen de tal manera que cumpla con la relación de Gell-Mann-Nishijima, para garantizar la conservación de las cargas, la cual nos asegura la cancelación de anomalías de carga [53] entre cada generación,(ver la Tabla II-b),

$$Y_f = Q_f - I_f^3 \quad (2.2)$$

Tabla II-b: *Asignaciones de hipercarga e isospín en el SM.*

	u_R	u_L	d_R	d_L	N_L	e_R	e_L
Hipercarga Y	2/3	1/6	-1/3	1/6	-1/2	-1	-1/2
3° componente de isospín I_3	0	1/2	0	-1/2	1/2	0	-1/2
Carga eléctrica Q	2/3	2/3	-1/3	-1/3	0	-1	-1

Además, los quarks son tripletes en el grupo $SU(3)_C$, y son sensibles a la interacción fuerte, mientras que los leptones son singletes $SU(3)_C$. Ambos son sensibles a la interacción electrodébil, esto conduce a la siguiente relación para mantener la conservación de la carga,

$$\sum_f Y_f = \sum_f Q_f = 0, \quad (2.3)$$

que asegura la cancelación de anomalías quirales, es decir, que la carga asociada con la simetría quiral se conserve. [20] dentro de cada generación, y preserva la renormalizabilidad de la teoría electrodébil.

2.2. Campos de norma (gauge)

Los campos de gauge corresponden a los bosones de espín uno que median las diferentes interacciones entre partículas.

2.2.1. Interacción electrodébil

El sector electrodébil se describe mediante una teoría invariante de gauge, donde tenemos el campo B_μ que corresponde al generador Y del grupo $U(1)_Y$ relacionado con la hipercarga, y los tres campos W_a^μ que corresponden a los generadores T^a ($a = 1, 2,$

3) del grupo $SU(2)_L$. Estos generadores son equivalentes a un medio de las matrices 2×2 no-conmutantes de Pauli, aquí denominadas ‘tau’ precisamente para distinguirlas de las matemáticamente idénticas matrices ‘sigma’ σ , asociadas con el grado de libertad del espín real, s .

$$T^a = \frac{1}{2}\tau^a; \quad \tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

y las relaciones de conmutación de estos generadores quedan dadas por

$$[T^a, T^b] = i\varepsilon^{abc}T_c, \quad \text{y además } [T^a, Y] = 0, \quad (2.5)$$

donde ε^{abc} es el tensor antisimétrico de Levi-Civita.

La invariancia del Lagrangiano a la que nos referimos, es ante la siguiente transformación de gauge o de fase,

$$\Psi_j \rightarrow \Psi'_j = \exp\{\vec{T} \cdot \vec{\alpha}(x) + iY_j\beta(x)\}\Psi_j, \quad (2.6)$$

para los singletes $T = 0$ y para los dobletes $T =$ las matrices de Pauli ya mencionadas, α y β son fases arbitrarias.

La interacción débil es quiral, es decir, los cuantos sólo se acoplan a la materia levógira (viola la paridad), y para que el modelo esté completo han de introducirse los términos cinéticos para los bosones de gauge, y el Lagrangiano sin los campos de materia que describe la interacción es:

$$\mathcal{L}_{SM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (2.7)$$

donde,

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_1 \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad (2.8)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.9)$$

$W_{\mu\nu}^a$ y $B_{\mu\nu}$ son los bosones de los grupos $SU(2)_L$ y $SU(1)_Y$ respectivamente y g_1 es la constante de acoplamiento del grupo $SU(2)_L$, el tercer término del bosón $W_{\mu\nu}^a$ aparece debido a la naturaleza no-Abeliana del grupo $SU(2)_L$, ya que los generadores no conmutan, es un grupo de Yang-Mills.

2.2.2. Interacción fuerte

La interacción fuerte es descrita por la teoría invariante de gauge bajo el grupo $SU(3)_C$, conocida como QCD. En este sector aparece un octeto de campos de *gluones* de masa nula G_μ^a ($a = 1, 2, \dots, 8$) o bosones de gauge que corresponden a los ocho generadores del grupo $SU(3)_C$ equivalentes a un medio de las ocho matrices 3×3 anti-conmutantes de Gell-Mann y que obedecen las siguientes relaciones de conmutación,

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T_c \quad \text{donde} \quad \text{Tr} [T^a, T^b] = \frac{1}{2}\delta_{ab}, \quad (2.10)$$

donde el tensor f^{abc} define las constantes de estructura del grupo $SU(3)_C$ y se ha utilizado la misma notación que para los generadores de $SU(2)_L$.

Su acoplamiento es vectorial y el Lagrangiano sin considerar los campos de materia esta dado por:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (2.11)$$

La intensidad de este campo está dada por,

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_{\mu b} G_{\nu c}, \quad (2.12)$$

donde g_s es el acoplamiento de la interacción fuerte y debido a la naturaleza no-Abeliana de los grupos $SU(2)_L$ y $SU(3)_C$, aparecen auto-interacciones entre sus campos de gauge, $V_\mu \equiv W_\mu$, G_μ , obteniendo lo siguiente,

- acoplamiento triple de bosones de gauge : $ig_i \text{Tr} (\partial_\nu V_\mu - \partial_\mu V_\nu) [V_\mu, V_\nu]$
- acoplamiento cuártico de bosones de gauge : $\frac{1}{2}g_i^2 \text{Tr} [V_\mu, V_\nu]^2$.

Los campos de materia se acoplan a los campos de gauge y el Lagrangiano que describe esta interacción queda dado por,

$$\mathcal{L}_m = i\bar{Q}\gamma^\mu D_{Q\mu}Q + i\bar{L}\gamma^\mu D_{L\mu}L, \quad (2.13)$$

donde D_μ es la derivada covariante, y en el caso de los quarks se define como,

$$D_{Q\mu}Q = \left(\partial_\mu - ig_s t^a G_\mu^a - ig T^a W_\mu^a - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \right) Q, \quad (2.14)$$

donde g_s , g y g_1 son, respectivamente, las constantes de acoplamiento de los grupos $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, lo cual nos determina los acoplamientos entre los fermiones y los campos gauge $V_\mu \equiv W_\mu$, G_μ los cuales se expresan de esta forma,

$$-g_i \bar{\psi} V_\mu \gamma^\mu \psi. \quad (2.15)$$

El Lagrangiano del SM sin considerar los términos masivos para los fermiones es:

$$\mathcal{L}_{SM} = \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu e_{Ri} + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu u_{Ri} + \bar{d}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu d_{Ri}, \quad (2.16)$$

como se mencionó anteriormente, este Lagrangiano es invariante ante transformaciones de gauge locales $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ para fermiones y campos de gauge, por ejemplo, para el caso del sector electrodébil las transformaciones son las siguientes,

$$L(x) \rightarrow L'(x) = e^{i\alpha_a(x)T^a + i\beta(x)Y} L(x), \quad R(x) \rightarrow R'(x) = e^{i\beta(x)Y} R(x),$$

$$\vec{W}(x) \rightarrow \vec{W}_\mu(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \vec{\alpha}(x) - \vec{\alpha}(x) \times \vec{W}_\mu(x), \quad B_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x) - \frac{1}{g_1} \partial_\mu \beta(x), \quad (2.17)$$

donde el símbolo \times significa el producto directo entre grupos.

Hasta ahora, los campos de gauge y los campos de fermiones se han considerado como no masivos. En el caso de las interacciones fuertes, los gluones son de hecho partículas sin masa, mientras que los términos de masa de la forma $-m_q \bar{\psi} \psi$ se pueden generar para los quarks "coloreados" de una manera invariante de gauge $SU(3)_C$. En el caso del sector electrodébil, la situación es más problemática: si añadimos los términos de masa, $\frac{1}{2} M_V^2 W_\mu W^\mu$, correspondiente a los bosones de gauge (experimentalmente se ha demostrado que son masivos, considerando que las interacción débil es de corta distancia), esta acción violaría la invariancia de gauge local $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Esta afirmación se puede visualizar tomando como ejemplo a la electrodinámica cuántica QED, donde el fotón no es masivo debido a la simetría local $U(1)_Q$.

$$\frac{1}{2} M_A^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2} M_A^2 \left(A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \right) \left(A^\mu - \frac{1}{e} \partial^\mu \alpha \right) \neq \frac{1}{2} M_A^2 A_\mu A^\mu. \quad (2.18)$$

Aparte de lo anterior, si tratamos de insertar explícitamente a mano los términos masivos para los bosones de gauge y para los fermiones, llegaríamos a un rompimiento de la invariancia de la simetría local $SU(2)_L \times U(1)_Y$, entonces nos encontramos con dos opciones; o nos olvidamos de la masa de las partículas o sacrificamos una simetría gauge exacta, es decir, sin romper.

2.3. El mecanismo de Higgs y el teorema de Goldstone

De acuerdo con lo mencionado anteriormente, en los años 60 surgió la siguiente pregunta: ¿existe una manera (de preferencia simple y elegante) de generar la masa de los bosones de gauge y de los fermiones sin que sea violada la invariancia de fase $SU(2)_L \times U(1)_Y$? La respuesta es si: el mecanismo de *ruptura espontánea de la simetría* o simetría oculta de; Higgs-Brout-Englert-Guralnik-Hagen-Kibble, mejor conocido como: *El Mecanismo de Higgs* [19].

Este proceso está relacionado con el vacío, pero el concepto de vacío para un físico no corresponde con la idea ingenua de espacio vacío. En cambio, un físico reconoce que incluso en la ausencia de partículas físicas existen efectos cuánticos debido a partículas "virtuales" fluctuando en el vacío. Para un físico el vacío es el estado de energía más baja, después de la consideración de éstos efectos cuánticos. La ruptura "espontánea" de la simetría, o simetría oculta, es el estado de mínima energía que puede no poseer todas las simetrías de las ecuaciones subyacentes del sistema físico.

Este mecanismo surgió por primera vez en relación con el fenómeno de la superconductividad, como se describe en la teoría de Bardeen, Cooper y Schrieffer [21]. Según esta teoría, el fotón adquiere una masa efectiva cuando se propaga a través de ciertos materiales a temperaturas suficientemente bajas, sugerido anteriormente por Ginzburg y Landau [22]. En el espacio libre, la carencia de masa del fotón está garantizada por la invariancia de Lorentz y la simetría de gauge $U(1)_e$. Un superconductor tiene un marco en reposo bien definido de manera que la invariancia de Lorentz se rompe de una manera explícita. Sin embargo, la simetría de gauge todavía está presente, aunque "oculta", por la condensación de pares de electrones de Cooper en el estado de energía más bajo (vacío). Se demostró explícitamente por Anderson [3] cómo las interacciones de los fotones con los pares de Cooper en un superconductor ocasionan que el fotón adquiera una masa efectiva.

La idea de la ruptura espontánea de la simetría *global* fue introducida a la física relativista de partículas en cuatro dimensiones por Nambu en 1960. Él sugirió que la pequeña masa y las interacciones de baja energía de los *piones* podrían entenderse como una reflexión de una simetría global quiral rota espontáneamente, la cual fuese exacta si el quark *up* y *down* no tuviesen masa. Su sugerencia fue que los quarks ligeros se condensan en el vacío, al igual que los pares de Cooper en superconductividad. Cuando esto sucede, la simetría quiral "oculta" o rota, hace que las masas de los piones desaparezcan y fija sus acoplamientos de baja energía a los protones, neutrones y entre ellos mismos.

Previamente existía un teorema, propuesto por Goldstone, el cual fue demostrado en 1961 por él mismo y por Salam-Weinberg, el cual dice que: la ruptura espontánea de una simetría continua, tal como una simetría quiral, debe ir acompañada de la aparición de un escalar (espín 0) no-masivo llamado, bosón de Goldstone y aparecerá uno por cada generador roto. Por ejemplo, para una simetría continua $O(N)$ se tienen $\frac{1}{2}N(N-1)$ generadores; la simetría residual sin romper $O(N-1)$ tiene $\frac{1}{2}(N-1)(N-2)$ generadores y por ende, existen $N-1$ bosones de Goldstone no masivos, por ejemplo, en el grupo $O(4)$ existen 3.

Sin embargo, ésto no es necesariamente el caso si se trata de una ruptura de simetría de gauge, como en el caso no relativista de la superconductividad. Anderson conjeturó que podría ser posible ampliar este mecanismo para el caso relativista, como lo hicieron Klein y Lee, pero Gilbert argumentó que este proceso estaba prohibido por la invariancia de Lorentz.

La ruptura espontánea de la simetría de gauge *local* fue introducida a la física de partículas en 1964 por Englert y Brout, seguido independientemente y sin saberlo por Higgs y posteriormente por Guralnik, Hagen y Kibble [23]. Demostraron cómo se podían desechar simultáneamente dos bosones sin masa no deseados, un bosón de Nambu-Goldstone sin espín y un bosón de gauge de una simetría local, combinándolos en un solo bosón vectorial masivo dentro del marco de una teoría totalmente relativista. Los dos estados de polarización de un bosón vectorial sin masa se combinan con el único grado de libertad de una partícula de espín-cero dando lugar a los tres grados de libertad requeridos por una partícula masiva de espín-uno V , cuya masa esta dada por:

$$m_V = g_V \frac{v}{\sqrt{2}},$$

donde g_V es la correspondiente constante de acoplamiento de gauge.

Englert y Brout consideraron explícitamente una teoría de Yang-Mills, no-Abeliana, y supusieron la formación de un valor esperado de vacío (VEV) de un campo escalar no-singlete (no único) y usaron un proceso esquemático para demostrar la generación de masa para el campo de gauge V . El primer artículo de Higgs demostró que la simetría de gauge proporciona una escapatoria del teorema "prohibitivo" de Gilbert mencionado anteriormente, y en su segundo trabajo [2] explota esta "salida" para demostrar la generación de masa para el caso Abeliano. En un artículo posterior Guralnik, Hagen y Kibble [23] hacen referencia a los artículos de Englert/Brout y Higgs y también demuestran la generación de masa también en el caso Abeliano.

El segundo documento de Higgs, [2] es el único de los artículos de 1964 en mencionar explícitamente la existencia de una partícula escalar masiva asociada a la curvatura del potencial efectivo que determina el VEV, v del campo cargado.

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v.$$

Englert y Brout no mencionaron el espectro de los escalares físicos, mientras que Guralnik, Hagen y Kibble [23] hablan de un escalar no masivo que se desacoplaba de las excitaciones masivas en su modelo. También destaca un notable artículo escrito sin conocimiento previo de estos documentos por Migdal y Polyakov [24] en 1965, mientras aún eran estudiantes, en el cual discuten la ruptura espontánea parcial de la simetría local en el caso no-Abeliano. En 1966 surgió otro artículo muy importante por Higgs, en el que discutió en detalle la formulación de la teoría Abeliana rota-espontáneamente. En particular, deriva explícitamente las reglas de Feynman para procesos relacionados a lo que hoy ha llegado a ser conocido como el bosón masivo de Higgs H , incluso discutió con sorprendente detalle su decaimiento a dos bosones vectoriales masivos, así como la dispersión vectorial-escalar y escalar-escalar. Otro artículo importante de Kibble discute en detalle el caso no-Abeliano, incluyendo ruptura-espontánea parcial de la simetría y también se menciona la aparición de un bosón escalar masivo a la Higgs.

El siguiente paso importante fue la incorporación por Weinberg [4] y por Salam [5] de la ruptura-espontánea de la simetría no Abeliana al modelo unificado de las interacciones débiles y electromagnéticas, $SU(2)\times U(1)$ de Glashow [25]. El artículo de Weinberg fue el primero en observar que el VEV del campo escalar podría dar lugar también a las masas de los fermiones fundamentales f , y que éstas masas son proporcionales a su acoplamiento con el bosón de Higgs.

$$m_f = g_f \bar{f} H v.$$

Sin embargo, los trabajos originales de la ruptura-espontánea de simetrías gauge y unificación electrodébil fueron en gran parte ignorados por las principales corrientes en la comunidad de físicos de partículas hasta que la renormalizabilidad de las teorías de gauge rotas-espontáneamente fue demostrada por 't Hooft y Veltman [6]. Posteriormente estas ideas fueron incorporadas a la corriente muy rápidamente, gracias en particular a una serie de documentos muy influyentes por B. W. Lee y colaboradores.

B. W. Lee tiene mucha responsabilidad de que el bosón de Higgs sea llamado el bosón de Higgs, mencionando repetidamente “campos escalares de Higgs” en la Conferencia

Internacional de Física de Altas Energías en 1972 [26].

2.3.1. El bosón de Higgs - Perfil fenomenológico

Ya en la década de los 70s había pocas sugerencias de cómo restringir o excluir la posible existencia de un bosón de Higgs físico. Un artículo considera el posible efecto de intercambio de Higgs en dispersiones deuterón-electrón, y obtiene un límite inferior $m_H > 0.6$ MeV y otra cota se obtuvo de la emisión de Higgs por estrellas de neutrones, produciendo el límite inferior $m_H > 0.7$ MeV. También hubo una discusión teórica de la posible producción de Higgs en transiciones nucleares $0^+ \rightarrow 0^+$ y el hecho de que no es observado en decaimientos excitados del ^{16}O y ^4He condujo a que su masa fuera excluida del rango $1.03 \text{ MeV} < m_H < 18.3 \text{ MeV}$. Paralelamente, información sobre la dispersión deuterón-electrón arroja un límite inferior de $m_H > 15$ MeV. Estos dos últimos fueron los límites más robustos obtenidos en este período.

Este era el contexto en 1975 del primer estudio sistemático de la posible fenomenología del Higgs [8]. Las corrientes neutras ya habían sido descubiertas y se creía que la partícula J/ψ [7] era *charmonium*, aunque seguían habiendo dudas y el descubrimiento del quark *charm* (encanto) aun yacía en el futuro. La búsqueda de los bosones vectoriales intermedios W^\pm , y Z^0 estaba apareciendo en la agenda experimental, pero el colisionador $p\bar{p}$ del CERN que los descubriría aún no estaba propuesto. Sin embargo, parecía que la prueba que afianzaría el paradigma de la ruptura espontánea de simetría, subyacente del SM, sería el descubrimiento del bosón de Higgs.

En aquellos días, había muy pocos datos teóricos sobre la posible masa del bosón de Higgs, que es una de las razones del por qué, en aquellos tiempos, se consideraban masas muy pequeñas del bosón de Higgs en los análisis teóricos. Una posibilidad que llamó la atención fue que la masa del Higgs era enteramente debida a correcciones cuánticas, lo cual arrojaba $m_H \sim 10$ GeV en ausencia de fermiones pesados [40] (A nivel atómico, la mayoría de las correcciones cuánticas implican que el electrón de un átomo irradia un fotón o captura un fotón irradiado desde otro lugar y se deben de considerar esas correcciones). En el otro extremo de la escala de masas, se subrayó que las auto-interacciones del Higgs serían más intensas para $m_H \sim 1$ TeV.

2.4. Ruptura espontánea de la simetría

2.4.1. Ruptura espontánea de simetría *global* en un modelo $U(1)$

Un modelo simple de ruptura espontánea de simetría global $U(1)$ fue introducido por Goldstone en 1961, con un solo campo escalar complejo $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ con el siguiente Lagrangiano y potencial efectivo,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - V(\phi), \quad V(\phi^*\phi) = \frac{\mu^2}{2}(\phi^*\phi) + \frac{\lambda}{4}(\phi^*\phi)^2, \quad (2.19)$$

donde μ^2 y $\lambda > 0$ son constantes reales. Como se ha mencionado anteriormente se busca que el Lagrangiano sea invariante, y éste evidentemente lo es ante la transformación de fase global $U(1)$,

$$\phi \rightarrow e^{i\alpha}\phi, \quad (2.20)$$

α es un ángulo de fase (rotación). Si el parámetro μ^2 es positivo, existirá un único estado de vacío, $\langle\phi\rangle = 0$. Perturbaciones alrededor de este vacío nos revelan que, para este caso, ϕ_1 y ϕ_2 tienen masas iguales, dado que la simetría del Lagrangiano es evidente.

Considerando ahora el caso $\mu^2 < 0$, el potencial $V(\phi^*\phi)$ tendrá la forma de un sombrero mexicano o fondo de botella, ilustrado en la figura 2.1. Cuando se minimiza el potencial obtenemos el valor esperado de vacío v (VEV) del campo escalar ϕ diferente de cero, $\langle|\phi|\rangle = v \neq 0$ donde,

$$\langle|\phi|\rangle = \phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv v^2, \quad (2.21)$$

quedando indeterminado el ángulo de fase α . Observamos que cuando $\mu^2 < 0$ aparece un conjunto de puntos mínimos equivalentes a lo largo de un círculo de radio $\sqrt{-\mu^2/2\lambda}$, y al seleccionar uno de esos puntos se rompe espontáneamente la simetría rotacional.

La simetría $U(1)$ queda ahora implícita, dado que relaciona los diferentes puntos equivalentes de ese "vacío", que corresponde a la aparición de una ruptura espontánea de la simetría. Para poder observar el espectro de partículas participantes, se selecciona un punto determinado de vacío entre todos los disponibles alrededor de ese círculo, y se realiza una perturbación alrededor de ese punto,

$$\phi_{1,\text{vac}} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad \phi_{2,\text{vac}} = 0. \quad (2.22)$$

Podemos parametrizar las perturbaciones de la siguiente manera,

$$\frac{\eta}{\sqrt{2}} \equiv \phi_1 - \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad \phi_2 \equiv \frac{\xi}{\sqrt{2}} \quad (2.23)$$

entonces $\phi = (v + \eta + i\xi)/\sqrt{2}$, donde η y ξ , las perturbaciones, son campos reales, y en términos de estos el potencial efectivo queda así,

$$\mathcal{L} = -\frac{\mu^2}{2}\eta^2 - \frac{\lambda}{2} [(v + \eta)^2 + \xi^2]^2 - \mu^2 v \eta - \frac{\mu^2}{2}\xi^2 - \frac{1}{2}\mu^2 v^2. \quad (2.24)$$

La partícula escalar correspondiente a η tiene una masa dada por, $m_\eta^2 = -\mu^2 > 0$, mientras que la partícula escalar ξ , no tiene masa. Esta última partícula es un prototipo de un bosón de Goldstone (conocido también como bosón de Nambu-Goldstone), no tiene masa por que en la dirección en el espacio de campos en el que actúa, correspondiente a un cambio de fase, la energía potencial no cambia, y como ya se había mencionado, su aparición se debe (teorema de Goldstone) a la ruptura espontánea de la simetría.

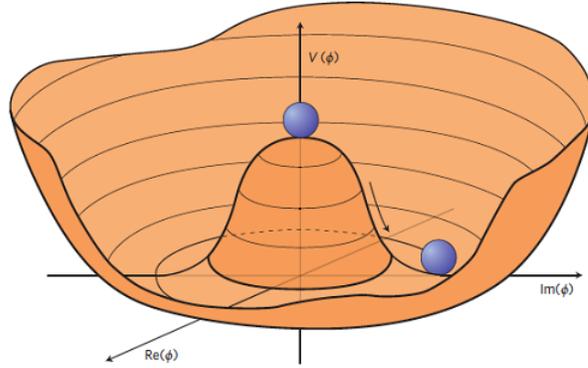


Figura 2.1

Un prototipo de un potencial efectivo en forma de Sombrero Mexicano que lleva a una ruptura espontánea de simetría. El vacío, es decir, el estado de menor energía, es descrito por un punto escogido al azar alrededor de la parte inferior del borde del sombrero. En una simetría "global", los movimientos alrededor de la parte inferior del sombrero corresponden a un bosón de "Nambu-Goldstone" sin masa y de espín cero. En el caso de una simetría de gauge "local", como fue señalado por Englert-Brout, por Higgs y por Guralnik, Hagen y Kibble, este bosón se combina con un bosón sin masa y espín-uno para producir una partícula masiva con espín uno. El bosón de Higgs es

una partícula masiva de espín cero correspondiente a las fluctuaciones cuánticas en la dirección radial, oscilando entre el centro y el lado del sombrero.

Para clarificar el concepto, observemos que aunque la fase de ϕ no está determinada, y todas las opciones son equivalentes dado que tienen la misma energía. El sistema debe elegir algún valor particular de la fase, es decir, en qué dirección va a bajar hacia ese estado de mínima energía, ahora bien, cambiar la fase no requiere energía dado que permanece al mismo potencial. La interpretación que se le da a esto, es que el sistema tiene un grado de libertad sin masa, el bosón de Nambu-Goldstone, correspondiente a fluctuaciones cuánticas rotacionales del campo alrededor del borde o ala del "sombrero mexicano", donde permanecen al mismo potencial.

2.4.2. Ruptura espontánea de simetría *local* en un modelo $U(1)$

A continuación veremos como la ruptura espontánea de la simetría se manifiesta en la presencia de un campo de gauge $U(1)$, con el fin de construir una teoría que sea invariante ante transformaciones de fase locales $U(1)$, $\phi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi$ [2, 23], y se propone el siguiente Lagrangiano

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + D_\mu\phi^*D^\mu\phi - V(\phi), \quad (2.25)$$

donde el primer término corresponde a las componentes cinéticas del campo A_μ , los siguientes son los del campo escalar y el potencial escalar, dado por, $V(\phi) = \frac{\mu^2}{2}(\phi^*\phi) + \frac{\lambda}{4}(\phi^*\phi)^2$, las derivadas espacio-temporales se sustituyen por la derivada covariante $D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$ (e es la carga que se conserva), necesaria para que el Lagrangiano sea invariante ante las siguientes transformaciones de fase locales $U(1)$;

$$\phi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi, \quad A'_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x). \quad (2.26)$$

Para $\mu^2 > 0$, \mathcal{L} es simplemente el Lagrangiano de QED para una partícula escalar cargada de masa μ y con una auto-interacción ϕ^4 . Para $\mu^2 < 0$, el campo escalar $\phi(x)$ adquiere un valor esperado de vacío y el mínimo del potencial $V(\phi)$, será igual que el de la ecuación (2.23).

Ahora, como en el caso anterior, minimizamos el potencial $V(\phi)$ y se expande (perturba) el Lagrangiano y lo escribimos en términos de las perturbaciones alrededor del estado de vacío $\langle\phi\rangle$,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \left\{ \frac{1}{2} [(\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) - \mu^2 \eta^2] + \frac{1}{2} (\partial^\mu \xi)(\partial_\mu \xi) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} q^2 v^2 A^\mu A_\mu \right\} \\
& + v q^2 A^\mu A_\mu \eta + \frac{q^2}{2} \eta^2 A^\mu A_\mu + q (\partial^\mu \xi) A_\mu (v + \eta) - q (\partial^\mu \eta) A_\mu \xi \\
& - \mu^2 v \eta - \frac{\mu^2}{2} \xi^2 - \frac{\lambda}{2} [(v + \eta)^2 + \xi^2]^2 - \frac{\mu^2 v}{2}. \tag{2.27}
\end{aligned}$$

Los primeros términos describen una partícula escalar real, η , con una masa $\sqrt{-\mu^2}$, en seguida aparece un bosón de Goldstone no-masivo, el cuarto termino describe un campo de gauge $U(1)$ libre, pero contrario al caso anterior, ahora se observa que después de la fase de ruptura-espontánea aparece un término masivo proporcional a $A^\mu A_\mu$, que corresponde a una masa para el campo de gauge, A_μ , $m_A = qv$, que como se ve es proporcional al VEV del campo de Higgs [4, 5].

El resto de los términos corresponden a acoplamientos entre los campos A_μ , η y ξ , incluyendo un acoplamiento de interacción bilineal (entre dos campos) proporcional a $A^\mu \partial_\mu \xi$. Para dar una correcta interpretación del Lagrangiano anterior y cancelar el campo "fantasma" ξ (por que no tiene masa), se deben diagonalizar los términos bilineales, para eso se hace una transformación al campo A^μ , dado que se tiene una libertad de transformaciones de gauge.

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{qv} \partial_\mu \xi, \tag{2.28}$$

y también realizamos la siguiente transformación de fase local a primer orden,

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{-i\xi(x)/v} (v + \eta(x) + i\xi(x)) = \frac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}}, \tag{2.29}$$

al aplicar estas transformaciones, técnica conocida como *unitary gauge*, el campo ξ desaparece, y el Lagrangiano (2.27) adquiere la siguiente forma simplificada,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} [(\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) - \mu^2 \eta^2] - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} q^2 v^2 A^\mu A'_\mu + \dots \tag{2.30}$$

donde los puntos suspensivos representan interacciones trilineales y cuadrilineales.

El bosón de Goldstone ξ que apareció cuando se rompió espontáneamente la simetría $U(1)$ al considerar $\mu^2 < 0$, fue absorbido por el campo de gauge A^μ , el cual por lo tanto, adquirió masa. Hay que considerar que, un bosón de gauge no-masivo tiene tan solo dos grados de libertad, los estados de polarización transversales, mientras que un bosón de gauge masivo tiene un tercer estado (longitudinal) de polarización que es suministrado por el bosón de Goldstone en el proceso de la ruptura espontánea de simetría. La simetría de gauge $U(1)$ ya no es evidente, ahora esta "escondida" o rota espontáneamente. Este es el mecanismo de Englert-Brout-Higgs, por medio del cual los bosones de gauge adquieren masa, y como veremos mas adelante, este proceso se puede generalizar para también generar la masa de los fermiones.

2.5. El mecanismo de Higgs en el Modelo Estándar

2.5.1. Generación de la masa de los Bosones

En el caso del SM, cuyo grupo de gauge es el $SU(2)_L \times SU(3)_C$, el cual es un modelo no-Abeliano, su análisis es un poco más complicado que el caso anterior, aquí se necesita generar las masas de los bosones de gauge W^\pm y Z , pero el fotón debe seguir siendo no masivo y la QED debe permanecer como una simetría exacta. Por lo tanto, necesitamos al menos 3 grados de libertad para los campos escalares. La opción más simple es la de un doblete de campos escalares complejos $SU(2)$, Φ ,

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

en seguida, al Lagrangiano del SM, ignorando los términos de la sección fuerte,

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{l}_{kL}\gamma_\mu D^\mu l_{kL} + i\bar{e}_{kR}\gamma_\mu D^\mu e_{kR}\dots \quad (2.32)$$

se le añaden los términos invariantes del sector escalar con su respectivo potencial efectivo,

$$\mathcal{L}_s = (D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2. \quad (2.33)$$

En el caso $\mu^2 < 0$, la componente neutra del doblete de campos escalares Φ adquirirá un valor esperado de vacío, VEV, el cual no deberá de ser en la dirección cargada ϕ^+ para poder preservar $U(1)_{\text{QED}}$.

$$\langle \Phi \rangle_0 \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{2} \end{pmatrix} = \quad \text{donde } v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2}, \quad (2.34)$$

y se lleva a cabo el mismo procedimiento que en el caso anterior, expresar el campo Φ en términos de cuatro campos $\theta_{1,2,3}(x)$ y $h(x)$ a primer orden,

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+h) - i\theta_3 \end{pmatrix} = e^{i\tau^a \theta(x)/v} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h(x) \end{pmatrix}, \quad (2.35)$$

en seguida se hace una transformación de gauge al campo para que de lugar a un gauge unitario,

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\tau^a \theta(x)/v} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h(x) \end{pmatrix}, \quad (2.36)$$

y proceder a expandir completamente el término $|D_\mu \Phi|^2$ del Lagrangiano del sector escalar, \mathcal{L}_S ,

$$\begin{aligned} |D_\mu \Phi|^2 &= [(\partial_\mu - ig\frac{\tau_a}{2}W_\mu^a - ig_1\frac{1}{2}B_\mu)\Phi]^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g_1B_\mu) & -\frac{ig}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{ig}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g_1B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{8}g^2(v+h)^2 |W_\mu^1 - iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8}(v+h)^2 |gW_\mu^3 - g_1B_\mu|^2, \end{aligned} \quad (2.37)$$

en donde $|\cdot|^2 \equiv (\cdot)^\dagger(\cdot)$, y en seguida se definen los nuevos campos W_μ^\pm y Z_μ :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z^\mu = \frac{gW_\mu^3 - g_1B_\mu}{\sqrt{g^2 + g_1^2}}, \quad A^\mu = \frac{g_1W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g_1^2}}, \quad (2.38)$$

donde A_μ es el campo ortogonal a Z_μ , y al considerar los términos bilineales de los campos; W^\pm , Z , A ,

$$M_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg, \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g_1^2}, \quad M_A = 0, \quad (2.39)$$

obtenemos la masa de los bosones W^\pm , y Z mientras que el fotón, A , permanece sin masa.

Por medio de la ruptura espontánea de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$, lo que se ha logrado es que tres bosones de Goldstone han sido absorbidos por los bosones W_μ^\pm y Z_μ para dar lugar a su polarización longitudinal y así adquirir masa. Considerando que la simetría $U(1)_Q$ permaneció inalterada, sin ser rota, el fotón, el cual es su generador permanece sin masa, como debe de ser.

2.5.2. Generación de la masa de los Fermiones

Ahora veremos como se genera la masa de los fermiones haciendo uso del mismo campo escalar Φ , con una hipercarga $Y = 1$, y el isodoublete $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$, con una hipercarga $Y = -1$.

Para la generación de la masa de los fermiones, introducimos el Lagrangiano invariante de Yukawa $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\lambda_e \bar{L}\Phi e_R - \lambda_d \bar{Q}\Phi d_R - \lambda_u \bar{Q}\tilde{\Phi} u_R + h.c. \quad (2.40)$$

donde las $\lambda_{e,d,u}$ son los correspondientes acoplamientos de Yukawa (matrices 3×3), y a continuación se realiza el mismo procedimiento que en el caso anterior. Por ejemplo, para el caso específico del electrón, se obtiene lo siguiente:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} &= -\frac{1}{2}\lambda_e(\bar{\nu}_e, \bar{e}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} e_R + \dots \\ \mathcal{L}_{Yukawa} &= -\frac{1}{2}\lambda_e(v+h)\bar{e}_L e_R + \dots \end{aligned} \quad (2.41)$$

En general, se observa que los coeficientes constantes de los fermiones \bar{f}_L, f_R (y h.c.) se interpretan como la masa de ellos

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}. \quad (2.42)$$

Es interesante ver que con el mismo isodoublete de campos escalares complejos Φ , se ha generado la masa tanto de los bosones vectoriales débiles W_μ^\pm y Z_μ así como la de los fermiones, y a la vez se ha preservado la simetría de gauge $SU(2) \times U(1)$, la cual fue rota espontáneamente o escondida. La simetría electromagnética $U(1)_Q$ así como la simetría de color $SU(3)_C$ permanecieron intactas, sin ser rotas.

Capítulo 3

El modelo extendido B-L

El gran éxito de la simetría de gauge en la descripción del SM nos conduce a considerar que cualquier ampliación de este modelo debe ser a través de una extensión de su simetría de gauge. En este capítulo se analiza el modelo que se abordará en esta tesis, se introduce la notación y se resaltan las diferencias que existen con el SM.

El modelo extendido $U(1)_{B-L}$ [27-31] es una de las extensiones más simples del SM con la adición de una simetría de gauge local $U(1)_{B-L}$ [32], donde B y L representan el número bariónico y leptónico respectivamente. Esta simetría B-L desempeña un papel importante en varios escenarios de la física más allá del SM. (i) El grupo de simetría de gauge $U(1)_{B-L}$ esta contenido dentro de la Teoría de la Gran Unificación (GUT) descrita por un grupo $SO(10)$ [27]. (ii) La escala del rompimiento de la simetría B-L esta relacionada con la escala de los términos de masa del neutrino de Majorana pesado dextrógiro (RH) y da lugar al conocido mecanismo balancín (see-saw) [33-37] con lo cual se explica la masa ligera de los neutrinos levógiros del SM. (iii) La simetría B-L y la escala de su ruptura están estrechamente ligadas al mecanismo de bario-génesis a través de lepto-génesis [38]. También, el modelo contiene un bosón de gauge adicional Z' correspondiente a la simetría B-L y un singlete escalar extra, relacionado al SM (bosón de Higgs pesado H). Esto puede cambiar significativamente la fenomenología del SM y nos puede indicar la existencia de nuevos e interesantes fenómenos en colisionadores actuales y futuros, tales como el gran colisionador de hadrones (LHC) [39-40], el colisionador lineal internacional (ILC) [41-46] y el colisionador lineal compacto (CLIC) [47-49]. Por lo tanto, los colisionadores ILC y CLIC serán usados como otros mecanismos de producción, "fábricas", de Higgs en los cuales se puede estudiar con precisión y detalle las propiedades de los bosones h y H y esto se puede considerar como un gran paso en la exploración de la física de altas energías y altas luminosidades (HL).

Lo atractivo del modelo B-L es la relativa sencillez en su estructura teórica [50-51] y su prueba crucial es la detección del nuevo bosón neutro pesado (Z') y el nuevo bosón de Higgs (H). El análisis de las mediciones precisas electrodébiles indica que el nuevo bosón de gauge Z' debe de pesar más de 1.2 TeV [52]. En la actualidad, tanto el nuevo bosón neutro pesado (Z') como el nuevo bosón de Higgs, predichos por este modelo, son buscados en el LHC. En este sentido, se ha obtenido una cota para la masa del bosón adicional (Z') del modelo B-L dado por la relación $M_{Z'} = 2v'g'_1$, donde v' , g'_1 son el VEV del nuevo grupo y la constante de acoplamiento del nuevo modelo respectivamente [30, 31, 50, 51]. Este nuevo bosón interactúa con los leptones, quarks, neutrinos pesados y neutrinos ligeros con una intensidad de interacción proporcional al acoplamiento de gauge B-L, g'_1 . El bosón Z' puede ser detectado en colisionadores por medio de señales di-leptónicas y di-jet. Los límites de sensibilidad de la masa de este nuevo bosón $M_{Z'}$ para el ATLAS y la colaboración CMS son del orden de $\mathcal{O}(1.83 - 2.65)$ TeV [53-61]. Para el caso del bosón de Higgs neutro pesado H , este puede ser producido en la corrida de alta luminosidad (HL) en el LHC (HL-LHC) a través de varios procesos de producción: fusión de gluones, fusión de bosones débiles, producciones asociadas WH/ZH y $t\bar{t}H$ con el subsecuente decaimiento a partículas pesadas. Los modos predominantes de decaimiento son WW , hh y ZZ , respectivamente, el bosón pesado también puede ser producido asociado a un Z' [30, 31]. Las perspectivas del descubrimiento del escalar neutro pesado H durante las corridas en HL-LHC se han estudiado extensivamente en [30, 31, 62-64]. Debe de recalarse que actualmente (2019) se están analizando los datos de las corridas del LHC a 13-14 TeV y los resultados podrían aumentar los posibles límites de la masa del Z' a valores superiores, o bien, podría encontrarse evidencia de su existencia. Para poder llevar a cabo estudios de alta precisión de las propiedades del Z' se requiere de un nuevo colisionador lineal [65], que nos permita realizar estudios profundos del sector de Higgs [30, 31, 50, 51, 66-71].

Es importante considerar que la extensión B-L analizada en el presente trabajo, es una extensión a escala de TeV. Esto significa que el rompimiento del valor esperado de vacío (VEV) del grupo $U(1)_{B-L}$ es del \mathcal{O} (TeV). Por lo tanto, también las masa de las nuevas partículas tendrán una escala de TeV. En particular, consideraremos el bosón Z' y la nueva partícula de Higgs con masas en el rango del mismo orden. Con respecto a los neutrinos, con una elección adecuada de los parámetros, los tres neutrinos ligeros tendrán masas en el rango de sub-eV, mientras que los tres pesados tendrán masas de \mathcal{O} (100) GeV.

El proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$ es uno de los principales mecanismos de

producción del bosón de Higgs en futuros colisionadores lineales e^+e^- tales como el ILC y el CLIC [72-76]. Por lo tanto, después del descubrimiento del bosón de Higgs, estudios detallados experimentales y teóricos son necesarios para la comprobación de sus propiedades y su dinámica [77-80]. Es posible buscar el bosón de Higgs en el marco del modelo B-L; sin embargo, la existencia de un bosón de gauge nuevo también podría proporcionar novedosos mecanismos de producción del Higgs que podrían probar su origen no-estándar.

En este trabajo se estudia la fenomenología del bosón de Higgs en el modelo see-saw TIPO I [33-37] para la generación de la masa del neutrino en presencia de una ruptura espontánea de simetría $U(1)_{B-L}$ en futuros colisionadores lineales electrón-positrón como el ILC y CLIC.

Se consideran los dos estados físicos del Higgs que emergen en este modelo, uno de los cuales es del tipo del SM (h) mientras que el otro (H) es de origen B-L (de aquí en adelante así designaremos a estas dos partículas), ambos compatibles con los últimos datos del LHC. Se examina una variedad de canales de desintegración de h , H y nos concentramos en los modos de producción; $e^+e^- \rightarrow Zh$, ZH y $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$, $t\bar{t}H$ incluyendo la posibilidad de mediación a través de un Z' , que podría ser resonante, y también contemplamos la mezcla Z/Z' (considerando restricciones experimentales relevantes del LEP).

Cabe mencionar que en [66], los autores hicieron un estudio de la física del Higgs a través del proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Z'h$, $Z'H$, la producción asociada de un bosón de Higgs y un par de quarks top $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$, $t\bar{t}H$, y la producción asociada de un par de Higgs y un bosón Z' $e^+e^- \rightarrow hhZ'$ en el ya mencionado modelo B-L. Sin embargo, la corriente principal (*mainstream*) de la literatura no consideran el caso de la mezcla Z/Z' el cual sí se considera en el presente trabajo.

Otra de las motivaciones para considerar los futuros colisionadores lineales es que las diferentes etapas de alta-energía y HL del ILC y el CLIC proporcionarán un medio ambiente limpio para estudiar las propiedades del bosón Z' y de los bosones de Higgs a través de la producción de Z/Z' asociada a un bosón de Higgs, tanto del tipo del SM como el originado por el grupo B-L. Los diferentes procesos de producción de ambos bosones de Higgs donde sus características pueden ser aprovechadas de mejor manera para revelar la naturaleza B-L de la ruptura de la simetría electrodébil (EWSB) en asociación con partículas pesadas, tanto de origen SM (bosones W , Z y quarks $t\bar{t}$) como de origen B-L (bosón Z' y neutrinos derechos ν_R), son los procesos Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$, ZH , $Z'h$, $Z'H$, los procesos de fusión de bosones vectoriales

WW , $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e h$ y los procesos de fusión de bosones vectoriales ZZ , $e^+e^- \rightarrow e^+e^-h$.

Otros mecanismos de producción importantes del bosón de Higgs mediante un bosón Z' que también son accesibles al ILC y CLIC, son $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$, $t\bar{t}H$ y $e^+e^- \rightarrow Zh h$, $Z'hh$ donde los procesos $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$, $t\bar{t}H$ (los cuales analizaremos en el presente trabajo) desempeñarán un papel importante en las mediciones de precisión del acoplamiento de Yukawa del quark top, mientras que los procesos $e^+e^- \rightarrow Zh h$, $Z'hh$ serán cruciales para entender el auto-acoplamiento del bosón de Higgs, los mecanismos de ruptura de simetría electrodébil EWSB y la generación de masa. El auto-acoplamiento del Higgs puede ser una forma no trivial de sondear el potencial de Higgs y probablemente la prueba más decisiva del mecanismo de EWSB. Discusiones detalladas sobre estos procesos y algunos nuevos modelos de física pueden encontrarse en [44, 45, 48, 81, 82].

Aunque en este trabajo no se considera el fondo radiactivo, es importante mencionar el fondo predominante de los procesos estudiados aquí, $e^+e^- \rightarrow Zh$ y $ZH : ZZ, Z\gamma, \gamma\gamma$ para el estado final del quark b ($e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow e^+e^-b\bar{b}, \mu^+\mu^-b\bar{b}$) y W^+W^-Z, γ para el estado final del bosón W , $e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow e^+e^-W^+W^-, \mu^+\mu^-W^+W^-$ respectivamente [34, 35, 48, 81, 82].

Como se mencionó anteriormente, el objetivo del presente trabajo es estudiar la fenomenología de la producción y decaimiento del bosón de Higgs ligero y pesado, así como la sensibilidad del bosón Z' del modelo B-L como una fuente de bosones de Higgs a través de los procesos Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$, $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$ y el proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, H$ incluyendo los efectos resonantes y no-resonantes en futuros colisionadores lineales e^+e^- , de alta energía y HL. Se evalúa la sección transversal total para la producción de Zh , ZH y $t\bar{t}h$, $t\bar{t}H$ y se calcula el número total de eventos para luminosidades integradas de $\mathcal{L} = 500 - 2000 \text{ fb}^{-1}$ y energías de centro-de-masa de $\sqrt{s} = 500 - 3000 \text{ GeV}$.

En el SM los neutrinos carecen de masa debido a la ausencia de neutrinos derechos (RH) y a la exacta conservación B-L, pero se tiene evidencia sólida de que el neutrino es masivo, confirmada por varios experimentos relacionados con fenómenos de oscilación [29, 33], siendo esto evidencia de la necesidad de una nueva física, más allá del SM.

El modelo más idóneo para dar una explicación natural y sencilla de la pequeña masa del neutrino del SM es por medio del mecanismo balancín (see-saw) [34 - 36, 83], en el cual se introducen los neutrinos pesados derechos (dextrógiros) RH como singletes bajo el grupo de gauge del SM. Como se ha mencionado, el modelo de gauge basado en el grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$ [30, 31, 33, 50, 66-71, 84] es una de las extensiones más simples del SM, en donde $U(1)_{B-L}$ representa una simetría de gauge

adicional y donde los neutrinos pesados derechos son esenciales, tanto para la consistencia de los números cuánticos (cancelación de anomalías) como para la preservación de la invariancia de gauge. En este modelo, la masa de los neutrinos RH surge en el sector de Yukawa del Lagrangiano después del rompimiento de la simetría del grupo $U(1)_{B-L}$.

3.1. El Lagrangiano del modelo B-L

La extensión B-L (Barión - Leptón) del SM se lleva a cabo añadiendo un grupo de gauge $U(1)$, que se relaciona con la simetría B-L. Sin pérdida de generalidad, el Lagrangiano clásico invariante de gauge para el modelo bajo consideración se puede descomponer de la siguiente manera:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_s + \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_Y, \quad (3.1)$$

donde los diferentes términos, \mathcal{L}_s , \mathcal{L}_{YM} , \mathcal{L}_f y \mathcal{L}_Y representan los sectores; escalar, Yang-Mills (gauge), fermiónico y de Yukawa, respectivamente. Nótese que este "nuevo" Lagrangiano es similar al del SM, aunque, debido a la diferente estructura de la simetría, cada término toma en consideración las diferencias existentes en los sectores escalar, gauge y fermiónico.

A continuación, resaltaremos sector por sector las similitudes y diferencias del modelo B-L con respecto al caso del SM.

3.1.1. El sector de gauge (Yang-Mills)

Al igual que en el SM, los campos vectoriales se determinan específicamente por la elección del grupo de gauge y por la transformación en sus representaciones de sus adjuntas, por lo tanto, en el Lagrangiano de Yang-Mills, las intensidades de campo no-Abelianos son iguales que en el SM y la única diferencia está contenida en los términos Abelianos.

El Lagrangiano para el sector de gauge se define explícitamente como: [30, 70, 85, 86]

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z'_{\mu\nu} Z'^{\mu\nu}, \quad (3.2)$$

donde $G_{\mu\nu}^a$, $W_{\mu\nu}^a$, $B_{\mu\nu}$ y $Z'_{\mu\nu}$ son los correspondientes tensores de intensidad de campo de los grupos $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ y $U(1)_{B-L}$ respectivamente.

Los tensores no-Abelianos son los mismos del SM y los tensores de intensidad de campo Abelianos quedan definidos por:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (3.3)$$

$$Z'_{\mu\nu} = \partial_\mu Z'_\nu - \partial_\nu Z'_\mu, \quad (3.4)$$

en donde B_μ y Z'_μ son los campos de gauge asociados a los grupos $U(1)_Y$, $U(1)_{B-L}$ respectivamente.

3.1.2. El sector escalar

Como se ha dicho, el modelo bajo estudio tiene un sector de gauge extendido, con un bosón de gauge neutro adicional Z' con respecto al SM. Para que el mecanismo de Higgs sea consistente (dar masa no sólo a los bosones débiles del SM, sino también al Z') es necesario ampliar el sector de Higgs del SM mediante la adición de un singlete de Higgs complejo χ .

Para poder preservar la invariancia de gauge del modelo, es necesario elegir las cargas B-L de los dos campos escalares Φ y χ , y se definen como, $Y_{B-L}^\Phi = 0$ y $Y_{B-L}^\chi = 2$ [30, 31, 66-68].

El Lagrangiano más general invariante de gauge renormalizable para el sector escalar del modelo es,

$$\mathcal{L}_s = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) - V(\Phi, \chi), \quad (3.5)$$

donde el termino del potencial queda dado por [68],

$$V(\Phi, \chi) = m^2(\Phi^\dagger \Phi) + \mu^2 |\chi|^2 + \lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \lambda_2 |\chi|^4 + \lambda_3 (\Phi^\dagger \Phi) |\chi|^2, \quad (3.6)$$

$$V(\Phi, \chi) = m^2(\Phi^\dagger \Phi) + \mu^2 |\chi|^2 + (\Phi^\dagger \Phi |\chi|^2) \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{\lambda_3}{2} \\ \frac{\lambda_3}{2} & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi^\dagger \Phi \\ |\chi|^2 \end{pmatrix}$$

siguiendo la notación de esta base de campos introducida anteriormente, la derivada covariante del modelo B-L se definen como la parte usual no-Abeliana del SM más una parte Abeliana: [66-68]

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s t^\alpha G_\mu^\alpha + i[gT^a W_\mu^a + g_1 Y B_\mu + (\tilde{g}Y + g'_1 Y_{B-L})B'_\mu], \quad (3.7)$$

donde g_s , g , g_1 , y g'_1 son los acoplamientos de $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ y $U(1)_{B-L}$ respectivamente y en donde t^α , T^a , Y y Y_{B-L} son sus correspondientes generadores de grupo. La mezcla entre los dos grupos Abelianos queda descrita por el nuevo acoplamiento \tilde{g} . Las cargas electromagnéticas Q de los campos son las mismas que las del SM y las cargas Y_{B-L} para los quarks, leptones y campos escalares son las siguientes: $Y_{B-L}^{\text{quark}} = \frac{1}{3}$, $Y_{B-L}^{\text{leptón}} = -1$, sin diferencia entre generaciones para que sea universal, y como ya mencionamos, $Y_{B-L}(\Phi) = 0$, $Y_{B-L}(\chi) = 2$, para preservar la invariancia de gauge del modelo.

Cabe mencionar que en este modelo, \tilde{g} y g'_1 son parámetros libres y su significado es crucial en el presente trabajo, para entender a fondo su significado, analicemos la ecuación (3.7). Se observa que esta derivada covariante se puede reescribir considerando una carga efectiva Y^E y un acoplamiento efectivo g_E :

$$g_E Y^E \equiv \tilde{g}Y + g'_1 Y_{B-L}. \quad (3.8)$$

Como cualquier otro parámetro en el Lagrangiano, $\tilde{g}Y$ y $g'_1 Y_{B-L}$ son parámetros que "corren" (running parameters), es decir, que dependen de la energía del análisis, por ende sus valores deben de ser definidos a determinada escala. Existe un grupo de valores a escalas determinadas (generalmente la escala electrodébil) para estos acoplamientos normalmente usados en la literatura [87, 88] con los cuales se obtienen diferentes modelos de referencia que contemplan bosones de gauge Z' [70].

Comúnmente en la literatura se maneja el modelo B-L "puro", el cual queda definido por la condición $\tilde{g}(Q_{EW}) = 0$ ($Y' = Y_{B-L}$), es decir, este nuevo acoplamiento se nulifica a la escala EW, esto implica que **no** hay mezcla a nivel árbol entre los bosones de gauge B-L, Z' y el Z del SM. Otros modelos de referencia de esta parametrización, son por ejemplo, el modelo Secuencial SM (SSM), definido por $Y^E = Y$, que en nuestra notación corresponde a las condiciones $\tilde{g} = g_1$, $g'_1 = 0$ a escala EW, también se maneja el modelo $U(1)_R$, para el cual las cargas de los fermiones RH son cero, en nuestra notación esto se obtiene con la condición $\tilde{g} = -2g'_1$ a escala EW. Otro importante modelo es el $U(1)_\chi$ basado en el grupo $SO(10)$, relacionado con GUTs, que en esta notación se obtiene con

$\tilde{g} = -\frac{4}{5}g'_1$. Aun que estos dos acoplamientos "corren" bajo diferente comportamiento, se preserva la relación EW $\tilde{g}/g'_1 = -4/5$ a un lazo y a cualquier escala.

Los escalares, doblete y singlete, se definen como:

$$\Phi = \left(\begin{array}{c} G^\pm \\ \frac{v + \phi^0 + iG_Z}{\sqrt{2}} \end{array} \right), \quad \chi = \frac{v' + \phi'^0 + iz'}{\sqrt{2}}, \quad (3.9)$$

donde G^\pm , G_Z y z' son los bosones de Goldstone de W^\pm , Z y Z' respectivamente, mientras que $v \simeq 246$ GeV es la escala de la ruptura de la simetría electro-débil y v' es la escala de ruptura del modelo B-L acotada por los datos de las mediciones de precisión electro-débiles cuyo valor se asume del orden de TeV.

3.1.3. El sector Fermiónico

El espectro Fermiónico del modelo es el mismo que el del SM, excepto por la adición de tres neutrinos diestros (RH), ν_R (singletes bajo el grupo de gauge del SM) uno por cada una de las tres familias de leptones. Como ya mencionamos, esta adición es esencial tanto para la cancelación de la anomalías como para la preservación de la invariancia de gauge.

El Lagrangiano del sector Fermiónico (k es el índice de generación) queda dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f = \sum_{k=1}^3 & (i\bar{q}_{kL} \gamma D^\mu q_{kL} + i\bar{u}_{kR} \gamma_\mu D^\mu u_{kR} + i\bar{d}_{kR} \gamma_\mu D^\mu d_{kR} + \\ & + i\bar{l}_{kL} \gamma_\mu D^\mu l_{kL} + i\bar{e}_{kR} \gamma_\mu D^\mu e_{kR} + i\bar{\nu}_{kR} \gamma_\mu D^\mu \nu_{kR}), \end{aligned} \quad (3.10)$$

donde las cargas de los campos son las habituales del SM y las B-L son; $1/3$ para los quarks y -1 para los leptones, sin distinción entre generaciones, con lo que se garantiza la universalidad. Las asignaciones de las cargas B-L de los campos, así como la introducción de tres neutrinos pesados RH con carga -1 bajo B-L están diseñadas para eliminar las anomalías de la teoría, y como ya se mencionó, la carga del nuevo campo escalar de Higgs (χ) de $+2$ bajo B-L se elige para asegurar la invariancia de gauge del modelo.

3.1.4. Interacciones de Yukawa

Además de los acoplamientos de Yukawa del SM, se observan dos nuevos tipos de interacciones de Yukawa que involucran neutrinos derechos RH, en donde se generan términos masivos tanto de Dirac como de Majorana.

$$\mathcal{L}_Y = -y_{jk}^d \overline{q_{Lj}} d_{Rk} \Phi - y_{jk}^u \overline{q_{Lj}} u_{Rk} \tilde{\Phi} - y_{jk}^e \overline{l_{Lj}} e_{Rk} \Phi - y_{jk}^\nu \overline{l_{Lj}} \nu_{Rk} \tilde{\Phi} - y_{jk}^M \overline{(\nu_R)_j^c} \nu_{Rk} \chi + \text{h.c.}, \quad (3.11)$$

donde $\nu_R^c = C \overline{\nu_R}^T$ y $\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^*$ donde i, j, k toman los valores de 1 a 3, los últimos dos términos son los términos de masa de Dirac y de Majorana para neutrinos RH y los otros son los usuales de Dirac. Sin pérdida de generalidad, se trabaja en la base en donde, y^M , son las matrices 3×3 del acoplamiento de Yukawa de los neutrinos RH y son diagonales, reales y positivas. Estos son los únicos términos invariantes de gauge permitidos, dado que hay términos prohibidos, por ejemplo, un término de masa efectivo tal como $M \overline{\nu_R^c} \nu_R$ está prohibido por que viola la invariancia de gauge. En particular, el último término en la ecuación (3.11) acopla a los neutrinos con el nuevo campo del singlete escalar, χ , y permite la generación dinámica de masa del neutrino a medida que el campo χ adquiere un VEV a través del mecanismo de Higgs. Debido a esto, en el modelo B-L, los neutrinos se acoplan al sector escalar, en particular los RH se acoplan fuertemente al singlete escalar χ y se observa por que es necesaria una carga $Y_{B-L}^X = +2$ para preservar la invariancia de gauge del Lagrangiano.

Como veremos mas adelante, estos son los ingredientes esenciales del mecanismo balancín ("see-saw") por medio del cual adquieren masa los neutrinos. A los estados propios de masa del neutrino, obtenidos después de aplicar el mencionado mecanismo, se les llamará ν_l (donde l significa light (ligero)) y ν_h (donde h significa heavy (pesado)), donde los primeros son los análogos del SM. Con una apropiada selección de acoplamientos de Yukawa, los neutrinos pesados pueden tener masas $m_{\nu_h} \sim \mathcal{O}(100)$ GeV.

3.2. Ruptura espontánea de la simetría (mecanismo de Higgs) $SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$

Aquí se generaliza el proceso de la ruptura espontánea de la simetría EW (EWSB) aplicado al potencial clásico, descrito por la ecuación (3.6) para el modelo B-L. Para

determinar la condición de delimitar $V(\Phi, \chi)$ de abajo hacia arriba, energéticamente, es suficiente estudiar su comportamiento para valores elevados de los campos, controlada por la matriz de la primera línea de la ecuación (3.6). Del requerimiento de que dicha matriz sea positiva, se obtienen las siguientes condiciones:

$$4\lambda_1\lambda_2 - \lambda_3^2 > 0, \quad (3.12)$$

$$\lambda_1, \lambda_2 > 0. \quad (3.13)$$

Si las condiciones de las ecuaciones (3.12) y (3.13) se cumplen y siguiendo la receta de parametrización del gauge de Feynman para el doblete de Higgs y el singlete del modelo B–L, podemos proceder a la minimización del potencial V como función no sólo de los campos de Higgs y sus VEVs, sino también de los llamados bosones de Goldstone. Por lo tanto, los campos escalares, Φ y χ , ahora se definen de la siguiente manera:

$$\Phi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -i(w^1 - iw^2) \\ v + (h + iz) \end{pmatrix}, \quad \chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v' + (h' + iz')), \quad (3.14)$$

donde $w^\pm = w^1 \mp iw^2$, z y z' son los aspirantes (*would be*) a bosones de Goldstone de W^\pm , Z y Z' respectivamente.

Haciendo uso de la invariancia de gauge (no es afectado por la elección del gauge) para la minimización del potencial escalar, tenemos que no hay restricciones al definir ambos VEVs de la siguiente forma:

$$\langle \Phi \rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \langle \chi \rangle \equiv \frac{v'}{\sqrt{2}}, \quad (3.15)$$

para v y v' reales y no-negativos.

Para encontrar el mínimo del potencial V , se hace uso de las siguientes ecuaciones diferenciales.

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial v}(v, v') = v(\lambda_1 m^2 v^2 + \frac{\lambda_3^2}{2} v'^2) = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial v'}(v, v') = v'(\lambda_2 \mu^2 v'^2 + \frac{\lambda_3^2}{2} v^2) = 0 \end{cases}, \quad (3.16)$$

las soluciones físicas más interesantes de la minimización de la ecuación (2.3) se obtienen cuando $v, v' > 0$:

$$v^2 = \frac{-\lambda_2 m^2 + \frac{\lambda_3}{2} \mu^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \frac{\lambda_3^2}{4}} \quad (3.17)$$

$$v'^2 = \frac{-\lambda_1 \mu^2 + \frac{\lambda_3}{2} m^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \frac{\lambda_3^2}{4}}. \quad (3.18)$$

Estas soluciones físicas deben cumplir con las siguientes condiciones; $v^2 > 0$ y $v'^2 > 0$. La ecuación (3.12) implica que los denominadores siempre son positivos, así que sólo se requieren que los numeradores sean también positivos. En cuanto a los parámetros en el Lagrangiano, esto significa que; $\lambda_2 m^2 < \frac{\lambda_3}{2} \mu^2$, $\lambda_1 \mu^2 < \frac{\lambda_3}{2} m^2$.

Para encontrar el mínimo, se hizo uso de la siguiente matriz Hessiana:

$$\Phi(v, v') \equiv \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial v^2} & \frac{\partial^2 V}{\partial v \partial v'} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial v \partial v'} & \frac{\partial^2 V}{\partial v'^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\lambda_1 v^2 & \lambda_3 v v' \\ \lambda_3 v v' & 2\lambda_2 v'^2 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

a partir de esta ecuación concluimos que las soluciones son mínimos si y sólo sí, se satisfacen las ecuaciones (3.12, 3.13).

3.2.1. Espectro de masa del sector escalar

Para calcular las masas de los escalares, debemos expandir el potencial en la ecuación (3.6) alrededor de los mínimos en ecuaciones (3.17) y (3.18). Se denota por h y H a los campos escalares de masas definidas m_h y m_H respectivamente, y elegimos convencionalmente $m_h^2 < m_H^2$. Dado que los valores propios físicos de masa son invariantes de gauge, se definen los campos de Higgs, considerando el gauge unitario como:

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + \phi^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \chi = \frac{v' + \phi'^0}{\sqrt{2}}, \quad (3.20)$$

donde v y v' son reales y positivos. Después de minimizar el potencial se obtiene:

$$m^2 + 2\lambda_1 v^2 + \lambda_3 v v' = 0$$

$$\mu^2 + 4\lambda_2 v'^2 + \lambda_3 v v' = 0. \quad (3.21)$$

Usando las condiciones de minimización, tenemos la siguiente matriz de masa de los escalares:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \lambda_1 v^2 & \frac{\lambda_3 v v'}{2} \\ \frac{\lambda_3 v v'}{2} & \lambda_2 v'^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11} & \mathcal{M}_{12} \\ \mathcal{M}_{21} & \mathcal{M}_{22} \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

después de manipulaciones estándar, las expresiones explícitas para los valores propios (eigenvalues) de masa de los escalares son:

$$M_{H,h}^2 = \frac{(\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22}) \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}}{2}, \quad (3.23)$$

donde h y H son combinaciones lineales de ϕ^0 y ϕ'^0 y por convención definimos $M_h < M_H$. Estos valores propios se relacionan con los siguientes vectores propios (eigenvectors):

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\text{sen}\alpha \\ \text{sen}\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^0 \\ \phi'^0 \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

donde $-\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}$ es el ángulo de mezcla entre h , el bosón de Higgs similar al del SM, y H , el bosón de Higgs extra que predice el modelo B-L, el ángulo de mezcla se puede expresar como:

$$\begin{aligned} \text{sen}(2\alpha) &= \frac{\lambda_3 v v'}{\sqrt{(\lambda_2 v'^2 - \lambda_1 v^2) + (\lambda_3 v v')^2}}, \\ \cos(2\alpha) &= \frac{\lambda_2 v'^2 - \lambda_1 v^2}{\sqrt{(\lambda_2 v'^2 - \lambda_1 v^2) + (\lambda_3 v v')^2}}, \\ \tan(2\alpha) &= \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\mathcal{M}_{22} - \mathcal{M}_{11}} = \frac{\lambda_3 v v'}{\lambda_2 v'^2 - \lambda_1 v^2}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

es importante analizar el límite de desacople (cuando $\alpha \rightarrow 0$), en este límite, h es básicamente el bosón de Higgs similar al del SM, mientras que H no se acopla con las partículas del SM, haciendo imposible su descubrimiento en el LHC.

Para el análisis numérico del sector de Higgs extendido, es necesario extraer los parámetros del Lagrangiano en términos de las cantidades físicas M_h y M_H y el ángulo α por medio de las ecuaciones (3.25), obteniendo así las constantes de acoplamiento,

$$\lambda_1 = \frac{M_H^2}{4v^2}(1 - \cos 2\alpha) + \frac{M_h^2}{4v^2}(1 + \cos 2\alpha),$$

$$\lambda_2 = \frac{M_h^2}{4v'^2}(1 - \cos 2\alpha) + \frac{M_H^2}{4v'^2}(1 + \cos 2\alpha), \quad (3.26)$$

$$\lambda_3 = \text{sen } 2\alpha \left(\frac{M_H^2 - M_h^2}{2vv'} \right).$$

Si los datos del LHC [89, 90] se interpretan mediante la identificación de h con el bosón de Higgs recientemente observado, entonces el ángulo mezcla escalar α debe satisfacer la restricción $\sin^2 \alpha \lesssim 0.33(0.36)$ para $M_H = 200$ (300) GeV, como se explica en [91-93].

3.2.2. Espectro de masa del sector Fermiónico, el mecanismo see-saw

En el ámbito del SM, no hay una manera directa de generar la masa de los neutrinos y sus oscilaciones, las cuales como ya se mencionó, han sido detectadas experimentalmente, cualquier extensión aislada para resolver este enigma, se ve afectada por problemas de consistencia (echan abajo la renormalizabilidad o la invarianza de gauge). El modelo B-L nos provee de una solución sencilla y "elegante": la presencia de neutrinos derechos (RH) en el Lagrangiano de Yukawa, ecuación (3.11), da lugar al llamado mecanismo balancín (see-saw), los dos últimos términos de esta ecuación son los términos de masa de Dirac y Majorana para los neutrinos, respectivamente. En contraste con la habitual aplicación efectiva del mecanismo see-saw (balancín), el último término de la ecuación es una interacción de Yukawa con el nuevo singlete de Higgs. Después de la ruptura espontánea de la simetría de gauge, los neutrinos de Dirac se combinan con seis estados propios de masa de Majorana, y para extraer las masas de los neutrinos primero procedemos a re-escribir los campos de Dirac de los neutrinos en términos de campos

de Majorana haciendo uso de la siguiente conversión, $\nu^D = \frac{1-\gamma^5}{2}\nu_L + \frac{1+\gamma^5}{2}\nu_R$ donde ν^D es un campo de Dirac y $\nu_{L,R}$ son sus componentes izquierda (derecha). Si se sustituyen estos valores en el el sector de neutrinos del SM, tendremos una teoría equivalente, pero ahora en términos de neutrinos de Majorana consistente con las cotas experimentales, en el segundo paso se tiene que diagonalizar la matriz de masa de los neutrinos:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

en donde m_D y M son las matrices de masa de Dirac y Majorana respectivamente, y definidas [27] en función de las matrices (3×3 , la dimensión depende del número de generaciones) de acoplamiento de Yukawa, y , y de los VEV como:

$$m_D = \frac{(y^\nu)^*}{\sqrt{2}}v, \quad M = \sqrt{2}y^M v', \quad (3.28)$$

el VEV del campo χ se define como v' . La matriz puede ser diagonalizada por medio de una rotación sobre el ángulo α_ν , de tal forma que:

$$\tan 2\alpha_\nu = -\frac{2m_D}{M}. \quad (3.29)$$

Por simplicidad no se considera la mezcla intergeneracional de tal forma que los neutrinos de cada generación se puedan diagonalizar independientemente. También se requiere que los neutrinos sean degenerados en masa. Por lo tanto, los neutrinos levógiros y dextrógiros, $\nu_{L,R}$, se pueden describir de acuerdo a la siguiente combinación lineal de estados propios de masa de Majorana ligero y pesado, $\nu_{l,h}$:

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha_\nu & -\text{sen}\alpha_\nu \\ \text{sen}\alpha_\nu & \cos\alpha_\nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_l \\ \nu_h \end{pmatrix}, \quad (3.30)$$

cuyas masas son

$$m_{\nu_l} \simeq \frac{m_D^2}{M}, \quad (3.31)$$

$$m_{\nu_h} \simeq M, \quad (3.32)$$

ahora podemos expresar la ecuación (3.29), en términos de las masas físicas:

$$\tan 2\alpha_\nu \simeq -2\sqrt{\frac{m_{\nu_l}}{m_{\nu_h}}}. \quad (3.33)$$

De donde resulta que para $m_{\nu_l} \sim 0.1$ eV y $m_{\nu_h} = 125$ GeV, $\tan\alpha_\nu \sim 10^{-6}$. Por lo tanto, $\nu_{l,h}$, son en su mayoría los neutrinos LH, (RH). Una consecuencia es que los neutrinos pesados pueden ser partículas de larga duración. También, siendo en su mayoría RH, los neutrinos pesados están fuertemente acoplados al bosón de Higgs H, h para un ángulo de mezcla escalar α (pequeño, grande), mientras que los similares al SM (siendo en su mayoría LH) no son acoplados fuertemente.

En la Tabla III.a, se muestran las diferentes asignaciones de carga para los fermiones quirales y los campos escalares.

Tabla III.a: *Números cuánticos B-L y Y asignadas a los campos escalares y fermiones quirales.*

ψ	q_L	u_R	d_R	l_L	e_R	ν_R	H	χ
$SU(3)_C$	3	3	3	1	1	1	1	1
$SU(2)_L$	2	1	1	2	1	1	2	1
Y	$\frac{1}{6}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	-1	0	$\frac{1}{2}$	0
$B - L$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	-1	-1	-1	0	2

3.2.3. Espectro de masa del sector de gauge

Para determinar el espectro de masas de los bosones de gauge, tenemos que expandir los términos cinéticos escalares como en el caso del SM. Esperamos que exista un bosón de gauge sin masa, el fotón, mientras que los otros bosones de gauge adquirirán masa.

Como ya hemos mencionado, se contempla que el espectro de los bosones vectoriales cargados del SM permanezca intacto después de la extensión B-L, dado que esta afecta sólo al sector Abelian.

Usando la parametrización de gauge-unitaria, se definen los términos cinéticos del potencial V como:

$$\begin{aligned} (D^\mu H)^\dagger D_\mu H &= \frac{1}{2}\partial^\mu h\partial_\mu h + \frac{1}{8}(h+v)^2(01) [gW_a^\mu\sigma_a + g_1B^\mu + \tilde{g}B'^\mu]^2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2}\partial^\mu h\partial_\mu h + \frac{1}{8}(h+v)^2 \left[g^2 |W_1^\mu - iW_2^\mu|^2 + (gW_3^\mu + g_1B^\mu + \tilde{g}B'^\mu)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.34)$$

y

$$(D^\mu \chi)^\dagger D_\mu \chi = \frac{1}{2} \partial^\mu \chi \partial_\mu \chi + \frac{1}{2} (H + \chi)^2 (g'_1 2B'^\mu)^2, \quad (3.35)$$

en donde se ha considerado $Y_\chi^{B-L} = 2$ para garantizar la invariancia de gauge de los términos de Yukawa. Dado que la extensión que se está estudiando es en el sector Abelianos del grupo de gauge del SM, los bosones cargados W^\pm no se ven afectados y tendrán sus masas definidas por las expresiones del SM, estando únicamente relacionadas con el factor $SU(2)_L$. La masa de los otros bosones de gauge no es tan sencillo de identificar, debido a la mezcla entre los dos factores. De hecho, análogamente al SM, los campos de masa definida son combinaciones lineales de W_3^μ , B^μ y B'^μ . Cabe mencionar que si no hubiese mezcla entre los factores $U(1)$, es decir, considerando que $\tilde{g} = 0$, se pudiera identificar el bosón vectorial extra como $Z' \equiv B'$. Cuando no hay mezcla entre los sectores Abelianos (los dos factores $U(1)$), comúnmente se le denomina, modelo B-L "puro". A continuación se hace un breve análisis de este caso. Es importante recalcar que en este trabajo sí se considera la mezcla de los bosones neutros.

Una vez que se establece a W_3^μ , B^μ y B'^μ como la base de campos, la expresión explícita del cuadrado de la matriz de masa es:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^2 &= \frac{v^2}{4} \begin{pmatrix} g_1^2 & -gg_1 & 0 \\ -gg_1 & g^2 & 0 \\ 0 & 0 & 16 \frac{v'^2}{v^2} g_1'^2 \end{pmatrix} \\ &= \frac{v^2}{4} (g^2 + g_1^2) \begin{pmatrix} \text{sen}^2 \theta_w & -\text{cos} \theta_w \text{sen} \theta_w & 0 \\ -\text{cos} \theta_w \text{sen} \theta_w & \text{cos}^2 \theta_w & 0 \\ 0 & 0 & \frac{16 v'^2 g_1'^2}{v^2 (g^2 + g_1^2)} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.36)$$

en donde se ha hecho uso de las conocidas relaciones:

$$\text{cos} \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g_1^2}}, \quad \text{sen} \theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g^2 + g_1^2}}. \quad (3.37)$$

Al igual que en el caso del SM, para diagonalizar la sub-matriz 2×2 de la ecuación (3.36), se requiere aplicar una rotación, en este caso sobre el campo $B'(Z)'$, definida como:

$$R_{EW}(\theta_w) = \begin{pmatrix} \cos\theta_w & -\text{sen}\theta_w & 0 \\ \text{sen}\theta_w & \cos\theta_w & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.38)$$

esto nos permitirá aislar cada valor-propio de masa

$$R_{EW}(\theta_w)\mathcal{M}^2[R_{EW}(\theta_w)]^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{v^2}{4}(g^2 + g_1^2) & 0 \\ 0 & 0 & 4x^2(g_1')^2 \end{pmatrix}. \quad (3.39)$$

Por último, podemos asociar los valores propios de masa con los correspondientes valores propios de los bosones vectoriales físicos.

$$\begin{aligned} M_A &= 0, \\ M_Z &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g_1^2}, \\ M_{Z'} &= 2xg_1', \end{aligned} \quad (3.40)$$

y la masa de los bosones cargados es la misma que en el SM, $M_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg$.

Como se mencionó anteriormente, el caso anterior es para cuando no hay mezcla en el sector Abelian, lo cual simplifica el análisis. Pero en este trabajo sí consideramos la mezcla, por lo que a continuación obtendremos las masas de los bosones neutros Z^μ y Z'^μ considerando mezcla entre los sectores Abelianos, es decir, $\theta_{B-L} \neq 0$, lo cual es medular en el presente trabajo.

También se parte del hecho de que los campos de masa definida, A^μ (el fotón), Z^μ y Z'^μ , análogamente al SM, son combinaciones lineales de W_3^μ , B^μ y B'^μ , la expresión explícita es [50, 51, 66, 67]

$$\begin{pmatrix} B^\mu \\ W_3^\mu \\ B'^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_w & -\text{sen}\theta_w \cos\theta_{B-L} & \text{sen}\theta_w \text{sen}\theta_{B-L} \\ \text{sen}\theta_w & \cos\theta_w \cos\theta_{B-L} & -\cos\theta_w \text{sen}\theta_{B-L} \\ 0 & \text{sen}\theta_{B-L} & \cos\theta_{B-L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \\ Z'^\mu \end{pmatrix}, \quad (3.41)$$

en donde $-\frac{\pi}{4} \leq \theta_{B-L} \leq \frac{\pi}{4}$ es el ángulo de mezcla entre los bosones neutros Z^μ y Z'^μ que satisface la siguiente expresión:

$$\tan 2\theta_{B-L} = \frac{2\tilde{g}\sqrt{g^2 + g_1^2}}{\tilde{g}^2 + 16\left(\frac{v'}{v}\right)^2 g_1'^2 - g^2 - g_1^2}, \quad (3.42)$$

de donde obtenemos el espectro de masa de los bosones de gauge para el modelo B-L considerando mezcla entre los bosones neutros,

$$\begin{aligned} M_A &= 0, \\ M_{W^\pm} &= \frac{1}{2}vg, \\ M_Z &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g_1^2}\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{g}^2 + 16\left(\frac{v'}{v}\right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1^2} + 1\right)} - \frac{\tilde{g}}{\sin 2\theta_{B-L}\sqrt{g^2 + g_1^2}}, \\ M_{Z'} &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g_1^2}\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{g}^2 + 16\left(\frac{v'}{v}\right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1^2} + 1\right)} + \frac{\tilde{g}}{\sin 2\theta_{B-L}\sqrt{g^2 + g_1^2}}, \end{aligned} \quad (3.43)$$

obsérvese la diferencia entre las expresiones de la masa de los bosones neutros Z^μ y Z'^μ cuando sí hay mezcla y cuando no la hay.

Posteriormente se obtiene esta expresión,

$$\sin 2\theta_{B-L} = \frac{2\tilde{g}\sqrt{g^2 + g_1^2}}{\sqrt{(\tilde{g}^2 + 16\left(\frac{v'}{v}\right)^2 g_1'^2 - g^2 - g_1^2)^2 + (2\tilde{g})^2(g^2 + g_1^2)}}, \quad (3.44)$$

en la ecuación (3.43) se genera la masa del nuevo bosón de gauge neutro $M_{Z'}$, la cual depende de v' y g_1' . las otras son las equivalentes a las del SM. Como se ha mencionado, en este trabajo se considera el caso $\tilde{g} \neq 0$, que se determina principalmente por las constantes de acoplamiento de gauge g' y g_1' . Los datos arrojados por las mediciones de precisión electrodébiles en el LEP (large electron positron collider) nos da una cota del ángulo mezcla θ_{B-L} entre Z' y Z , expresado en la ecuación (3.42) [68].

A continuación se presenta la Tabla III.a, que contiene las diferentes cargas de las partículas involucradas en nuestro análisis.

En el Lagrangiano extendido B-L, los términos de las interacciones entre los bosones de gauge neutros Z' , Z y un par de fermiones del SM pueden describirse de la siguiente forma [30,31, 95-97],

$$\mathcal{L}_{NC} = \frac{-ig}{\cos \theta_W} \sum_f \bar{f}\gamma^\mu \frac{1}{2}(g_V^f - g_A^f \gamma^5) f Z_\mu + \frac{-ig}{\cos \theta_W} \sum_f \bar{f}\gamma^\mu \frac{1}{2}(g_V^{\prime f} - g_A^{\prime f} \gamma^5) f Z'_\mu. \quad (3.45)$$

A partir de este Lagrangiano se determinan las expresiones para los nuevos acoplamientos de los bosones Z' y Z con los fermiones del SM, los cuales se dan en la Tabla III.b. Los acoplamientos g_V^f ($g_V'^f$) y g_A^f ($g_A'^f$) dependen del ángulo de mezcla θ_{B-L} entre Z' y Z y de la constante de acoplamiento g_1' de la interacción B-L. La cota actual del ángulo de mezcla es $\theta_{B-L} \lesssim 10^{-3}$ [98]. En el límite de desacoplamiento, cuando $\theta_{B-L} = 0$ y $g_1' = 0$, se recuperan los acoplamientos del SM.

Capítulo 4

Decaimientos y procesos de producción de los bosones Z' , h y H en el modelo B-L

4.1. Anchura de decaimiento del bosón Z' en el modelo B-L

En este capítulo se presentan las anchuras de decaimiento del bosón Z' [52, 95, 99-101] en el contexto del modelo B-L, las cuales son necesarias para el cálculo de la sección transversal del proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$.

La anchura de decaimiento del bosón Z' a fermiones esta dada por,

$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = \frac{2G_F}{3\pi\sqrt{2}} N_C M_Z^2 M_{Z'} \sqrt{1 - \frac{4M_f^2}{M_{Z'}^2}} \left[(g_V^{f'})^2 \left\{ 1 + 2 \left(\frac{M_f^2}{M_{Z'}^2} \right) \right\} + (g_A^{f'})^2 \left\{ 1 - 4 \left(\frac{M_f^2}{M_{Z'}^2} \right) \right\} \right], \quad (4.1)$$

donde N_C es el factor de color ($N_C = 1$ para leptones y $N_C = 3$ para quarks), los acoplamientos $g_V^{f'}$ y $g_A^{f'}$ del bosón Z' con los fermiones del SM se dan en la Tabla IV.a

Tabla IV.a: Auto-interacciones y acoplamientos de los fermiones, bosones vectoriales y escalares en el modelo B-L.

Partícula	Acoplamientos
$f \bar{f} h$	$g_{f\bar{f}h} = i \frac{M_f}{v} \cos \alpha$
$f \bar{f} H$	$g_{f\bar{f}H} = i \frac{M_f}{v} \sin \alpha$
$Z_\mu Z_\nu h$	$g_{ZZh} = -i \frac{2M_Z^2}{v} g_{\mu\nu} \cos \alpha$
$Z_\mu Z_\nu H$	$g_{ZZH} = -i \frac{2M_Z^2}{v} g_{\mu\nu} \sin \alpha$
$W_\mu^- W_\nu^+ h$	$g_{W^-W^+h} = i \frac{eM_W}{\sin \theta_W} g_{\mu\nu} \cos \alpha$
$W_\mu^- W_\nu^+ H$	$g_{W^-W^+H} = i \frac{eM_W}{\sin \theta_W} g_{\mu\nu} \sin \alpha$
$Z_\mu Z'_\nu h$	$g_{ZZ'h} = 2i \left[\frac{1}{4} v \cos \alpha f(\theta_{BL}, g'_1) - v' \sin \alpha g(\theta_{BL}, g'_1) \right] g_{\mu\nu}$ $f(\theta_{BL}, g'_1) = -\sin(2\theta') (g_1^2 + g_2^2 + g_1'^2) - 2 \cos(2\theta') g'_1 \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$, $g(\theta_{BL}, g'_1) = \frac{1}{4} \sin(2\theta') g_1'^2$
$Z_\mu Z'_\nu H$	$g_{ZZ'H} = 2i \left[\frac{1}{4} v \sin \alpha f(\theta_{BL}, g'_1) + v' \cos \alpha g(\theta_{BL}, g'_1) \right] g_{\mu\nu}$
$W_\mu^-(p_1) W_\nu^+(p_2) Z_\rho(p_3)$	$g_{W^-W^+Z} = -ig \cos \theta_W \cos \theta_{B-L} [(p_1 - p_2)_\rho g_{\mu\nu} + (p_2 - p_3)_\mu g_{\nu\rho} + (p_3 - p_1)_\nu g_{\rho\mu}]$
$W_\mu^-(p_1) W_\nu^+(p_2) Z'_\rho(p_3)$	$g_{W^-W^+Z'} = -ig \cos \theta_W \sin \theta_{B-L} [(p_1 - p_2)_\rho g_{\mu\nu} + (p_2 - p_3)_\mu g_{\nu\rho} + (p_3 - p_1)_\nu g_{\rho\mu}]$
$Z'_\mu Z'_\nu h$	$g_{Z'Z'h} = -8 \sin \alpha g_1'^2 v' g_{\mu\nu}$
$Z'_\mu Z'_\nu H$	$g_{Z'Z'H} = -8 \cos \alpha g_1'^2 v' g_{\mu\nu}$
$\nu_R \bar{\nu}_R h$	$g_{\nu_R \bar{\nu}_R h} = -i \frac{M_{\nu_R}}{v'} \sin \alpha$
$\nu_R \bar{\nu}_R H$	$g_{\nu_R \bar{\nu}_R H} = i \frac{M_{\nu_R}}{v'} \cos \alpha$
hhh	$g_{hhh} = \frac{1}{4} \lambda_1 v (3 \cos \alpha + \cos 3\alpha) + \frac{1}{4} \lambda_2 v' (-3 \sin \alpha + \sin 3\alpha) + \frac{1}{8} \lambda_3 [v (\cos \alpha - \cos 3\alpha) - v' (\sin \alpha + \sin 3\alpha)]$
hhH	$g_{hhH} = 3\lambda_1 v (\cos^2 \alpha \sin \alpha) + 3\lambda_2 v' (\cos \alpha \sin^2 \alpha) + \frac{1}{8} \lambda_3 [v' (\cos \alpha' + 3 \cos 3\alpha) + v (\sin \alpha - 3 \sin 3\alpha)]$
$f \bar{f} Z$	$g_V^f = T_3^f \cos \theta_{BL} - 2Q_f \sin^2 \theta_W \cos \theta_{BL} + \frac{2g'_1}{g} \cos \theta_W \sin \theta_{BL}$ $g_A^f = T_3^f \cos \theta_{BL}$
$f \bar{f} Z'$	$g_V^f = -T_3^f \sin \theta_{BL} - 2Q_f \sin^2 \theta_W \sin \theta_{BL} + \frac{2g'_1}{g} \cos \theta_W \cos \theta_{BL}$ $g_A^f = -T_3^f \sin \theta_{BL}$

La anchura de decaimiento del bosón Z' a neutrinos pesados es,

$$\Gamma(Z' \rightarrow \nu_R \bar{\nu}_R) = \frac{g_1'^2}{24\pi} \sin^2 \theta_{BL} M_{Z'} \sqrt{1 - \frac{4M_{\nu_R}^2}{M_{Z'}^2}} \left[1 - \frac{4M_{\nu_R}^2}{M_{Z'}^2} \right], \quad (4.2)$$

donde la anchura dada por la ecuación (4.2) implica que los neutrinos derechos RH deben de ser más ligeros que un medio de la masa de Z' , $M_{\nu_R} < \frac{M_{Z'}}{2}$, esta condición se cumple cuando hay acoplamiento de neutrinos pesados, es decir, a una masa menor que $\frac{M_{Z'}}{2}$. La posibilidad de que el bosón pesado Z' decaiga a pares de neutrinos pesados es una de sus características más interesantes.

Las anchuras de decaimiento parciales del bosón Z' donde se involucran bosones vectoriales y bosones escalares son:

$$\Gamma(Z' \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F M_W^2}{24\pi\sqrt{2}} \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_{BL} M_{Z'} \left(\frac{M_{Z'}}{M_Z} \right)^4 \times \left(1 - 4 \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + 20 \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} + 12 \frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right], \quad (4.3)$$

$$\Gamma(Z' \rightarrow Zh) = \frac{G_F M_Z^2 M_{Z'}}{24\pi\sqrt{2}} \sqrt{\lambda_h} \left[\lambda_h + 12 \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right] \left[f(\theta_{BL}, g'_1) \cos \alpha + g(\theta_{BL}, g'_1) \sin \alpha \right]^2, \quad (4.4)$$

$$\Gamma(Z' \rightarrow ZH) = \frac{G_F M_Z^2 M_{Z'}}{24\pi\sqrt{2}} \sqrt{\lambda_H} \left[\lambda_H + 12 \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right] \left[f(\theta_{BL}, g'_1) \sin \alpha - g(\theta_{BL}, g'_1) \cos \alpha \right]^2, \quad (4.5)$$

donde

$$\lambda_{h,H} \left(1, \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2}, \frac{M_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) = 1 + \left(\frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right)^2 + \left(\frac{M_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right)^2 - 2 \left(\frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right) - 2 \left(\frac{M_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) - 2 \left(\frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right) \left(\frac{M_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right),$$

$$f(\theta_{BL}, g'_1) = \left(1 + \frac{v^2 g_1'^2}{4M_Z^2} \right) \sin(2\theta_{BL}) + \left(\frac{v g_1'}{M_Z} \right) \cos(2\theta_{BL}), \quad (4.6)$$

$$g(\theta_{BL}, g'_1) = \left(\frac{v v'}{4M_Z^2} \right) g_1'^2 \sin(2\theta_{BL}).$$

En el modelo B-L, la masa del bosón de gauge pesado $M_{Z'}$ satisface la relación $M_{Z'} = 2v'g'_1$ [30,31,50,51,66,67], y teniendo en cuenta el límite más reciente de $\frac{M_{Z'}}{g'_1} \geq 6.9$ TeV [88,102,103], es posible obtener una cota directa de la escala de ruptura B-L, v' . En los siguientes cálculos numéricos, se considera $v' = 3.45$ TeV, mientras que $\alpha = \frac{\pi}{9}$ para el ángulo de mezcla $h - H$ en correspondencia con las referencias [30, 39, 40, 104].

4.2. El proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$ en el modelo B-L

Anteriormente se mencionó que en los futuros colisionadores e^+e^- como el ILC y CLIC, uno de los principales mecanismos de producción del bosón de Higgs es el proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$. El descubrimiento de este bosón en el 2012 requiere de nuevos estudios detallados, tanto teóricos como experimentales para afianzar los conocimientos de sus propiedades y su dinámica. El modelo B-L es un campo fértil para el estudio del bosón de Higgs, la existencia de otro bosón de gauge nos provee de mecanismos de producción de un nuevo bosón de Higgs, estos mecanismos pudieran probar su origen no estándar.

En este sub-capítulo se calcula la sección transversal de la producción del bosón de Higgs por medio del mecanismo Higgs-strahlung en el contexto del modelo extendido B-L en futuros colisionadores lineales electrón-positrón de alta energía y alta luminosidad HL, tales como el ILC y CLIC.

Los diagramas de Feynman correspondientes al proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$ se muestran en la figura 4.1. Las respectivas amplitudes de transición quedan dadas por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_Z = & -\frac{ig}{\cos\theta_W} \bar{v}(p_1) \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_\nu^e - g_A^e \gamma^5) u(p_2) \left(\frac{-g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu / M_Z^2}{(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - i\Gamma_Z^2} \right) \\ & \times \left(\frac{2M_Z^2 \cos\alpha}{v} \right) \varepsilon_\lambda^\nu(z), \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{Z'} = & \frac{-ig}{\cos\theta_W} \bar{v}(p_1) \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_V^{e'} - g_A^{e'} \gamma^5) u(p_2) \left(\frac{-g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu / M_{Z'}^2}{(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - i\Gamma_{Z'}^2} \right) \left(\frac{2M_{Z'}^2}{v} \right) \\ & \times (f(\theta_{BL}, g_1') \cos\alpha + g(\theta_{BL}, g_1') \sin\alpha) \varepsilon_\lambda^\nu(Z), \end{aligned} \quad (4.8)$$

donde $\varepsilon_\lambda^\nu(Z)$ es el vector de polarización del bosón Z . Los acoplamientos g_V^e , g_A^e , $g_V^{e'}$, $g_A^{e'}$ se dan en la Tabla IV.a y las funciones $f(\theta_{BL}, g_1')$ y $g(\theta_{BL}, g_1')$ se dan en las ecuaciones (4.6), mientras que $\Gamma_{Z'}$ se da en las ecuaciones (4.3) - (4.5).

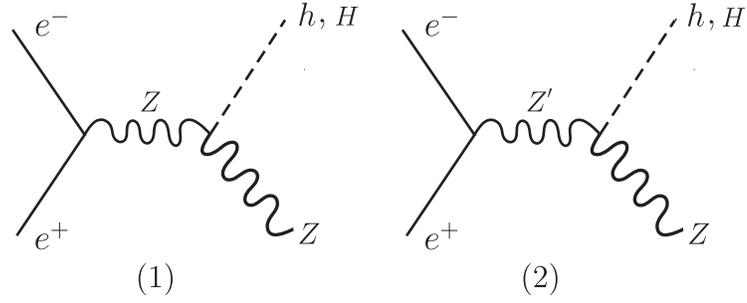


Figura 4.1: *Diagramas de Feynman del proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$ y $e^+e^- \rightarrow ZH$ en el modelo B-L.*

Los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$; $M_{Z'}$, g'_1 , θ_{BL} y α , contribuyen a la sección transversal total del proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$, y las expresiones de estas secciones transversales se pueden definir de una manera compacta como [95]:

$$\sigma_{\text{Tot}}(e^+e^- \rightarrow Zh) = \sigma_Z(e^+e^- \rightarrow Zh) + \sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow Zh) + \sigma_{Z,Z'}(e^+e^- \rightarrow Zh), \quad (4.9)$$

donde

$$\sigma_Z(e^+e^- \rightarrow Zh) = \frac{G_F^2 M_Z^4 \cos^2 \alpha}{24\pi} [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2] \frac{s\sqrt{\lambda} [\lambda + 12M_Z^2/s]}{[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]}, \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow Zh) &= \frac{G_F^2 M_Z^6}{24\pi} [(g_V^{e'})^2 + (g_A^{e'})^2] \frac{s\sqrt{\lambda} [\lambda + 12M_{Z'}^2/s]}{M_{Z'}^2 [(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} \\ &\times [f(\theta_{BL}, g'_1) \cos \alpha + g(\theta_{BL}, g'_1) \sin \alpha]^2, \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{Z,Z'}(e^+e^- \rightarrow Zh) &= \frac{G_F^2 M_Z^6 \cos \alpha}{6\pi} [g_V^e g_V^{e'} + g_A^e g_A^{e'}] s\sqrt{\lambda} \\ &\times \left[\frac{1}{M_Z^2} (\lambda + 12M_Z^2/s) + \frac{1}{M_{Z'}^2} \left(\lambda + \frac{6(M_Z^2 - M_{Z'}^2)}{s} \right) + \frac{s\lambda}{8M_Z^2 M_{Z'}^2} (\lambda - 12M_Z^2/s) \right] \end{aligned}$$

$$\times \frac{[(s - M_Z^2)(s - M_{Z'}^2) + M_Z M_{Z'} \Gamma_Z \Gamma_{Z'}]}{\left[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2 \right] \left[(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2 \right]} [f(\theta_{BL}, g'_1) \cos \alpha + g(\theta_{BL}, g'_1) \sin \alpha], \quad (4.12)$$

en donde

$$\lambda \left(1, \frac{M_Z^2}{s}, \frac{M_h^2}{s} \right) = \left(1 - \frac{M_Z^2}{s} - \frac{M_h^2}{s} \right)^2 - 4 \frac{M_Z^2 M_h^2}{s^2}, \quad (4.13)$$

es la función usual de espacio fase.

La expresión de la ecuación (4.10) corresponde a la sección transversal con el intercambio de un bosón Z , mientras que las de la ecuación (4.11) y (4.12) provienen de la contribución del modelo B-L y de la interferencia, respectivamente. La expresión del SM de la sección transversal de la reacción $e^+e^- \rightarrow Zh$ se puede obtener en el límite de desacoplamiento, es decir, cuando $\theta_{BL} = 0$, $g'_1 = 0$ y $\alpha = 0$. En este caso, los términos que dependen de estos parámetros en las ecuaciones (4.10) - (4.12) son cero y la ecuación (4.9) se reduce a la expresión dada en [72, 76] del SM.

4.3. La anchura de decaimiento del bosón de Higgs pesado H en el modelo B-L

En esta sección presentamos las anchuras de decaimiento del bosón de Higgs pesado H [30, 31, 105] en el contexto del modelo B - L que necesitamos para el estudio del proceso $e^+e^- \rightarrow ZH$. La anchura de decaimiento del bosón H a fermiones esta dada por,

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F M_f^2 M_H}{4\pi\sqrt{2}} N_f \sqrt{\left(1 - \frac{4M_f^2}{M_H^2}\right)^3} \sin^2 \alpha, \quad (4.14)$$

en donde N_f es el factor de color, 1 para leptones y 3 para quarks.

Las anchuras de decaimiento parciales que involucran bosones vectoriales, neutrinos pesados y el bosón escalar son:

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F M_H^3}{8\pi\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2}} \left[1 - 4\frac{M_W^2}{M_H^2} + \frac{3}{4} \left(\frac{4M_W^2}{M_H^2} \right)^2 \right] \sin^2 \alpha, \quad (4.15)$$

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{G_F M_H^3}{16\pi\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2}} \left[1 - 4\frac{M_Z^2}{M_H^2} + \frac{3}{4} \left(\frac{4M_Z^2}{M_H^2} \right)^2 \right] \sin^2 \alpha, \quad (4.16)$$

$$\Gamma(H \rightarrow \nu_R \nu_R) = \frac{M_{\nu_R}^2 M_H}{16\pi v'^2} \sqrt{\left(1 - \frac{4M_{N_R}^2}{M_H^2} \right)^3} \cos^2 \alpha, \quad (4.17)$$

$$\Gamma(H \rightarrow hh) = \frac{g_{hhH}^2}{32\pi M_H} \sqrt{1 - \frac{4M_h^2}{M_H^2}}, \quad (4.18)$$

el acoplamiento g_{hhH}^2 se da en la Tabla IV.a.

4.4. El proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow ZH$ en el modelo B-L

Aquí se procede a calcular la sección transversal del proceso de producción de bosones de Higgs a través del proceso $e^+e^- \rightarrow ZH$ en el contexto del modelo B-L en futuros colisionadores electrón-positrón de alta energía y alta luminosidad HL como el ILC y el CLIC.

Los diagramas de Feynman del proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$ se muestran en la figura 6.3. Las amplitudes de transición respectivas son;

$$\mathcal{M}_Z = \frac{-ig}{\cos \theta_W} \left[\bar{v}(p_1) \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_V^e - g_A^e \gamma_5) u(p_2) \right] \frac{(-g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu / M_Z^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - i\Gamma_Z^2 \right]} \left[\frac{2M_Z^2 \sin \alpha}{v} \right] \epsilon_\lambda^\nu, \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{Z'} &= \frac{-ig}{\cos\theta_W} \left[\bar{v}(p_1) \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_V^e - g_A^e \gamma_5) u(p_2) \right] \frac{(-g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu / M_{Z'}^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - i\Gamma_{Z'}^2 \right]} \left[\frac{2M_{Z'}^2}{v} \right] \\
&\times \left[f(\theta_{BL}, g_1') \sin\alpha - g(\theta_{BL}, g_1') \cos\alpha \right] \epsilon_\lambda^\nu.
\end{aligned} \tag{4.20}$$

A continuación se procede de igual manera que en el caso del bosón ligero h que se vio anteriormente, y se muestran las expresiones para la sección transversal total del proceso Higgs-strahlung para sus diferentes contribuciones,

$$\sigma_{Tot}(e^+e^- \rightarrow ZH) = \sigma_Z(e^+e^- \rightarrow ZH) + \sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow ZH) + \sigma_{Z,Z'}(e^+e^- \rightarrow ZH), \tag{4.21}$$

donde

$$\sigma_Z(e^+e^- \rightarrow ZH) = \frac{G_F^2 M_Z^4 \cos^2\alpha}{24\pi} [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2] \frac{s\sqrt{\lambda}[\lambda + 12M_Z^2/s]}{[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2]}, \tag{4.22}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow ZH) &= \frac{G_F^2 M_Z^6}{24\pi} [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2] \frac{s\sqrt{\lambda}[\lambda + 12M_{Z'}^2/s]}{M_{Z'}^2 [(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2]} \\
&\times [f(\theta_{BL}, g_1') \sin\alpha - g(\theta_{BL}, g_1') \cos\alpha]^2,
\end{aligned} \tag{4.23}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{Z,Z'}(e^+e^- \rightarrow ZH) &= \frac{G_F^2 M_Z^6 \cos\alpha}{6\pi} [(g_V^e)(g_V^e) + (g_A^e)(g_A^e)] s\sqrt{\lambda} \\
&\times \left[\frac{1}{M_Z^2} (\lambda + 12M_Z^2/s) + \frac{1}{M_{Z'}^2} (\lambda + 6(M_Z^2 - M_{Z'}^2)/s) + \frac{s\lambda}{8M_Z^2 M_{Z'}^2} (\lambda - 12M_Z^2/s) \right] \\
&\times \frac{[(s - M_Z^2)(s - M_{Z'}^2) + M_Z M_{Z'} \Gamma_Z \Gamma_{Z'}]}{[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2] [(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2]} [f(\theta_{BL}, g_1') \sin\alpha - g(\theta_{BL}, g_1') \cos\alpha],
\end{aligned} \tag{4.24}$$

donde

$$\lambda \left(1, \frac{M_Z^2}{s}, \frac{M_H^2}{s} \right) = \left(1 - \frac{M_Z^2}{s} - \frac{M_H^2}{s} \right)^2 - 4 \frac{M_Z^2 M_H^2}{s^2}. \quad (4.25)$$

La expresión de la ecuación (4.22) corresponde a la sección transversal con el intercambio de un bosón Z , mientras que las de la ecuación (4.23) y (4.24) provienen de la contribución del modelo B-L y de la interferencia, respectivamente. En el límite de desacoplamiento, es decir, cuando $\theta_{BL} = 0$, $g'_1 = 0$ y $\alpha = 0$, la sección transversal total de la reacción $e^+e^- \rightarrow ZH$ es cero.

Capítulo 5

Proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, H$ en el modelo B-L

Los colisionadores de alta energía se benefician de la alta tasa de producción top-Higgs a través de los procesos $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$ y $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ [107]. Esto es crucial para acotar directamente el acoplamiento de Yukawa del quark top, y nos ayudan a descifrar las propiedades del bosón de Higgs y probablemente dar luz a una nueva física más allá del SM. La producción de un bosón de Higgs en asociación con quarks top requiere una gran energía de centro-de-masa como la que se obtiene en un colisionador lineal, como es el caso del CLIC. El bosón de Higgs en asociación con un par de quarks top se puede producir en otros colisionadores, como el LHC y el ILC a energías $\sqrt{s} = 500$ GeV, aunque en el primer caso el proceso principal se produce a través de división de gluones.

En este capítulo, se analiza la producción de los bosones de Higgs, h y H asociada a la subyacente resonancia Z' y un par de quarks top a través de los procesos $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$ y $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$ en el contexto del modelo B-L [30,31,50,51,104,106,107].

Aquí se obtienen las expresiones analíticas completas para los decaimientos del nuevo bosón pesado Z' a tres cuerpos $\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}h, f\bar{f}H)$ y las fórmulas de la sección transversal total de los procesos $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H$. Así, nuestros resultados analíticos de la producción de bosones de Higgs y su decaimiento pueden implementarse fácilmente en la búsqueda de rastros de una nueva física y podrían tener una significativa importancia científica. Los diagramas de Feynman que contribuyen a los procesos $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H$ se muestran en la figura 5.1.

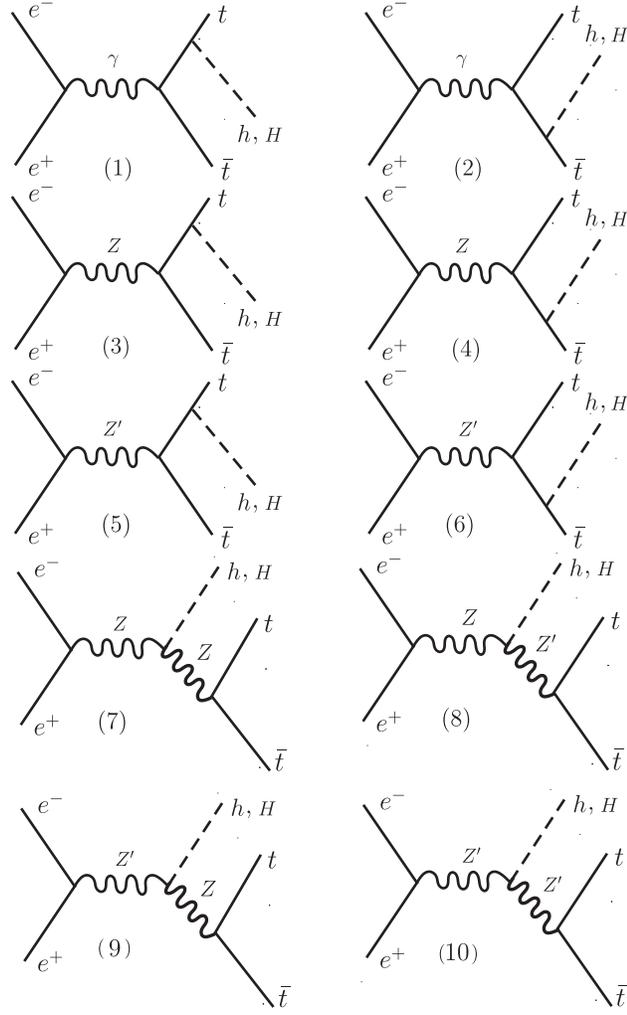


FIG. 5.1: *Diagramas de Feynman de la producción de bosones de Higgs asociados a un par $t\bar{t}$, $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$ y $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ en el modelo B-L.*

5.1. La anchura de decaimiento del bosón neutro subyacente Z'

Las anchuras de decaimiento relevantes del bosón Z' para los procesos a dos cuerpos se presentan en [95, 106, 107]. Las anchuras de decaimiento parciales del bosón Z' para los procesos de tres cuerpos $\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}h, f\bar{f}H)$ y $\Gamma(Z' \rightarrow W^+W^-h, W^+W^-H)$ quedan dadas por

$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}h, f\bar{f}H) = \frac{G_F M_Z^2 M_{Z'}}{32\pi^3} \times \left[\Gamma_1(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2) + \Gamma_2(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2) + \Gamma_3(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2) \right], \quad (5.1)$$

y

$$\Gamma(Z' \rightarrow W^+W^-h, W^+W^-H) = \frac{G_F^2 M_{Z'}^3 M_W^2 \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta' (\cos^2 \alpha, \sin^2 \alpha)}{8\pi^3} \times \left[\Gamma_4(x_1, x_2) + \Gamma_5(x_1, x_2) + \Gamma_6(x_1, x_2) \right]. \quad (5.2)$$

Expresiones completas y explícitas para la $\Gamma_i(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2)$ y $\Gamma_i(x_1, x_2)$, $i = 1, 2, \dots, 6$, junto con los correspondientes límites de integración se pueden consultar en el Apéndice A [107].

5.2. Producción del bosón de Higgs asociado con un par de quarks top

Ahora procedemos a calcular la sección transversal total de los procesos $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H$ y la expresamos en forma compacta como la suma de cada una de las diferentes contribuciones, es decir:

$$\begin{aligned} \sigma_{Tot}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) &= \sigma_\gamma(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) + \sigma_Z(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) \\ &+ \sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) + \sigma_{\gamma,Z}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) \\ &+ \sigma_{\gamma,Z'}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) + \sigma_{Z,Z'}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H), \end{aligned} \quad (5.3)$$

donde

$$\sigma_\gamma(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) = \frac{G_F^2 M_Z^4}{\pi^2 s} \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} Q_e^2 Q_t^2 I_1(x_1, x_2) dx_1 dx_2, \quad (5.4)$$

$$\sigma_Z(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) = \frac{G_F^2 M_Z^4 s}{\pi^2} \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \frac{(g_V^{e^2} + g_A^{e^2})}{[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} \times [(g_V^{t^2} + g_A^{t^2})I_1(x_1, x_2) + g_A^{t^2} \sum_{i=2}^6 I_i(x_1, x_2) + g_V^{t^2} (I_4(x_1, x_2) + I_6(x_1, x_2))] dx_1 dx_2 \quad (5.5)$$

$$\sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) = \frac{G_F^2 M_{Z'}^4 s}{\pi^2} \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \frac{(g_V^{e^2} + g_A^{e^2})}{[(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} \times [(g_V^{t^2} + g_A^{t^2})I_1(x_1, x_2) + g_A^{t^2} \sum_{i=7}^{10} I_i(x_1, x_2) + g_V^{t^2} (I_8(x_1, x_2) + I_{10}(x_1, x_2))] dx_1 dx_2, \quad (5.6)$$

$$\sigma_{\gamma, Z}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) = \frac{G_F^2 M_Z^4}{\pi^2} \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \frac{Q_e Q_t g_V^e g_V^t}{[(s - M_Z^2) + M_Z \Gamma_Z]} \times [2I_1(x_1, x_2) + I_6(x_1, x_2)] dx_1 dx_2, \quad (5.7)$$

$$\sigma_{\gamma, Z'}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) = \frac{G_F^2 M_{Z'}^4}{\pi^2} \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \frac{Q_e Q_t g_V^e g_V^t}{[(s - M_{Z'}^2) + M_{Z'} \Gamma_{Z'}]} \times [2I_1(x_1, x_2) + I_{10}(x_1, x_2)] dx_1 dx_2, \quad (5.8)$$

$$\sigma_{Z, Z'}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H) = \frac{2G_F^2 M_Z^4}{\pi^2 s} \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} (g_V^e g_V^e + g_A^e g_A^e) \times \frac{[(s - M_Z^2)(s - M_{Z'}^2) + M_Z M_{Z'} \Gamma_Z \Gamma_{Z'}]}{[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2][(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} \times \left[(g_V^t g_V^t + g_A^t g_A^t) I_1(x_1, x_2) + (g_A^t g_A^t) \sum_{i=2}^{10} I_i(x_1, x_2) + (g_V^t g_V^t) (I_4(x_1, x_2) + I_6(x_1, x_2) + I_8(x_1, x_2) + I_{10}(x_1, x_2)) \right] dx_1 dx_2. \quad (5.9)$$

La forma explícita de las funciones $I_i(x_1, x_2)$, $i = 1, 2, \dots, 10$, y de sus correspondientes límites de integración x_1^\pm (x_2^\pm) se dan en el Apéndice B [107].

Las ecuaciones (5.4) y (5.5) determinan la sección transversal con el intercambio de un fotón γ y el bosón Z , mientras que las expresiones en las ecuaciones (5.6-5.9) cuantifican las contribuciones de la sección transversal del modelo B-L y de la interferencia, respectivamente. La expresión para la sección transversal de la reacción $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$ en el SM se puede recuperar fácilmente en los límites de desacoplamiento $\theta' = 0$, $g'_1 = 0$ y $\alpha = 0$. Así la ecuación (5.3) se reduce a la del SM [62-66].

Capítulo 6

Resultados

6.1. Producción y decaimiento del bosón de Higgs h en el modelo B-L

En este sub-capítulo se presentan y se analizan nuestros resultados del proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$ en el contexto del modelo B-L en futuros colisionadores lineales e^+e^- tales como el ILC y el CLIC.

En el análisis se consideraron los siguientes valores numéricos [98]; $\sin^2 \theta_W = 0.23126 \pm 0.00022$, $m_\tau = 1776.82 \pm 0.16$ MeV, $m_b = 4.6 \pm 0.18$ GeV, $m_t = 172 \pm 0.9$ GeV, $M_W = 80.389 \pm 0.023$ GeV, $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV, $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV, $M_h = 125 \pm 0.4$ GeV y considerando el más reciente limite de [88, 102, 103]

$$\frac{M_{Z'}}{g'_1} \geq 6.9 \text{ TeV}, \quad (6.1)$$

se puede obtener una cota de la escala de rompimiento v' y tomar $v' = 3.45$ TeV y $\alpha = \frac{\pi}{9}$.

La sección transversal total $\sigma_{tot} = \sigma_{tot}(\sqrt{s}, M_{Z'}, g'_1, \theta_{BL}, \alpha)$ se obtiene a través de nuestro análisis numérico, y se consideran; \sqrt{s} , $M_{Z'}$, g'_1 , θ_{BL} y α como parámetros libres. Para poder determinar cómo varían el acoplamiento $g_{ZZ'h}$, y las funciones $f(\theta_{BL}, g'_1)$ y $g(\theta_{BL}, g'_1)$ de su valor en el SM con respecto a los parámetros en el modelo B-L, se presenta la gráfica en la figura 6.1, en esta figura se observa que, tanto el acoplamiento $g_{ZZ'h}$ como las funciones $f(\theta_{BL}, g'_1)$ y $g(\theta_{BL}, g'_1)$ dependen fuertemente de g'_1 .

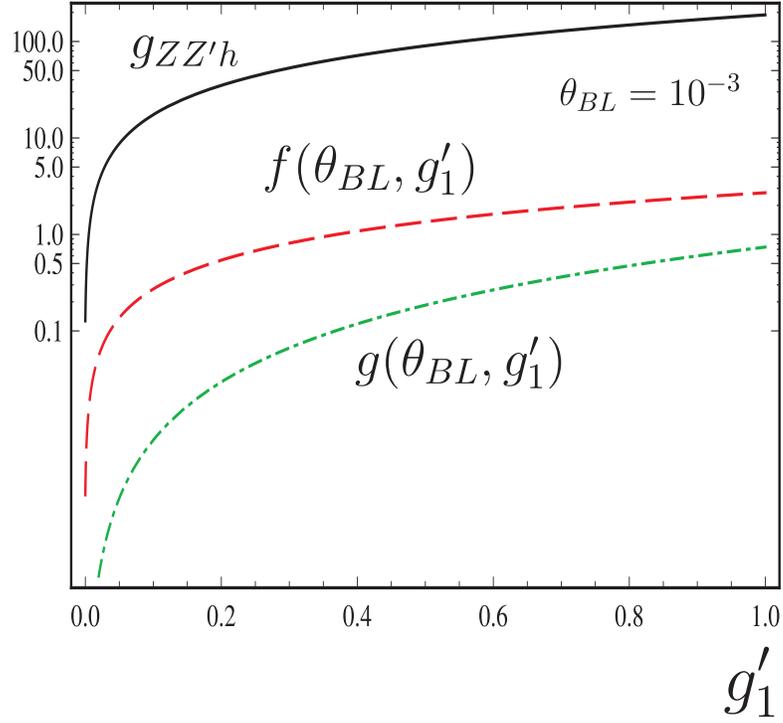


Figura 6.1: El acoplamiento $g_{ZZ'h}(\theta_{BL}, g'_1)$ y las funciones $f(\theta_{BL}, g'_1)$, $g(\theta_{BL}, g'_1)$ como función de g'_1 con $\theta_{BL} = 10^{-3}$.

En la figura 6.2 se presenta la anchura de decaimiento total del bosón Z' como función de $M_{Z'}$ y la nueva constante de acoplamiento g'_1 , respectivamente, manteniendo los otros parámetros fijos y considerando tres diferentes valores. En la gráfica superior se observa que la anchura total del nuevo bosón Z' varía desde unos cuantos hasta cientos de GeV en un rango de masa de $1000 \text{ GeV} \leq M_{Z'} \leq 3500 \text{ GeV}$, dependiendo del valor de g'_1 , cuando $g'_1 = 0.145, 0.290, 0.435$. En el caso del gráfico inferior, se obtiene un comportamiento similar en el rango de $0 \leq g'_1 \leq 1$ considerando los valores de $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000 \text{ GeV}$.

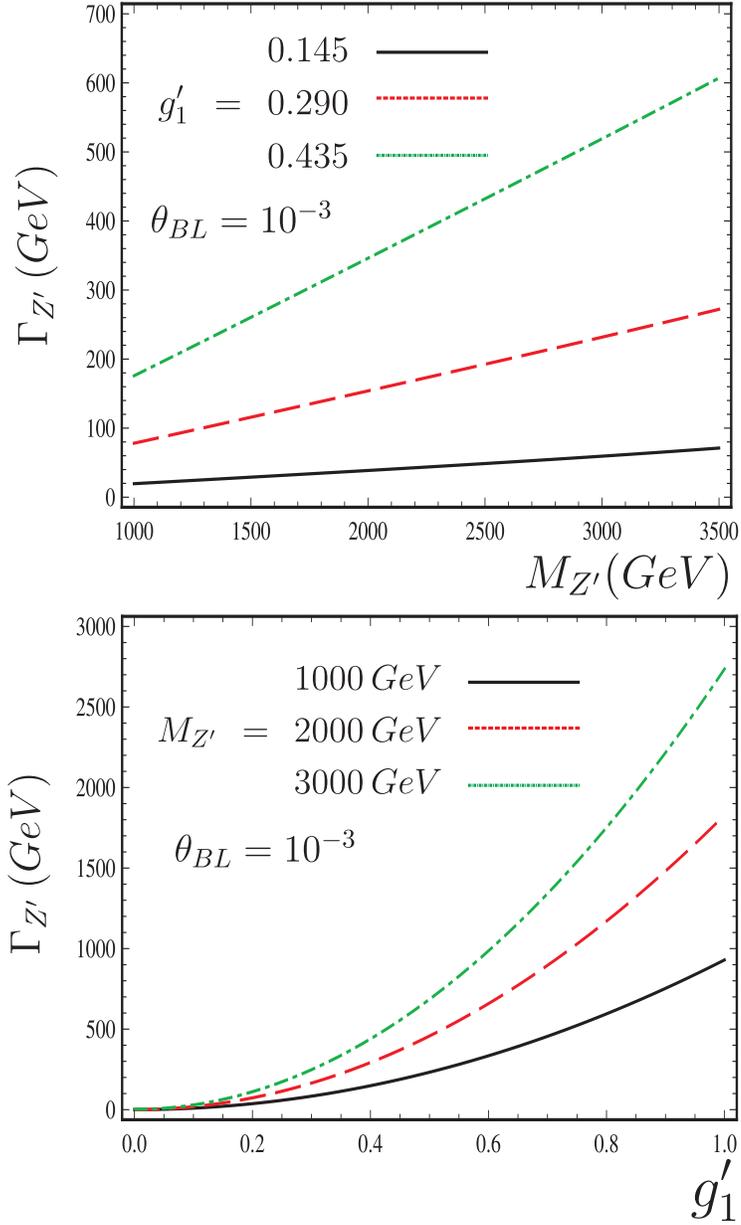


Figura 6.2: Gráfica superior: la anchura de Z' como función de $M_{Z'}$ para valores fijos de g'_1 . Gráfica inferior: la anchura de Z' como función de g'_1 para valores fijos de $M_{Z'}$.

Los cocientes de ramificación (BR) vs. la masa del Z' y el acoplamiento g'_1 se dan en la figura 6.3 para diferentes canales: $BR(Z' \rightarrow f\bar{f})$, $BR(Z' \rightarrow W^+W^-)$, $BR(Z' \rightarrow Zh)$, $BR(Z' \rightarrow ZH)$ y $BR(Z' \rightarrow \nu_R\bar{\nu}_R)$ respectivamente. En estas figuras, el cociente de ramificación, $BR(Z' \rightarrow f\bar{f})$ es la suma de todos los BRs, para decaimientos a fermiones. En el caso de la gráfica superior, se considera $\theta_{B-L} = 10^{-3}$, $g'_1 = 0.290$ y

$1000 \text{ GeV} \leq M_{Z'} \leq 3500 \text{ GeV}$. Para el gráfico inferior, se considera $\theta_{B-L} = 10^{-3}$, $M_{Z'} = 2000 \text{ GeV}$ y $0 \leq g'_1 \leq 1$. En ambos casos se aprecia una clara dependencia de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$.

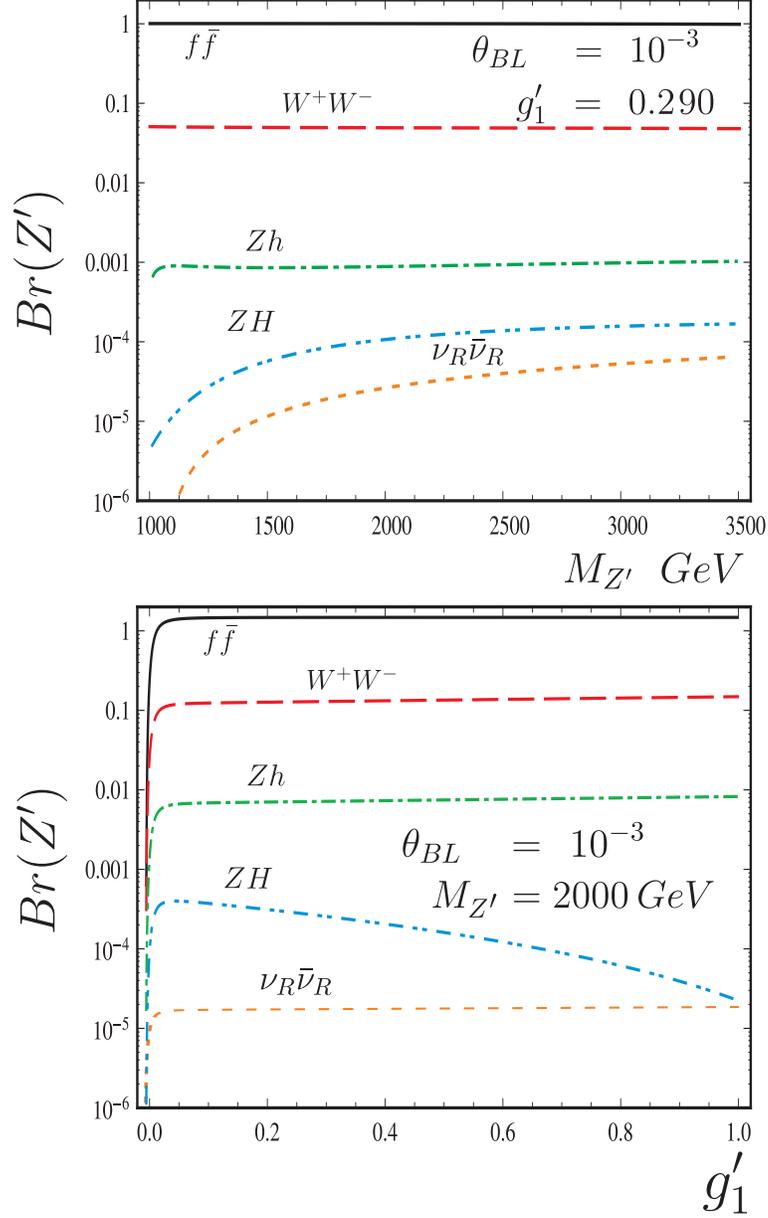


Figura 6.3: Gráfica superior: Relaciones de ramificación múltiple como función de $M_{Z'}$. Gráfica inferior: Relaciones de ramificación múltiple como función de g'_1 .

En las figuras 6.4-6.8 se ilustran los resultados con respecto a la sensibilidad del bosón pesado Z' del modelo B-L como una fuente del bosón de Higgs a través del proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$, incluyendo los efectos resonantes y no

resonantes en futuros colisionadores lineales de alta luminosidad tales como el ILC y el CLIC.

En la figura 6.4, se muestra la sección transversal $\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)$ para las diferentes aportaciones en función de la energía de centro-de-masa \sqrt{s} para $\theta_{B-L} = 10^{-3}$ y $g'_1 = 0.290$: la línea continua corresponde al SM y la línea de guiones corresponde a $\sigma_Z(e^+e^- \rightarrow Zh)$ (4.10), donde el modelo $U(1)_{B-L}$ contribuye a los acoplamientos g_V^f y g_A^f del bosón de gauge Z del SM a los electrones. La línea punto-guion corresponde a $\sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow Zh)$ (4.11) la cual sólo es la contribución B-L, mientras que la línea punto-punto-guion corresponde a la interferencia $\sigma_{Z,Z'}(e^+e^- \rightarrow Zh)$ (4.12). Finalmente, la línea punteada corresponde a la sección transversal total del proceso $e^+e^- \rightarrow Zh$ (4.9). En esta gráfica también se puede ver que la sección transversal correspondiente a $\sigma_Z(e^+e^- \rightarrow Zh)$ disminuye para valores grandes de \sqrt{s} , mientras que en el caso de la sección transversal del modelo B-L ecuación (4.11) y la sección transversal total (4.9), respectivamente, hay un incremento para valores grandes de la energía de centro-de-masa, alcanzando su valor máximo en la resonancia Z' , es decir a $\sqrt{s} = 2000$ GeV.

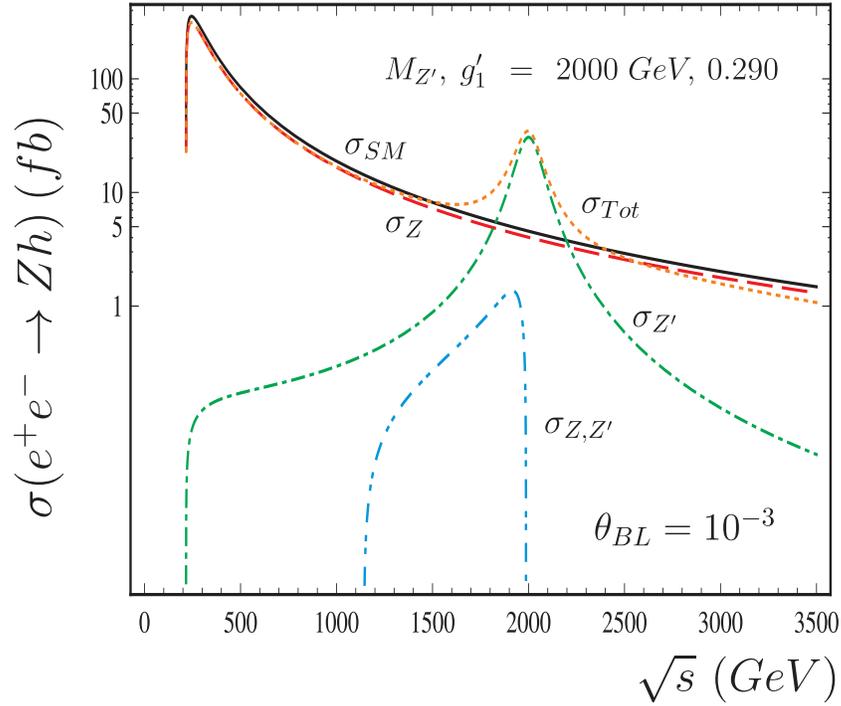


Figura 6.4: La sección transversal del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow Zh$ como una función de \sqrt{s} para $M_h = 125$ MeV, $M_{Z'} = 2000$ MeV y $g'_1 = 0.290$. Las curvas son para el SM (línea continua), σ_Z (ecuación (4.10), línea de guiones), $\sigma_{Z'}$ (ecuación 4.11, línea de punto-guion), $\sigma_{Z,Z'}$ (ecuación (4.12), línea de punto-punto-guion), y la línea punteada corresponden a la sección transversal total del proceso σ_{Tot} (ecuación 4.9), respectivamente.

La gráfica de la sección transversal total de la reacción $e^+e^- \rightarrow Zh$ aparece en la figura 6.5 como función de la energía de centro-de-masa, \sqrt{s} , para valores de masa del bosón pesado $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000$ GeV y $g'_1 = 0.145, 0.290, 0.435$, respectivamente. Cabe destacar que la elección de los valores para $M_{Z'}$ y g'_1 se logra manteniendo la relación entre $M_{Z'}$ y g'_1 dada por la ecuación (6.1). Esta relación se mantendrá siempre en todo este trabajo. En la figura 6.5 también se muestra que la sección transversal es sensible a los parámetros libres y también se ve que la altura de los picos de la resonancia para el bosón Z' cambia dependiendo del valor de $\sqrt{s} = M_{Z'}^2$. Además, las resonancias son más amplias para valores mayores de g'_1 , a medida que la anchura total del bosón Z' aumenta con g'_1 como se muestra en la figura 6.2.

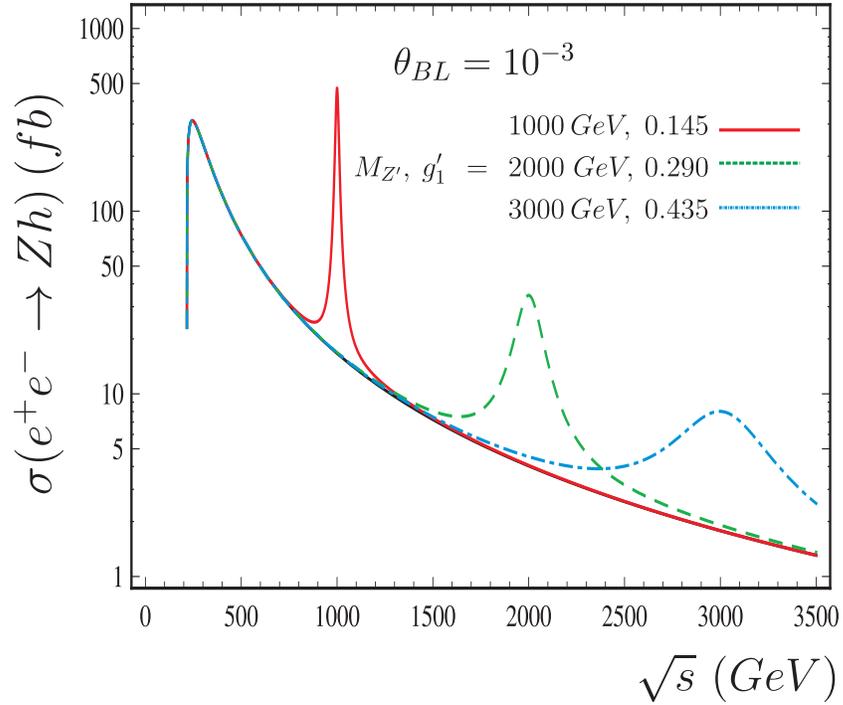


Figura 6.5: La sección transversal total del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow Zh$ como función de \sqrt{s} . Las curvas son para $M_{Z'} = 1000$ GeV y $g'_1 = 0.145$ (línea sólida), $M_{Z'} = 2000$ GeV y $g'_1 = 0.290$ (línea de guiones), $M_{Z'} = 3000$ GeV y $g'_1 = 0.435$ (línea de puntos, guiones), respectivamente.

Una parámetro importante es la significación estadística,

$$S[\sigma] = \frac{|\sigma_{Zh}^{BL} - \sigma_{Zh}^{SM}|}{\delta\sigma_{Zh}^{BL}} = \frac{|\Delta\sigma_{Zh}|}{\sqrt{\sigma_{Zh}^{SM}}} \sqrt{\mathcal{L}_{int}}, \quad (6.2)$$

donde $\delta\sigma_{Zh}$ es la incertidumbre estadística y \mathcal{L} la luminosidad integrada, este parámetro determina que tanto se desvía la sección transversal de la predicción del SM, en términos de desviaciones estándar. En la figura 6.6 se muestra la dependencia de la energía \sqrt{s} de esta significación estadística para $\mathcal{L} = 1000 \text{ fb}^{-1}$ y para tres diferentes masas, $M_{Z'}$ con su valor correspondiente para g'_1 : $M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$ y $g'_1 = 0.145$, $M_{Z'} = 2000 \text{ GeV}$ y $g'_1 = 0.290$, $M_{Z'} = 3000 \text{ GeV}$ y $g'_1 = 0.435$, respectivamente. Como se ve en la figura, los picos se localizan en las energías de $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000 \text{ GeV}$. La figura también muestra que la sensibilidad se reduce a masas más altas de Z' .

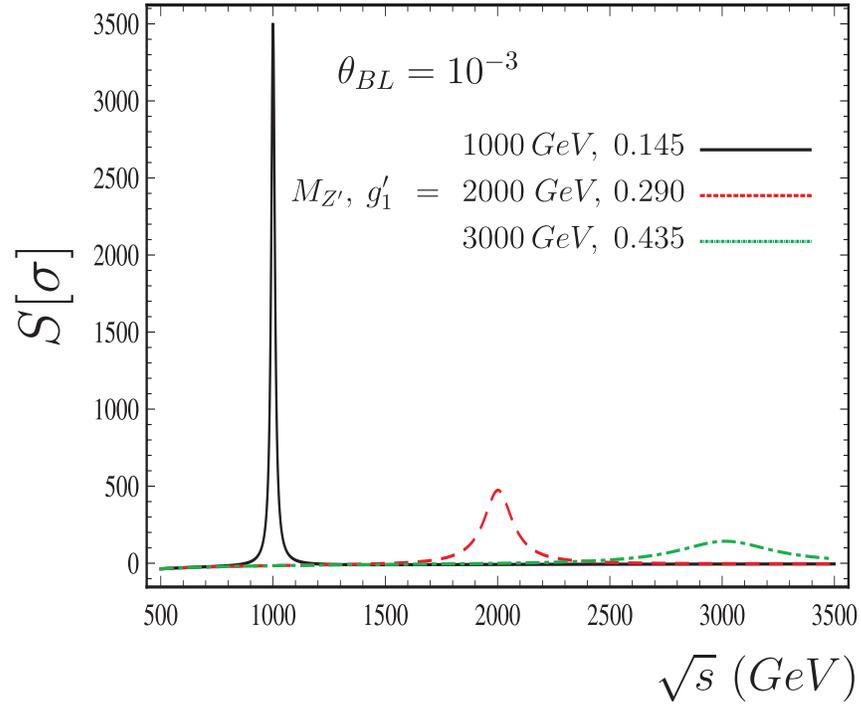


Figura 6.6: La significación estadística $S[\sigma]$ de la ecuación (6.2) como una función de \sqrt{s} . A partir de la parte superior, las curvas son para $M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$ y $g'_1 = 0.145$, $M_{Z'} = 2000 \text{ GeV}$ y $g'_1 = 0.290$, $M_{Z'} = 3000 \text{ GeV}$ y $g'_1 = 0.435$, con $\mathcal{L} = 1000 \text{ fb}^{-1}$.

La significación estadística $S[\sigma]$ como función de g'_1 se muestra en la figura 6.7 para valores de $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000 \text{ GeV}$ y $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000 \text{ GeV}$, respectivamente con $\mathcal{L} = 1000 \text{ fb}^{-1}$. Es evidente que la $S[\sigma]$ aumenta a medida que g'_1 se incrementa, y muestra una clara dependencia de los parámetros del modelo. Así, en una amplia región de los parámetros del modelo B-L, el nuevo bosón pesado Z' puede producir una señal significativa que pudiera ser detectada en futuros experimentos en los colisionadores ILC y CLIC.

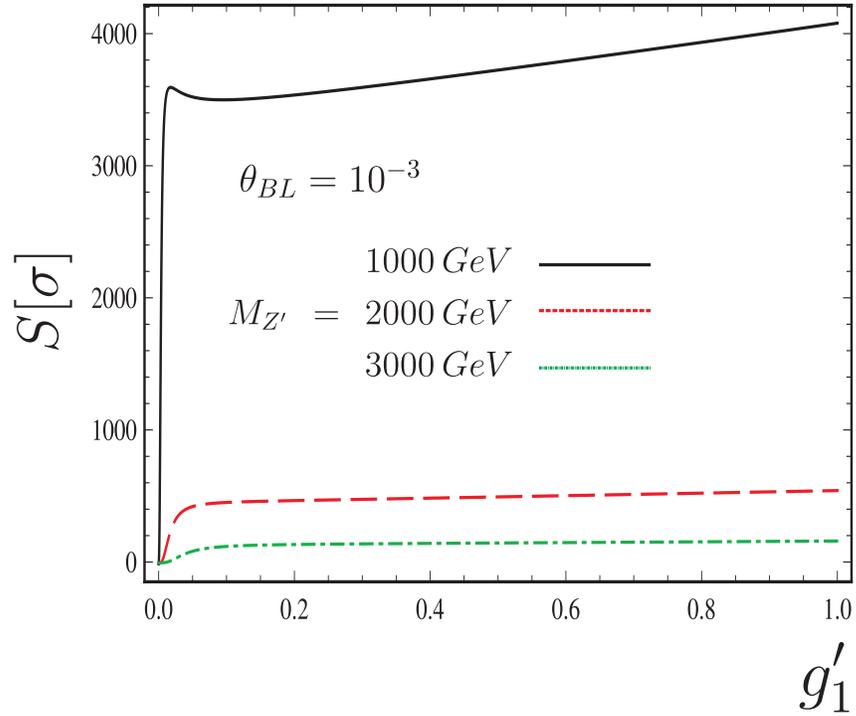


Figura 6.7: La significación estadística $S[\sigma]$ como una función de g'_1 . A partir de la parte superior, las curvas son para $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000$ GeV y $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000$ GeV con $\mathcal{L} = 1000 \text{ fb}^{-1}$, respectivamente.

La correlación entre la masa del bosón de gauge pesado $M_{Z'}$ y el acoplamiento g'_1 del modelo $U(1)_{B-L}$ para la sección transversal total $\sigma_{Tot} = 100, 200, 400, 500$ fb (gráfica superior) con $\sqrt{s} = 1000$ GeV, $\sigma_{Tot} = 10, 20, 30, 35$ fb (gráfica central) con $\sqrt{s} = 2000$ GeV y $\sigma_{Tot} = 4, 5, 6, 7$ fb (gráfica inferior) con $\sqrt{s} = 3000$ GeV se presenta en la figura 6.8. En los gráficos vemos que existe una significativa correlación entre la masa del bosón de gauge $M_{Z'}$ y el nuevo acoplamiento gauge g'_1 .

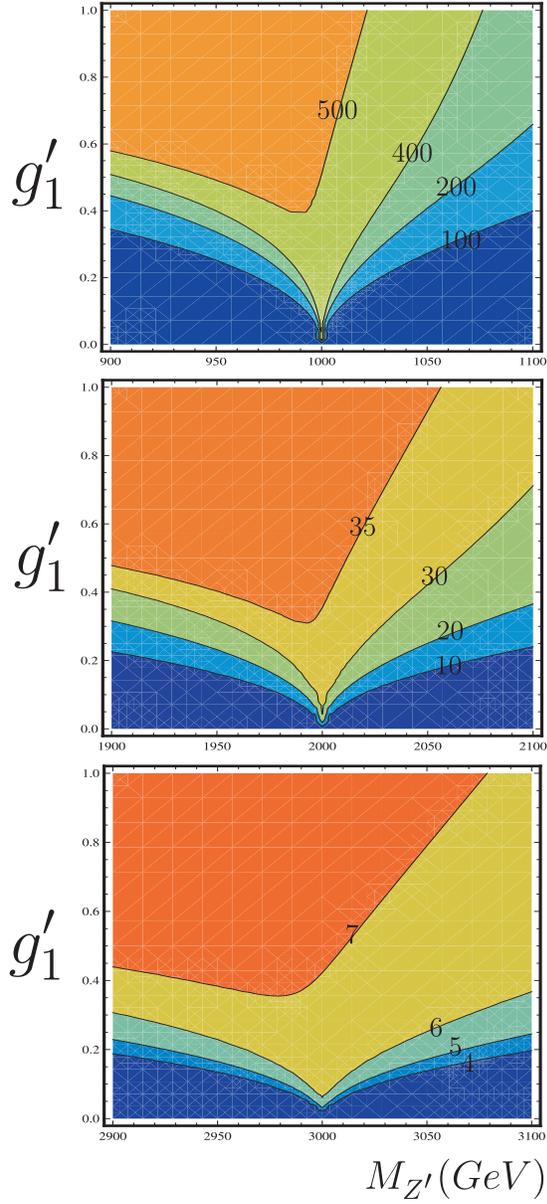


Figura 6.8. Correlación entre la masa del bosón neutro pesado $M_{Z'}$ y la constante de acoplamiento del modelo $B-L$, g'_1 .

De las figuras 6.4-6.8, esta claro que la sección transversal total es sensible al valor de; la masa del bosón $M_{Z'}$, energía de centro-de-masa \sqrt{s} y a la nueva constante de acoplamiento del grupo gauge $U(1)_{B-L}$, g'_1 . La sección transversal total aumenta con la energía de los hadrones y alcanza un máximo en la resonancia del bosón de gauge Z' . Como un indicador del orden de magnitud, se presenta el número de eventos Zh en la Tabla VI-a para varias energías de centro-de-masa de $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000$ GeV, luminosidad integrada $\mathcal{L} = 500, 1500, 2000 \text{ fb}^{-1}$ y masas del bosón pesado $M_{Z'} = 1000,$

2000, 3000 GeV con $g'_1 = 0.145, 0.290, 0.435$, respectivamente. Cabe mencionar que los valores registrados en la Tabla VI-a para el número total de eventos Zh se determinan conservando la relación entre $M_{Z'}$ y g'_1 dada en la ecuación (6.1). Se encontró que la posibilidad de observar el proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$ es muy alentadora como se muestra en la Tabla VI-a, y será posible llevar a cabo mediciones de precisión para el bosón Z' y el Higgs en los experimentos de los futuros colisionadores lineales e^+e^- de alta energía y alta luminosidad. También se observa que la sección transversal aumenta con la energía, una vez que se alcanza el umbral de producción Zh , hasta que el Z' se produce en forma resonante a $\sqrt{s} = 1000, 2000$ y 3000 GeV, respectivamente, para los tres casos. Luego disminuye al aumentar la energía debido a los propagadores Z y Z' . Otro modo de producción prometedor para estudiar las propiedades del bosón Z' y del bosón de Higgs del modelo B-L es $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$ que se analizará en la siguiente subsección.

Tabla VI-a: *Producción total de Zh en el modelo B-L para $M_h = 125$ GeV, $\alpha = \frac{\pi}{9}$ y $\theta_{B-L} = 10^{-3}$.*

$\mathcal{L} = 500 - 1500 - 2000 \text{ fb}^{-1}$			
\sqrt{s} (GeV)	$M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$ $g'_1 = 0.145$	$M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ $g'_1 = 0.290$	$M_{Z'} = 2000 \text{ GeV}$ $g'_1 = 0.435$
1000	227280 - 681841 - 909124		
2000		16502 - 49506 - 66008	
3000			3788 - 11365 - 15154

6.2. Producción y decaimiento del bosón de Higgs H en el modelo B-L

En este subcapítulo analizamos el proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$ para investigar el impacto de los parámetros del modelo B-L en este proceso. En primer lugar, presentamos la figura 6.9 para analizar el comportamiento del acoplamiento $g_{ZZ'H}$, así como de las funciones $f(\theta_{B-L}, g'_1)$ y $g(\theta_{B-L}, g'_1)$ con respecto a los parámetros del modelo. De esta figura es evidente que tanto el acoplamiento $g_{ZZ'H}$, y ambas funciones son sensibles a los parámetros del modelo B-L.

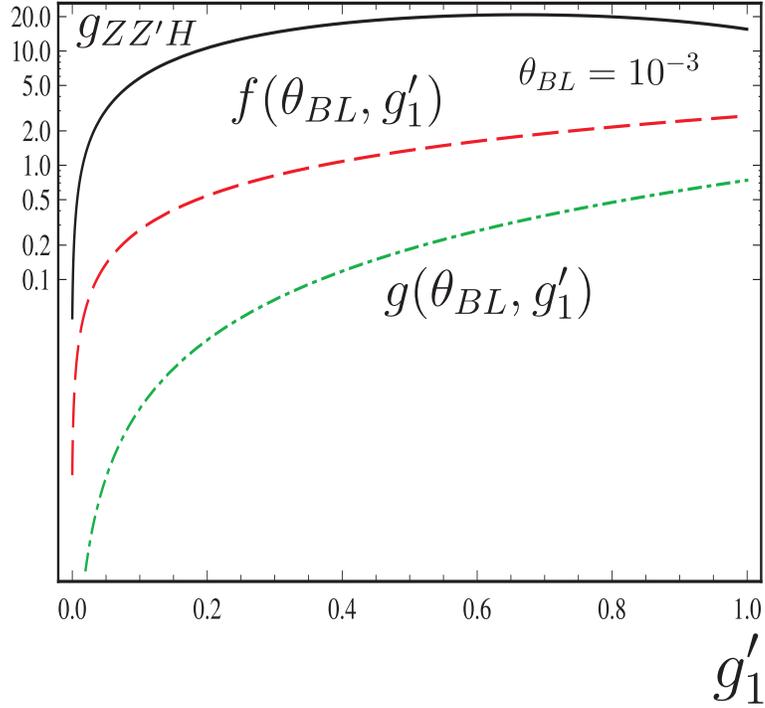


Figura 6.9: El acoplamiento $g_{ZZ'H}$ y las funciones $f(\theta_{B-L}, g'_1)$ y $g(\theta_{B-L}, g'_1)$ como función de g'_1 , con $\theta_{BL} = 10^{-3}$.

En la figura 6.10, presentamos la anchura total de decaimiento del bosón de Higgs pesado H como una función de M_H y de la mezcla escalar $\cos\alpha$, respectivamente. En la figura del gráfica superior, observamos que la anchura total del bosón de Higgs H varía desde algunos pocos hasta algunos cientos de GeV sobre un rango de masa de $400 \text{ GeV} \leq M_H \leq 1000 \text{ GeV}$, dependiendo del valor del $\cos\alpha$, es decir, $\cos\alpha = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$, respectivamente. En la figura del gráfica inferior, mostramos la dependencia de la anchura total de decaimiento del bosón escalar pesado Γ_H de la mezcla escalar $\cos\alpha$ para diferentes valores de M_H y un valor moderado de la masa de los neutrinos pesados $M_{\nu_R} = 300 \text{ GeV}$. Para valores mas altos de M_H , la anchura de decaimiento se hace más grande para mezcla grande. Este diagrama también muestra que para la caso extremo cuando $\cos\alpha \rightarrow 1$, sin mezcla entre los bosones escalares, $\Gamma_{Tot}(H) \rightarrow 0$ y por lo tanto queda totalmente desacoplada del SM.

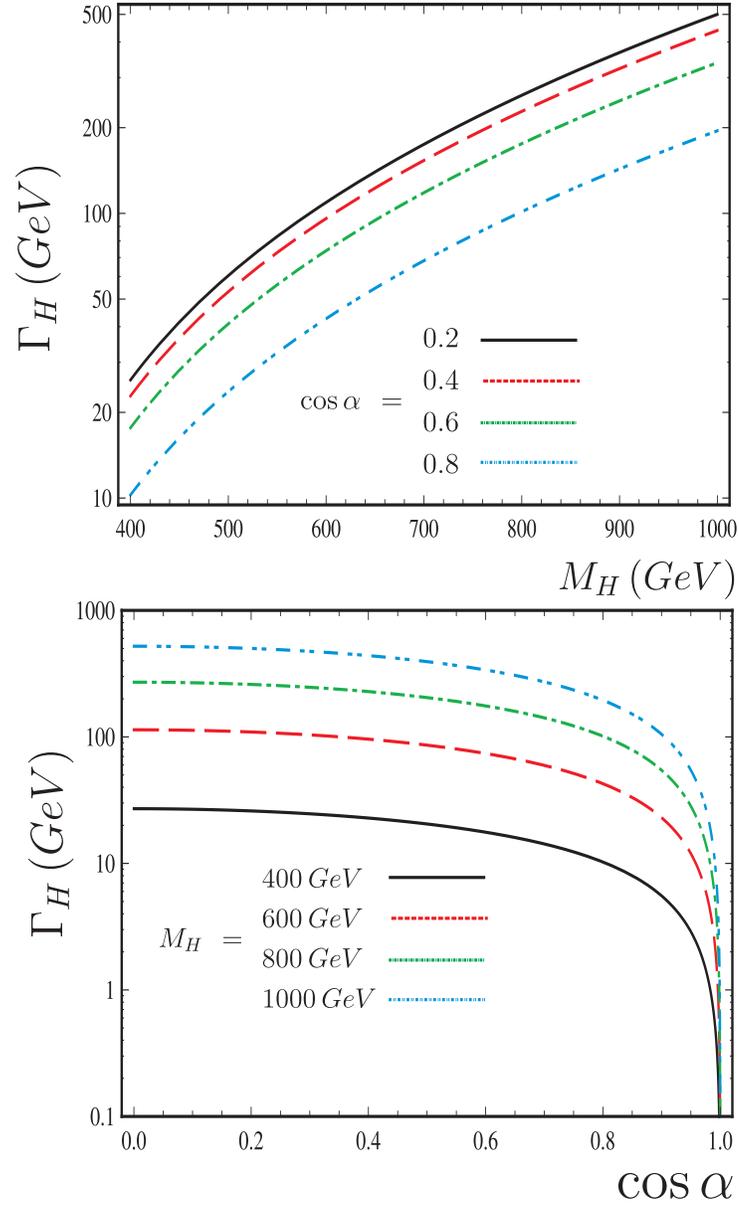


Figura 6.10: Anchura de decaimiento total del bosón pesado H .

En la figura 6.11, la gráfica superior muestra los cocientes de ramificación de los diferentes decaimientos del bosón pesado H en $f\bar{f}$, W^-W^+ , ZZ , hh y $\nu_R\bar{\nu}_R$ en función de su masa, variando M_H entre 400 GeV y 1000 GeV para $M_{\nu_R} = 300$ GeV y $\alpha = \frac{\pi}{6}$. Como se deduce de la gráfica superior, los tres modos de decaimiento dominantes de H son; W^-W^+ , ZZ y $f\bar{f}$. La gráfica inferior muestra los cocientes de ramificación de H como función de la mezcla escalar $\cos\alpha$ para un valor dado de $M_H = 800$ GeV y $M_{\nu_R} = 300$ GeV, se observa que los pares W^-W^+ claramente dominan los decaimientos del H .

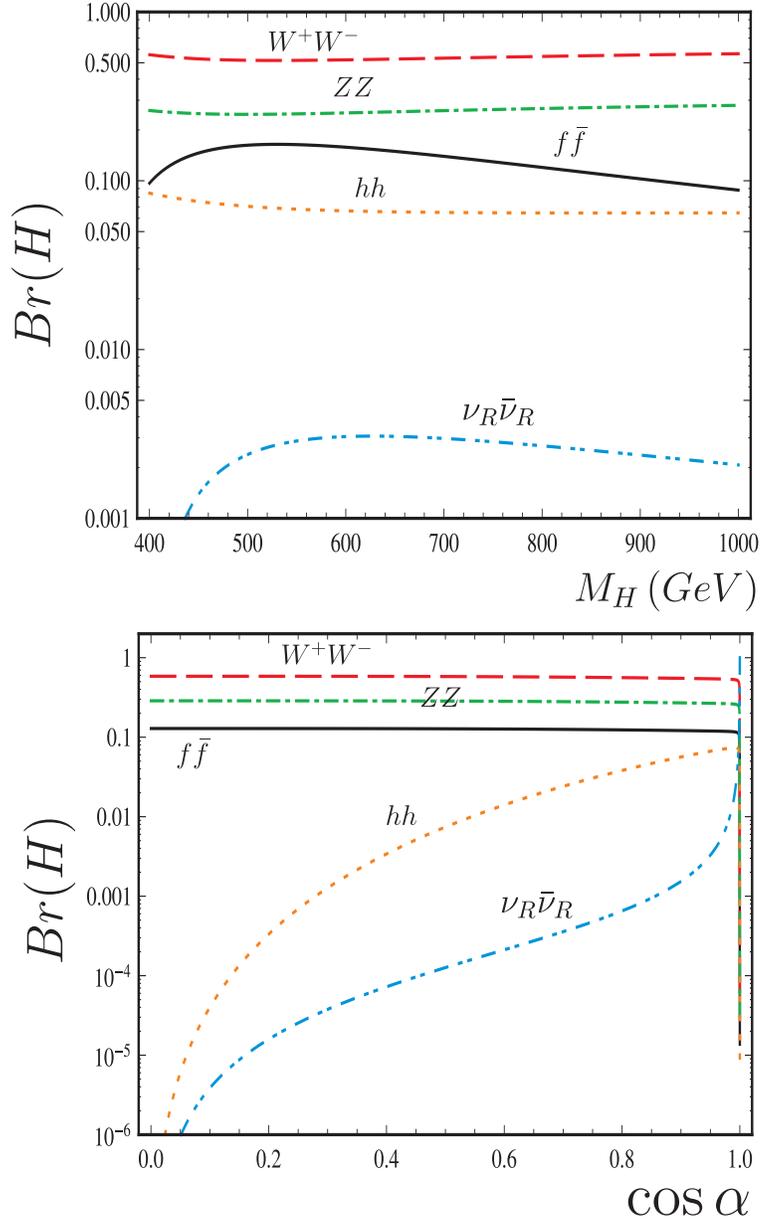


Figura 6.11: Relaciones de ramificación de los diferentes decaimientos del bosón pesado H en $f\bar{f}$, W^-W^+ , ZZ , hh y $\nu_R\bar{\nu}_R$ en función de su masa, variando M_H entre 400 GeV y 1000 GeV para $M_{\nu_R} = 300$ GeV y $\alpha = \frac{\pi}{6}$.

La sección transversal total del proceso de producción Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow ZH$ en función de la energía de la colisión \sqrt{s} para $M_h = 125$ GeV, $M_H = 800$ GeV, $M_{\nu_R} = 300$ GeV, $M_{Z'} = 2000$ GeV y $g'_1 = 0.290$ se muestra en la figura 6.12. En esta figura las curvas son para $\sigma_Z(e^+e^- \rightarrow ZH)$ línea continua, $\sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow ZH)$ línea de guiones,

$\sigma_{ZZ'}(e^+e^- \rightarrow ZH)$ línea punto-guión y la línea punto-punto-guión corresponde a la sección transversal total del proceso $\sigma_{Tot}(e^+e^- \rightarrow ZH)$.

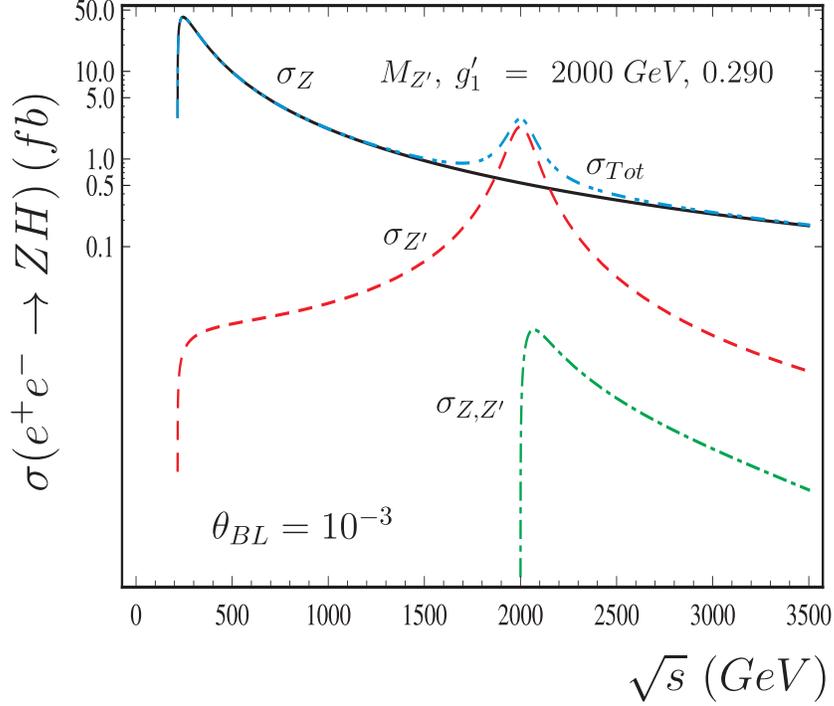


Figura 6.12: Secciones transversales del proceso Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow ZH$.

Para ver los efectos de $\theta_{BL}, g'_1, M_{Z'}$, los parámetros libres del modelo B – L, se gráfica la sección transversal total del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow ZH$ en la figura 6.13, en función de la energía de centro-de-masa \sqrt{s} para valores de masa del bosón pesado $M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$ con $g'_1 = 0.145$, $M_{Z'} = 2000 \text{ MeV}$ con $g'_1 = 0.290$ y $M_{Z'} = 3000 \text{ GeV}$ con $g'_1 = 0.435$, conservando la relación entre $M_{Z'}$ y g'_1 dada por la ecuación (6.1). En esta figura observamos que para $\sqrt{s} = M_{Z'}$, domina el efecto resonante y la sección transversal es sensible a los parámetros libres. También observamos que la altura de los picos de la resonancia para el bosón Z' cambian dependiendo del valor de $\sqrt{s} = M_{Z'}$ y además, las resonancias son más amplias para valores mayores de g'_1 a medida que la anchura total del bosón Z' aumenta con g'_1 , como se muestra en la figura 6.2.

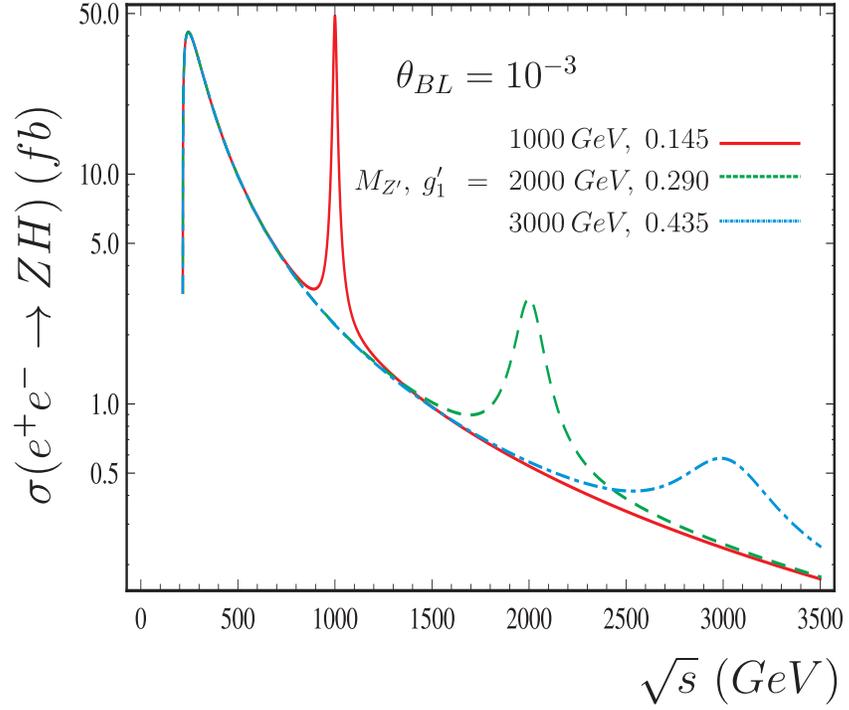


Figura 6.13: Sección transversal total del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow ZH$ en función de la energía de centro-de-masa \sqrt{s} para valores de masa del bosón pesado $M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$ con $g'_1 = 0.145$, $M_{Z'} = 2000 \text{ GeV}$ con $g'_1 = 0.290$ y $M_{Z'} = 3000 \text{ GeV}$ con $g'_1 = 0.435$.

En la figura 6.14, se muestra la correlación entre la masa del bosón de gauge pesado $M_{Z'}$ y el acoplamiento g'_1 del modelo $U(1)_{BL}$ para valores de la sección transversal total $\sigma_{Tot} = 10, 20, 30, 40 \text{ fb}$ (gráfica superior), $\sigma_{Tot} = 1, 1.5, 2, 3 \text{ fb}$ (gráfica central) y para $\sigma_{Tot} = 0.3, 0.4, 0.5, 0.7 \text{ fb}$ (gráfica inferior). Se observa que existe una fuerte correlación entre $M_{Z'}$ y el acoplamiento g'_1 .

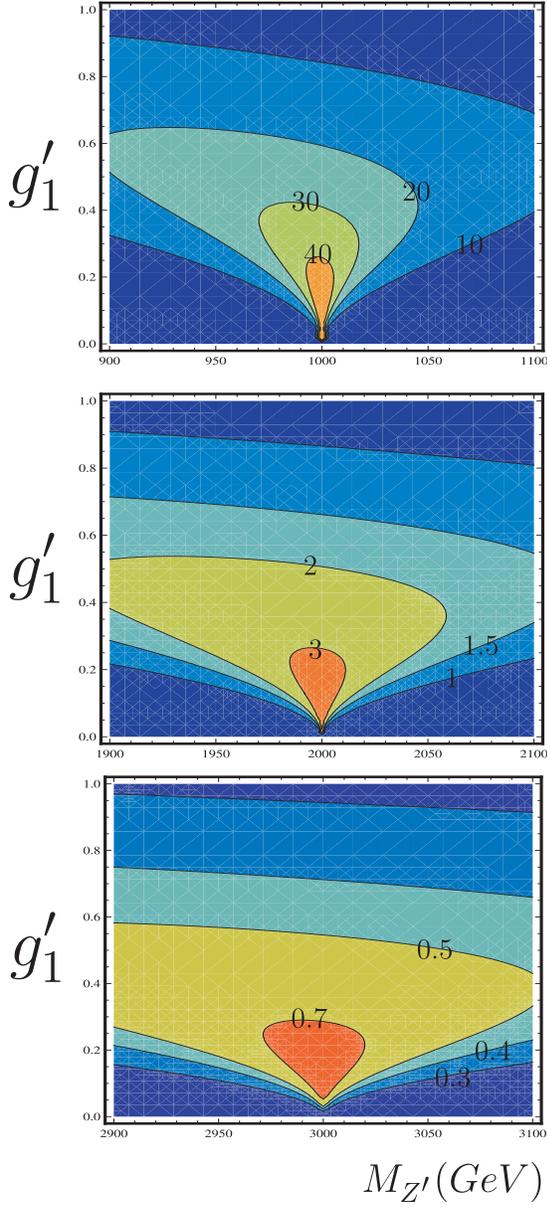


Figura 6.14: *Correlación entre la masa del bosón de gauge pesado $M_{Z'}$ y el acoplamiento g'_1 del modelo $U(1)_{BL}$.*

Finalmente, de las figuras 6.12-6.14 queda claro que la sección transversal total es sensible a los valores de; la masa del bosón de gauge $M_{Z'}$, energía de centro-de-masa \sqrt{s} y de la nueva constante de acoplamiento g'_1 , también se ve que se incrementa con la energía del colisionador alcanzando un máximo en la resonancia del bosón de gauge Z' .

Como un indicador del orden de magnitud, se presenta el número de eventos ZH en la Tabla VI-b, para tres energías de centro-de-masa $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000$ GeV, lumi-

nosidad integrada $\mathcal{L} = 500, 1500, 2000 \text{ fb}^{-1}$ y masas del bosón pesado $M_{Z'}$ 1000, 2000, 3000 GeV con $g'_1 = 0.145, 0.290, 0.435$, respectivamente. Cabe mencionar que los valores reportados en la Tabla VI.a, para el número total de eventos ZH se determina conservando la relación $M_{Z'}$ y g'_1 dada por la ecuación (6.1). Encontramos que la posibilidad de observar el proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$ es muy prometedora como se muestra en la Tabla VI-b y sería posible realizar mediciones de precisión para ambos bosones, el Z' y el de Higgs en los futuros experimentos de los colisionadores lineales e^+e^- de alta energía. También se observa que la sección transversal se eleva con la energía una vez que se alcanza el umbral de producción ZH , hasta que el bosón Z' es producido resonantemente a energías de $\sqrt{s} = 1000, 2000$ y 3000 GeV, respectivamente, para los tres casos. Luego disminuye con el incremento de la energía debido a los propagadores Z y Z' .

Tabla VI-b: *Producción total de ZH en el modelo B-L para $M_H = 800 \text{ GeV}$, $\alpha = \frac{\pi}{9}$ y $\theta_{B-L} = 10^{-3}$.*

$\mathcal{L} = 500 - 1500 - 2000 \text{ fb}^{-1}$			
\sqrt{s} (GeV)	$M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$ $g'_1 = 0.145$	$M_{Z'} = 1500 \text{ GeV}$ $g'_1 = 0.290$	$M_{Z'} = 2000 \text{ GeV}$ $g'_1 = 0.435$
1000	24371 - 73115 - 97487		
2000		1437 - 4312 - 5750	
3000			289 - 869 - 1158

6.3. Producción del bosón de Higgs a través de los procesos $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$ y $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$

En este sub-capítulo se analizan los procesos de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, H$, en asociación con el bosón subyacente Z' y un par de quarks top, en donde se observa que también se involucra el bosón pesado H , para investigar el impacto de los parámetros del modelo B-L.

6.3.1. Proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$

Cabe mencionar que las cotas dadas por la ecuación (6.1) nos indican que $M_{Z'}$ y g'_1 ya no se pueden considerar como parámetros independientes en el modelo B-L, por lo tanto en nuestro análisis sólo fijaremos uno de ellos.

En la figura 6.15, se presenta la dependencia del acoplamiento $g_{ZZ'h}(\theta', g'_1)$ (en GeV) y las funciones $f(\theta', g'_1)$, $g(\theta', g'_1)$, ver Apéndice B [107], como función de α y $\theta' = 10^{-3}, 10^{-4}$. De esta figura queda claro que las funciones son prácticamente independientes de α , mientras que $g_{ZZ'h}(\theta', g'_1)$ sí depende del ángulo de mezcla escalar α .

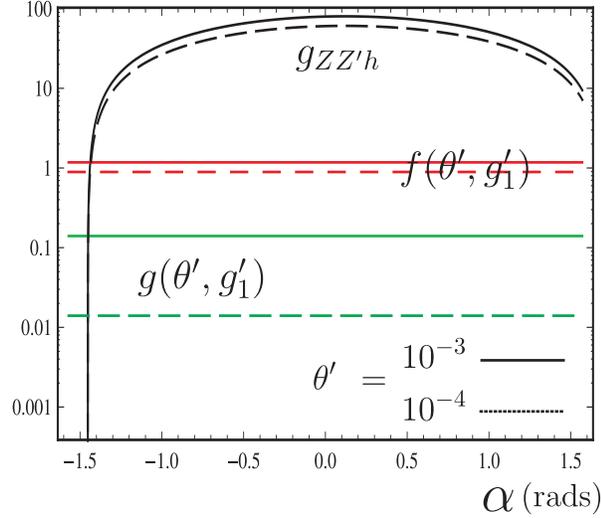


Figura 6.15: El acoplamiento $g_{ZZ'h}(\theta', g'_1)$ y las funciones $f(\theta', g'_1)$, $g(\theta', g'_1)$ como función del ángulo de mezcla escalar α .

Las figuras 6.16 - 6.18 ilustran los resultados con respecto a la sensibilidad del bosón de gauge pesado Z' del modelo B-L como una fuente del bosón de Higgs a través del proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$, incluyendo los efectos resonantes y no resonantes. En la figura 6.16 se muestran las diferentes contribuciones a la sección transversal total $\sigma_T(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h)$ como una función de la energía de centro-de-masa \sqrt{s} , considerando $\theta' = 10^{-3}$, $g'_1 = 0.290$. Vemos que la sección transversal correspondiente a $\sigma_Z(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h)$ disminuye para valores grandes de \sqrt{s} . En el caso de la sección transversal del modelo B-L y la sección transversal total, hay un incremento para valores grandes de la energía de centro-de-masa, alcanzando su valor máximo en la resonancia del bosón pesado Z' , que es $\sqrt{s} = 2000$ GeV.

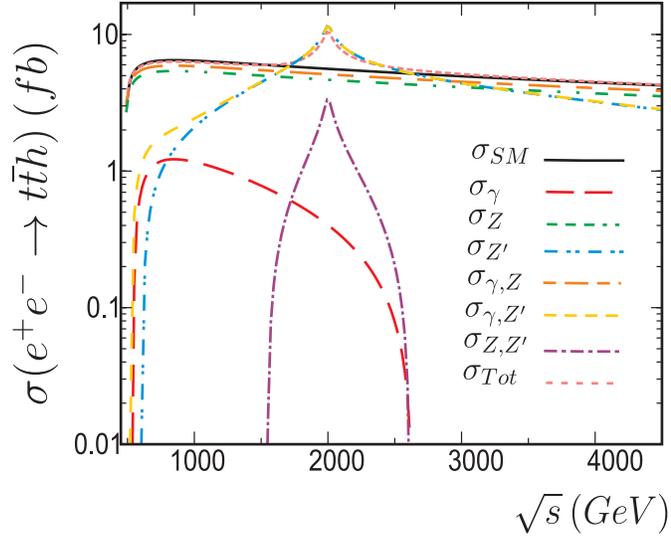


Figura 6.16: Sección transversal del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$.

Para la reacción $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$, se grafica en la figura 6.17 su sección transversal asociada en función de la energía de centro-de-masa \sqrt{s} , para una masa del bosón de gauge pesado $M_{Z'} = 2000, 3000, 4000$ GeV y $g'_1 = 0.290, 0.435, 0.580$, respectivamente. Los valores anteriores para $M_{Z'}$ y g'_1 respetan la relación dada en la ecuación (6.1). Esta figura nos muestra que no sólo la sección transversal es sensible a los parámetros libres, sino que también la altura de los picos de resonancia del bosón Z' , correspondiente al valor de $\sqrt{s} = M_{Z'}$. Las resonancias son más amplias para valores más grandes de g'_1 , ya que aumenta la anchura total del bosón Z' con g'_1 , como se muestra en la figura 6.16 [107].

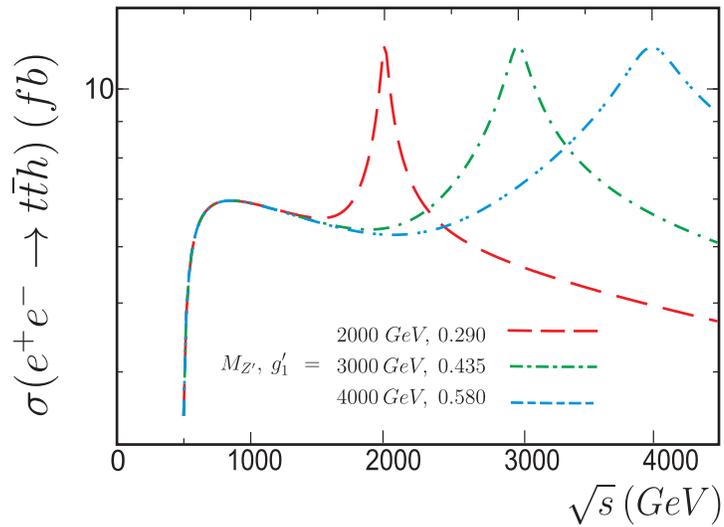


Figura 6.17: Sección transversal total del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$.

La figura 6.18 describe la correlación entre la masa del bosón de gauge pesado $M_{Z'}$ y el acoplamiento g'_1 del modelo $U(1)_{B-L}$ para secciones transversales de $\sigma_{Tot} = 7, 8, 9, 10$ fb (gráfica superior) con $\sqrt{s} = 2000$ GeV, $\sigma_{Tot} = 7, 8, 9, 10$ fb (gráfica central) con $\sqrt{s} = 3000$ GeV, y $\sigma_{Tot} = 7, 8, 9, 10$ fb (gráfica inferior) con $\sqrt{s} = 4000$ GeV. Observamos que hay una fuerte correlación entre la masa del bosón de gauge $M_{Z'}$ y la nueva constante de gauge del modelo B-L, g'_1 .

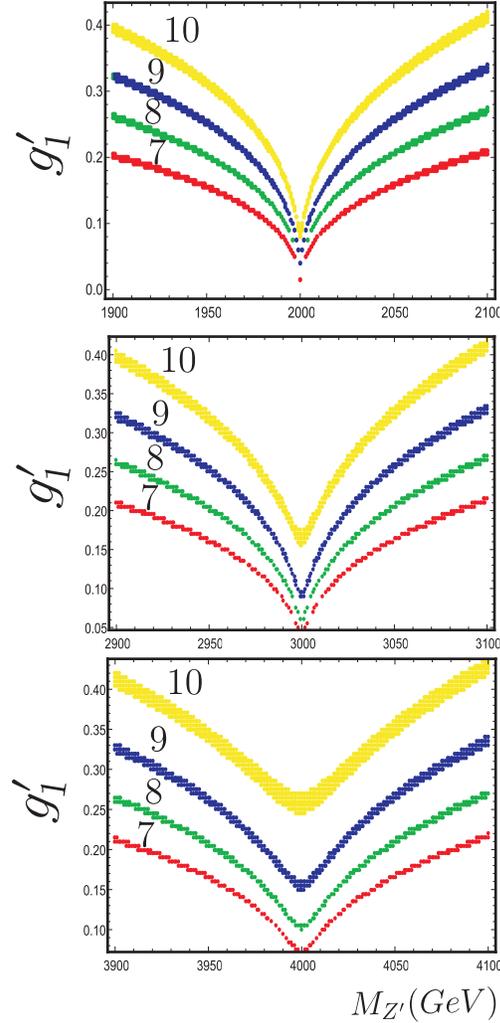


Figura 6.18: Correlación entre la masa del bosón de gauge $M_{Z'}$ y la nueva constante de gauge g'_1 .

La sensibilidad de la sección transversal total es evidente con respecto a la masa del bosón de gauge $M_{Z'}$, la energía de centro-de-masa \sqrt{s} y la nueva constante de acoplamiento de gauge g'_1 como se muestra en la Fig. 6.15-6.18. La sección transversal

total aumenta con la energía del colisionador, alcanzando un máximo en la resonancia del bosón de gauge Z' .

En la Tabla VI-c se presenta el número de eventos $t\bar{t}h$ esperados para las energías de centro-de-masa de $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000$ GeV, luminosidades integradas de $\mathcal{L} = 500, 1000, 1500, 2000$ fb $^{-1}$ y masas del bosón de Higgs pesado $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000$ GeV con $g'_1 = 0.145, 0.298, 0.435$ respectivamente. La posibilidad de observar el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h$ es muy prometedor, como se muestra en la Tabla VI-c, y sería posible realizar mediciones de precisión para el bosón de Higgs y el Z' en experimentos de futuros colisionadores lineales de alta luminosidad y alta energía e^+e^- . La Tabla VI-c también nos indica que la sección transversal se incrementa con la energía una vez que se alcanza el umbral de la producción de $t\bar{t}h$, hasta que el bosón Z' se produce resonantemente a $\sqrt{s} = 1000, 2000$ y 3000 GeV, respectivamente, luego disminuye con el aumento de la energía debido a los propagadores Z y Z' .

Tabla VI-c: Producción total de $t\bar{t}h$ en el modelo B-L para $M_h = 125$ GeV, $\alpha = \frac{\pi}{9}$ y $\theta_{B-L} = 10^{-3}$.

$\mathcal{L} = 500 - 1000 - 1500 - 2000$ fb $^{-1}$			
\sqrt{s} (GeV)	$M_{Z'} = 1000$ GeV $g'_1 = 0.145$	$M_{Z'} = 2000$ GeV $g'_1 = 0.290$	$M_{Z'} = 3000$ GeV $g'_1 = 0.435$
1000	24371 - 73115 - 97487		
2000		1437 - 4312 - 5750	
3000			289 - 869 - 1158

Otro modo de producción prometedor para estudiar las propiedades de los bosones de Higgs y Z' del modelo B-L es $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$, que se estudia a continuación.

6.3.2. Proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$

En esta subsección se analiza el impacto de los parámetros del modelo B-L en el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$. En la figura 6.19, se presenta la dependencia del acoplamiento $g_{ZZ'h}(\theta', g'_1)$ (en GeV) y las funciones $f(\theta', g'_1)$, $g(\theta', g'_1)$ como función de α con $\theta' = 10^{-3}, 10^{-4}$. De la figura queda claro que las funciones son prácticamente independientes de α , mientras que $g_{ZZ'H}(\theta', g'_1)$ sí depende del ángulo de mezcla escalar α .

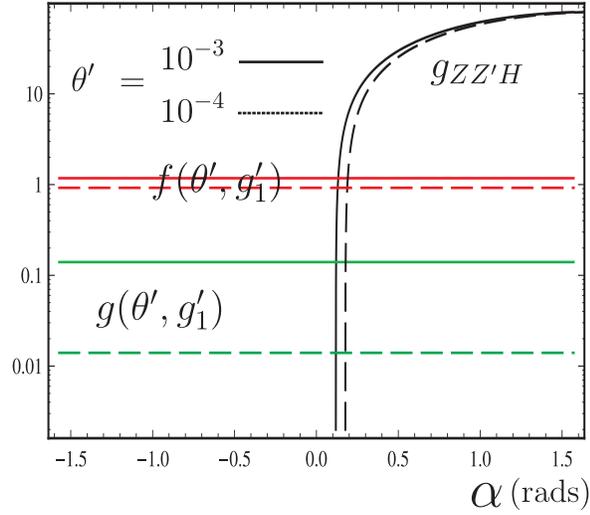


Figura 6.19: El acoplamiento $g_{ZZ'H}(\theta', g'_1)$ y las funciones $f(\theta', g'_1)$, $g(\theta', g'_1)$ como función de α .

La sección transversal total para el proceso se presenta en la figura 6.20 para $M_h = 125$ GeV, $M_H = 800$ GeV, $M_{\nu_R} = 500$ GeV, $M_{Z'} = 2000$ GeV y $g'_1 = 0.290$. Cada curva de la figura corresponde a diferentes contribuciones a la sección transversal total $\sigma_T(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H)$ como una función de la energía centro-de-masa \sqrt{s} , considerando $\theta' = 10^{-3}$. Vemos, que la sección transversal $\sigma_Z(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H)$ disminuye para valores grandes de \sqrt{s} . En el caso de la sección transversal $\sigma_{Z'}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H)$ y la sección transversal total, hay un incremento para valores grandes de la energía de centro-de-masa, alcanzando su valor máximo en la resonancia del bosón pesado Z' , que es $\sqrt{s} \approx 2000$ GeV.

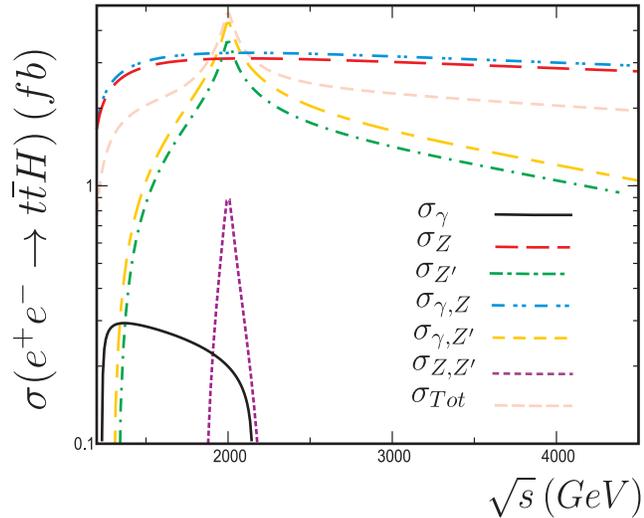


Figura 6.20: Sección transversal del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$.

En seguida se analizan los efectos de $M_{Z'}$ y g'_1 en la reacción $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$, se grafica en la figura 6.21 su sección transversal asociada en función de la energía de centro-de-masa \sqrt{s} , para masas del bosón de gauge pesado $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000$ GeV y $g'_1 = 0.145, 0.290, 0.435$, respectivamente. Para un valor de $\sqrt{s} = M_{Z'}$, y respetando la relación de la ecuación (6.1). Esta figura nos muestra que los efectos resonantes predominan y la sección transversal es sensible a los parámetros libres.

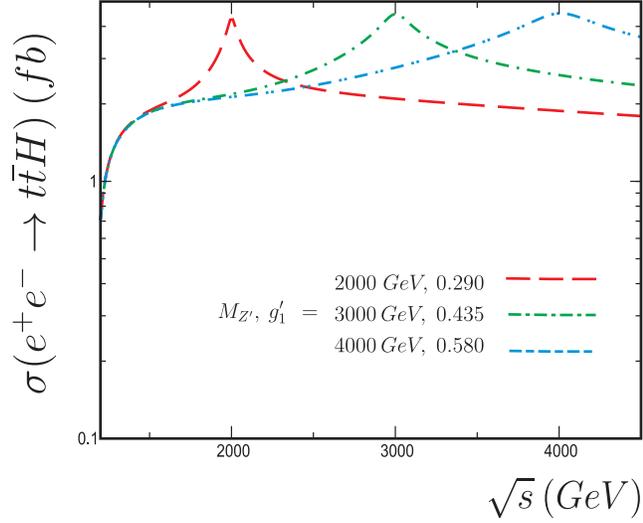


Figura 6.21: Sección transversal del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$.

En la figura 6.22 se muestra la correlación entre la masa del bosón pesado $M_{Z'}$ y el acoplamiento g'_1 para los valores de la sección transversal de $\sigma_{Tot} = 1, 2, 3, 4$ fb para diferentes valores de $M_{Z'}$ y g'_1 respetando la relación de la ecuación (6.1). Los gráficos nos muestran una correlación significativa entre $M_{Z'}$ y g'_1 .

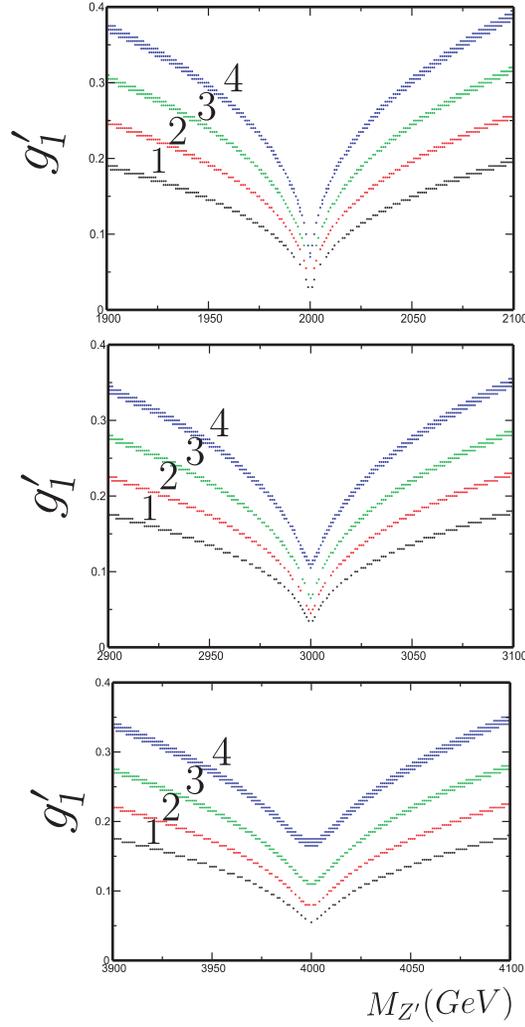


Figura 6.22: Correlación entre $M_{Z'}$ y g'_1 , todos los trazos corresponden a, $\sigma_{Tot} = 1, 2, 3, 4$ fb. Gráfica superior $\sqrt{s} = 2000$ GeV. Gráfica central $\sqrt{s} = 3000$ GeV. Gráfica inferior $\sqrt{s} = 4000$ GeV.

Las figuras, 6.19-6.22, muestran claramente qué tan sensible es la sección transversal total, al valor de; la masa del bosón $M_{Z'}$, la energía de centro-de-masa \sqrt{s} y g'_1 y cómo se incrementa con la energía del colisionador alcanzando un máximo en la resonancia del bosón de gauge Z' .

El número total de eventos $t\bar{t}H$ que se espera observar se muestran en la Tabla VI-d. Estas cifras alientan la posibilidad de observar el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}H$. En esta Tabla observamos que la sección transversal aumenta con la energía una vez que se alcanza el umbral de producción de $t\bar{t}H$, hasta que el Z' es producido resonantemente a $\sqrt{s} = 1000, 2000$ y 3000 GeV. Posteriormente decrece con el incremento de energía debido a los propagadores Z, Z' .

Tabla VI-d: Producción total de $t\bar{t}H$ en el modelo B-L para $M_h = 125$ GeV,
 $M_H = 800$ GeV, $\alpha = \frac{\pi}{9}$ y $\theta_{B-L} = 10^{-3}$.

$\mathcal{L} = 500 - 1000 - 1500 - 2000 \text{ fb}^{-1}$			
\sqrt{s} (GeV)	$M_{Z'} = 1000$ GeV $g'_1 = 0.145$	$M_{Z'} = 2000$ GeV $g'_1 = 0.290$	$M_{Z'} = 3000$ GeV $g'_1 = 0.435$
1000	4381-8763-13144-17526	1629-3259-4887-6518	748-1497-2246-2994
2000	8762-17527-26288-35052	3258-6517-9775-13034	1496-2995-4491-5989
3000	13143-26289-39432-52578	4886-9776-14663-19551	2245-4491-6736-8982

Finalmente, para investigar la sensibilidad a los parámetros del modelo B-L se hace uso de la función chi-cuadrada, definida por [107],

$$\chi^2 = \left(\frac{\sigma_{SM} - \sigma_{B-L}}{\sigma_{SM}\delta} \right)^2, \quad (6.3)$$

donde σ_{B-L} es la sección transversal total incluyendo las contribuciones del SM y la nueva física, $\delta = \sqrt{(\delta_{st})^2 + (\delta_{sys})^2}$, $\delta_{st} = \frac{1}{\sqrt{N_{SM}}}$ es el error estadístico y δ_{sys} es el error sistemático. El número de eventos esta dado por $N_{SM} = \mathcal{L}_{int} \times \sigma_{SM}$ en donde \mathcal{L}_{int} es la luminosidad integrada del CLIC.

En las figuras 6.23, 6.24 se grafica la distribución χ^2 como función de $M_{Z'}$ (g'_1, θ', α). Se muestra la gráfica para cada caso, para lo cual se ha dividido el intervalo $M_{Z'}$ (g'_1, θ', α) en diferentes secciones.

Los errores sistemáticos más importantes se deben al modelado de la señal y al fondo. En este análisis se eligió un error sistemático de $\delta_{sys} = 10\%$ [47, 53-64], que es un valor razonablemente moderado. Este valor fue elegido teniendo en cuenta que la sección transversal $t\bar{t}h$ puede medirse con una precisión de 12% en el canal semi-leptónico y de 11% en el canal hadrónico [53-64]. La precisión combinada de los dos canales es del 8% [1, 47, 53-64]. Además, las incertidumbres relacionadas con la máquina, tales como el conocimiento de la energía de centro-de-masa del colisionador y la luminosidad también son relevantes para este estudio. Podemos suponer que el CLIC se construirá en los próximos años y las incertidumbres sistemáticas serán menores cuando se considere el desarrollo de la tecnología de futuros detectores.

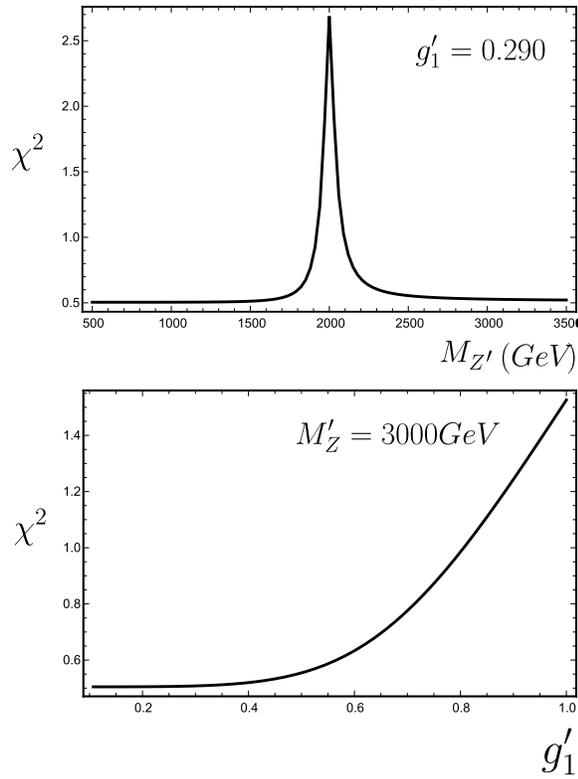


Figura 6.23: χ^2 como función de $M_{Z'}$ y g'_1 .

Debe ser observado que la sensibilidad a los parámetros del modelo B-L; $M_{Z'}$, θ_{B-L} , α y g'_1 es bastante aceptable como se muestra en las figuras 6.23, 6-24. Sin embargo, vale la pena mencionar que es necesario llevar a cabo un estudio completo y detallado de la sensibilidad de los parámetros antes mencionados, para ello, deben de ser aplicados cortes cinemáticos en las partículas del estado final para reducir el fondo y para optimizar la sensibilidad de la señal.

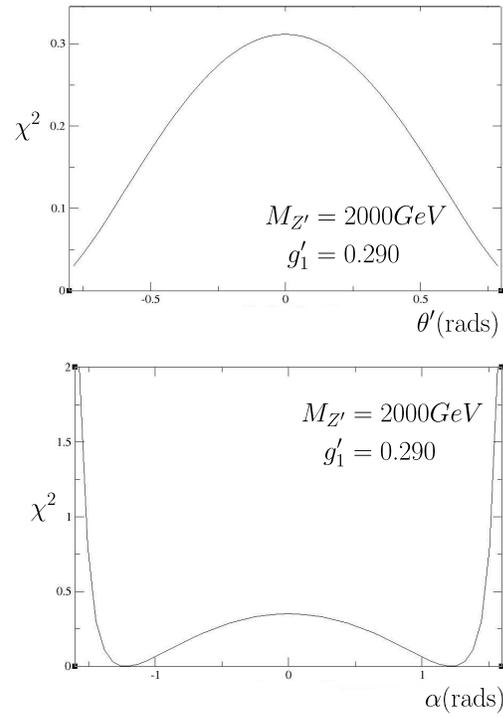


Figura 6.24: χ^2 como función de θ_{BL} , α .

Capítulo 7

Conclusiones y Perspectivas

7.1. Conclusiones

Los futuros colisionadores lineales electrón-positrón, e^+e^- , operando como "fábricas" de Higgs y teniendo las ventajas de un medio ambiente libre de fondo podrían aumentar enormemente la sensibilidad para estudiar en detalle los procesos de producción y decaimiento de distintas partículas. Además, la sensibilidad aumenta al aumentar la energía de centro-de-masa y la luminosidad integrada. Y si tenemos en cuenta los ambientes más limpios de fondo y nuevos modelos más allá del SM, secciones transversales grandes, todo esto combinado con la alta luminosidad de los colisionadores, dará lugar a muestras de datos de gran volumen que permitirán mediciones precisas con alta sensibilidad.

Los resultados presentados en este trabajo están definitivamente dentro del ámbito de la detección en futuros experimentos con mejoras en la sensibilidad de la próxima generación de colisionadores lineales. Los procesos $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, H$ y $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow h, H$ serán una herramienta importante para las mediciones de precisión de nuevas partículas y del acoplamiento de Yukawa del top y para estudiar algunas, o todas, las implicaciones de la violación CP [108] del acoplamiento Higgs-top. Como una aplicación de estos procesos, otro punto a estudiar, es la importancia del acoplamiento Higgs-top en el problema de la jerarquía [109] y una comprensión más profunda de la estabilidad de vacío del SM [110]. En este sentido, se estudia el acoplamiento Higgs-top en el contexto del modelo B-L a energías de los futuros colisionadores lineales e^+e^- [111].

En conclusión, en el presente trabajo hemos estudiado la fenomenología de la producción y decaimiento del bosón de Higgs del SM y pesado (B-L) en el contexto de una

extensión $U(1)_{B-L}$ del SM con un bosón adicional Z' en futuros colisionadores lineales e^+e^- con energías de centro-de-masa $\sqrt{s} = 500 - 3000$ GeV y luminosidades integradas de $\mathcal{L} = 500 - 2000$ fb $^{-1}$.

Este estudio comprende los procesos Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$, $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$ así como los procesos de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, H$ incluyendo los efectos resonantes y no resonantes. A través de nuestro análisis encontramos que el número total de eventos esperados Zh y ZH puede alcanzar $\mathcal{O} \sim 10^6, 10^5$, respectivamente, y para los procesos $t\bar{t}h, H$ las cantidades encontradas son; 69,067 y 52,578 respectivamente, lo que es un escenario muy optimista y será posible realizar mediciones de precisión para ambos bosones de Higgs, h y H , así como para el bosón pesado Z' , incluyendo los parámetros del modelo, θ_{B-L} , g'_1 y α en experimentos en los futuros colisionadores lineales de alta energía y alta luminosidad ILC y CLIC.

Nuestros resultados analíticos y numéricos de la producción de bosones de Higgs y su decaimiento en futuros colisionadores e^+e^- pueden ser útiles en la búsqueda de enfoques de una nueva física y podrían tener relevancia científica.

También concluimos que esta clase de modelos pueden dar una explicación natural para el mecanismo de balancín (see-saw) a escala de TeV y masas muy pequeñas de neutrinos, como las predichas por el SM.

En este trabajo se proporcionó un análisis detallado de la ruptura simultánea de las simetrías electrodébil (EWSB) y $U(1)_{B-L}$. Destacamos que el sector de Higgs de este modelo es muy rico, y se concluye que hay una posible mezcla significativa entre el bosón de Higgs del SM y un extra bosón de Higgs pesado. Esta mezcla implica consecuencias interesantes, que pueden ser probadas tanto en el LHC como en los futuros colisionadores lineales ILC y CLIC. También, debido a que el nuevo bosón de norma Z' se acopla a los leptones del SM, $Z' \rightarrow l^+l^-$, concluimos que es un canal prometedor para la búsqueda del bosón Z' en los futuros colisionadores.

Los procesos de producción de bosones de Higgs h, H y bosones de norma Z' , $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow Zh$, $e^+e^- \rightarrow (Z, Z') \rightarrow ZH$ así como los procesos de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, H$ estudiados en este proyecto de tesis y en la literatura, son los procesos más viables para ser considerados en los futuros colisionadores lineales ILC y CLIC ya que los rangos de energía aquí propuestos están dentro de los parámetros de estos aparatos.

7.2. Perspectivas

Existen otros fenómenos importantes que tenemos contemplado analizar, dado que se podrían verificar en los futuros colisionadores ILC y CLIC, como la violación de CP en el acoplamiento Higgs-top y el momento magnético anómalo del muón, ambos dentro del contexto del modelo B-L.

Existe un nuevo mega-proyecto en el cual se puede aplicar la teoría aquí presentada, se trata del CEPC (Circular Electron and Positron Collider, (Colisionador Circular Electrón Positrón)). Esta nueva mega-instalación subterránea esta proyectada en China [113] y será una nueva fábrica de bosones de Higgs. China tiene proyectado iniciar en 2022 la construcción del CEPC de 100 km de longitud que operará entre 2030 y 2040. El CEPC será una fábrica de Higgs con colisiones a 240 GeV. Su objetivo principal es demostrar la existencia de una nueva física y resolver el misterio de la materia oscura. El CEPC constará de tres instalaciones ubicadas en un túnel. En un anillo circular se acelerarán haces de partículas nacidas en un acelerador lineal, luego los grupos de electrones y positrones se acumularán cada uno en su propio anillo, se reunirán en haces y colisionarán. El proyecto proporciona dos puntos de interacción de haces de electrones y positrones. Allí se instalarán detectores para registrar los procesos físicos. El CEPC [113] está diseñado para trabajar a energías de 240-250 GeV con una luminosidad integrada de 5 ab^{-1} en 10 años de operación. Alrededor de 10^6 Higgs serán producidos en un ambiente limpio, lo que permitirá la medición de la sección transversal de su producción, así como de su masa, anchura de decaimiento y cocientes de ramificación, con mejor precisión que la de los colisionadores de hadrones.

Lo anterior expuesto, nos motiva a continuar en el corto plazo con esta línea de investigación para tratar de llegar a nuevas teorías para analizar nueva física, más allá del SM, en los futuros colisionadores programados.

Parte I

Apéndice A: Fórmulas de $\Gamma_i(g_V^{\prime f}, g_A^{\prime f}, x_1, x_2)$ y $\Gamma_i(x_1, x_2)$

Apéndice A

En este apéndice se presentan las formulas explicitas para las funciones $\Gamma_i(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2)$ y $\Gamma_i(x_1, x_2)$, $i = 1, 2, \dots, 6$ correspondientes a las anchuras de decaimiento de las relaciones $\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}h, f\bar{f}H)$ y $\Gamma(Z' \rightarrow W^+W^-h, W^+W^-H)$ las cuales están dadas por:

$$\begin{aligned}
\Gamma_1(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2) = & \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} G_F m_f^2 (\cos^2 \alpha, \sin^2 \alpha) \\
& \times \left[-\frac{2}{(x_1 - x_2 - 1)^2} \left\{ (g_V^f)^2 \left(-16 \frac{m_f^4}{M_{Z'}^4} + 4 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} + x_1^2 \right. \right. \right. \right. \\
& + 2x_1(x_2 - 2) + (x_2 - 4)x_2 + 1 \left. \left. \left. \right) + (x_1 + x_2) \right. \right. \\
& \left. \left. \left(-\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} (x_1 + x_2 - 2) + x_1(x_1 + x_2 - 3) + x_2 \right) \right. \right. \\
& + (g_A^f)^2 \left(32 \frac{m_f^4}{M_{Z'}^4} + 4 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \left(-2 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} + x_1^2 + 2x_1(x_2 + 1) \right. \right. \\
& + x_2(x_2 + 2) - 5 \left. \left. \right) + (x_1 + x_2) \left(-\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} (x_1 + x_2 - 2) \right. \right. \\
& + x_1(x_1 + x_2 - 3) + x_2 \left. \left. \right) + \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} + x_1 - 2x_2 + 1 \left. \right\} \right. \\
& + \frac{2}{(x_2 - 1)^2} \left\{ (g_V^f)^2 \left(-\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \left(8 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} + (x_2 - 2)x_2 - 1 \right) \right. \right. \\
& - (x_2 - 1)(x_1x_2 + x_1 + x_2 - 1) \left. \left. \right) - (g_A^f)^2 \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right. \right. \\
& \left. \left. \times \left(4 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} - (x_2 - 2)x_2 + 1 \right) + (x_2 - 1)(x_1x_2 + x_1 + x_2 - 1) \right) \right\} \\
& + \frac{4}{(x_1 - x_2 - 1)(x_2 - 1)} \left\{ (g_V^f)^2 \left(2 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \left(4 \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} + (x_1 + 4)x_2 \right. \right. \right. \\
& + x_1 - 4 \left. \left. \right) - 2 \frac{m_{h,H}^4}{M_{Z'}^4} - \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \left(x_1(x_2 - 3) + (x_2 - 1)^2 \right) \right. \\
& + (x_1 + 1)(x_2 - 1)(x_1 - x_2 - 1) \left. \left. \right) + (g_A^f)^2 \left(2 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \right. \right. \\
& \times \left(-4 \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} + x_1^2 + (x_1 - 2)x_2 + x_1 \right) + 2 \frac{m_{h,H}^4}{M_{Z'}^4} + \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \\
& \left. \left. \times \left(x_1(x_2 - 3) + (x_2 - 1)^2 - (x_1 + 1)(x_2 - 1)(x_1 + x_2 - 1) \right) \right\} \right] dx_1 dx_2,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_2(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2) &= \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \frac{2M_W^2 M_{Z'}^2}{(-m_{h,H}^2 + m_Z^2 + M_{Z'}^2 x_1 - M_{Z'}^2)^2} \\
&\times \left[(g_V^f)^2 \left(4 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} + \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} - x_1 x_2 - x_1 - x_2^2 + 2x_2 + 1 \right) \right. \\
&\quad \left. - (g_A^f)^2 \left(8 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} - \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} + (x_1 - 2)x_2 + x_1 + x_2^2 - 1 \right) \right] \\
&\times \left[f(\theta', g_1') \cos \alpha \mp g(\theta', g_1') \sin \alpha \right]^2 dx_1 dx_2,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_3(g_V^f, g_A^f, x_1, x_2) &= \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \left(\frac{m_f}{v} \right) (\cos \alpha, \sin \alpha) \\
&\times \left[\frac{2m_f M_W}{(x_1 + x_2 - 1)(-m_{h,H}^2 + M_Z^2 + M_{Z'}^2 x_1 + M_{Z'}^2)} \right. \\
&\times \left\{ (g_V^f g_V^f) \left(2 \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} - 8 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} + (x_1 + x_2 - 3)(x_1 + 2x_2) \right) \right. \\
&\quad \left. \left. + (g_A^f g_A^f) \left(16 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} - 4 \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} + x_1(x_1 + 3) + 3x_1 x_2 + 2x_2^2 - 6 \right) \right\} \right] \\
&\times \left[f(\theta', g_1') \cos \alpha \mp g(\theta', g_1') \sin \alpha \right] dx_1 dx_2,
\end{aligned}$$

donde los límites de integración son:

$$\begin{aligned}
\frac{2m_f}{M_{Z'}} \leq x_1 \leq 1 - \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} - \frac{2m_f m_{h,H}}{M_{Z'}^2}, \\
x_2 = \pm \left(x_1^2 - 4 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} - x_1 \right)^2 + \frac{m_f^4}{M_{Z'}^4} + \frac{m_{h,H}^4}{M_{Z'}^4} - 2 \left(1 + \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} - x_1 \right) \right. \\
\left. \times \left(\frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \right) - 2 \left(1 + \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} - x_1 \right) \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) - 2 \left(\frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \right) \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) \right]^{1/2}.
\end{aligned}$$

Las funciones $\Gamma(x_1 x_2)$ de las anchuras de decaimiento a tres cuerpos que involucran bosones vectoriales $W^+ W^-$ son:

$$\begin{aligned}
\Gamma_4(x_1, x_2) &= \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \frac{1}{4(x_1 + x_2 - 1)^2} \\
&\times \left[4(x_1 - x_2 - 14) \left(\frac{M_W^6}{M_{Z'}^6} \right) + 4 \left(3x_2^2 + 6x_1x_2 - 20x_2 + 2(x_1 - 5)x_1 \right. \right. \\
&+ 17) \left(\frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right) + \left(x_1^3 + (3x_2 - 2)x_1^2 + (x_2 - 1)(7x_2 - 3)x_1 \right. \\
&+ (x_2 - 1)^2(5x_2 - 14) \left. \left. \right) \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) + (x_1 - x_2 + 1)(x_2 - 1)^2 \right. \\
&- \left. \left(\frac{m_{h,H}^4}{M_{Z'}^4} \right) \left(x_2 - x_1^2 + x_1 + \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} (x_1 - x_2 + 2) - 1 \right) \right. \\
&+ 2 \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) \left(8 \frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} - (x_2^2 + 3x_1x_2 - 7x_2 + x_1(2x_1 - 7) + 6) \right) \\
&\times \left. \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) - (x_2 - 1)^2 \right] dx_1 dx_2,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_5(x_1, x_2) &= \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \frac{1}{16(x_2 - 1)^2} \left[8 \left(\frac{m_{h,H}^6}{M_{Z'}^6} \right) + \left(x_1^2 + 4(2x_2 - 3)x_1 \right. \right. \\
&+ 16(x_2 - 1)^2 + \left. \left. \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) \left(-8x_1^2 + 8x_2 - 52 \right) \right) \left(\frac{m_{h,H}^4}{M_{Z'}^4} \right) \right. \\
&+ 2 \left(8(x_1 - x_2 + 7) \left(\frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right) - 4(x_2 - 1)(3x_1 - 6x_2 - 7) \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) \right. \\
&- \left. \left(x_1^2 + 4(x_2 - 1)x_1 + 4(x_2 - 1)^2 \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) + x_1(x_1 + 4)(x_2 - 1)^2 \right) \right. \\
&+ 16 \left(\frac{M_W^6}{M_{Z'}^6} \right) (x_1 - x_2 - 14) - 8 \left(\frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right) (x_1^2 - 4x_1 - 8x_2^2 + 14x_2 - 16) \\
&+ 4 \left. \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) \left((2x_2 - 1)x_1^2 + 4(x_2 - 1)x_1x_2 + (x_2 - 1)^2(2x_2 - 1) \right) \right] dx_1 dx_2,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_6(x_1, x_2) = & \int_{x_1^-}^{x_1^+} \int_{x_2^-}^{x_2^+} \frac{M_{Z'}^2}{8(-2m_{h,H}^2 + 2M_W^2 + x_2 M_{Z'}^2 - M_{Z'}^2)(x_1 + x_2 - 1)} \\
& \times \left[\left(\frac{m_{h,H}^6}{M_{Z'}^6} \right) + \left(\left(\frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right) + 4x_1 x_2 + 2 \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) (x_1 - x_2 - 8) \right. \right. \\
& + 3(1 - 2x_1 - x_2) \left(\frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right) + \left(4(x_2 - x_1 + 22) \frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right) \\
& - \left(5x_1^2 + 16x_1 x_2 - 24x_1 + 12x_2^2 - 40x_2 + 28 \right) \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) \\
& - (x_2 - 1)(x_1^2 + 5x_2 - 5) \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) + (2x_1 - x_2 + 1)(x_2 - 1)^2 \\
& + 8 \left(\frac{M_W^6}{M_{Z'}^6} \right) (x_1 - x_2 - 14) + 4 \left(\frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right) (7x_2^2 - 27x_2 + x_1(6x_2 - 8) + 20) \\
& \left. \left. + \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) \left(x_1^3 + (5x_2 - 3)x_1^2 + (6x_2^2 - 4x_2 - 2)x_1 + 6(x_2 - 2) \right) \right] dx_1 dx_2,
\end{aligned}$$

donde los límites de integración son:

$$\begin{aligned}
\frac{2M_W}{M_{Z'}} \leq x_1 \leq 1 - \frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} - \frac{2M_W m_{h,H}}{M_{Z'}^2}, \\
x_2 = \pm \left(x_1^2 - 4 \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} - x_1 \right)^2 + \frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} + \frac{m_{h,H}^4}{M_{Z'}^4} - 2 \left(1 + \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} - x_1 \right) \right. \\
\left. \times \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) - 2 \left(1 + \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} - x_1 \right) \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) - 2 \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right) \left(\frac{m_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) \right]^{1/2}.
\end{aligned}$$

Parte II

Apéndice B: Amplitudes de transición y factores $I_i(x_1 x_2)$

Apéndice B

En este apéndice se presentan las amplitudes de transición para los procesos $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H$ así como las funciones $I_i(x_1x_2)$.

$$\mathcal{M}_1 = \frac{-ie^2 m_t (\cos \alpha, \sin \alpha)}{v(l^2 - m_t^2)} \left[\bar{u}(p_3)(l + m_t)\gamma^\alpha v(p_4) \right] \frac{g_{\alpha\beta}}{(p_1 + p_2)^2} \left[\bar{u}(p_2)\gamma^\beta v(p_1) \right],$$

$$\mathcal{M}_2 = \frac{-ie^2 m_t (\cos \alpha, \sin \alpha)}{v(l'^2 - m_t^2)} \left[\bar{u}(p_3)\gamma^\alpha (l + m_t)v(p_4) \right] \frac{g_{\alpha\beta}}{(p_1 + p_2)^2} \left[\bar{u}(p_2)\gamma^\beta v(p_1) \right],$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_3 &= \frac{-ig^2 m_t (\cos \alpha, \sin \alpha)}{4v \cos^2 \theta_W (k^2 - m_t^2)} \left[\bar{u}(p_3)(\not{k} + m_t)\gamma^\alpha (g_V^t - g_A^t \gamma_5)v(p_4) \right] \\ &\times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_Z^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z \right]} \left[\bar{u}(p_2)\gamma^\beta (g_V^e - g_A^e \gamma_5)v(p_1) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_4 &= \frac{-ig^2 m_t (\cos \alpha, \sin \alpha)}{4v \cos^2 \theta_W (k'^2 - m_t^2)} \left[\bar{u}(p_3)\gamma^\alpha (g_V^t - g_A^t \gamma_5)(\not{k}' + m_t)v(p_4) \right] \\ &\times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_Z^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z \right]} \left[\bar{u}(p_2)\gamma^\beta (g_V^e - g_A^e \gamma_5)v(p_1) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_5 &= \frac{-ig^2 m_t (\cos \alpha, \sin \alpha)}{4v \cos^2 \theta_W (r^2 - m_t^2)} \left[\bar{u}(p_3)(\not{r} + m_t)\gamma^\alpha (g_V^t - g_A^t \gamma_5)v(p_4) \right] \\ &\times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_{Z'}^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'} \Gamma_{Z'} \right]} \left[\bar{u}(p_2)\gamma^\beta (g_V^e - g_A^e \gamma_5)v(p_1) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_6 &= \frac{-ig^2 m_t (\cos \alpha, \sin \alpha)}{4v \cos^2 \theta_W (r'^2 - m_t^2)} \left[\bar{u}(p_3)\gamma^\alpha (g_V^t - g_A^t \gamma_5)(\not{r}' + m_t)v(p_4) \right] \\ &\times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_{Z'}^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'} \Gamma_{Z'} \right]} \left[\bar{u}(p_2)\gamma^\beta (g_V^e - g_A^e \gamma_5)v(p_1) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_7 &= \frac{ig^2 m_Z^2 (\cos \alpha, \sin \alpha)}{2v \cos^2 \theta_W} \left[\bar{u}(p_3) \gamma^\alpha (g_V^t - g_A^t \gamma_5) v(p_4) \right] \\
&\quad \times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_Z^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z \right] \left[(p_3 + p_4)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z \right]} \\
&\quad \times \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\beta (g_V^e - g_A^e \gamma_5) v(p_1) \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_8 &= \frac{-ig^2 m_Z^2}{2v \cos^2 \theta_W} \left[\bar{u}(p_3) \gamma^\alpha (g_V^t - g_A^t \gamma_5) v(p_4) \right] \\
&\quad \times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_Z^2 - p_\alpha p_\beta / M_{Z'}^2 + p_\alpha p_\beta / (M_Z M_{Z'}))}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z \right] \left[(p_3 + p_4)^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'} \Gamma_{Z'} \right]} \\
&\quad \times \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\beta (g_V^e - g_A^e \gamma_5) v(p_1) \right] \left[f(\theta', g'_1) \cos \alpha \mp g(\theta', g'_1) \sin \alpha \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_9 &= \frac{-ig^2 m_Z^2}{2v \cos^2 \theta_W} \left[\bar{u}(p_3) \gamma^\alpha (g_V^t - g_A^t \gamma_5) v(p_4) \right] \\
&\quad \times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_{Z'}^2 - p_\alpha p_\beta / M_Z^2 + p_\alpha p_\beta / (M_Z M_{Z'}))}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'} \Gamma_{Z'} \right] \left[(p_3 + p_4)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z \right]} \\
&\quad \times \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\beta (g_V^e - g_A^e \gamma_5) v(p_1) \right] \left[f(\theta', g'_1) \cos \alpha \mp g(\theta', g'_1) \sin \alpha \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{10} &= \frac{i4g^2 g_1'^2 v' (\sin \alpha, \cos \alpha)}{\cos^2 \theta_W} \left[\bar{u}(p_3) \gamma^\alpha (g_V^t - g_A^t \gamma_5) v(p_4) \right] \\
&\quad \times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_{Z'}^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'} \Gamma_{Z'} \right] \left[(p_3 + p_4)^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'} \Gamma_{Z'} \right]} \\
&\quad \times \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\beta (g_V^e - g_A^e \gamma_5) v(p_1) \right].
\end{aligned}$$

En las expresiones anteriores $p_1, p_2 (p_3, p_4)$ son los momentos del positrón, electrón (top, antitop), $l, k, r (l', k', r')$ son los momentos del quark virtual top (antitop), (ver los diagramas de Feynman en la Fig.5.1). Las constantes de acoplamiento $g_V^e (g_V^t)$, y $g_A^e (g_A^t)$, la $g_A^e (g_A^t)$ y la anchura $\Gamma(Z')$ para los procesos a dos cuerpos se dan en las referencias

[95, 106], mientras que la anchura $\Gamma(Z')$ a tres cuerpos se dan en las ecuaciones (5.1), (5.2). Los acoplamientos $g_{ZZ'h}(g_{ZZ'H})$ y las funciones $f(\theta', g'_1)$ y $g(\theta', g'_1)$ se definen como:

$$g_{ZZ'h} = 2\left[\frac{1}{4}v \cos \alpha f(\theta', g'_1) - v' \sin \alpha g(\theta', g'_1)\right],$$

$$g_{ZZ'H} = 2\left[\frac{1}{4}v \sin \alpha f(\theta', g'_1) + v' \cos \alpha g(\theta', g'_1)\right],$$

$$f(\theta', g'_1) = \left(\frac{4M_Z^2}{v^2} - g_1'^2\right) \sin(2\theta') + \left(\frac{4g_1' M_Z}{v}\right) \cos(2\theta'),$$

$$g(\theta', g'_1) = 4g_1'^2 \left(\frac{v'}{v}\right) \sin(2\theta').$$

Las fórmulas explícitas para los factores de integración $I_i(x_1, x_2)$, $i = 1, 2, \dots, 10$ correspondientes a la sección-transversal del proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow t\bar{t}h, t\bar{t}H$ estan dadas por:

$$\begin{aligned} I_1(x_1, x_2) = & \frac{m_t^2(\cos^2 \alpha, \sin^2 \alpha)}{4\pi v^2(1-x_1)(1-x_2)} \left[(2-x_1-x_2)^2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} \left(\frac{(2-x_1-x_2)^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \right. \right. \\ & + 2\left(1-x_1-x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s}\right) \left. \left. + \frac{2m_t^2}{s} \left(4\left(2-x_1-x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s}\right) \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{(2-x_1-x_2)^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \left(\frac{4m_t^2}{s} - \frac{m_{h,H}^2}{s} + 2 \right) \right) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_2(x_1, x_2) = & \frac{m_t^2(\cos^2 \alpha, \sin^2 \alpha)}{2\pi v^2(1-x_1)(1-x_2)} \left[(1-x_1)(1-x_2)(3-x_1-x_2) - \frac{m_{h,H}^2}{s} \right. \\ & \times \left((1-x_1)(1-x_2) + \frac{8m_t^2}{s} + 2(2-x_1-x_2) - \frac{2m_{h,H}^2}{s} \right) + \frac{3m_t^2}{s}(2-x_1-x_2) \\ & \left. \times \left(\frac{(2-x_1-x_2)}{3} + 4 + \frac{(2-x_1-x_2)}{(1-x_1)(1-x_2)} \left(\frac{4m_t^2}{s} - \frac{m_{h,H}^2}{s} \right) \right) \right], \end{aligned}$$

$$I_3(x_1, x_2) = \frac{2M_Z^2(\cos^2 \alpha, \sin^2 \alpha)}{\pi v^2(1 - x_1 - x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_Z^2}{s})^2} \left[\frac{m_t^2}{s} \left(\frac{4m_{h,H}^2}{s} - (2 - x_1 - x_2)^2 - \frac{12M_Z^2}{s} \right) + \frac{m_t^2}{M_Z^2} \left(\frac{4m_{h,H}^2}{s} - (2 - x_1 - x_2)^2 \right) \left(1 - x_1 - x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_Z^2}{s} \right) \right],$$

$$I_4(x_1, x_2) = \frac{2M_Z^4(\cos^2 \alpha, \sin^2 \alpha)}{\pi v^2 s(1 - x_1 - x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_Z^2}{s})^2} \times \left[\frac{m_{h,H}^2}{s} + (1 - x_1)(1 - x_2) - 2(1 - x_1 - x_2) + \frac{4m_t^2}{s} \right],$$

$$I_5(x_1, x_2) = \frac{2M_Z m_t(\cos^2 \alpha, \sin^2 \alpha)}{\pi v^2} \frac{(2 - x_1 - x_2)}{(1 - x_1)(1 - x_2)(1 - x_1 - x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_Z^2}{s})} \times \left[\left((1 - x_1)(1 - x_2) - \frac{m_{h,H}^2}{s} \right) \left(1 - x_1 - x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} \right) + \frac{m_t^2}{s} \right] \times \left(\frac{12M_Z^2}{s} - \frac{4m_{h,H}^2}{s} + (2 - x_1 - x_2)^2 \right) - \frac{3M_Z^2}{s} \left(\frac{m_{h,H}^2}{s} - \frac{2(1 - x_1)(1 - x_2)}{(2 - x_1 - x_2)} \right) \Big],$$

$$I_6(x_1, x_2) = \frac{2M_Z^2 m_t^2(\cos^2 \alpha, \sin^2 \alpha)}{\pi v^2 s(1 - x_1)(1 - x_2)(1 - x_1 - x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_Z^2}{s})} \times \left[(2 - x_1 - x_2) \left(\frac{m_{h,H}^2}{s} - \frac{4m_t^2}{s} - 2 \right) - 2(1 - x_1)(1 - x_2) + (2 - x_1 - x_2)^2 \right],$$

$$I_7(x_1, x_2) = \frac{[f(\theta', g'_1) \cos \alpha \mp g(\theta', g'_1) \sin \alpha]^2}{2\pi(1 - x_1 - x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_{Z'}^2}{s})^2} \left[\frac{m_t^2}{s} \left(\frac{4m_{h,H}^2}{s} - (2 - x_1 - x_2)^2 - \frac{12M_{Z'}^2}{s} \right) + \frac{m_t^2}{M_{Z'}^2} \left(\frac{4m_{h,H}^2}{s} - (2 - x_1 - x_2)^2 \right) \left(1 - x_1 - x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_{Z'}^2}{s} \right) \right],$$

$$I_8(x_1, x_2) = \frac{M_{Z'}^2 [f(\theta', g'_1) \cos \alpha \mp g(\theta', g'_1) \sin \alpha]^2}{2\pi s(1-x_1-x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_{Z'}^2}{s})^2} \times \left[\frac{m_{h,H}^2}{s} + (1-x_1)(1-x_2) - 2(1-x_1-x_2) + \frac{4m_t^2}{s} \right],$$

$$I_9(x_1, x_2) = \frac{M_Z m_t (\cos \alpha, \sin \alpha) [f(\theta', g'_1) \cos \alpha \mp g(\theta', g'_1) \sin \alpha]}{\pi v M_{Z'}} \times \frac{(2-x_1-x_2)}{(1-x_1)(1-x_2)(1-x_1-x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_{Z'}^2}{s})} \times \left[\left((1-x_1)(1-x_2) - \frac{m_{h,H}^2}{s} \right) \left(1-x_1-x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} \right) + \frac{m_t^2}{s} \left(\frac{12M_{Z'}^2}{s} - \frac{4m_{h,H}^2}{s} + (2-x_1-x_2)^2 \right) - \frac{3M_{Z'}^2}{s} \left(\frac{m_{h,H}^2}{s} - \frac{2(1-x_1)(1-x_2)}{(2-x_1-x_2)} \right) \right],$$

$$I_{10}(x_1, x_2) = \frac{M_Z M_{Z'} m_t (\cos \alpha, \sin \alpha) [f(\theta', g'_1) \cos \alpha \mp g(\theta', g'_1) \sin \alpha]}{\pi v s (1-x_1)(1-x_2)(1-x_1-x_2 - \frac{m_{h,H}^2}{s} + \frac{M_{Z'}^2}{s})} \times \left[(2-x_1-x_2) \left(\frac{m_{h,H}^2}{s} - \frac{4m_t^2}{s} - 2 \right) - 2(1-x_1)(1-x_2) + (2-x_1-x_2)^2 \right].$$

Parte III

Referencias

Referencias

- [1] G Aad et al. [ATLAS Collaboration], Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Phys. Lett. B* **716** [arXiv:1207.7214 [hep-ex]], 1, (2012).
- [2] P W Higgs, Broken symmetries and the masses of gauge bosons, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508, (1964).
- [3] P W Anderson, Plasmons, gauge invariance, and mass, *Phys. Rev.* **130**, 439, (1963) ; ver también: Y. Nambu, Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity, *Phys. Rev.* **117**, 648, (1960).
- [4] S Weinberg, A model of leptons, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264, (1967).
- [5] A Salam, Weak and electromagnetic interactions, in the Proceedings of 8th Nobel Symposium, Lerum, Sweden, pp 367-377, May (1968).
- [6] G 't Hooft, Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields, *Nucl. Phys. B* **35**, 167, (1971).
- [7] J J Aubert et al. [E598 Collaboration], Experimental Observation Of A Heavy Particle J, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404, (1974).
- [8] J R Ellis, M K Gaillard and D V Nanopoulos, A phenomenological profile of the Higgs boson, CERN preprint Nov. 1975, *Nucl. Phys. B*, **106**, 292, (1976).
- [9] H. M. Georgi, S. L. Glashow, M. E. Machacek and D. V. Nanopoulos, Higgs bosons from two gluon annihilation in proton-proton collisions, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 692, (1978).
- [10] The European Strategy Session of the CERN Council in Brussels, 30 May, (2013).
- [11] H. Baer et al., eds., The International Linear Collider - Technical Design Report, **vol. 2: Physics**. International Linear Collider, ILC-REPORT-040, (2013).
- [12] M. Aicheler et al., eds., A multi-TeV linear collider based on CLIC technology: CLIC Conceptual Design Report. CERN European organization for nuclear research, CERN-2012-007.

- [13] Aad G et al., Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Physics Letters B*, **716**, 1, (2012).
- [14] C. Adolphsen et al., The International Linear Collider - Technical Design Report, **vol. 3: Accelerator**. International Linear Collider, ILC-REPORT-2013-040.
- [15] The European Strategy Group, Deliberation Paper on the update of the European Strategy for Particle Physics, , CERN-Council-S/103/Rev. **3**, May 7, (2013).
- [16] M. Aicheler et al., A Multi-TeV Linear Collider based on CLIC Technology: CLIC Conceptual Design Report, CERN-2012-007, JAI-2012-001, KEK Report , PSI-12-01, SLAC-R-985, 2012-1.
- [17] H. Aihara et al., SiD Letter of Intent, arXiv:0911.0006, SLAC-R-944 4, (2009).
- [18] T. Behnke et al. (editors), The International Linear Collider TDR, **Volume 4: Detectors**, (2013).
- [19] C. N. Yang and R. Mills, Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance, *Phys. Rev.* **96**, 191, (1954).
- [20] S L Adler and W A Bardeen, Absence of Higher-Order Corrections in the Anomalous Axial-Vector Divergence Equation, *Phys. Rev.* **182**, 1517, (1969); R. Jackiw, Lectures on “Current Algebra and its Applications”, Princeton University Press, (1972).
- [21] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Microscopic theory of superconductivity, *Phys. Rev.* **106**, 162, (1957).
- [22] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, On the theory of superconductivity, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064, (1950), and Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.* **108**, 1175, (1957).
- [23] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, Global conservation laws and massless particles, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585, (1964).
- [24] A. A. Migdal and A. M. Polyakov, Recent developments in conformal invariant quantum field theory, *J. Exptl. Theoret. Physics (U.S.S.R.)* **51** 135, (1966).

- [25] S. L. Glashow, Partial symmetries of weak interactions, Nucl. Phys. **22**, 579, (1961).
- [26] B. W. Lee, Perspectives on theory of weak interactions, Talk at the 16th International Conference on High-Energy Physics, Batavia, Illinois, 6-13 Sep 1972, eConf C720906, **V4**, 249, (1972).
- [27] Buchmuller W, Greub C and Minkowski P, Neutrino masses, neutral vector bosons and the scale of B–L breaking, Phys. Lett. **B 267**, 395, (1991).
- [28] Marshak R E and Mohapatra Rabindra N, Quark-lepton symmetry and B–L as the $U(1)$ generator of the electroweak symmetry group, Phys. Lett. **B 91**, 222, (1980).
- [29] Mohapatra Rabindra N and Marshak R E, Local B-L Symmetry of Electroweak Interactions, Majorana Neutrinos, and Neutron Oscillations, Phys. Rev. Lett. **44**, 1316, (1980).
- [30] Khalil S, Low-scale B–L extension of the standard model, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **G 35**, 055001, (2008).
- [31] Eman W and Khalil S, Higgs and Z' phenomenology in B–L extension of the standard model at LHC, Eur. Phys. J. **C 52**, 625, (2007).
- [32] Carlson E D, Limits on a new $U(1)$ coupling, Nucl. Phys. **B 286**, 378, (1987).
- [33] Mohapatra Rabindra N and Senjanovic G, Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation, Phys. Rev. Lett. **44**, 912, (1980).
- [34] Minkowski P, $\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 10^9 muon decays?, Phys. Lett. **B 67**, 421, (1977).
- [35] Van Nieuwenhuizen P and Freedman D Z, Proc. Supergravity Conf. (Stony Brook University, New York) ed P Van Nieuwenhuizen and D Z Freedman (Amsterdam, Netherlands: North Holland Publishing Co.) p 341, (1979).
- [36] Yanagida T, Proc. Workshop on the Baryon Number of the Universe and Unified Theories (Tsukuba, Japan, 13–14 February) p 95, (1979).
- [37] Gell-Mann M, Ramond P and Slansky R, Proc. Supergravity Conf. (Stony Brook University, New York) ed P Van Nieuwenhuizen and D Z Freedman (Amsterdam, Netherlands: North Holland Publishing Co.) pp 315–21, (1979).
- [38] Fukugita M and Yanagida T, Physics of Neutrinos and Applications to Astrophysics (Berlin: Springer), (2003).

- [39] Aad G et al, (ATLAS Collaboration) Phys. Lett. **B 716**, 1, (2012).
- [40] Chatrchyan S et al, (CMS Collaboration) Phys. Lett. **B 716**, 30, (2012).
- [41] Abe T et al., (Linear Collider American Working Group Collaboration) arXiv:hep-ex/ 0106057, (2001).
- [42] Aarons G et al., (ILC Collaboration) arXiv:0709.1893 [hep-ph], (2007).
- [43] Brau J et al., (ILC Collaboration) arXiv:0712.1950 [physics.acc-ph], (2007).
- [44] Baer H et al., The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics, arXiv:1306.6352 [hep-ph], (2013).
- [45] Asner D M et al., ILC Higgs white paper, arXiv:1310.0763 [hep-ph], (2013).
- [46] Brignole A et al., Proc. Workshop e^+e^- Collisions at 500 GeV: The Physics Potential (Munich–Annecy–Hamburg) ed P M Zerwas p 613 DESY 92-123A, DESY 92-123B, DESY 93-123C, (1992).
- [47] Accomando E et al., (CLIC Physics Working Group Collaboration), arXiv:hep-ph/0412251, CERN-2004-005, (2004).
- [48] Abramowicz H et al., (CLIC Detector and Physics Study Collaboration) arXiv:1307.5288 [hep-ex], (2013).
- [49] Dannheim D et al., CLIC e^+e^- linear collider studies, arXiv:1208.1402 [hep-ex], (2012).
- [50] Basso L et al., Phenomenology of the minimal B-L extension of the standard model: Z' and neutrinos, Phys. Rev. **D 80**, 055030, (2009).
- [51] Basso L et al., Probing the Z' sector of the minimal B–L model at future Linear Colliders in the $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ process, J. High Energy Phys., **2009**, JHEP10, (2009).
- [52] Langacker P, The physics of heavy Z' gauge bosons, Rev. Mod. Phys. **81**, 1199, (2009).
- [53] Aad G et al (ATLAS Collaboration) Phys. Rev. **D 90**, 052005, (2014).
- [54] ATLAS Collaboration ATLAS-CONF- 2015-070.
- [55] CMS Collaboration CMS-PAS-EXO-12-023.

- [56] Khachatryan V et al., (CMS Collaboration) J. High Energy Phys. JHEP0, 025, (2015).
- [57] Khachatryan V et al., (CMS Collaboration) Phys. Rev. **D 91**, 052009, (2015).
- [58] Chatrchyan S et al., (CMS Collaboration) J. High Energy Phys. JHEP09, 029 , (2012).
- [59] Aad G et al (ATLAS Collaboration) J. High Energy Phys. **1507**, 157, (2015).
- [60] ATLAS Collaboration ATLAS-CONF-2013-017.
- [61] CMS Collaboration CMS-PAS-EXO-12-061.
- [62] CMS Collaboration CMS PAS HIG-13-032.
- [63] Aad G et al (ATLAS Collaboration) Phys. Rev. Lett. **114**, 081802, (2015).
- [64] Aad G et al (ATLAS Collaboration) Eur. Phys. J. **C 75**, 412, (2015).
- [65] Allanach B C et al., Reconstructing supersymmetric theories by coherent LHC/LC analyses, arXiv:hep-ph/0403133, (2004).
- [66] Basso L et al., Z' discovery potential at the LHC in the minimal B–L extension of the standard model, Eur. Phys. J. **C 71**, 1613, (2011).
- [67] Basso L, Moretti S and Pruna G M, Constraining the g'_1 coupling in the minimal B–L model, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **G 39**, 025004, (2012).
- [68] Basso L, Moretti S and Pruna G M, Renormalization group equation study of the scalar sector of the minimal B – L extension of the standard model, Phys. Rev. **D 82**, 055018, (2010).
- [69] Basso L et al., The Higgs sector of the minimal B–L model at future Linear Colliders, Eur. Phys. J. **C 71**, 1724, (2011).
- [70] Basso L, Phenomenology of the minimal B-L extension of the Standard Model at the LHC, arXiv:1106.4462 [hep-hp], (2011).
- [71] Iso S, Ocada N and Orikasa Y, Minimal model naturally realized at the TeV scale, Phys. Rev. **D 80**, 115007, (2009).

- [72] Ellis J, Gaillard M K and Nanopoulos D V, A phenomenological profile of the Higgs boson, Nucl. Phys. **B 106**, 292, (1976).
- [73] Ioffe B L and Khoze V A, What can be expected from experiments with e^+e^- colliding beams at energy approx. 100-GeV?, Sov. J. Part. Nucl. **9**, 50, (1978).
- [74] Lee B W, Quigg C and Thacker H B, Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass, Phys. Rev. **D 16**, 1519, (1977).
- [75] Bjorken J D, Proc. Summer Institute on Particle Physics SLAC Report 198, (1976).
- [76] Barger V D et al., Higgs bosons: Intermediate mass range at e^+e^- colliders, Phys. Rev. **D 49**, 79, (1994).
- [77] Ellis J, Higgs physics, arXiv:1312.5672, (2013).
- [78] Dawson S et al., Higgs working group report of the snowmass 2013 community planning study, arXiv:1310.8361, (2013).
- [79] Klute M et al., Measuring Higgs couplings at a linear collider, Europhys. Lett. **101**, 51001, (2013).
- [80] Behnke T et al., The International Linear Collider Technical Design Report- Volume 1: Executive Summary, arXiv:1306.6327 [physics.acc-ph], (2013).
- [81] Weiglein G et al., Physics interplay of the LHC and the ILC, (LHC/LC study Group) Phys. Rept. **426**, 47, (2006).
- [82] Djouadi A, The Higgs boson in the standard model, Phys. Rep. **457** 1 [hep-ph/0503172], (2008).
- [83] Gell-Mann M, Ramond P and Slansky R, Supergravity Proc. Workshop (Stony Brook, New York, (1979) ed P Van Nieuwenhuizen and D Z Freedman (Amsterdam: North-Holland) p 315.
- [84] Marshak R E and Mohapatra R N, Quark-lepton symmetry and B-L as the $U(1)$ generator of the electroweak symmetry group, Phys. Lett. **B 91**, 222, (1980).
- [85] FerrogliA A, Lorca A and van der Bij J J, The Z' reconsidered, Ann. Phys. **16**, 563, (2007).

- [86] Rizzo T G, Z' phenomenology and the LHC, arXiv:hep-ph/0610104v1, (2006).
- [87] Appelquist T, Dobrescu B A and Hopper A R, Non exotic neutral gauge bosons, Phys. Rev. **D 68**, 035012, (2003).
- [88] Carena M, Daleo A, Dobrescu B A and Tait T M, Z' gauge bosons at the Fermilab Tevatron, Phys. Rev. **D 70**, 093009, (2004).
- [89] Aad G et al., (ATLAS Collaboration) Phys. Lett. **B 726**, 88, (2013).
- [90] Chatrchyan S et al., Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV, J. High Energy Phys. JHEP**06**, 081, (2013).
- [91] Bandyopadhyay P, Chun E J, Okada H and Park J C, Higgs signatures in inverse Seesaw Model at the LHC, J. High Energy Phys. JHEP**01**, 079, (2013).
- [92] Basso L, Minimal Z' models and the 125 GeV Higgs boson, Phys. Lett. **B 725**, 322, (2013).
- [93] Mansour H and Bakhet N J, Search for new gauge boson Z'_{B-L} at LHC using Monte Carlo simulation, Open Microphys. **4**, 37, (2013).
- [94] Schael S et al., Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP, Phys. Rep. **427**, 257, (2006).
- [95] Gutiérrez-Rodríguez A and Hernández-Ruíz M A, Z' resonance and associated Zh production at future Higgs boson factory: ILC and CLIC, Adv. High Energy Phys. 593898 (2015).
- [96] Gutiérrez-Rodríguez A, Proc. 20th Int. Conf. on Particles and Nuclei (PANIC 14) (Hamburg, Germany) 2015, A Schmidt and C Sander p 683 Conference: C14-08-24, DESYPROC- 2014-04
- [97] Shi-Yu et al., The HZZ' coupling and the Higgs-strahlung production $pp \rightarrow ZH$ at the LHC, Int. J. Theor. Phys. **55**, 648, (2016).
- [98] Olive K A et al., Review of Particle Physics (Particle Data Group), Chin. Phys. **C 38**, 090001, (2014).
- [99] Leike A, The phenomenology of extra neutral gauge bosons, Phys. Rep. **317**, 143, (1999).

- [100] Robinett R W and Rosner J L, Prospects for a second neutral vector boson at low mass in $SO(10)$, Phys. Rev. **D 25**, 3036, (1982).
- [101] Barger V and Whisnant K, Heavy-Z-boson decays to two bosons in E_6 superstring models, Phys. Rev. **D 36**, 3429, (1987).
- [102] Heck J, Unbroken B–L symmetry, Phys. Lett. **B 739**, 256, (2014).
- [103] Cacciapaglia G, Csaki C, Marandella G and Strumia A, The minimal set of electroweak precision parameters, Phys. Rev. **D 74**, 033011, (2006).
- [104] Basso L, Moretti S and Pruna G M, Phenomenology of the minimal B – L extension of the standard model: The Higgs sector, Phys. Rev. **D 83**, 055014, (2011).
- [105] Basak T and Mondal T, Constraining minimal $U(1)_{B-L}$ model from dark matter observations, Phys. Rev. **D 89**, 063527, (2014).
- [106] F Ramírez-Sánchez, A Gutierrez-Rodríguez and M A Hernández-Ruíz, Higgs bosons production and decay at future e^+e^- linear colliders as a probe of the B–L model, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **43**, 095003, (2016).
- [107] F Ramírez-Sánchez, A Gutiérrez-Rodríguez, A González-Sánchez, and M. A. Hernández-Ruíz, Z' and Higgs boson production associated with a top quark pair as a probe of the $U(1)_{B-L}$ model at e^+e^- colliders, Advances in High Energy Physics, **Vol. 2018**, (2018).
- [108] F Bezrukov and M. Shaposhnikov, Why should we care about the top quark Yukawa coupling?, J. Exp. Theor. Phys. **120**, 335 (2015) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 147, 389 (2015)].
- [109] G 't Hooft, Naturalness, Chiral Symmetry, and Spontaneous Chiral Symmetry Breaking, NATO Sci. Ser. **B59**, 135 (1980).
- [110] M Sher, Electroweak Higgs potential and vacuum stability, Phys. Rept. **179**, 273 (1989).
- [111] F Ramírez-Sánchez, A Gutiérrez-Rodríguez, A González-Sánchez, and M A Hernández-Ruíz, “CP violation Higgs top coupling in the context of the B-L model at future e^+e^- colliders”, in preparation.

- [112] A Djouadi, J Kalinowski and P M Zerwas, Higgs radiation off top quarks in high-energy e^+e^- colliders, *Z. Phys, C*, **54**, 255, (1992).
- [113] Ahamad M et al., The CEPC-SPPC Study Group (Preliminary Conceptual design Report) CEPC.SppC, (2015).

Parte IV

Publicaciones

Publicaciones

A continuación se presenta una lista de los artículos publicados durante el desarrollo de la presente tesis.

1. **Higgs bosons production and decay at future e^+e^- linear colliders as a probe of the B–L model**, F Ramírez-Sánchez, A Gutierrez-Rodríguez and M A Hernández-Ruíz, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **43**, 095003, (2016).
2. **Z' and Higgs boson production associated with a top quark pair as a probe of the $U(1)_{B-L}$ model at e^+e^- colliders**, F Ramírez-Sánchez, A Gutiérrez-Rodríguez, A González-Sánchez, and M. A. Hernández-Ruíz, *Advances in High Energy Physics*, **Vol. 2018**, (2018).
3. **CP violation Higgs top coupling in the context of the B-L model at future e^+e^- colliders**, F Ramírez-Sánchez, A Gutiérrez-Rodríguez, A González-Sánchez, and M A Hernández-Ruíz, in preparation
4. **B-L extension of the SM - Z' and heavy Higgs boson analysis at future e^+e^- linear colliders ILC and CLIC**, F Ramírez-Sánchez, A Gutiérrez-Rodríguez, A González-Sánchez, and M A Hernández-Ruíz, *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1078 (2018) 012018*, doi: 10.1088/1742.
5. **Minimal supersymmetric B – L extension of the standard model, heavy H and light h Higgs boson production and decay at future e^+e^- linear colliders**, F Ramírez-Sánchez, A Gutiérrez-Rodríguez, A González-Sánchez, and M A Hernández-Ruíz, *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 912 (2017) 012033*, doi: 10.1088/1742.