

FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MODELO ESTÁNDAR

NORI MAGALI JURADO MENESES

UNIVERSIDAD DE NARIÑO
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
SAN JUAN DE PASTO
2005

FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MODELO ESTÁNDAR

NORI MAGALI JURADO MENESES

Trabajo de grado realizado para optar por el título de Físico

Asesor: Dr. Juan Bautista Flórez Moreno

UNIVERSIDAD DE NARIÑO
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
SAN JUAN DE PASTO
2005

“Las ideas y conclusiones aportadas en este trabajo de grado, son responsabilidad exclusiva del autor”, artículo 1 del acuerdo N° 324 de octubre 11 de 1966, del Honorable Consejo Directivo de la Universidad de Nariño.

Nota de aceptación

Director del trabajo de Grado

Jurado

Jurado

San Juan de Pasto, agosto de 2005.

AGRADECIMIENTOS

Quiero decir unas palabras de agradecimiento a la gente que me dio su apoyo y ayuda durante la elaboración de este trabajo de grado.

En primer lugar al director de mi tesis Profesor Juan Bautista Flórez por su ayuda no sólo en sentido académico, sino humano y porque esta tesis no hubiera sido posible sin su ayuda.

Por supuesto, también me debo y debo este trabajo a mis padres, a mis hermanos, a toda mi familia en general, que me han dado la oportunidad de descubrir lo que me gusta, y de dedicarme a ello.

Hay otro grupo fundamental en el desarrollo de esta tesis, y es el de mis compañeros. Ellos me han proporcionado un ambiente donde no sólo he podido discutir de temas relacionados con mi trabajo de grado, sino de todo lo que se me ha ocurrido.

También quiero expresar mis más sinceros agradecimientos a la Universidad de Nariño por haberme permitido realizar mis estudios.

Más en general, y sin citar ya a nadie en concreto cabe citar a todos aquellos que me animaron a embarcarme en esta aventura, y a los que me apoyaron una vez estaba en ella. A todos los que me preguntaron una y mil veces cómo iba la cosa, a los que se interesaron por cuándo acababa y a todos los que han comprendido mi tardanza. Todos ellos han hecho posible que me sienta razonablemente orgullosa de este trabajo.

TABLA DE CONTENIDO

| | pág. |
|--------------------------------------------------------------------------|------|
| INTRODUCCIÓN | 15 |
| 1. OBJETIVOS | 16 |
| 1.1 OBJETIVO GENERAL | 16 |
| 1.2 OBJETIVOS ESPECIFICOS | 16 |
| 2. MODELO ESTÁNDAR | 17 |
| 2.1 PARTÍCULAS E INTERACCIONES | 17 |
| 2.2 TEORIAS DE CAMPO | 20 |
| 2.3 EL CAMPO DÉBIL | 21 |
| 2.4 SIMETRIA ENTRE LOS CAMPOS DÉBIL Y ELECTROMAGNÉTICO | 23 |
| 2.5 ROMPIMIENTO ESPONTANEO DE SIMETRÍA | 24 |
| 2.6 ROMPIMIENTO ESPONTANEO DE LA SIMETRÍA GAUGE GLOBAL (SIMETRÍA OCULTA) | 27 |
| 2.7 MECANISMO DE HIGGS | 29 |
| 2.8 GENERACIÓN DE MASAS | 32 |
| 2.8.1 Generación de masas en bosones | 32 |
| 2.8.2 Generación de masas en fermiones | 36 |
| 2.9 TEORIA ELECTRODÉBIL DE GLASHOW-WEINBERG-SALAM | 40 |
| 2.10 EL LAGRANGIANO CLÁSICO DEL MODELO ESTÁNDAR | 42 |
| 2.10.1 El sector de Yang-Mills | 42 |
| 2.10.2 El sector de Higgs | 43 |

| | |
|---------------------------------------------------------------|----|
| 2.10.3 El sector Fermiónico | 44 |
| 3 FISICA DEL BOSÓN DE HIGGS | 46 |
| 3.1 LAGRANGIANO DEL BOSÓN DE HIGGS | 46 |
| 3.2 DECAIMIENTOS Y PRODUCCIÓN DEL BOSÓN DE HIGGS | 49 |
| 3.2.1 Decaimiento en Fermiones | 49 |
| 3.2.2 Decaimiento en bosones vectoriales | 51 |
| 3.2.3 Decaimiento en bosones W transversos y longitudinales | 53 |
| 3.2.4 Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ | 56 |
| 3.2.5 Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ | 59 |
| 3.2.6 Decaimiento de bosones vectoriales en Higgs y Fermiones | 60 |
| 3.2.7 Decaimiento $e^+e^- \rightarrow ZH$ | 67 |
| 4 RESULTADOS | 72 |
| 4.1 BRANCHING RATIOS | 72 |
| 4.1.1 $BR(H \rightarrow f\bar{f})$ | 72 |
| 4.1.2 $BR(H \rightarrow W^+W^-, ZZ)$ | 74 |
| 4.1.3 $BR(H \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma)$ | 74 |
| 4.1.4 $BR(W, Z \rightarrow Hf_1\bar{f}_2)$ | 76 |
| 4.2 ANÁLISIS DEL DECAIMIENTO $e^+e^- \rightarrow HZ$ | 78 |
| 5 CONCLUSIONES | 80 |
| BIBLIOGRAFIA | 81 |
| ANEXOS | 84 |

LISTA DE TABLAS

| | Pág. |
|----------------------------------------------------|------|
| Tabla 2.1 Generaciones de Partículas | 18 |
| Tabla 2.2 Propiedades de las fuerzas fundamentales | 20 |

LISTA DE FIGURAS

| | Pág. |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| Figura 2.1 El decaimiento beta del neutrón | 22 |
| Figura 2.2 La forma del potencial escalar $V(\Phi)$ como función de Φ_1 y Φ_2 | 31 |
| Figura 3.1 Decaimiento del Higgs en dos fermiones | 49 |
| Figura 3.2 Decaimiento del bosón de Higgs en los bosones vectoriales W^+W^- | 51 |
| Figura 3.3 Decaimiento del bosón de Higgs a los bosones vectoriales Z^0Z^0 | 53 |
| Figura 3.4 Decaimiento del bosón de Higgs en bosones vectoriales transversos y longitudinales | 53 |
| Figura 3.5 Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ | 56 |
| Figura 3.6 Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ | 59 |
| Figura 3.6 Decaimiento del bosón vectorial en higgs y fermiones | 60 |
| Figura 3.7 Decaimiento $e^-e^+ \rightarrow ZH$ | 67 |
| Figura 4.1 Branching Ratios del bosón de Higgs livianos en el Modelo Estándar para diferentes canales; cuyos valores de masa están comprendidos entre $2m_e < m_H < 2m_\mu$ | 73 |
| Figura 4.2 Branching Ratios del bosón de Higgs en el Modelo Estándar para diferentes decaimientos, cuya masa del Higgs esta comprendida entre 50 y 1000 GeV | 75 |
| Figura 4.3 Branching Ratio para el decaimiento $Z \rightarrow Hf_1\bar{f}_2$, cuyos valores de masa del Higgs están comprendidos entre 0 y 80 GeV. | 77 |
| Figura 4.4 Branching Ratio para el decaimiento $W \rightarrow Hf_1\bar{f}_2$, cuyos valores de masa del Higgs están comprendidos entre 0 y 80 GeV. | 78 |
| Figura 4.5 Sección transversal total para $e^+e^- \rightarrow HZ$ como una función de \sqrt{s} para varios valores de masa del bosón de Higgs | 79 |

LISTA DE ANEXOS

| | Pág. |
|------------------------------------------------|------|
| Anexo A. Las reglas de Feynman | 84 |
| Anexo B. Asignación de isospín carga y acoples | 85 |
| Anexo C. Constantes utilizadas en los cálculos | 86 |

RESUMEN

En el presente trabajo se da a conocer un análisis general del modelo Estándar, seguido del rompimiento de simetría, que es la base para la generación de masa de las partículas, y con un estudio de los decaimientos y producción del bosón de Higgs, poder predecir el rango de la masa de dicho bosón.

ABSTRACT

In the present project a general analysis of the Standard Model is given, followed by symmetries breaking which is the base to generate the particles masses and with a study of the decays and production of the Higgs boson, may estimate its mass range.

INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar desarrollado en los años sesenta, se considera como el modelo que describe bastante bien la física de partículas y que hasta el momento ha sido probado tanto teórica como experimentalmente. Según la teoría de campos se dice que cuando dos Partículas interactúan es porque intercambian “algo”, la partícula intercambiada llamada bosón, esta asociada a las interacciones y tiene espín entero; existe otro tipo de partículas asociadas a la materia llamadas fermiones, cuyo espín es semientero.

Aún cuando este modelo cuenta con sólidas bases, hay en él importantes hipótesis teóricas no confirmadas, tales como la existencia de una partícula que aún no se ha detectado: el bosón de Higgs.

Inicialmente el Modelo Estándar propone un Lagrangiano sin masas que respeta la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, la cual se rompe espontáneamente a la simetría $U(1)_Q$. El mecanismo de Higgs con un valor esperado del vacío en la componente neutra del doblete escalar del lagrangiano genera las masas de los fermiones y bosones gauge W^\pm y Z^0 y aparece el bosón de Higgs como un campo escalar real. Por esto es tan importante este bosón, ya que generaría las masas de las partículas y explicaría el rompimiento de la simetría¹.

En este trabajo se presenta el estudio de la física del bosón de Higgs responsable de generar las masas de las partículas y del rompimiento de la simetría. Para llevar a cabo este estudio se procede de la siguiente manera:

En el segundo capítulo se hace una descripción de las partículas e interacciones presentes en el Modelo Estándar, luego se explica el rompimiento de simetría y generación de masa en las partículas (fermiones y bosones vectoriales W^\pm y Z^0). En el tercer capítulo se estudia el lagrangiano del Bosón de Higgs y cálculos de los decaimientos en los que éste está presente. En el cuarto capítulo se muestra los resultados de Branching Ratios para todos los procesos calculados en el capítulo 3, y se realiza el análisis de la sección transversal de la dispersión $e^+e^- \rightarrow HZ$. En el quinto capítulo se presentan las conclusiones. Y por último los anexos en los que se incluyen las reglas de Feynman, los acoples y la asignación de carga e isospín débil y las constantes utilizadas en los decaimientos junto con las masas de las partículas.

¹KEMENES IGO, P. Physikalisches Institut, Heidelberg, Germany. Higgs Bosons H^0 and H^\pm searches for. [online]. Revisado octubre de 2003. [Citado en 2004, 06, 17] Disponible en Internet: <http://pdg.lbl.gov>.

1. OBJETIVOS

1.1 GENERAL

Estudiar los procesos físicos que se presentan en el Modelo Estándar y en particular aquellos relacionados con la partícula de Higgs

1.2 ESPECIFICOS

- a. Estudiar la Física del Bosón de Higgs en el Modelo Estándar.
- b. Comparar los resultados teóricos obtenidos con los datos experimentales y de esa manera predecir la masa del bosón de Higgs.

2. MODELO ESTÁNDAR

A lo largo de la historia de la Física encontramos que se ha perseguido una muy ambiciosa meta, la unificación de todas las interacciones físicas fundamentales.

Desde los años 60, los físicos han buscado una teoría para poner orden en el mundo de las partículas, el Modelo Estándar describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética. Se trata de una teoría consistente; sin embargo hace algunas predicciones que hasta la fecha no han sido verificadas experimentalmente.

2.1 PARTÍCULAS E INTERACCIONES

Se puede definir las partículas elementales como aquellas cuya estructura interna no puede ser descrita como una simple combinación de otras partículas. Es decir, son partículas puntuales.

En general todas las partículas elementales pueden agruparse en dos grupos: fermiones y bosones.

Los fermiones pueden ser clasificados en leptones y quarks.

- Leptones

La familia de los leptones son partículas de espín $\frac{1}{2}$. Actualmente se conocen seis partículas de este tipo, tres de ellas tienen carga eléctrica negativa: electrón (e^-), muón (μ^-) y tau (τ^-). Las dos últimas son similares al electrón excepto que sus masas son mayores. Las otras tres son los neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ), no tienen carga eléctrica y su masa es muy pequeña. En el modelo estándar se considera estas tres últimas partículas como si tuvieran masa cero.

- Quarks

Los quarks son partículas de espín $\frac{1}{2}$ y están caracterizadas por dos magnitudes físicas que gobiernan sus interacciones denominadas sabor y color. Hasta la fecha se han hallado seis sabores distintos de quarks: u (up), d (down), s (strange), c (charmed), t (top), b (bottom); cada uno de los cuales existe bajo tres estados de color. Esto no tiene nada que ver con los colores ordinarios sino que son una cierta clase de carga. Los quarks u, c, t tienen carga eléctrica $\frac{2}{3}$ (en unidades de la carga eléctrica del electrón) y los quarks d, s, b tienen carga eléctrica $-\frac{1}{3}$. El quark c fue descubierto en el SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) de

California y los dos últimos, t y b en el laboratorio Fermi (fermilab) de Illinois. Además existen las correspondientes antipartículas.

Los quarks no aparecen nunca individualmente sino agrupados con otros para formar partículas más complejas llamadas hadrones.

- Hadrones

Comprenden dos familias, bariones, partículas constituidas por tres quarks y mesones que están constituidas por un par quark- antiquark. A la primera familia pertenecen los nucleones: protones (uud) y neutrones (udd). A la segunda familia pertenece el pión, π que es 280 veces mas masivo que el electrón y está compuesto de un antiquark u y un quark d.

Las anteriores partículas, leptones y quarks, pueden ser reunidas en tres grupos o generaciones:

Tabla 2.1. Generaciones de Partículas

| Primera | Segunda | Tercera |
|---------|-----------|------------|
| u | c | t |
| d | s | b |
| e | μ | τ |
| ν_e | ν_μ | ν_τ |

Las partículas de la segunda y tercera generación son inestables y de mayor masa a las de la primera. Por lo tanto las de la tercera generación se desintegran produciendo la segunda y ésta a su vez la primera. Este resultado explica porque la materia visible del universo, tal como la observamos actualmente, esta constituida por quarks u y d (que forman los protones y neutrones), electrones y neutrinos electrónicos.

- Bosones

De una manera elemental se puede decir que la interacción esta gobernada por el intercambio de unas Partículas llamadas bosones, unas entidades efímeras, prácticamente virtuales, ya que son creadas, emitidas y absorbidas en intervalos de tiempo tan cortos que impiden su detección por medios físicos.

En la naturaleza se conocen cuatro interacciones básicas: nuclear fuerte, débil, electromagnética y gravitacional. Si arbitrariamente se hace que la intensidad de la fuerza nuclear fuerte sea 1, las otras tres son respectivamente 10^{-5} , $1/137$, 10^{-39} veces menores.

La fuerza nuclear débil es la responsable de que quarks y leptones más masivos produzcan en su desintegración otros más ligeros. Cuando un muón se desintegra para producir un electrón se dice que cambia de sabor. Todos los cambios de sabor son producidos por la fuerza débil cuyos bosones intermediarios pueden tener carga positiva, W^+ , negativa, W^- o ser neutros Z^0 .

La Fuerza nuclear fuerte, como la débil, actúa sobre un rango de distancias muy pequeño. Es muy poco importante a distancias superiores a los 10^{-14} m. sin embargo para distancias inferiores une las Partículas con una intensidad enorme. Los bosones intermediarios son en este caso los gluones. Es la fuerza responsable de que los quarks estén fuertemente unidos hasta el punto de que su separación requeriría enormes cantidades de energía. Por ello no se considera posible que existan quarks, aislados, libres. Esta fuerza no solo mantiene unidos los quarks de los nucleones sino que mantiene ligado el núcleo mediante la llamada fuerza fuerte residual.

La fuerza gravitacional es la más conocida. Mantiene unida la materia en estrellas y galaxias, y a los objetos sobre la superficie de la tierra. Su intensidad disminuye con el cuadrado de la distancia y es proporcional a la masa de los objetos implicados. Por consiguiente la gravedad de una galaxia es enorme, e insignificante la de un átomo o la correspondiente a las partículas subnucleares. La ligazón entre dos objetos masivos tiene lugar mediante el intercambio de un bosón llamado gravitón, de cuya existencia no hay todavía evidencias experimentales. Por lo tanto la curvatura del espacio requiere la presencia de estas partículas. Esto no quiere decir que la teoría de Einstein de la gravitación haya sido sustituida por una nueva, sino que hay dos formas equivalentes de interpretar el mismo fenómeno. Es de aclararse que el modelo estándar no incluye esta interacción.

Cualquier partícula como el electrón o el protón, ejerce una fuerza sobre otra si está cargada, atrayéndola si sus signos son distintos y repeliéndola en caso contrario. Su intensidad decrece con la distancia. A nivel macro la mayor parte de los objetos son eléctricamente neutros, de manera que en este caso las fuerzas electromagnéticas son relativamente poco importantes. El bosón intermediario responsable de fuerza electromagnética es el fotón virtual. Esta es la partícula que intercambia por ejemplo un electrón de carga negativa con un protón de carga positiva, y los mantiene ligados en un átomo.

La siguiente tabla resume las principales propiedades de las cuatro fuerzas fundamentales².

² REGO, Manuel. Cosmología II (3), las cuatro fuerzas de la naturaleza. [online]. 02-11-1999. [Citado en 2004, 07, 22]. Disponible en Internet: http://www.cnice.mecd.es/tematicas/cosmologia/1999_11/1999_11_02.html#C62P2

Tabla 2.2. Propiedades de las fuerzas fundamentales

| Fuerza | Actúa sobre | Bosón Intermediario | Rango |
|-------------------------|-----------------------------------------------|------------------------------|-------------------------------|
| Gravitacional | Objetos masivos | Gravitón | Infinito |
| Electromagnética | Partículas cargadas e^-, e^+, p, \bar{p} | Fotón virtual | Infinito |
| Nuclear fuerte | Quarks | Gluón | Corto. Menor que 10^{-15} m |
| Nuclear fuerte residual | n, p | Piones π^+, π^-, π^0 | Corto. Menor que 10^{-15} m |
| Nuclear débil | Quarks y Leptones | W^+, W^-, Z | Corto. Menor que 10^{-13} m |

2.2 TEORIAS DE CAMPO

Hacia 1920 Einstein había obtenido una formulación matemática de la teoría de la relatividad general que describía la fuerza de la gravedad en términos de la estructura del espacio-tiempo. Ese año, Weyl descubrió que tanto la relatividad general como el electromagnetismo pertenecen a una familia denominada teorías de norma con simetría local.

Las teorías clásicas y cuánticas de campos constan de:

- Campos de cierto tipo: escalares, espinoriales, vectoriales, tensoriales, los cuales están definidos sobre el espacio-tiempo (en donde se sobreentiende que tiene asociada cierta geometría y topología fija).
- Ecuaciones de movimiento, las cuales describen la dinámica de los campos en el espacio-tiempo; ejemplos de éstas son: las ecuaciones de Klein-Gordon (para campos escalares), la ecuación de Dirac (para campos espinoriales), las ecuaciones de Maxwell o Yang-Mills (para campos vectoriales) y las ecuaciones de Einstein (para campos tensoriales).
- Finalmente, estas ecuaciones de movimiento, aparte de las simetrías de espacio-tiempo (traslaciones y rotaciones), tienen simetrías internas. Estas simetrías internas se realizan sobre los campos de tal forma que las ecuaciones de movimiento permanecen invariantes bajo la aplicación de estas simetrías. Estos cambios en los campos se conocen técnicamente como transformaciones de norma y la simetría de las ecuaciones de movimiento se le conoce como simetrías de norma³.

³ Teorías Clásicas y Cuánticas de Campos de Norma. Avance y perspectiva. En: Revista del Cinvestav. Enero-febrero 1996. (s.n.), (s.l.), (s.f.). p. 176-178

Las simetrías se pueden clasificar como *globales* y *locales*. Para ilustrar el concepto de simetría global, considérese un experimento en el que se mida el campo eléctrico generado por un conjunto de cargas, de ambos signos, colocadas arbitrariamente en un laboratorio. En esas condiciones, la teoría de Maxwell establece que el campo eléctrico entre dos puntos se da simplemente por la diferencia de potencial entre ellos. Esto implica una simetría, ya que el campo permanece invariante ante la suma o resta, global, de un potencial constante arbitrario. Por depender de medidas relativas, el campo eléctrico es independiente de la convención o escala que se haya escogido para medir la carga eléctrica. Esto constituye una invariancia de norma global. El término norma se refiere a la elección de una escala o patrón de longitud.

Una teoría general del campo eléctrico debe tomar en cuenta, no sólo cargas estáticas, sino experimentos con cargas en movimiento. Si sólo actuase la fuerza eléctrica, el movimiento arbitrario de las cargas en el laboratorio rompería la simetría del campo electrostático. Sin embargo, al moverse, las cargas generan campos magnéticos que permiten restablecer la simetría en forma local. Es decir, cualquier cambio en el potencial eléctrico puede combinarse, localmente, con un cambio en el potencial magnético de manera que los campos eléctricos y magnéticos sean invariantes.

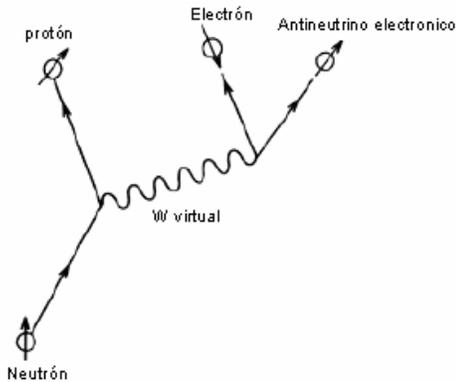
La teoría del campo asocia a cada fuerza algún tipo de partícula, o partículas intermediarias, es decir, responsables de acarrear la información del campo.

2.3 EL CAMPO DÉBIL

La primera formulación teórica sobre la fuerza débil fue propuesta por Enrico Fermi en 1934. Esta teoría es una analogía con la del campo electromagnético en el que las partículas interactuantes emiten y absorben fotones. Sin embargo, el decaimiento beta implica la emisión de partículas (electrones o positrones) cargadas, por lo que debería haber partículas intermediarias con carga eléctrica, las denominadas partículas W como se muestra en la figura 2.1.

En este sentido, y basado en la aparente similitud de alcances entre las fuerzas nucleares se propuso que la interacción débil era mediada por bosones vectoriales cargados. En 1937 Kemmer propuso la existencia de un bosón mediador, neutro. En 1938 Klein, usando una idea primitiva de grupo de simetrías, sugirió que el compañero neutro de las W podía ser el propio fotón. En los años cuarenta, las evidencias experimentales demostraron ciertas similitudes entre el decaimiento beta y el decaimiento muónico del pión. Esto fue tomado como evidencia de la universalidad de las interacciones débiles.

Figura 2.1. El decaimiento beta del neutrón. Según el modelo de los bosones intermediarios, este proceso ocurre en dos etapas. Primero, el neutrón se transforma en un protón emitiendo una partícula W virtual, esta a su vez decae en un electrón y un antineutrino. Ya que la creación de la W viola temporalmente la conservación de la energía (de ahí lo virtual), la distancia que ésta recorre está limitada por el principio de incertidumbre de Heisenberg



Por otro lado, la versión cuántico-relativista de la formulación de Maxwell, la electrodinámica cuántica, fue iniciada por Dirac hacia finales de la década de 1920 y, completada, en lo esencial, por Richard Feynman, Julián Schwinger y Sin-Itiro Tomonaga hacia 1948. En la electrodinámica cuántica el electrón es representado como una onda. Para definir en forma completa una oscilación de este tipo deben conocerse su amplitud y su fase, la fase mide el desplazamiento de la onda desde un punto de referencia arbitrario. Experimentalmente sólo se pueden medir diferencias de fase, más no la fase en sí. Es decir, esta teoría cuántica es invariante ante cambios globales de fase, lo que, nuevamente, constituye una simetría global de norma. Una formulación más general debe considerar cambios arbitrarios de fase. Como en el caso del electromagnetismo, este cambio altera la simetría global. La simetría se restablece localmente a través de la inclusión de un nuevo campo, el cual resulta ser el mismo campo electromagnético del fotón. Cuando un electrón absorbe o emite un fotón, las fases del campo del electrón y del fotón se combinan garantizando así la simetría de norma local. La ley asociada a esta simetría es la de la conservación de la carga eléctrica. Por su contribución, Feynman, Schwinger y Tomonaga recibieron el Premio Nóbel en 1965.

A mediados de la década de 1950, había evidencias de una relación íntima entre las interacciones electromagnéticas y las débiles por el hecho de que el momento angular intercambiado en procesos débiles es unitario, idéntico al del fotón. Sin embargo, el corto alcance de la fuerza débil revelaba que, de existir, las W deberían tener una gran masa. Por poseer un espín entero, las W serían bosones, y por ser éste distinto de cero, a las W se les conoce como bosones vectoriales intermediarios.

2.4 SIMETRÍA ENTRE LOS CAMPOS DÉBIL Y ELECTROMAGNÉTICO

En 1958 John Ward y su alumno pakistaní Abdus Salam encontraron que, si la formulación que describe a la fuerza débil pertenece a la familia de las teorías de norma con simetría local, debería existir entonces un bosón intermediario con masa pero sin carga. Denominada Z . Esta nueva partícula mediaría, por ejemplo, en la dispersión neutrón-neutrino, en la que no participa el campo electromagnético. Si hubiese una unificación entre estos dos campos, es decir si las fuerzas débil y electromagnética fueran sólo dos manifestaciones de una misma fuerza, la electrodébil.

Los primeros intentos por unificar las fuerzas débil y electromagnética se inspiraron en el intento fallido de unificar a la fuerte y a la electromagnética que había sido realizado por Yang y su colega Robert Lawrence Mills en 1954. Como la fuerza fuerte es simétrica con respecto al intercambio de protones y neutrones; es decir que si se ignoran los efectos de la carga eléctrica del protón, un núcleo en el que se intercambien todos sus protones por neutrones y viceversa no sería distinguible del núcleo original. Esto indica una simetría global de norma. Una formulación completa de las interacciones fuertes debe considerar el caso más general de intercambios locales neutrón-protón. Como antes, la simetría global se pierde y para restablecerla localmente es necesario agregar algo. En este caso, sin embargo, es necesario suponer la existencia, no de una, sino de cuatro partículas sin masa. Dos de éstas, denominadas Partículas de Yang-Mills, son neutras, y una de ellas podría identificarse con el fotón. Las dos restantes tienen la peculiaridad de poseer carga eléctrica, una positiva y otra negativa.

La teoría de Yang-Mills fue objetada casi de inmediato por varias razones fundamentales. Entre las más obvias estaba su predicción de la existencia de fotones cargados. Si hubiera partículas cargadas con masa inferior a la del electrón, el Universo sería totalmente distinto del que conocemos. Sin embargo, esta formulación posee algunas características matemáticas tan especiales que motivaron a los físicos teóricos a buscar alguna manera de modificarla para eliminar sus defectos más que a desecharla.

En la teoría de Yang-Mills, si se aplica una operación de simetría, llamémosla A , y luego otra B , el resultado es diferente de que se apliquen inversamente: primero B y luego A . Por esta razón, se dice que se trata de una teoría no abeliana.

Esta terminología se deriva del trabajo del matemático noruego Neils Henrik Abel, el cual a principios del siglo XIX, estudió las propiedades de los grupos de transformaciones en las que se obtiene el mismo resultado si se conmutan. Uno de los mayores atractivos de las teorías de norma no-abelianas con simetría local es que la relatividad general pertenece a esta familia, por lo que una formulación de este tipo para cualquiera de las otras fuerzas sería un paso importante hacia la unificación.

2.5 ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE LA SIMETRÍA

La aparición de mediadores cargados y neutros en la teoría de Yang-Mills motivó a los interesados en la teoría del campo débil a buscar soluciones al problema de la falta de masa para los mediadores cargados. En 1964 el escocés Peter Ware Higgs encontró un método para dotar de masa a los campos de Yang-Mills sin romper la simetría local. La idea de Higgs se basa en un proceso conocido como rotura espontánea de simetría. Este mecanismo se puede ilustrar tomando como ejemplo una canica en el fondo de una botella de vino. Las botellas, en general, presentan simetría cilíndrica, por lo que la posición simétrica de la canica en el fondo sería el centro. Sin embargo los envases de vino se caracterizan por tener un bordo central en el fondo que obliga a una canica a permanecer en un estado asimétrico, en una orilla. En otros términos, el estado simétrico es de mayor energía potencial que el asimétrico. Si se deja a la canica sobre el bordo, por un instante habrá simetría pues la canica tendría libertad de caer en cualquier dirección. Sin embargo, cuando cae, hay un rompimiento espontáneo de la simetría, y la simetría queda escondida. Según Higgs, refiriéndose a la masa de los campos de Yang-Mills, el estado simétrico corresponde al caso de campos sin masa; sin embargo, la existencia de un nuevo campo elevaría la energía de este estado por encima de otro en el que las partículas de Yang- Mills adquieren masa⁴.

El siguiente lagrangiano describe una partícula de masa $\mu = 0$, interactuando bajo un potencial.

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \frac{\mu^2}{2}\phi^2 - \frac{\lambda\phi^4}{4} \quad 2.1$$

Donde μ^2 es un parámetro, $\lambda > 0$, y ϕ Pertenece a los reales

Como $L = T - V$ entonces

$$V = \frac{\mu^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda\phi^4}{4} \quad 2.2$$

Analizamos dos casos:

1). Cuando $\mu^2 > 0$

⁴ MENCHACA ROCHA, Arturo. Unificación Electrodébil: Salam, Weinberg, Van Deer Meer y Rubia. [Online]. 1996. [Citado en 2004, 07, 27]. Disponible en Internet: http://omega.ilce.edu.mx:3000/sites/ciencia/volumen2/ciencia3/068/htm/sec_15.htm.

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = \phi(\mu^2 + \lambda \phi^2) = 0 \quad 2.3$$

Los puntos críticos son:

$$\phi = 0$$

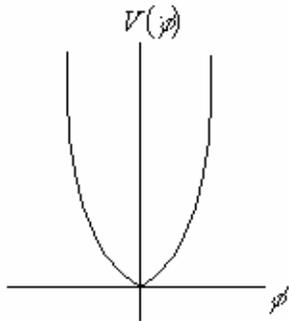
$$\phi = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = \pm v \quad \text{No es solución porque no es real.}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = \mu^2 + 3\lambda \phi^2 \quad 2.4$$

y lo evaluamos en el punto crítico $\phi = 0$ entonces

$$\left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right|_{\phi=0} = \mu^2 > 0 \quad 2.5$$

Entonces $\phi = 0$ es un mínimo



2). Cuando $\mu^2 < 0$ entonces μ^2 no es la masa de la partícula.

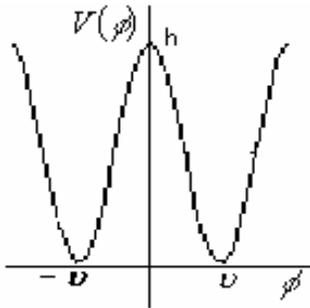
$$\left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right|_{\phi=0} = \mu^2 < 0 \quad 2.6$$

Es un máximo local

$$\left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right|_{\phi=\pm v} = \mu^2 + 3\lambda v^2 \quad 2.7$$

Como $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ reemplazo este valor en (2.7) entonces:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right|_{\phi=\pm v} &= \mu^2 + 3\lambda \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right) \\ &= -2\mu^2 < 0 \\ &= 2\mu^2 > 0 \end{aligned} \tag{2.8}$$



En los dos casos se presenta simetría de reflexión o sea que el lagrangiano sigue siendo simétrico.

Si una partícula está en h , es inestable porque puede decaer a su estado de mínima energía, a $(-v)$ o a (v) , pero si cae a alguno de estos dos estados pierde la simetría.

Si se supone que cae en (v)

El valor esperado de ϕ en el vacío es

$$\langle \phi \rangle = v \tag{2.9}$$

Se tiene un nuevo campo $\rho' = \phi + v$

$$\langle \rho' \rangle = \langle \phi \rangle + v = 0 \quad \text{Entonces} \quad \langle \phi \rangle = \rho' - v$$

Reemplazo en la ecuación (2.1)

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \rho') (\partial^\mu \rho') + \mu^2 \rho'^2 + \frac{\mu^4}{4\lambda} - \lambda v \rho'^3 - \frac{\lambda \rho'^4}{4} \tag{2.10}$$

Después de romper la simetría $\mu^2 < 0$ la partícula adquirió masa cuyo valor es:

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}m^2\rho'^2 &= |\mu^2|\rho'^2 \\ m^2 &= 2|\mu^2| \\ m &= \sqrt{2}|\mu|\end{aligned}\tag{2.11}$$

2.6 ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE SIMETRÍA GAUGE GLOBAL (SIMETRÍA OCULTA)

Ahora se toma el lagrangiano que describe dos partículas de masas iguales interactuando bajo un potencial

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)(\partial^\mu\phi_1) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)(\partial^\mu\phi_2) - \frac{\mu^2}{2}\phi_1^2 - \frac{\mu^2}{2}\phi_2^2 - \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2\tag{2.12}$$

El potencial es

$$\frac{\mu^2}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2\tag{2.13}$$

Se hace una rotación:

$$\begin{pmatrix} \phi_1' \\ \phi_2' \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Lambda & \text{sen}\Lambda \\ -\text{sen}\Lambda & \cos\Lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}\tag{2.14}$$

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = R^{-1} \begin{pmatrix} \phi_1' \\ \phi_2' \end{pmatrix}\tag{2.15}$$

Reemplazando en la ecuación (2.12)

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1 \quad \partial_\mu\phi_2) \begin{pmatrix} \partial^\mu\phi_1 \\ \partial^\mu\phi_2 \end{pmatrix} - \frac{\mu^2}{2}(\phi_1 \quad \phi_2) \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} - \frac{\lambda}{4} \left[(\phi_1 \quad \phi_2) \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \right]^2\tag{2.16}$$

Sacando la transpuesta a la ecuación (2.14) y a (2.15), tenemos que:

$$\begin{aligned}(\phi_1' \quad \phi_2') &= (\phi_1 \quad \phi_2)R^T \\ (\phi_1 \quad \phi_2) &= (\phi_1' \quad \phi_2')(R^{-1})^T\end{aligned}\tag{2.17}$$

Reemplazando (2.17) en (2.16)

$$L = \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \phi_1 \quad \partial_\mu \phi_2 \right) \begin{pmatrix} \partial^\mu \phi_1 \\ \partial^\mu \phi_2 \end{pmatrix} - \frac{\mu^2}{2} (\phi_1 \quad \phi_2) \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} - \frac{\lambda}{4} \left[(\phi_1 \quad \phi_2) \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \right]^2 \quad 2.18$$

Esta ecuación significa que el lagrangiano es invariante bajo una rotación

Tomamos el potencial (2.13):

$$V(\phi_1, \phi_2) = \frac{\mu^2}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{\lambda}{4} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

Se halla los puntos críticos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \phi_1} &= \mu^2 \phi_1 + \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2) \phi_1 = \phi_1 [\mu^2 + \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)] = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial \phi_2} &= \mu^2 \phi_2 + \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2) \phi_2 = \phi_2 [\mu^2 + \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)] = 0 \end{aligned} \quad 2.19$$

Se analiza dos casos:

1). $\mu^2 > 0$

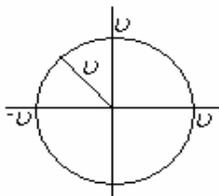
$\phi_1 = 0$ y $\phi_2 = 0$ son soluciones

2). $\mu^2 < 0$

Se tiene que:

$$(\phi_1^2 + \phi_2^2) = -\frac{\mu^2}{\lambda} = \nu^2$$

$(\phi_1^2 + \phi_2^2) = \nu^2$ es una circunferencia de radio ν



Hay infinitos mínimos, todos los puntos de la circunferencia, o sea que la simetría es de rotación

Escojo el vacío tal que $\phi_1 = v$ y $\phi_2 = 0$ tengo un nuevo campo:

$\xi_1 = \phi_1 - v$ el valor esperado de $\langle \xi_1 \rangle = 0$, lo reemplazo en (2.16)

$$L = \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \xi_1 \quad \partial_\mu \phi_2 \right) \begin{pmatrix} \partial^\mu \xi_1 \\ \partial^\mu \phi_2 \end{pmatrix} - \frac{\mu^2}{2} (\xi_1 + v \quad \phi_2) \begin{pmatrix} \xi_1 + v \\ \phi_2 \end{pmatrix} - \frac{\lambda}{4} \left[(\xi_1 + v \quad \phi_2) \begin{pmatrix} \xi_1 - v \\ \phi_2 \end{pmatrix} \right]^2 \quad 2.20$$

Realizando los cálculos, factorizaciones correspondientes y reemplazado el valor de $-\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2$ se obtiene:

$$L = \frac{1}{2} \left(\partial^\mu \xi_1 \partial_\mu \xi_1 + \partial^\mu \phi_2 \partial_\mu \phi_2 \right) + \mu^2 \xi_1^2 - \lambda v \phi_2^2 \xi_1 - \frac{1}{2} \lambda \phi_2^2 \xi_1^2 - \lambda v \xi_1^3 - \frac{\lambda}{4} \xi_1^4 - \frac{\lambda}{4} \phi_2^4 + \frac{1}{4} \lambda v^4 \quad 2.21$$

Se observa que ξ_1^2 adquirió masa: $m^2 = 2|\mu^2|$

2.7 MECANISMO DE HIGGS

El rompimiento de simetría electrodébil puede efectuarse por rompimiento explícito o rompimiento espontáneo de simetría.

Rompimiento de simetría explícita significa que se adiciona términos de masa al lagrangiano para los bosones vectoriales W y Z, estos términos de masa son de la forma $M_B = B_\mu B^\mu$ donde B es un campo y por lo tanto hay rompimiento de simetría electrodébil. Sin embargo esto hace que el modelo sea no renormalizable.

Un mecanismo mas elegante que asegura la renormalizabilidad es llamado rompimiento espontáneo de simetría, el cual consiste en adicionar un campo escalar y un potencial en la teoría de tal forma que el lagrangiano respete la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, pero el vacío electrodébil no. Este mecanismo es conocido como mecanismo de higgs.

Para el rompimiento de simetría electrodébil del vacío primero introducimos el escalar ϕ con $Y_\phi = 1$ de cuatro campos escalares reales como:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad 2.22$$

EL lagrangiano invariante gauge correspondiente a este campo es construido usando la derivada covariante que es conectada al requerimiento de la simetría gauge local $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, como:

$$L_{higgs} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad 2.23$$

Con la derivada covariante (D_μ) explícitamente dada por:

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{1}{2} ig \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{1}{2} ig' Y B_\mu \quad 2.24$$

Donde g y g' son los acoplamientos del isoespín débil y del grupo de hipercarga respectivamente τ_i son los generadores del grupo $SU(2)$

$\tau_i = \frac{1}{2} \sigma_i$ Donde σ_i son las matrices de Pauli.

Nos enfocamos en el potencial $V(\phi)$ que esta dado por:

$$V(\phi) = \frac{\mu^2}{2} |\phi|^2 + \frac{\lambda |\phi|^4}{4} \quad 2.25$$

Como se dijo antes hay dos formas posibles de potencial dependiendo del signo de μ^2 .

Si μ^2 es positivo el estado de más baja energía en la teoría es a $\phi = 0$ y el lagrangiano (2.23) describe un sistema de cuatro partículas escalares, cada uno con masa μ .

Como la teoría permanece invariante bajo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, los bosones gauge permanecen sin masa.

Para el caso de μ^2 negativo, al mínimo del potencial, el campo adquiere un valor esperado diferente de cero. Este mínimo, que define el vacío, esta dado por la condición:

$$|\phi_0|^2 = \phi_0^\dagger \phi_0 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{1}{2} v^2 \quad 2.26$$

Donde v es conocido como el valor esperado en el vacío. Hay infinitas soluciones que satisfacen (2.26). Pero escogiendo una solución específica para representar el

vacío electrodébil, la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, es rota. Como notamos antes, el fotón debería permanecer sin masa, entonces se requiere que el vacío sea aun invariante bajo la simetría $U(1)_Q$. por lo tanto solo dan a ϕ^0 un valor esperado en el vacío, él está dado por:

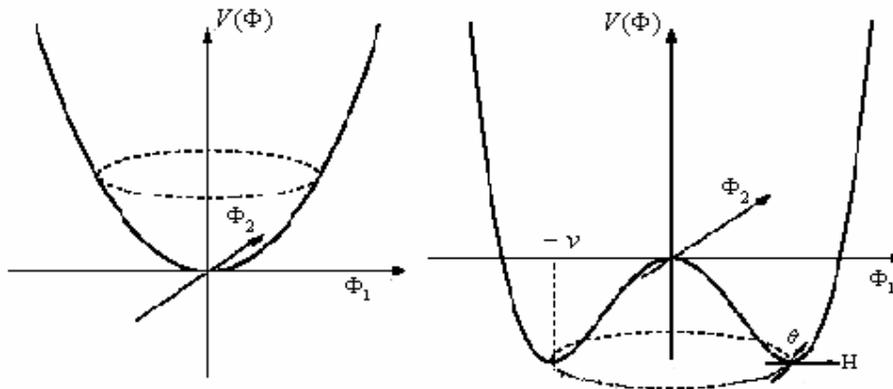
$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \quad y \quad \phi_3 = \nu \tag{2.27}$$

Entonces

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \tag{2.28}$$

Esta escogencia de ϕ_0 tiene números cuánticos $I_3 = \frac{1}{2}$ y $Y = 1$ este rompe la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ y la invarianza gauge es respetada.

Figura 2.2. La forma del potencial escalar $V(\Phi)$ como función de ϕ_1 y ϕ_2 en el caso μ^2 es positivo (izquierda) y para μ^2 negativa (derecha)



El espectro de partículas resultante aparece por expansión del campo escalar alrededor del mínimo, Ver figura 2.2, y sustituyendo esta expresión en el lagrangiano (2.23). El campo ϕ_0 cercano al mínimo esta dado por:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\vec{\tau} \cdot \vec{\theta}(x)/\nu} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H(x) \end{pmatrix} \tag{2.29}$$

Cuando se sustituye (2.29) en el lagrangiano aparecen bosones de Goldstone, que surgen por cada simetría del grupo que es espontáneamente rota. Sin embargo en el caso de invarianza gauge local los bosones de Goldstone no

corresponden a partículas físicas ya que por una transformación gauge específica U(1), estos campos $\theta(x)$ pueden ser absorbidos en estados de polarización longitudinal de los bosones Z y W.

Además de las masas para estos bosones vectoriales electrodébiles, aparece una verdadera partícula masiva, neutra, y escalar: el bosón de Higgs⁵.

2.8 GENERACIÓN DE MASAS

2.8.1 Generación de Masas en Bosones. Se toma el término cinético del lagrangiano (2.23)

$$L_{Kin\phi} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) \quad 2.30$$

Un doblete escalar complejo rompe la simetría SU(2) y también a Y_W , pero si se escoge el doblete de tal manera que una de sus componentes sea neutra existirá una combinación lineal de τ_3 y Y (que será el generador carga eléctrica que no estará rota).

$$\phi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$$

$$Q = \tau_3 + \frac{Y}{2} \text{ Donde } \tau_3 = \frac{1}{2}\sigma_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \text{ reemplazo en } \hat{Q}\phi$$

$$\hat{Q}\phi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1+Y_H)\varphi_1 \\ (-1+Y_H)\varphi_2 \end{pmatrix} \quad 2.31$$

Si se hace $Y_H=1$, entonces

$$\hat{Q}\phi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ 0\varphi_2 \end{pmatrix} \quad \varphi_2 = 0 \text{ Es neutro y por allí se rompe la simetría.}$$

Si se hace $Y_H=-1$, entonces

⁵ VAN Vulpen, Ivo Boely. Measurement of Z boson pair production and a search for the Higgs boson in $e^+ e^-$ collisions at LEP. [online]. Thesis of the research programme of "het Nationaal Instituut voor Kernfysica en Hoge – Energie Fysica" in Amsterdam. s. n: Amsterdam. April 18, 2002. [citado en 2004, 06, 16]. Disponible en Internet: www.nikhef.nl/pub/services/biblio/theses_pdf/thesis_l_v_Vulpen.pdf

$$\hat{Q}\phi = \begin{pmatrix} 0\varphi_1 \\ -\varphi_2 \end{pmatrix} \quad \varphi_1 = 0 \text{ Es neutro y se rompe la simetría.}$$

Escojo $Y_H=1$, entonces

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad H(x) \text{ es el campo de Higgs y se usa el gauge unitario.}$$

$$D_\mu \phi = \begin{pmatrix} \partial - \frac{i}{2}[g_2 A_3 + g_1 B] & -\frac{ig_2}{\sqrt{2}} W^+ \\ -\frac{ig_2}{\sqrt{2}} W^- & \partial - \frac{i}{2}[-g_2 A_3 + g_1 B] \end{pmatrix}_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad 2.32$$

$$D_\mu \phi = \frac{\partial_\mu H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} - \frac{i(\nu + H(x))}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\sqrt{2}g_2 W_\mu^+ \\ [-g_2 A_3 + g_1 B]_\mu \end{pmatrix} \quad 2.33$$

$$(D_\mu \phi)^+ = \frac{\partial_\mu H}{\sqrt{2}} (0 \quad 1) + \frac{i(\nu + H(x))}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\sqrt{2}g_2 W_\mu^+ & [-g_2 A_3 + g_1 B]_\mu \end{pmatrix} \quad 2.34$$

Reemplazando (2.33) y (2.34) en (2.30)

$$L_{Kin\phi} = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + (\nu^2 + 2\nu H + H^2) \frac{g_2^2}{4} W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{8}(\nu^2 + 2\nu H + H^2) (g_2^2 A_3^\mu A_{3\mu} + g_1^2 B^\mu B_\mu - 2g_1 g_2 B^\mu A_{3\mu}) \quad 2.35$$

El término $\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H)$ es el que se necesita para la propagación del escalar neutro de Higgs. También se tiene candidatos a términos de masa: aquellos que incluyen ν^2 para W^\pm ya que se puede identificar la masa $M_W^2 = \frac{\nu^2 g^2}{4}$, sin embargo para A_3^μ y B_μ se tiene:

$$\frac{\nu^2}{8} \begin{pmatrix} A_3 & B \end{pmatrix}_\mu \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 \\ B \end{pmatrix}_\mu \quad 2.36$$

Se identifica los estados de masa bien definida diagonalizando la matriz

$$\begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \text{ con determinante nulo y traza } g_2^2 + g_1^2$$

$$\begin{vmatrix} g_2^2 - \lambda & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} g_2^2 - \lambda & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 - \lambda \end{vmatrix} &= (g_2^2 - \lambda)(g_1^2 - \lambda) - g_1^2 g_2^2 = 0 \\ &= \lambda(\lambda - (g_1^2 + g_2^2)) = 0 \end{aligned}$$

2.37

Los autovalores de esta matriz son:

$$\lambda_1 = g_1^2 + g_2^2 \quad y \quad \lambda_2 = 0$$

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}_\mu = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\text{sen} \theta \\ \text{sen} \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix}_\mu$$

$$(Z \ A)_\mu = (A^3 \ B)_\mu \begin{pmatrix} \cos \theta & \text{sen} \theta \\ -\text{sen} \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

$$(A^3 \ B)_\mu \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix}_\mu = (Z \ A)_\mu \begin{pmatrix} \cos \theta & -\text{sen} \theta \\ \text{sen} \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \text{sen} \theta \\ -\text{sen} \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}_\mu$$

$$\begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_1^2 + g_2^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$(Z \ A)_\mu \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}_\mu = (Z \ A)_\mu \begin{pmatrix} g_1^2 + g_2^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}_\mu = (g_1^2 + g_2^2) Z^\mu Z_\mu + 0 A_\mu A^\mu$$

$$L_{Kin\phi} = \frac{1}{2} (\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{(\nu + H)^2}{8} [2g_2^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu]$$

$$\begin{aligned}
L_{Kin\phi} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{v^2}{4}g_2^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{v^2}{8}(g_1^2 + g_2^2)Z_\mu Z^\mu \\
& + \frac{vH}{2}g_2^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{vH}{4}(g_1^2 + g_2^2)Z_\mu Z^\mu + \frac{H^2}{4}g_2^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \\
& + \frac{H^2}{8}(g_1^2 + g_2^2)Z_\mu Z^\mu
\end{aligned} \tag{2.38}$$

Aquí se genera las masas de las partículas:

$$\begin{aligned}
m_W^2 = \frac{v^2 g^2}{4} \quad \tan \theta = \frac{g_1}{g_2} \\
m_Z^2 = \frac{v^2}{4}(g_1^2 + g_2^2) \quad \cos \theta = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \\
m_A = 0 \quad \text{sen } \theta = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}
\end{aligned} \tag{2.39}$$

$$m_H^2 = 2\mu^2 \quad \frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta$$

Reemplazando estos valores en (2.38) se obtiene:

$$\begin{aligned}
L_{Kin\phi} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{m_Z^2}{2} Z_\mu Z^\mu \\
& + \frac{2m_W^2}{v} W_\mu^+ W^{-\mu} H + \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu H + \frac{m_W^2}{v^2} W_\mu^+ W^{-\mu} H^2 \\
& + \frac{m_Z^2}{2v^2} Z_\mu Z^\mu H^2
\end{aligned} \tag{2.40}$$

Además del término cinético para la propagación del campo escalar neutro H y de los términos de masa para los bosones W y Z, se tiene términos que corresponden a interacciones de uno o dos higgs con dos W's o dos Z's. Los tres grados de libertad escalares, desaparecidos en la elección del gauge se han transferido a los bosones mediadores W y Z, al convertirse en masivos pasan de tener 2 polarizaciones posibles a tener tres; cada uno de estos tres grados de libertad escalares se convierten en una polarización longitudinal.

A modo de resumen, manteniendo el fotón no masivo hemos dotado de masa a W y Z, existiendo una relación directa entre ambas masas. El valor esperado en el

vacío ($\nu \neq 0$) de $\frac{(\nu + H(x))}{\sqrt{2}}$ es fundamental para dar masa a los bosones mediadores e indica la escala de esta. El límite de bajas energías, en forma de teoría efectiva de Fermi, conecta ν con la constante de Fermi:

$$\nu = (\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}} \approx 250 \text{ GeV}.$$

2.8.2 Generación de Masas en Fermiones. Tras el análisis anterior nos queda todavía por explorar el sector que involucra escalares y fermiones. El término más sencillo que podemos incluir, respetando la simetría gauge, es un acoplamiento tipo Yukawa con un doblete de fermiones L, el doblete escalar y un fermión R:

$$L_Y = L_{Yl} + L_{Yq} \quad 2.41$$

Separamos leptones de quarks (dado que en este esquema pondremos neutrinos sin masa, pese a las evidencias experimentales de masas muy pequeñas pero no nulas).

$$L_Y = f_{AB}^{(e)} \bar{X}_{AL} \phi e_{BR} + f_{AB}^{(u)} \bar{q}_{AL} \tilde{\phi} u'_{BR} + f_{AB}^{(d)} \bar{q}_{AL} \phi d'_{BR} + h.c \quad 2.42$$

Donde

$$\left. \begin{aligned} \bar{X}_{AL} &= \left(\begin{matrix} \nu_e \\ e \end{matrix} \right)_L, \left(\begin{matrix} \nu_\mu \\ \mu \end{matrix} \right)_L, \left(\begin{matrix} \nu_\tau \\ \tau \end{matrix} \right)_L \\ e_{BR} &= e_R, \mu_R, \tau_R \end{aligned} \right\} \text{leptones} \quad 2.43$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_{AL} &= \left(\begin{matrix} u' \\ d' \end{matrix} \right)_L, \left(\begin{matrix} c' \\ s' \end{matrix} \right)_L, \left(\begin{matrix} t' \\ b' \end{matrix} \right)_L \\ U_{BR} &= u'_R, c'_R, t'_R, d'_R, s'_R, b'_R \end{aligned} \right\} \text{quarks} \quad 2.44$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad 2.45$$

$$\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \frac{\nu + H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad 2.46$$

$$L_{yl} = f_{AB}^{(l)} (\bar{v}_l \bar{l})_{LA} \tilde{\phi} v_{IRB} + \tilde{f}_{AB}^{(l)} (\bar{v}_l \bar{l})_{AL} \phi l_{RB} + h.c \quad 2.47$$

$$L_{yl} = f_{AB}^{(l)} \bar{v}_{LA} v_{IRB} \phi^{0*} - f_{AB}^{(l)} \bar{l}_{LA} v_{IRB} \phi^{+*} + \tilde{f}_{AB}^{(l)} \bar{v}_{LA} l_{RB} \phi^+ + \tilde{f}_{AB}^{(l)} \bar{l}_{LA} l_{RB} \phi^0 + h.c \quad 2.48$$

Con $l_A = e, \mu, \tau$

$$L_{yq} = q_{AB} (\bar{u}' \bar{d}')_{LA} \tilde{\phi} u'_{RB} + \tilde{q}_{AB}^{(d')} (\bar{u}' \bar{d}')_{LA} \phi d'_{RB} + h.c \quad 2.49$$

$$L_{yq} = q_{AB} \bar{u}'_{LA} u'_{RB} \phi^{0*} - q_{AB} \bar{d}'_{LA} u'_{RB} \phi^{+*} + \tilde{q}_{AB} \bar{u}'_{LA} d'_{RB} \phi^+ + \tilde{q}_{AB} \bar{d}'_{LA} d'_{RB} \phi^0 + h.c \quad 2.50$$

Con $u'_A = u', c', t'$ y $d'_A = d', s', b'$

En el gauge unitario se puede apreciar de forma sencilla, la aparición de los términos de masa.

$$L_{Yl} = \frac{\nu + H}{\sqrt{2}} [\tilde{f}_{AB}^{(l)} \bar{l}_{LA} l_{RB}] + \frac{\nu + H}{\sqrt{2}} [f_{AB}^{(l)} \bar{v}_{LA} v_{IRB}] + h.c \quad 2.51$$

Nos queda términos de masa y términos de interacción fermión-higgs, para neutrinos sin masa $f_{AB} \rightarrow 0$

Definimos una matriz de masa M_l con: $(M_l)_{AB} = -\frac{\nu}{\sqrt{2}} \tilde{f}_{AB}$, resulta directamente

$$L_{yl} = - \left[(M_l)_{AB} \bar{l}_{LA} l_{RB} + \frac{(M_l)_{AB}}{\nu} \bar{l}_{LA} l_{RB} H \right] + h.c \quad 2.52$$

Además de los términos de masa tenemos términos de interacción con acoplamiento proporcional a ella: el Higgs distingue generaciones y partículas (excepto neutrinos, con los que en este esquema no interaccionará).

Ahora para el sector de quarks:

$$L_{yq} = \frac{\nu + H}{\sqrt{2}} [q_{AB}^{(u)} \bar{u}'_{LA} u'_{RB} + q_{AB}^{(d)} \bar{d}'_{LA} d'_{RB}] + h.c \quad 2.53$$

Las matrices de masa son:

$$(M_u)_{AB} = -\frac{\nu}{\sqrt{2}} q_{AB} \quad 2.54$$

$$(M_d)_{AB} = -\frac{\nu}{\sqrt{2}} \tilde{q}_{AB}$$

Reemplazando (2.54) en (2.53) se obtiene:

$$L_{yq} = \left[\begin{array}{l} (M_u)_{AB} \bar{u}'_{AL} u'_{BR} + \frac{1}{\nu} (M_u)_{AB} \bar{u}'_{AL} u'_{BR} H + (M_d)_{AB} \bar{d}'_{AL} d'_{BR} \\ + \frac{1}{\nu} (M_d)_{AB} \bar{d}'_{AL} d'_{BR} H \end{array} \right] + h.c \quad 2.55$$

ν juega un papel importante en la obtención de masas, además de las masas de los bosones mediadores, proporciona las masas de los fermiones. Para estos últimos no existe relación alguna entre las distintas masas como ocurre con los bosones. Para estados físicos (de masa bien definida) las matrices M_u, M_d y M_l deben ser diagonales.

Una matriz M se puede descomponer según $M = hU$ donde $h = \sqrt{MM^+}$ es una matriz hermítica positiva y U es una matriz unitaria. h es una matriz diagonalizable mediante otra matriz unitaria S , $h = S^+MS$ con M diagonal, entonces $M = S^+MSU$ y $M^+ = U^+S^+MS$

Reemplazando en las ecuaciones (2.52) y (2.55) tenemos:

$$L_{yl} = -\left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \left[\bar{l}'_{LA} (M_l)_{l} l'_{RB} + \bar{l}'_{RA} (M_l^+)_{l} l'_{LB} \right] \quad 2.56$$

$$L_{yl} = -\left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \left[\bar{l}'_{LA} (S_l^+ M_l S_l U_l)_{l} l'_{RB} + \bar{l}'_{AR} (U_l^+ S_l^+ M_l S_l)_{l} l'_{LB} \right]$$

$$L_{yq} = -\left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \left[\begin{array}{l} \bar{u}'_{LA} (M_u)_{u} u'_{RB} + u'_{RA} (M_u^+)_{u} \bar{u}'_{LB} + \bar{d}'_{LA} (M_d)_{d} d'_{RB} \\ + \bar{d}'_{RA} (M_d^+)_{d} d'_{LR} \end{array} \right] \quad 2.57$$

$$L_{yq} = -\left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \left[\begin{array}{l} \bar{u}'_{LA} (S_u^+ M_u S_u U_u)_{u} u'_{RB} + u'_{RA} (U_u^+ S_u^+ M_u S_u)_{u} \bar{u}'_{LB} \\ + \bar{d}'_{LA} (S_d^+ M_d S_d U_d)_{d} d'_{RB} + \bar{d}'_{RA} (U_d^+ S_d^+ M_d S_d)_{d} d'_{LB} \end{array} \right]$$

Ahora rotamos los campos de sabor:

$$\begin{aligned} l'_{LB} &= (S_l)_{BK} l_{LK} & \bar{l}'_{LA} &= \bar{l}_{LK} (S_l^+)_{KA} \\ l'_{RB} &= (S_l U_l)_{BK} l_{RK} & \bar{l}'_{RA} &= \bar{l}_{RK} (U_l^+ S_l^+)_{KA} \end{aligned} \quad 2.58$$

Reemplazándolos en el lagrangiano (2.56)

$$\begin{aligned}
 L_{yl} &= -\left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \left[\bar{l}_L (M_l)_{AB} l_R + \bar{l}_R (M_l)_{AB} \bar{l}_L \right] \\
 L_{yl} &= -\left(1 + \frac{H}{\nu}\right) m_l \bar{l} l
 \end{aligned}
 \tag{2.59}$$

Donde m_l son los valores propios de M_l , las masas de los leptones y

$$\begin{aligned}
 u_{LB} &= (S_u)_{BK} u'_{LK} & d_{IB} &= (S_d)_{BK} d'_{LK} \\
 \bar{u}_{LA} &= \bar{u}'_{LK} (S_u^+)_{KA} & \bar{d}_{LA} &= \bar{d}'_{LK} (S_d^+)_{KA} \\
 u_{RB} &= (S_u U_u)_{BK} u'_{RK} & d_{RB} &= (S_d U_d)_{BK} d'_{RK} \\
 \bar{u}_{RA} &= \bar{u}'_{RK} (U_u^+ S_u^+)_{KA} & \bar{d}_{RA} &= \bar{d}'_{RK} (U_d^+ S_d^+)_{KA}
 \end{aligned}
 \tag{2.60}$$

Reemplazando (2.60) en (2.57)

$$\begin{aligned}
 L_{yq} &= \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \left[\bar{u}_{LA} (M_u)_{AB} u_{RB} + u_{RA} (M_u)_{AB} \bar{u}_{LB} + \bar{d}_{LA} (M_d)_{AB} d_{RB} \right. \\
 &\quad \left. + \bar{d}_{RA} (M_d)_{AB} d_{LB} \right] \\
 L_{yq} &= \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \left[m_{uA} \bar{u}_A u_A + m_{dA} \bar{d}_A d_A \right]
 \end{aligned}
 \tag{2.61}$$

Siendo m_u, m_d los valores propios de M_u, M_d , las masas de los quarks ⁶.

2.9 TEORÍA ELECTRODÉBIL DE GLASHOW- WEINBERG-SALAM.

El modelo electrodébil fue desarrollado en la década de los 60 por Glashow–Weinberg – Salam, quienes describen la unificación de las interacciones débil y electromagnética. La constatación experimental de las interacciones débiles mediadas por corrientes cargadas W^\pm les llevó a postular la existencia de las corrientes neutras, las cuales fueron descubiertas en 1973 por la colaboración de Gargamelle.

En la formulación del modelo estándar no existe a priori una elección única de la simetría del lagrangiano de las interacciones electrodébiles, se deduce por tanto de resultados experimentales. El grupo de simetría gauge mínimo capaz de

⁶ NEBOT Gómez, Miguel. Violación de CP y Nueva Física en la mezcla de Mesones B. Trabajo de investigación en Física Teórica y Astrofísica. Universidad de Valencia-CSIC., Septiembre de 2002. (s.p.i) p. 8-21.

acomodar las corrientes cargadas es el SU(2). La observación de que las interacciones electrodébiles actúan de manera distinta sobre los fermiones dextrógiros y levógiros constituye una de las características de este modelo. Así, las corrientes cargadas incluyen solamente fermiones levógiros y no se conocen neutrinos dextrógiros. Es por ello que los campos fermiónicos levógiros se agrupan en dobletes, Mientras que los campos dextrógiros son singletes del grupo SU(2)_L con simetría de isoespín:

$$\text{Leptones: } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, e_R, \mu_R, \tau_R \quad 2.62$$

$$\text{Quarks: } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R \quad 2.63$$

En la representación anterior no se puede (a menos que se rompa explícitamente la simetría gauge) introducir un término de masa en la Lagrangiana que describe la cinemática de los fermiones. No obstante la realidad experimental da cuenta de la existencia de masa en los bosones vectoriales. Por otro lado las fuerzas electromagnética y débil actúan sobre los mismos campos fermiónicos y no pueden ser descritas por separado. Por todo ello, el grupo gauge mínimo que describe las interacciones electrodébiles es SU(2)_L ⊗ U(1)_Y. La simetría gauge local del grupo SU(2)_L está asociada a la conservación del isospín débil, T. La cantidad conservada por el grupo U(1)_Y es la hipercarga, Y, que se relaciona con la carga eléctrica, Q, y con la tercera componente del isospín, T₃, por medio de la ecuación:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad 2.64$$

La exigencia de que el lagrangiano que contiene los términos cinemáticos de los campos fermiónicos sea invariante bajo transformaciones gauge definidas por el grupo de simetría SU(2)_L ⊗ U(1)_Y introduce de manera natural cuatro campos bosónicos sin masa: W_μⁱ(x) (i= 1, 2, 3), asociados al grupo SU(2)_L, y B_μ(x), asociado al grupo U(1)_Y. Con estos campos se define la derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + i g' \frac{Y}{2} \cdot \vec{B}_\mu \quad 2.65$$

Donde g es la constante de acoplamiento del grupo de isoespín débil SU(2)_L y g' es la constante de acoplamiento del grupo de hipercarga U(1)_Y. El vector τ está formado por las tres matrices de Pauli generadas por el grupo SU(2)_L.

El Lagrangiano electrodébil tiene una expresión de la forma:

$$L_{EW} = L_{bosones} + L_{fermiones} \quad 2.66$$

Donde:

$$L_{bosones} = \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad 2.67$$

$$L_{fermiones} = \bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} \bar{B}_\mu - \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu \right) \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi \quad 2.68$$

Siendo:

$$W_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - g[W_\mu, W_\nu], \quad B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad 2.69$$

$$W_\mu \equiv -\frac{i}{2} \vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau}, \quad B_\mu \equiv -\frac{i}{2} \bar{B}_\mu \cdot \vec{\tau}^3$$

Esta construcción resulta en bosones de masa nula. Sin embargo el hecho experimental de que las interacciones débiles actúan sólo a distancias extremadamente pequeñas, era un indicador claro de que los bosones transmisores de la fuerza débil debían poseer masa. El proceso por el cual se consigue introducir los términos de masa en el modelo se denomina ruptura espontánea de simetría electrodébil.

El concepto de ruptura espontánea de simetría da lugar a excitaciones de Goldstone que pueden ser asociadas a los términos de masa de los bosones gauge. Este procedimiento, conocido habitualmente como Mecanismo de Higgs, es uno de los posibles procedimientos para describir las interacciones débiles de rango corto mediante una teoría gauge sin destruir su invarianza. En el modelo estándar la ruptura de simetría tiene lugar linealmente por medio de un campo escalar que adquiere un valor esperado no nulo en el vacío.

Como resultado del proceso no sólo adquieren masa tanto los bosones vectoriales como los fermiones, sino que, además, aparece un nuevo campo escalar neutro físico: la partícula de Higgs⁷.

⁷ Enciclopedia Libre Universal en Español. Modelo electrodébil. [online]. abril 2004. [Citado en 2004, 06, 25]. Disponible en Internet: http://enciclopedia.us.es/index.php/modelo_electrod%EA9bil.

2.10 EL LAGRANGIANO CLÁSICO DEL MODELO ESTÁNDAR

El lagrangiano clásico del Modelo Estándar, se encuentra compuesto de tres partes; una de ellas es la parte de Yang-Mills, otra de Higgs y la última de fermiones:

$$L_c = L_{YM} + L_H + L_F, \quad 2.70$$

Cada una de ellas es separadamente invariante de norma, las cuales se especifican a continuación.

2.10.1 Sector de Yang-Mills. Esta parte es conocida como la parte de norma del lagrangiano clásico, en donde los campos de norma son cuatro campos vectoriales que se transforman de acuerdo con la representación adjunta del grupo de norma semisimple $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. El isotriplete de los campos de norma \hat{W}_μ^i , con $i = 1, 2, 3$ está asociado con los generadores I_W^i del grupo de isoespín débil $SU(2)_L$ y el isosinglete \hat{B}_μ con la hipercarga débil Y_W del grupo $U(1)_Y$, cuya álgebra de Lie se expresa como

$$[I_W^i, I_W^j] = i \epsilon^{ijk} I_W^k \quad 2.71$$

$$[I_W^i, Y_W] = 0 \quad 2.72$$

Donde ϵ^{ijk} es la constante de estructura totalmente antisimétrica del grupo $SU(2)$.

El lagrangiano de los campos de norma es:

$$L_{YM} = -\frac{1}{4} \hat{F}_{\mu\nu}^i \hat{F}^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \quad 2.73$$

$$L_{YM} = -\frac{1}{4} \left(\partial_\mu \hat{W}_\nu^i - \partial_\nu \hat{W}_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} \hat{W}_\mu^j \hat{W}_\nu^k \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\partial_\mu \hat{B}_\nu - \partial_\nu \hat{B}_\mu \right)^2 \quad 2.74$$

En donde por conveniencia hemos puesto un acento circunflejo a los campos clásicos.

Debido a que el grupo de norma no es simple, como se explico antes existen dos constantes de acoplamiento; el acoplamiento del grupo de norma $SU(2)_L$ es g_2 , y el acoplamiento para el grupo de norma $U(1)_Y$ es g_1 . La derivada covariante está dada por la ecuación (2.24) y el operador de carga eléctrica Q está compuesto por

la tercera componente del generador de isoespín débil I_W^3 y de hipercarga débil Y_W , de acuerdo con la relación de Gell-Mann-Nishijima:

$$Q = I_W^3 + \frac{Y_W}{2} \quad 2.75$$

2.10.2 El sector de Higgs. El sector mínimo de Higgs consiste en un único campo escalar complejo $\Phi(x)$, doblete bajo $SU(2)_L$, con hipercarga débil $Y_W = 1$:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad 2.76$$

Éste está acoplado a los campos de norma vía la derivada covariante (2.24) y tiene autointeracción, resultando con ello el lagrangiano:

$$L_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad 2.77$$

El potencial de Higgs es

$$V(\Phi) = \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi, \quad 2.78$$

El cual está construido de tal manera que da origen a la rotura espontánea de simetría. Esto significa que los parámetros λ y μ son elegidos para que el potencial $V(\Phi)$ tenga un mínimo para un campo de Higgs no nulo, es decir, el valor de expectación en el vacío $\langle \Phi \rangle$ del campo de Higgs no es cero.

Expresando el campo de Higgs en términos de los campos H, se encuentra que:

$$V = -\frac{\mu^2 v^2}{4} + \mu^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \quad 2.79$$

El primer término de V en la ecuación (2.79) es una densidad de energía constante, la cual puede ser interpretada como una contribución a la energía del vacío⁸

⁸ DONOGHUE, Jhon F; Golowich, Eugene; Holstein, Barry R. Dynamics of the Standard Model, Cambridge Monographs on Particle Physics Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge, 1992. p. 415-416

$$|U_{Higgs}^{(vac)}| = \frac{\mu^2 v^2}{4} \quad 2.80$$

Si se le da un valor aproximado de 0.1 TeV, al parámetro μ , la contribución a la energía del vacío es aproximadamente $1.5129 * 10^{44} (eV)^4$. De acuerdo a las observaciones (tanto de supernovas como del Cosmic Microwave Background CMB), se determinó la densidad de energía del vacío⁹ obteniendo un valor aproximado de: $10^{-12} (eV)^4$. Comparando estos resultados se observa que la diferencia entre ambas cantidades es de 56 órdenes de magnitud.

2.10.3 El sector fermiónico. Los fermiones levógiros de cada generación de leptones (L) y de quarks (Q) están agrupados en dobletes de $SU(2)_L$

$$L_k^L = \begin{pmatrix} \nu_k^L \\ l_k^L \end{pmatrix}, \quad Q_k^L = \begin{pmatrix} u_k^L \\ d_k^L \end{pmatrix} \quad 2.81$$

y los fermiones dextrógiros en singletes

$$l_k^R = l_k, \quad u_k^R = u_k, \quad d_k^R = d_k \quad 2.82$$

Donde k es el índice de generación y ν , l , u y d denotan los neutrinos, los leptones cargados, los quarks tipo up y quarks tipo down, respectivamente. La hipercarga débil de los multipletes dextrógiros y levógiros es elegida de tal manera que la carga eléctrica conocida de los fermiones sea reproducida por la relación de Gell-Mann-Nishijima. No existen los neutrinos dextrógiros en el modelo estándar mínimo, los cuales podrían ser añadidos fácilmente dándoles el privilegio de tener masa. Dicha masa no ha sido observada experimentalmente hasta ahora, aunque en los últimos experimentos, sugieren que es posible que exista.

La parte fermiónica del lagrangiano quedará entonces como:

$$l_F = \sum_k \left(\bar{L}_k^L i \mathcal{D} L_k^L + \bar{Q}_k^L i \mathcal{D} Q_k^L \right) + \sum_k \left(\bar{l}_k^R i \mathcal{D} l_k^R + \bar{u}_k^R i \mathcal{D} u_k^R + \bar{d}_k^R i \mathcal{D} d_k^R \right) \quad 2.83$$

La derivada covariante $\mathcal{D} = \gamma^\mu D_\mu$, el término que relaciona a g_2 actuando sobre fermiones dextrógiros está ausente, ya que ellos son singletes de $SU(2)_L$.

⁹ MUÑOZ, Emily Alicea. La Energía del Vacío y Como la Mecánica Cuántica trata de explicar el origen de la Constante Cosmológica y la Energía Oscura ("Dark Energy"). [online]. 2003. [Citado en 2005, 06, 11]. Disponible en Internet: <http://www.astro.psu.edu/users/ealicea/research/senior/fisi4997.pdf>

Los campos fermiónicos son por definición autoestados de la interacción de norma electrodébil, es decir, las derivadas covariantes son diagonales en esta base con respecto al índice de generación. La simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ prohíbe explícitamente términos de masa a los fermiones. Las masas de los fermiones son generados a través de los acoplamientos de Yukawa vía rotura espontánea de simetría¹⁰.

¹⁰ (s.l.), (s.n.). [online]. 31-10-2002. [Citado en 2004, 05, 18]. Disponible en Internet: http://www.astrocosmo.cl/h-foton/h-foton-12_02-01.htm.

3 FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

3.1 LAGRANGIANO DEL BOSÓN DE HIGGS

$$\begin{aligned}
 L_H = & \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - \mu^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{\lambda}{4} v^4}_{\text{MASA Y AUTOINTERACCIONES H}} \\
 & + \underbrace{\frac{v^2}{4} g_2^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{v^2}{8} (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu}_{\text{MASAS DE Z Y W}} \\
 & + \underbrace{\frac{v^2}{2} g_2^2 W_\mu^+ W_\mu^- H + \frac{v}{4} (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu H}_{\text{INTERACCION BVI-HIGGS}} \\
 & + \underbrace{\frac{g_2^2}{4} W_\mu^+ W_\mu^- H H + \frac{(g_1^2 + g_2^2)}{8} Z_\mu Z^\mu H H}_{\text{INTERACCION BVI-HIGGS-HIGGS}} \\
 & + \underbrace{\frac{H}{\sqrt{2}} [f_{AB}^{(e)} \bar{e}'_{AL} e'_{BR} + f_{AB}^{(p)} \bar{P}'_{AL} P'_{BR} + f_{AB}^{(\eta)} \bar{\eta}'_{AL} \eta'_{BR}]}_{\text{INTERACCIÓN FERMIÓN-FERMIÓN-HIGGS}} \\
 & + \underbrace{\frac{v}{\sqrt{2}} [f_{AB}^{(e)} \bar{e}'_{AL} e'_{BR} + f_{AB}^{(p)} \bar{P}'_{AL} P'_{BR} + f_{AB}^{(\eta)} \bar{\eta}'_{AL} \eta'_{BR}]}_{\text{MASA DE LOS FERMIONES}} + h.c.
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Donde:

$$\begin{aligned}
 e'_A &= (e', \mu', \tau') & \nu'_A &= (\nu'_e, \nu'_\mu, \nu'_\tau) \\
 P'_A &= (u', c', t') & \eta'_A &= (d', s', b')
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Y la masa del bosón de Higgs $m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2}v^2\lambda$, es desconocida ya que λ es desconocida y $v = 2^{-1/4} G^{-1/2} \approx 250 \text{Gev}$.

Las masas de los bosones vectoriales son:

$$m^2_w = \frac{v^2 g_2^2}{4} \tag{3.3}$$

$$m^2_z = \frac{v^2}{4} (g_1^2 + g_2^2) \tag{3.4}$$

$$\frac{m_w}{m_Z} = \cos \theta_w \quad 3.5$$

La masa de los fermiones es:

$$M^{(i)}_{AB} = -\frac{v}{\sqrt{2}} f^{(i)}_{AB} \quad 3.6$$

$$e = g_2 \sin \theta = g_1 \cos \theta \quad 3.7$$

Los acoples de Higgs-fermión, de Yukawa de la partícula de Higgs conserva paridad y sabor fermiónico y su magnitud es proporcional a la masa del fermión.

Cuando se diagonaliza la matriz de masa

$$Y_m = -m_i \bar{\psi}_{iL} \psi_{iR} + h.c \quad 3.8$$

Con ψ_i autoestados de masa

$$f^{(i)}_{AB} = \frac{\sqrt{2}}{2} m_i = \frac{2^{\frac{1}{2}}}{2^{-1/4} G_F^{-1/2}} m_i = 2^{3/4} G_F^{1/2} m_i \quad 3.9$$

La masa y las matrices de acoplamiento son proporcionales debido a que los Higgs están en una representación irreducible.

- Acoples fermión-fermión-Higgs

$$L_{\bar{\psi}\psi H} = -2^{3/4} G_F^{1/2} m_i H \bar{\psi}_{iL} \psi_{iR} + h.c \quad 3.10$$

Otra forma de verlo es:

$$L_{\bar{\psi}\psi H} = -\frac{m_i}{v} H \bar{\psi}_{iL} \psi_{iR} \cong -e \frac{m_i}{m_W} H \bar{\psi}_{iL} \psi_{iR} \quad 3.11$$

$$\text{Con } 2 \sin \theta \approx 1 \quad 3.12$$

Como consecuencia del hecho de que la masa de la partícula sea proporcional a la intensidad de acoplamiento $\left(2^{3/4} G_F^{1/2} m_i\right)$ ó $\left(-e \frac{m_i}{m_W}\right)$ la partícula de Higgs puede

ser producida más fácilmente para fermiones pesados y decaerá principalmente en fermiones pesados que son permitidos cinemáticamente. El factor \sqrt{G} ó $(m_W)^{-1}$ en el acople de Yukawa hace estos acoplamientos, para los fermiones livianos, muy pequeños.

- Acoples Higgs-Bosón Vectorial

$$L_{BVI-H} = L_{WWH} + L_{ZZH} \quad 3.13$$

$$L_{BVI-H} = \frac{v^2}{2} g_2^2 W_\mu^+ W_\mu^- H + \frac{v}{4} (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu H + \frac{g_2^2}{4} W_\mu^+ W_\mu^- HH + \frac{(g_1^2 + g_2^2)}{8} Z_\mu Z^\mu HH \quad 3.14$$

$$L_{WWH} = \frac{g_2^2}{4} W_\mu^+ W_\mu^- \left[4 \frac{v}{2} H + HH \right] \quad 3.15$$

Reemplazando las ecuaciones (3.3), (3.7) y (3.12) en (3.15) se obtiene:

$$L_{WWH} \equiv W_\mu^+ W_\mu^- [2m_W eH + e^2 HH] \quad 3.16$$

Ahora tomo la otra parte:

$$L_{ZZH} = \frac{(g_1^2 + g_2^2)}{8} Z_\mu Z^\mu [2vH + HH] \quad 3.17$$

Reemplazo las ecuaciones (3.4), (3.7) y (3.12) en (3.17) y se obtiene:

$$L_{ZZH} \equiv Z_\mu Z^\mu \left[\frac{2m_Z}{\sqrt{3}} eH + \frac{2}{3} e^2 HH \right] \quad 3.18$$

La magnitud del acoplamiento del Higgs con esta partícula depende de la masa de la partícula con la cual interactúa.

$$L_{HBV} = W_\mu^+ W_\mu^- [2m_W eH] + Z_\mu Z^\mu \left[\frac{2m_Z}{\sqrt{3}} eH \right] \quad 3.19$$

$$L_{HBV} = 2eH \left[m_W W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{2m_Z}{\sqrt{3}} Z_\mu Z^\mu \right] \quad 3.20$$

Como $\sqrt{3} \approx 2 \cos \theta$ entonces

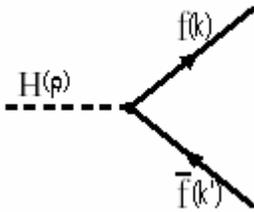
$$L_{HBV} = g_2 H \left[m_W W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{2m_Z}{2 \cos \theta} Z_\mu Z^\mu \right] \quad 3.21$$

3.2 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS

Se va a describir los decaimientos del bosón de Higgs en un par de fermiones (leptones y quarks) y el decaimiento en un par de bosones gauge. Mostrados a continuación.

3.2.1. Decaimientos en fermiones

Figura 3.1. Decaimiento del Higgs en dos fermiones



Cálculo de la amplitud invariante:

$$iM = -ig_H \bar{U}(k) U(k') \quad 3.22$$

$$|M|^2 = g_H^2 [\bar{U}(K) U(k')] [\bar{U}(K) U(k')]^\dagger \quad 3.23$$

$$|M|^2 = g_H^2 \bar{U}(k)_{1 \times 4} I_{4 \times 4} U(k')_{4 \times 1} \bar{U}(k') I U(k) \quad 3.24$$

Donde I es la matriz unidad 4x4

$$|\bar{M}|^2 = g_H^2 \sum_{s, s'} \bar{U}_\alpha^{(s)}(k) I_{\alpha\beta} U_\beta^{(s')}(k') \bar{U}_w^{(s')}(k') I_{w\delta} U_\delta^{(s)}(k) \quad 3.25$$

$$|\bar{M}|^2 = g_H^2 (\not{k} + m)_{\delta\alpha} I_{\alpha\beta} (\not{k}' - m)_{\beta w} I_{w\delta} \quad 3.26$$

$$|\bar{M}|^2 = g_H^2 \text{traz}[(\not{k} + m)(\not{k}' - m)] \quad 3.27$$

$$|\bar{\mathbf{M}}|^2 = g_H^2 [k_\alpha k'_\beta \text{traz}(\gamma^\alpha \gamma^\beta)] - 4m^2 \quad 3.28$$

$$|\bar{\mathbf{M}}|^2 = g_H^2 [k \cdot k' - m^2] \quad 3.29$$

De la conservación del cuádrimomento

$$\begin{aligned} \rho &= k + k' \\ k \cdot k' &= \frac{M_H^2}{2} - m^2 \end{aligned} \quad 3.30$$

Se hace el reemplazo en la ecuación (3.29) y se obtiene:

$$|\bar{\mathbf{M}}|^2 = 2g_H^2 M_H^2 \left[1 - 4 \left(\frac{m}{M_H} \right)^2 \right] \quad 3.31$$

$$\Gamma = \frac{\rho_f}{32\pi^2 M_H^2} \int |\bar{\mathbf{M}}|^2 d\Omega \quad 3.32$$

En el sistema en reposo

$$\begin{aligned} M_H &= E + E' \\ \vec{k} &= -\vec{k}' \\ E &= E' \text{ entonces} \\ \frac{M_H}{2} &= E = E' \end{aligned} \quad 3.33$$

$$|\bar{k}'| = \frac{M_H}{2} \left[1 - 4 \left(\frac{m}{M_H} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad 3.34$$

Reemplazando en la ecuación (3.32) se obtiene:

$$\Gamma = \frac{m^2 M_H}{8\pi v^2} [1 - 4\chi_f^2]^{\frac{3}{2}} \quad 3.35$$

$$\text{Donde } \chi_f = \frac{m}{M_H} \quad 3.36$$

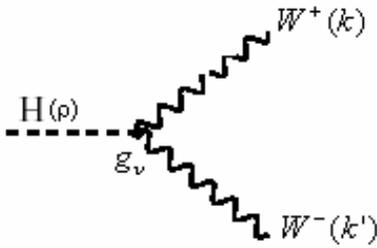
Y para los quarks hay que tener en cuenta un factor de color ($N_c=3$)

$$\Gamma = \frac{3m^2 M_H}{8\pi v^2} [1 - 4\chi_f^2]^{\frac{3}{2}} \quad 3.37$$

3.2.2 Decaimientos en bosones vectoriales

◦ Decaimiento en $W^+ W^-$

Figura 3.2. Decaimiento del bosón de Higgs en los bosones vectoriales $W^+ W^-$



$$-iM = -ig_v \epsilon_\mu^*(k) \epsilon^{\prime\mu*}(k') \quad 3.38$$

$$|M|^2 = g_v^2 \epsilon_\mu^*(k) \epsilon^{\prime\mu*}(k') [\epsilon_\nu^*(k) \epsilon^{\prime\nu*}(k')]^\dagger \quad 3.39$$

$$|M|^2 = g_v^2 \epsilon_\mu^*(k) \epsilon_\nu(k) \epsilon^{\prime\mu*}(k') \epsilon^{\prime\nu}(k') \quad 3.40$$

$$|\overline{M}|^2 = g_v^2 \left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{M_W^2} \right) \left(-g^{\mu\nu} + \frac{k^{\prime\mu} k^{\prime\nu}}{M_W^2} \right) \quad 3.41$$

$$|\overline{M}|^2 = g_v^2 \left(2 + \frac{(k \cdot k')^2}{M_W^4} \right) \quad 3.42$$

De la conservación del cuadrimomento

$$\rho = k + k'$$

$$k \cdot k' = \frac{M_H^2}{2} \left(1 - 2 \frac{M_W^2}{M_H^2} \right) \quad 3.43$$

Reemplazando (3.43) en (3.42) se obtiene:

$$|\overline{M}|^2 = \frac{g_v^2 M_H^4}{4M_W^4} (1 - 4\chi_w^2 + 12\chi_w^4) \quad 3.44$$

Donde: $\chi_w = \frac{M_W}{M_H}$

Ahora se calcula la rata de decaimiento:

$$\Gamma = \frac{|\vec{k}'|}{32\pi^2 M_H^2} \int |\overline{M}|^2 d\Omega$$

$$\Gamma = \frac{|\vec{k}'|}{32\pi^2} \frac{g_v^2}{M_H^2} \frac{M_H^4}{M_W^4} (1 - 4\chi_w^2 + 12\chi_w^4) \quad 3.45$$

En el sistema en reposo del Higgs y de la conservación del momentum

$$(M_H \quad \vec{0}) = (E + E' \quad \vec{k} + \vec{k}') \quad 3.46$$

De aquí se halla el valor de $|\vec{k}'|$, El cual es:

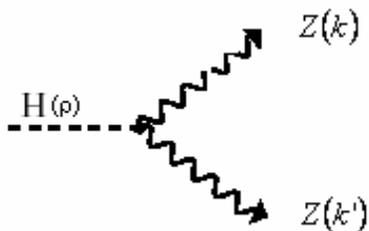
$$|\vec{k}'| = \frac{M_H}{2} (1 - 4\chi_w^2)^{1/2} \quad 3.47$$

Si se reemplaza (3.47) en (3.45) entonces queda:

$$\Gamma(H \rightarrow W^+ W^-) = \frac{(1 - 4\chi_w^2)^{1/2} M_H^3}{16\pi v^2} (1 - 4\chi_w^2 + 12\chi_w^4) \quad 3.48$$

◦ Decaimiento $H \rightarrow Z^0 Z^0$

Figura 3.3. Decaimiento del bosón de Higgs a los bosones vectoriales $Z^0 Z^0$



El cálculo es similar al decaimiento en los bosones $W^+ W^-$ solo que en este caso hay que tener en cuenta que son bosones idénticos, entonces hay que dividir entre dos.

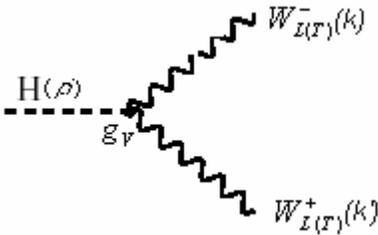
$$\Gamma(H \rightarrow Z^0 Z^0) = \frac{1}{32\pi} \frac{M_H^3}{v^2} (1 - 4\chi_Z^2)^{1/2} (1 - 4\chi_Z^2 + 12\chi_Z^4) \quad 3.49$$

Donde $\chi_Z = \frac{M_Z}{M_H}$

Ahora se describe otros decaimientos del Higgs, como son: en bosones W transversales y longitudinales, en un par de fotones y en un bosón Z y un fotón.

3.2.3 Decaimiento en bosones W transversos y longitudinales polarizados

Figura 3.4. Decaimiento del bosón de Higgs en bosones vectoriales transversos y longitudinales



$$-iM = -ig_v \epsilon_{L(T)}^{\mu}(k) \epsilon_{\mu L(T)}^{\nu}(k') \quad 3.50$$

$$\epsilon_L^{\mu}(\vec{k}, 0) = \frac{1}{M_W} \begin{pmatrix} |\vec{k}| & 0 & 0 & k_0 \hat{k} \end{pmatrix} = \frac{1}{M_W} \begin{pmatrix} |\vec{k}| & 0 & 0 & E \end{pmatrix} \quad 3.51$$

$$\epsilon_T^{\mu}(\vec{k}, \pm) = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1 \pm i, 0) \quad 3.52$$

o Decaimiento en bosones w longitudinales

$$-iM_{LL} = -ig_v \epsilon_L^{\mu}(k) \epsilon_{\mu L}^{\nu}(k') \quad 3.53$$

$$-iM_{LL} = -ig_v \frac{1}{M_w} \begin{pmatrix} \vec{k} & 0 & 0 & E \end{pmatrix} \frac{1}{M_w} \begin{pmatrix} \vec{k} \\ 0 \\ 0 \\ E \end{pmatrix} \quad 3.54$$

$$M_{LL} = g_v \frac{1}{M_w^2} (\vec{k}^2 + E^2) \quad 3.55$$

Ahora se realiza el cálculo de $(\vec{k}^2 + E^2)$ entonces:

Como $\vec{k}^2 = E^2 - M_w^2 = \frac{M_H^2}{4} - M_w^2$ entonces:

$$\vec{k}^2 = \frac{M_H^2 - 4M_w^2}{4} = \frac{M_H^2}{4} \left(1 - 4 \frac{M_w^2}{M_H^2} \right) \quad 3.56$$

Y $M_H = E + E' = 2E$ entonces:

$$E = \sqrt{\vec{k}^2 + M_w^2} \quad 3.57$$

$$E' = \sqrt{\vec{k}^2 + M_w^2}$$

Reemplazando (3.56) y (3.57) en $(\vec{k}^2 + E^2)$ se obtiene:

$$(\vec{k}^2 + E^2) = \frac{1}{2} M_H^2 - M_w^2 \quad 3.58$$

Y este valor en (3.55)

$$M_{LL} = g_v \frac{M_H^2}{2M_w^2} \left(1 - 2 \frac{M_w^2}{M_H^2} \right) \quad 3.59$$

Ahora se calcula la tasa de decaimiento

$$\Gamma = \frac{|\vec{k}|}{32\pi^2 M_H^2} \int |\mathcal{M}|^2 d\Omega \quad 3.60$$

Reemplazo las ecuaciones (3.56) y (3.59) en (3.60) y obtengo:

$$\Gamma = \frac{1}{32\pi^2 M_H^2} \frac{M_H}{2} \left(1 - 4 \frac{M_W^2}{M_H^2}\right)^{\frac{1}{2}} g_v^2 \frac{M_H^4}{2M_W^4} \left(1 - 2 \frac{M_W^2}{M_H^2}\right)^2 4\pi \quad 3.61$$

Como $g_v = v \frac{g_2^2}{2} = M_W g_2$

Entonces:

$$\frac{2M_W}{v} = g_2 \quad 3.62$$

$$\chi_W = \frac{M_W}{M_H} \quad 3.63$$

Reemplazando los valores anteriores en la ecuación (3.61) se obtiene:

$$\Gamma(H \rightarrow W_L W_L) = \frac{M_H^3}{16\pi v^2} (1 - 4\chi_W^2)^{1/2} (1 - 2\chi_W^2)^2 \quad 3.64$$

o Decaimiento en bosones w transversos

$$M = g_v \epsilon_{T^{\mu}}^*(k) \epsilon_{\mu T}^*(k') \quad 3.65$$

En el sistema centro de masa se tiene que:

$$\rho = (M_H \quad 0) = (E_{W^+} + E_{W^-} \quad \vec{k} + \vec{k}'), \text{ entonces } \vec{k} = \vec{k}'$$

$$\epsilon_{\mu}(-\vec{k}, \pm) = \frac{1}{\sqrt{2}} (0 \quad 1 \quad \pm i \quad 0)$$

Reemplazando estos datos en la ecuación (3.65)

$$iM_{TT} = -ig_v \epsilon_{\mu}^*(\vec{k} \quad \pm) \epsilon^{\mu}(-\vec{k} \quad \pm)$$

$$iM_{TT} = -ig_v \frac{1}{\sqrt{2}} (0 \quad 1 \quad \pm i \quad 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \mp i \\ 0 \end{pmatrix} \quad 3.66$$

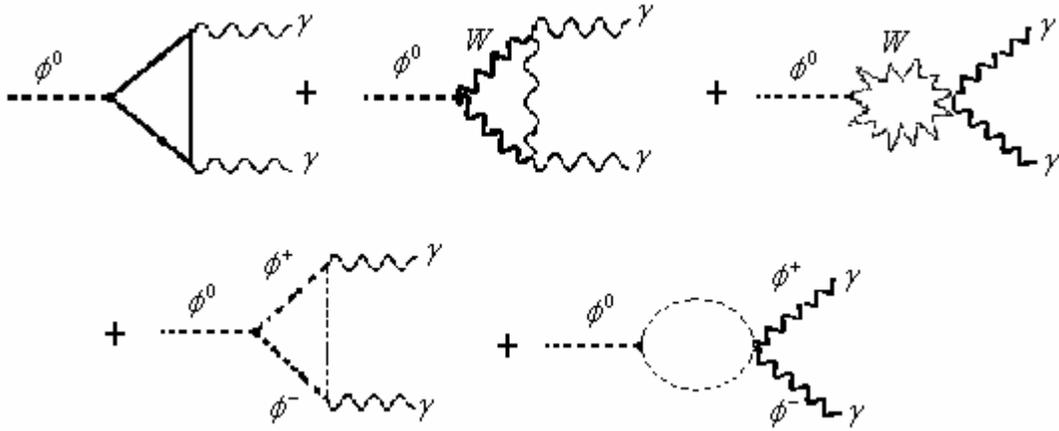
$$M_{TT} = g_v \quad 3.67$$

Ahora se calcula la rata de decaimiento de la ecuación (3.60) y se reemplaza las ecuaciones (3.56), (3.62), (3.63) y (3.67) en ésta, se obtiene:

$$\Gamma(H \rightarrow W_T W_T) = \frac{1}{4\pi v^2} \frac{M_W^4}{M_H} (1 - 4\chi_w^2)^{\frac{1}{2}} \quad 3.68$$

3.2.4 Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. Debido a que el bosón de higgs del MS es neutro, no existe un acoplamiento a nivel de árbol con los fotones, por lo que este decaimiento debe darse vía un lazo. Esto dificulta el calculo ya que hay que tener en cuenta todos los posibles diagramas que contribuyen al lazo

Figura 3.5. Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$



$$L_{eff} = -\frac{\alpha}{8\pi} (\sqrt{2}G)^{\frac{1}{2}} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} H * 8I = A_{\gamma\gamma} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} H \quad 3.69$$

$$\text{Donde } A_{\gamma\gamma} = -\frac{\alpha}{\pi} (\sqrt{2}G)^{\frac{1}{2}} I \quad 3.70$$

$$-iM = A_{\gamma\gamma} (\partial_\mu A_\nu(k) - \partial_\nu A_\mu(k)) (\partial^\mu A^\nu(k') - \partial^\nu A^\mu(k')) \quad 3.71$$

$$A_\nu(\rho) = \epsilon_\nu^* e^{i\rho \cdot x} \quad 3.72$$

Reemplazando (3.72) en (3.71),

$$-iM = 2A_{\gamma\gamma} [(k \cdot k') (\epsilon \cdot \epsilon') - (k \cdot \epsilon') (k' \cdot \epsilon)] \quad 3.73$$

$$|\bar{M}|^2 = 4A_{\gamma\gamma}^2 \left\{ (k \cdot k')^2 \sum_{\lambda\lambda'} (\epsilon \cdot \epsilon')^2 - 2(k \cdot k') \sum_{\lambda\lambda'} (\epsilon \cdot \epsilon') (k \cdot \epsilon') (k' \cdot \epsilon) \right. \\ \left. + \sum_{\lambda\lambda'} (k \cdot \epsilon')^2 (k' \cdot \epsilon)^2 \right\} \quad 3.74$$

$$\sum_{\lambda\lambda'} (\epsilon \cdot \epsilon')^2 = \sum_{\lambda\lambda'} (\epsilon \cdot \epsilon')^* (\epsilon \cdot \epsilon') = (-g_{\mu\nu})(-g^{\mu\nu}) = 4 \quad 3.75$$

$$\sum_{\lambda\lambda'} (\epsilon \cdot \epsilon') (k \cdot \epsilon') (k' \cdot \epsilon) = (k \cdot k') \quad 3.76$$

$$\sum_{\lambda\lambda'} (k \cdot \epsilon')^2 (k' \cdot \epsilon)^2 = k^2 k'^2 = 0 \quad 3.77$$

Porque el fotón tiene masa igual a cero.

Reemplazando en la ecuación (3.74) se obtiene:

$$|\bar{M}|^2 = 8A_{\gamma\gamma}^2 (k \cdot k')^2 \quad 3.78$$

Por conservación del momento

$$\rho = k + k' \quad 3.79$$

Se tiene que:

$$k \cdot k' = \frac{M_H^2}{2} \quad 3.80$$

En el sistema en reposo de H, tenemos que $|\vec{k}| = |\vec{k}'|$, y como la masa del fotón es cero entonces

$$|\vec{k}| = E_k = E_{k'} = |\vec{k}'| \\ M_H = E_k + E_{k'} \\ \frac{M_H}{2} = |\vec{k}| \quad 3.81$$

Reemplazando (3.80) en (3.78)

$$|\bar{M}|^2 = 2A_{\gamma\gamma}^2 M_H^4 \quad 3.82$$

Calculando la rata de decaimiento

$$\Gamma = \frac{A_{\gamma\gamma}^2}{16\pi} M_H^3 \quad 3.83$$

Sustituyendo el valor de la constante de la ecuación (3.70)

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G\alpha M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_i N_{ci} e_i^2 F_i \right|^2 \quad 3.84$$

Donde la sumatoria es para $i = \text{espín } 1, \text{ espín } \frac{1}{2}, \text{ espín } 0$, e_i , es la carga eléctrica de la partícula i en unidades de e , y F_i son las amplitudes de la partícula.

$$F_1 = 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau) \quad 3.85$$

$$F_{\frac{1}{2}} = -2\tau[1 + (1 - \tau)f(\tau)] \quad 3.86$$

$$F_0 = \tau[1 - \tau f(\tau)] \quad 3.87$$

Con

$$\tau = 4 \frac{m_i^2}{m_H^2} \quad 3.88$$

y

$$f(\tau) = \begin{cases} \left[\text{sen}^{-1}(\sqrt{1/\tau}) \right]^2, & \text{si } \tau \geq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\text{Ln} \left(\frac{\eta_+}{\eta_-} \right) - i\pi \right]^2, & \text{si } \tau < 1 \end{cases} \quad 3.89$$

$$\eta_{\pm} \equiv (1 \pm \sqrt{1 - \tau}) \quad 3.90$$

N_{ci} es el factor de color de la partícula i (1 para leptones y 3 para quarks).

3.2.5 Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$. Los cálculos son similares al anterior decaimiento. La rata de decaimiento puede ser expresada de la forma:

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{1}{32\pi} |A|^2 m_H^3 \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_H^2}\right)^3 \quad 3.91$$

$$A = \frac{\alpha g}{4\pi m_W} (A_F + A_W) \quad 3.92$$

$$A_F = \sum_f N_{cf} \frac{-2e_f (T_f^{3L} - 2e_f \sin^2 \theta_W)}{\sin \theta_W \cos \theta_W} [I_1(\tau_f, \lambda_f) - I_2(\tau_f, \lambda_f)] \quad 3.93$$

$$A_W = -\cot \theta_W \left\{ 4(3 - \tan^2 \theta_W) I_2(\tau_W, \lambda_W) + \left[\left(1 + \frac{2}{\tau_W}\right) \tan^2 \theta_W - \left(5 + \frac{2}{\tau_W}\right) \right] I_1(\tau_W, \lambda_W) \right\} \quad 3.94$$

Donde θ_W es el ángulo de mezcla electrodébil. m_f la masa del fermión (con carga e_f , en unidades de e, y tercera componente de isoespín débil $T_f^{3L} = \pm \frac{1}{2}$), y A_F, A_W son las contribuciones de los loops fermiónico y del bosón W respectivamente. N_{cf} es el factor de color del fermión f . Se ha definido las relaciones:

$$\tau_f = 4 \frac{m_f^2}{m_H^2}, \quad \lambda_f = 4 \frac{m_f^2}{m_Z^2}, \quad \tau_W = 4 \frac{m_W^2}{m_H^2}, \quad \lambda_W = 4 \frac{m_W^2}{m_Z^2} \quad 3.95$$

Las integrales paramétricas se han obtenido explícitamente

$$I_1(a, b) = \frac{ab}{2(a-b)} + \frac{a^2 b^2}{2(a-b)^2} [f(a) - f(b)] + \frac{a^2 b}{(a-b)^2} [g(a) - g(b)] \quad 3.96$$

$$I_2(a, b) = -\frac{ab}{2(a-b)} [f(a) - f(b)] \quad 3.97$$

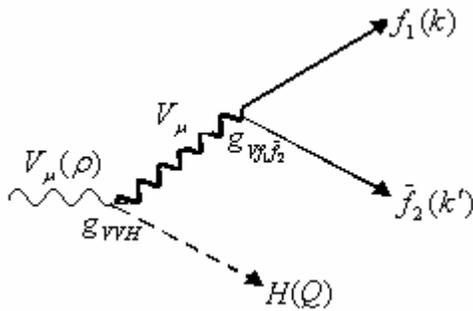
$$g(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\tau-1} \sin^{-1}(\sqrt{1/\tau}), & \text{si } \tau \geq 1 \\ \frac{1}{2} \sqrt{1-\tau} \left[\ln\left(\frac{\eta_+}{\eta_-}\right) - i\pi \right], & \text{si } \tau < 1 \end{cases} \quad 3.98$$

Con $f(\tau)$ y η_{\pm} están dados por las ecuaciones (3.89) y (3.90) respectivamente.

Una clase importante de decaimientos que serán útiles de la búsqueda de higgs, son los decaimientos raros de W y Z en los cuales el higgs aparece como un estado final de la partícula.

3.2.6 Decaimiento de bosones vectoriales a higgs. De acuerdo a los resultados obtenidos experimentalmente¹¹ se ha determinado un límite inferior de la masa del higgs de 114 GeV. Por debajo de este límite no se ha detectado, se espera que en nuevos colisionadores se encuentre dicha partícula. Por esta razón el decaimiento de la figura 3.6 no es posible.

Figura 3.6. Decaimiento del bosón vectorial en higgs y fermiones



$$-iM = \frac{\epsilon^\mu (-ig_{VH}) \left[-i \left(g_{\eta\nu} + (k+k')_\mu \frac{(k+k')_\nu}{M_V^2} \right) \right] \bar{U}(k) [-ig_{Vf_1f_2} \Gamma^\nu] U(k')}{[(\rho-Q)^2 - M_V^2 + iM_V \Gamma_V]} \quad 3.99$$

Donde $\Gamma^\nu = \gamma^\nu (C_V - C_A \gamma^5)$

Ordenando (3.99)

$$-iM = \frac{ig_{VH} g_{Vf_1f_2} \epsilon^\mu \left[g_{\eta\nu} + (k+k')_\mu \frac{(k+k')_\nu}{M_V^2} \right] \bar{U}(k) \Gamma^\nu U(k')}{[(\rho-Q)^2 - M_V^2 + iM_V \Gamma_V]} \quad 3.100$$

Despreciando la masa de los fermiones con respecto a la masa del bosón vectorial (esta aproximación no es válida para el quark top)

¹¹ S. Eidelman et al. Phys. Lett. B 592, 1 (2004). Particle Data Group. [online]. June 07-2004. Reviewed 2004 by P. J. Mohr and B. N. Taylor. [citado en 2004, 17, 24]. Disponible en Internet: <http://pdg.lbl.gov/>

$$\begin{aligned}\bar{U}(k)(k+k')_v \Gamma^v \mathcal{U}(k') &= \bar{U}(k)(k+k')_v \gamma^v (C_V - C_A \gamma^5) \mathcal{U}(k') \\ \bar{U}(k)(k+k')_v \Gamma^v \mathcal{U}(k') &= \bar{U}(k) \not{k}_v (C_V - C_A \gamma^5) \mathcal{U}(k') + \bar{U}(k) \not{k}'_v (C_V - C_A \gamma^5) \mathcal{U}(k')\end{aligned}\quad 3.101$$

$$\text{Pero } \begin{aligned}(k-m)U(k) &= 0 & \bar{U}(k)(k-m) &= 0 \\ (k'+m)\mathcal{U}(k') &= 0 & \bar{U}(k')(k'+m) &= 0\end{aligned}\quad 3.102$$

Y si despreciamos la masa entonces

$$\begin{aligned}\bar{U}(k) \not{k} &= 0 \\ k' \mathcal{U}(k') &= 0\end{aligned}\quad 3.103$$

$$M = \frac{-g_{VH} g_{Vf_1 f_2} \in_v \bar{U}(k) \Gamma^v \mathcal{U}(k')}{[(\rho - Q)^2 - M_V^2 + iM_V \Gamma_V]}\quad 3.104$$

$$\text{Se hace } A = -\frac{g_{VH} g_{Vf_1 f_2}}{[(\rho - Q)^2 - M_V^2 + iM_V \Gamma_V]} \text{ y se la reemplaza en (3.104)}$$

$$M = A \in_v \bar{U}(k) \Gamma^v \mathcal{U}(k')\quad 3.105$$

$$|M|^2 = |A|^2 \in_v [\bar{U}(k) \Gamma^v \mathcal{U}(k')] \in^*_\mu [\bar{U}(k) \Gamma^\mu \mathcal{U}(k')]^\dagger\quad 3.106$$

$$|M|^2 = \frac{|A|^2}{3} \sum_\lambda \in_v \in^*_\mu \sum_{s, s'} \bar{U}(k) \Gamma^v \mathcal{U}(k') \bar{U}(k') \Gamma^\mu U(k)\quad 3.107$$

$$|M|^2 = \frac{4}{3} |A|^2 (C_V^2 + C_A^2) \left[2(k \cdot k') + \frac{1}{M_V^2} \{ 2(k \cdot \rho)(k' \cdot \rho) - (k \cdot k') \rho^2 \} \right]\quad 3.108$$

En el sistema en reposo del bosón vectorial V $\rho_\mu = (M_V \quad 0)$

$$2(k \cdot k') + \frac{1}{M_V^2} \{ 2(k \cdot \rho)(k' \cdot \rho) - (k \cdot k') \rho^2 \} = 2(k \cdot k') + \frac{1}{M_V^2} \{ 2M_V^2 k_0 k'_0 - (k \cdot k') M_V^2 \}\quad 3.109$$

$$2(k \cdot k') + \frac{1}{M_V^2} \{ 2(k \cdot \rho)(k' \cdot \rho) - (k \cdot k') \rho^2 \} = 2k_0 k'_0 + (k \cdot k')\quad 3.110$$

De la conservación del cuadrimomentum

$$(\rho - Q)^2 = (k + k')^2\quad 3.111$$

$$(\rho - Q)^2 = 2k \cdot k' \quad 3.112$$

Despejando $k \cdot k'$

$$k \cdot k' = \frac{(\rho - Q)^2}{2} \quad 3.113$$

$$M_V = E_H + k_0 + k'_0 \Rightarrow k'_0 = M_V - E_H - k_0 \quad 3.114$$

Se reemplaza (3.113) y (3.114), en (3.110)

$$2k_0 k'_0 + (k \cdot k') = \frac{(\rho - Q)^2}{2} + 2k_0 (M_V - E_H - k_0) \quad 3.115$$

Calculo la rata de decaimiento

$$d\Gamma = \frac{|\overline{M}|^2}{2M_V (2\pi)^5} \delta^4(\rho - Q - k - k') \frac{d^3 Q}{2Q_0} \frac{d^3 k}{2k_0} \frac{d^3 k'}{2k'_0} \quad 3.116$$

Análisis del espacio de fase integrando con respecto a k'_0

$$\delta^4(\rho - Q - k - k') \frac{d^3 k'}{2k'_0} = \int \Theta(k') \delta(k'^2) \delta^4(\rho - Q - k - k') d^4 k' \quad 3.117$$

$$= \frac{1}{2|\vec{Q}||\vec{k}|} \delta\left(\frac{M_V^2 + M_H^2 - 2M_V M_H - 2M_V k_0 + 2E_H k_0}{2|\vec{Q}||\vec{k}|} - \cos\theta\right) \quad 3.118$$

$$\frac{d^3 Q}{2Q_0} \frac{d^3 k}{2k_0} \frac{d^3 k'}{2k'_0} \delta^4(\rho - Q - k - k') = \frac{d^3 Q}{2Q_0} \frac{d^3 k}{2k_0} \frac{1}{2|\vec{Q}||\vec{k}|} \delta(\dots) \quad 3.119$$

$$\frac{d^3 Q}{2Q_0} \frac{d^3 k}{2k_0} \frac{d^3 k'}{2k'_0} \delta^4(\rho - Q - k - k') = \frac{|\vec{Q}|^2 d|\vec{Q}| 4\pi |\vec{k}|^2 d|\vec{k}| 2\pi \delta(-\cos\theta)}{8|\vec{Q}||\vec{k}| Q_0 k_0} \delta(\dots) \quad 3.120$$

$$\frac{d^3 Q}{2Q_0} \frac{d^3 k}{2k_0} \frac{d^3 k'}{2k'_0} \delta^4(\rho - Q - k - k') = \pi^2 dQ_0 dk_0 \delta(-\cos\theta) \delta(\dots) \quad 3.121$$

Se observa que $\cos\theta$ restringe a los valores de k_0 y Q_0 , pero $Q_0 \equiv E_H$
Entonces la ecuación (3.121) queda:

$$\pi^2 dE_H dk_0 \delta(-\cos\theta) \delta(\dots) \quad 3.122$$

Ahora se halla los valores máximos y mínimos para la energía E_H de la conservación del momentum:

$$\rho - Q = k + k' \quad 3.123$$

$$E_H = \frac{M_V^2 + M_H^2 - 2(k \cdot k')}{2M_V} \quad 3.124$$

$$E_{H \min} = M_H \quad 3.125$$

E_H es máxima cuando $k = k' = 0$ entonces

$$E_{H \max} = \frac{M_V^2 + M_H^2}{2M_V} \quad 3.126$$

Como $-1 \leq \cos\theta \leq 1$ entonces

$$-1 \leq \frac{M_V^2 + M_H^2 - 2M_V E_H - 2M_V k_0 - 2E_H k_0}{2|Q|k_0} \leq 1 \quad 3.127$$

De la ecuación (3.127) se obtiene

$$k_0 \geq \frac{M_V^2 + M_H^2 - 2M_V E_H}{2 \left[(E_H^2 - M_H^2)^{\frac{1}{2}} - (E_H - M_V) \right]} \quad 3.128$$

$$k_0 \leq \frac{M_V^2 + M_H^2 - 2M_V E_H}{-2 \left[(E_H^2 - M_H^2)^{\frac{1}{2}} + (E_H - M_V) \right]} \quad 3.129$$

Reemplazando las ecuaciones (3.108), (3.115), y (3.122) en (3.116) se obtiene:

$$d\Gamma = A_1 \frac{\left[\frac{(\rho - Q)^2}{2} + 2k_0(M_V - E_H - k_0) \right]}{\left\{ \left[(\rho - Q)^2 - M_V^2 \right]^2 + M_V^2 \Gamma_V^2 \right\}} dE_H dk_0 \quad 3.130$$

Donde A_1 es una constante igual a:

$$A_1 = \frac{g_{VH}^2 g_{Vf_1 f_2}^2 (C_V^2 + C_A^2)}{3 * 2^4 * \pi^3 * M_V} \quad 3.131$$

Ahora se calcula

$$\frac{(\rho - Q)^2}{2} + 2k_0(M_V - E_H - k_0) = \frac{M_V^2}{2} (1 + r^2 - y + x(2 - y) - x^2) \quad 3.132$$

$$\left[(\rho - Q)^2 - M_V^2 \right]^2 + M_V^2 \Gamma_V^2 = M_V^4 \left[(r^2 - y)^2 + \gamma^2 \right] \quad 3.133$$

Donde:

$$y = 2 \frac{E_H}{M_V}, \quad r = \frac{M_H}{M_V}, \quad x = 2 \frac{k_0}{M_V}, \quad \gamma = \frac{\Gamma}{M_V} \quad 3.134$$

Se calcula los valores máximos y mínimos de x con las ecuaciones (3.128) y (3.129) reemplazadas en la ecuación (3.133)

$$x_{\min} \geq \frac{2(1 + r^2 - y)}{(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}} - (y - 2)} = \frac{2a}{(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}} - (y - 2)} \quad 3.135$$

$$x_{\max} \leq \frac{2(1 + r^2 - y)}{-\left[(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}} + (y - 2) \right]} = \frac{2a}{-\left[(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}} + (y - 2) \right]} \quad 3.136$$

Donde $a = 2(1 + r^2 - y)$

También se calculan los valores mínimos y máximos para y de las ecuaciones (3.125), (3.126) y (3.134)

$$y_{\min} = 2r \quad 3.137$$

$$y_{\max} = 1 + r^2 \quad 3.138$$

Y se halla $dE_H dk_0$

$$dE_H dk_0 = \frac{M_V^2}{4} dy dx \quad 3.139$$

Reemplazando (3.132), (3.133), (3.135), (3.136) y (3.139) en (3.130)

$$\frac{d\Gamma}{dy} = \frac{A_1}{8[(r^2 - y)^2 + \gamma^2]} \left[ax + (2 - y) \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{3} \right]_{x_{\min}}^{x_{\max}} \quad 3.140$$

$$x_{\max} - x_{\min} = (y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}} \quad 3.141$$

$$x_{\max}^2 - x_{\min}^2 = -(y - 2)(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}} \quad 3.142$$

$$x_{\max}^3 - x_{\min}^3 = (y^2 - r^2 - 3y + 3)(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}} \quad 3.143$$

Reemplazando estos valores en (3.140) se obtiene

$$d\Gamma = \frac{A_1}{4} \frac{(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}}}{[(r^2 - y)^2 + \gamma^2]} \left[\frac{2}{3} r^2 + \frac{1}{12} y^2 - y + 1 \right] dy \quad 3.144$$

Ahora se integra con respecto a y , usando los limites de integración (3.137) y (3.138)

$$\Gamma = \frac{A_1}{4} \int_{2r}^{1+r^2} \frac{(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}}}{[(r^2 - y)^2 + \gamma^2]} \left[1 - y + \frac{y^2}{12} + \frac{2}{3} r^2 \right] dy \quad 3.145$$

$$\frac{A_1}{4} = \frac{g_{V\bar{f}_1 f_2}^2 (C_V^2 + C_A^2)}{3 * 2^6 * \pi^3 * M_V} \quad 3.146$$

Pero la rata de decaimiento de un bosón vectorial decayendo a dos fermiones es

$$\Gamma(V \rightarrow f_1 \bar{f}_2) = \frac{g_{V\bar{f}_1 f_2}^2 (C_V^2 + C_A^2) M_V}{3 * 2^4 * \pi} \quad 3.147$$

Entonces la ecuación (3.145) en términos de $\Gamma(V \rightarrow f_1 \bar{f}_2)$ es:

$$\frac{A_1}{4} = \frac{g_{VWH}^2 \Gamma(V \rightarrow f_1 \bar{f}_2)}{4\pi^2 M_V^2} \quad 3.148$$

Ahora reemplazando en la ecuación (3.144)

$$\Gamma(V \rightarrow Hf_1 \bar{f}_2) = \frac{g_{VWH}^2 \Gamma(V \rightarrow f_1 \bar{f}_2)}{4\pi^2 M_V^2} \int_{2r}^{1+r^2} \left\{ \frac{(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}}}{[(r^2 - y)^2 + \gamma^2]} \left[1 - y + \frac{y^2}{12} + \frac{2}{3} r^2 \right] dy \right\} \quad 3.149$$

$$\frac{\Gamma(V \rightarrow Hf_1 \bar{f}_2)}{\Gamma(V \rightarrow f_1 \bar{f}_2)} = \frac{g_{VWH}^2}{4\pi^2 M_V^2} \int_{2r}^{1+r^2} \frac{(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}}}{[(r^2 - y)^2 + \gamma^2]} \left[1 - y + \frac{y^2}{12} + \frac{2}{3} r^2 \right] dy \quad 3.150$$

Hay dos casos

1. $V = W$

$$g_{WWH} = \frac{\nu g_2^2}{2} \quad 3.151$$

$$\frac{g_{WWH}^2}{M_W^2} = \frac{4\pi\alpha}{\text{sen}^2 \theta_w} \quad 3.152$$

$$\frac{\Gamma(W \rightarrow Hf_1 \bar{f}_2)}{\Gamma(W \rightarrow f_1 \bar{f}_2)} = \frac{\alpha}{\pi \text{sen}^2 \theta_w} \int_{2r}^{1+r^2} \frac{(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}}}{[(r^2 - y)^2 + \gamma^2]} \left[1 - y + \frac{y^2}{12} + \frac{2}{3} r^2 \right] dy \quad 3.153$$

2. $V = Z$

$$g_{ZZH} = \frac{\nu}{2} (g_1^2 + g_2^2) \quad 3.154$$

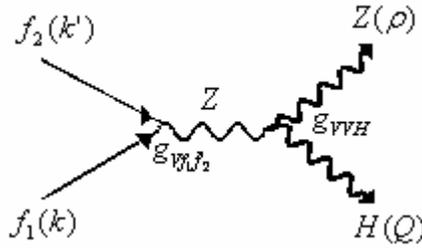
$$\frac{g_{ZZH}^2}{M_Z^2} = \frac{\pi\alpha}{\text{sen}^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \quad 3.155$$

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow Hf_1 \bar{f}_2)}{\Gamma(Z \rightarrow f_1 \bar{f}_2)} = \frac{\alpha}{4\pi \text{sen}^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \int_{2r}^{1+r^2} \left\{ \frac{(y^2 - 4r^2)^{\frac{1}{2}}}{[(r^2 - y)^2 + \gamma^2]} \left[1 - y + \frac{y^2}{12} + \frac{2}{3} r^2 \right] dy \right\} \quad 3.156$$

Para mejorar el límite de la masa de higgs, se necesita incrementar la energía en el centro de masa de la colisión e^-e^+ . A continuación se da la sección eficaz de la dispersión $e^-e^+ \rightarrow ZH$.

3.2.7 Dispersión $e^-e^+ \rightarrow ZH$

Figura 3.7 Dispersión $e^-e^+ \rightarrow ZH$



$$-iM = \bar{U}(k') \left[-ig_{Vf_1\bar{f}_2} \Gamma^\nu \right] U(k) \left[-i \left(g_{\mu\nu} + \frac{(k+k')_\mu (k+k')_\nu}{[(\rho+Q)^2 - M_Z^2]} \right) \right] (-ig_{VZH}) \epsilon^{\mu*}(\rho) \quad 3.157$$

$$M = A \epsilon_\nu^*(\rho) \bar{U}(k') \Gamma^\nu U(k) \quad 3.158$$

Donde A es:

$$A = - \frac{g_{VZH} g_{Vf_1\bar{f}_2}}{s - M_Z^2} \quad 3.159$$

$$Y \quad s = (\rho+Q)^2 = (k+k')^2 \quad 3.160$$

$$|M|^2 = A^2 \epsilon_\nu^*(\rho) \epsilon_\mu(\rho) \left[\bar{U}(k') \Gamma^\nu U(k) \right] \left[\bar{U}(k') \Gamma^\nu U(k) \right]^\dagger \quad 3.161$$

Ahora se calcula el promedio de la amplitud invariante

$$|\bar{M}|^2 = A^2 \sum_\lambda \epsilon_\nu^*(\rho) \epsilon_\mu(\rho) \frac{1}{4} \sum_{ss'} \left[\bar{U}(k') \Gamma^\nu U(k) \bar{U}(k) \Gamma^\nu U(k') \right] \quad 3.162$$

$$|\bar{M}|^2 = B \left[M_Z^2 (k+k') + 2(k \cdot \rho)(k' \cdot \rho) \right] \quad 3.163$$

$$\text{Donde } B \equiv \frac{A^2 (C_V^2 + C_A^2)}{M_Z^2} \quad 3.164$$

En términos de las constantes de Mandelstam

$$s = (\rho + Q)^2 = (k + k')^2 = 2m_e^2 + 2k \cdot k' \quad 3.165$$

Suponiendo que la masa del electrón es cero $m_e = 0$

$$k \cdot k' = \frac{s}{2} \quad 3.166$$

$$t = (k - Q)^2 = (k' - \rho)^2 = M_Z^2 - 2k' \cdot \rho \quad 3.167$$

$$k' \cdot \rho = \frac{M_Z^2 - t}{2} \quad 3.168$$

$$u = (k' - Q)^2 = (k - \rho)^2 = M_Z^2 - 2k \cdot \rho \quad 3.169$$

$$k \cdot \rho = \frac{M_Z^2 - u}{2} \quad 3.170$$

Se desarrolla el corchete de la ecuación (3.163)

$$[M_Z^2(k + k') + 2(k \cdot \rho)(k' \cdot \rho)] = \frac{1}{2}[M_Z^2 s + (M_Z^2 - u)(M_Z^2 - t)] \quad 3.171$$

Como $s + t - M_H^2 = M_Z^2 - u$

Entonces la ecuación (3.171) queda:

$$[M_Z^2(k + k') + 2(k \cdot \rho)(k' \cdot \rho)] = \frac{1}{2}[2M_Z^2 s - t(s - M_Z^2 - M_H^2) - t^2 - M_Z^2 M_H^2] \quad 3.172$$

En el sistema centro de masa

$$\sqrt{s} = k + k' = (E_k + E_{k'}, \vec{0}) \quad 3.173$$

Como $|\vec{k}| = E_k = |\vec{k}'|$ entonces $(E_k + E_{k'}, \vec{0}) = (2|\vec{k}|, \vec{0})$ y por conservación del cuadrimomento $(2|\vec{k}|, \vec{0}) = (E_Z + E_H, \vec{0})$ la ecuación (3.173) es:

$$\sqrt{s} = E_Z + E_H \quad 3.174$$

$$t = M_Z^2 - \sqrt{s}(E_Z - |\vec{\rho}_Z| \cos \theta) \quad 3.175$$

Haciendo $E_Z \sqrt{s} = \frac{1}{2} [M_Z^2 + s - M_H^2]$ y reemplazándolo en (3.175) se obtiene:

$$t = -\frac{1}{2}(-M_Z^2 - M_H^2 + s) + \sqrt{s}|\vec{\rho}_Z| \cos \theta \quad 3.176$$

Se calcula $|\vec{\rho}_Z|$

$$|\vec{\rho}_Z| = \frac{1}{2\sqrt{s}} [M_Z^4 + M_H^4 + s^2 - 2M_Z^2 M_H^2 - 2M_Z^2 s - 2M_H^2 s]^{\frac{1}{2}} \quad 3.177$$

$$t = -\frac{1}{2}(-M_Z^2 - M_H^2 + s) + \sqrt{s} \frac{1}{2\sqrt{s}} \left[\frac{M_Z^4 + M_H^4 + s^2 - 2M_Z^2 M_H^2}{-2M_Z^2 s - 2M_H^2 s} \right]^{\frac{1}{2}} \cos \theta \quad 3.178$$

Si se hace

$$a = (s - M_Z^2 - M_H^2) \quad 3.179$$

$$b = [M_Z^4 + M_H^4 + s^2 - 2M_Z^2 M_H^2 - 2M_Z^2 s - 2M_H^2 s]^{\frac{1}{2}} \quad 3.180$$

t será igual a:

$$t = -\frac{1}{2}(a - b \cos \theta) \quad 3.181$$

Reemplazando (3.172) y (3.181) en (3.163) se obtiene.

$$|\overline{\mathbf{M}}|^2 = \frac{B}{2} [2M_Z^2 s - at - t^2 - M_Z^2 M_H^2] \quad 3.182$$

Se halla la sección eficaz

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{CM} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|\vec{\rho}_Z|}{|\vec{k}|} |\overline{\mathbf{M}}|^2 \quad 3.183$$

Calculo $\frac{|\vec{\rho}_Z|}{|\vec{k}|}$ de la ecuación (3.177), (3.166) y (3.183) y obtengo:

$$\frac{|\bar{\rho}_z|}{|\bar{k}|} = \frac{b}{s} \quad 3.184$$

Sustituyendo las ecuaciones (3.181), (3.182) y (3.184) en (3.183)

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{CM} = B_1 \left[2M_Z^2 s - M_Z^2 M_H^2 + \frac{a^2}{4} - \frac{b^2}{4} \cos^2 \theta \right] \quad 3.185$$

$$\text{Donde } B_1 = \frac{bB}{128\pi^2 s^2} \quad 3.186$$

$$\sigma = 2\pi B_1 \int_0^\pi \left[2M_Z^2 s - M_Z^2 M_H^2 + \frac{a^2}{4} - \frac{b^2}{4} \cos^2 \theta \right] \text{sen} \theta d\theta \quad 3.187$$

$$\sigma = 2\pi B_1 \left[4M_Z^2 s - 2M_Z^2 M_H^2 + \frac{(s - M_Z^2 - M_H^2)^2}{2} - \frac{4s|\bar{\rho}_z|^2}{6} \right] \quad 3.188$$

Sustituyendo las ecuaciones (3.159) (3.164) (3.176) en (3.188)

$$\sigma = \frac{|\bar{\rho}_z|}{24\sqrt{s}\pi} \frac{g_{VWH}^2 g_{Vf_1\bar{f}_2}^2}{(s - M_Z^2)^2 M_Z^2} (C_V^2 + C_A^2) \left[3M_Z^2 + |\bar{\rho}_z|^2 \right] \quad 3.189$$

Como:

$$(C_V^2 + C_A^2) = \frac{1}{4} \left[1 + (1 - 4\text{sen}^2 \theta_w)^2 \right] \quad 3.190$$

$$\frac{g_{ZZH}^2}{M_Z^2} = \frac{\pi\alpha}{\text{sen}^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \quad 3.191$$

$$\text{Y } g_{Vf_1\bar{f}_2}^2 = \frac{g_2^2}{4\cos^2 \theta_w} = \frac{\pi\alpha}{\text{sen}^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \quad 3.192$$

Estos valores en (3.189)

$$\sigma = \frac{\alpha^2 \pi}{24} \frac{1}{\text{sen}^4 \theta \cos^4 \theta} \frac{|\bar{\rho}_z|}{\sqrt{s}} \frac{\left[3M_Z^2 + |\bar{\rho}_z|^2 \right]}{(s - M_Z^2)^2} \left(1 + (1 - 4\text{sen}^2 \theta)^2 \right) \quad 3.193$$

Como:

$$\frac{\alpha^2 \pi}{\sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} = \frac{2G^2 M_Z^4}{\pi} \quad 3.194$$

Se obtiene finalmente

$$\sigma = \frac{8G^2 M_Z^4}{96\pi} \frac{|\vec{\rho}_Z|^2}{\sqrt{s}} \frac{[3M_Z^2 + |\vec{\rho}_Z|^2]}{(s - M_Z^2)^2} \quad 3.195$$

12, 13, 14

¹² COMMINS, Eugene D; Bucksbaum, Philip H. Weak Interactions of Leptons and Quarks. Cambridge University, 1983. p. 33-86

¹³ DONOGHUE, Op cit. p. 415-429

¹⁴ GUNION, Jhon F; Haber, Howard E; Kane, Gordon; Dawson, Sally. The Higgs Hunter's Guide. Ciudad: Addison Wesley, 1990. p. 18-26.

4 RESULTADOS

4.1 BRANCHING RATIOS

Es el porcentaje de probabilidad de que el evento ocurra en ese suceso.

Para calcular Branching Ratios (BR) del bosón de Higgs, se tiene en cuenta la siguiente relación:

$$BR(H \rightarrow \text{partículas}) = \frac{\Gamma(H \rightarrow \text{partículas})}{\Gamma(H \rightarrow \text{todo})} \quad 4.1$$

$$\text{Donde } \Gamma(H \rightarrow \text{todo}) = \Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) + \Gamma(H \rightarrow VV) + \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) + \Gamma(H \rightarrow Z\gamma) \quad 4.2$$

Y $\Gamma(H \rightarrow VV)$ es la tasa de decaimiento de Higgs a bosones vectoriales (W^\pm y Z).

Para que un decaimiento sea permitido se debe tener en cuenta que la masa del decaimiento particular debe ser menor que la mitad de la masa de Higgs.

4.1.1. $H \rightarrow f\bar{f}$. La tasa de decaimiento para el decaimiento de Higgs en fermiones tomada de la ecuación (3.35) es:

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c m^2 M_H}{8\pi v^2} [1 - 4\chi_f^2]^{3/2}$$

Donde $\chi_f = \frac{m}{M_H}$, m es la masa del fermión, M_H es la masa del bosón de Higgs y

N_c es el multiplicador de color y retomando la ecuación (4.2), se tiene que:

$$BR(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{\Gamma(H \rightarrow f\bar{f})}{\Gamma(H \rightarrow \text{todo})} \quad 4.3$$

Teniendo en cuenta las masas de los fermiones

$$m_e = (0.51099892 \pm 0.00000004) * 10^{-3} \text{ GeV}$$

$$m_\mu = (105.658369 \pm 0.000009) * 10^{-3} \text{ GeV}$$

$$m_\tau = (1776.99_{-0.26}^{+0.29}) * 10^{-3} \text{ GeV}$$

$$m_u = (1.5 \text{ a } 4) * 10^{-3} \text{ GeV}$$

$$m_d = (4 \text{ a } 8) * 10^{-3} \text{ GeV}$$

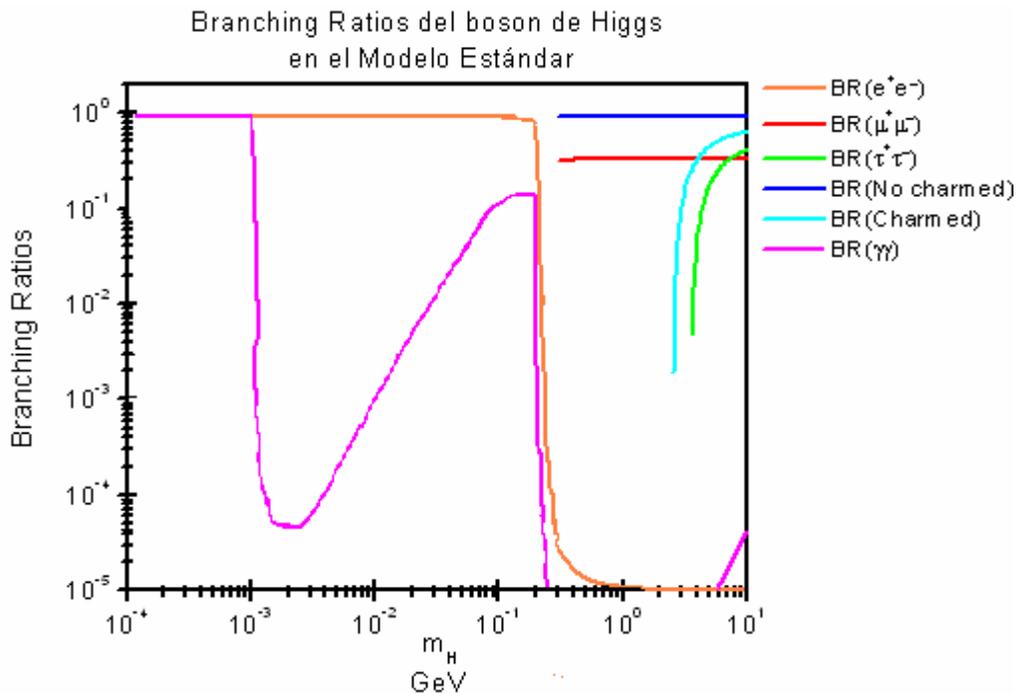
$$m_s = (80 \text{ a } 130) * 10^{-3} \text{ GeV}$$

$$m_c = (1.15 \text{ a } 1.35) \text{ GeV}$$

$$m_t = (174.3 \pm 5.1) \text{ GeV}$$

La siguiente gráfica muestra BR para el decaimiento de Higgs livianos en los diferentes canales, en función de la masa del bosón de Higgs dada en GeV. Cuyo rango de masa esta en la región $2m_e < m_H < 2m_\mu$, donde los resultados experimentales han demostrado que es imposible encontrar el higgs en esta región.

Figura 4.1. Branching Ratios para el decaimiento de Higgs livianos en el Modelo Estándar para diferentes canales; cuyos valores de masa están comprendidos entre $2m_e < m_H < 2m_\mu$



Cuando se usa las masas corrientes de los quarks implica que el decaimiento dominante en este rango de masa ($2m_e < m_H < 2m_\mu$) es $BR(H \rightarrow e^+e^-) \approx 100\%$ lo cual se observa en la figura 4.1.¹⁵

¹⁵ Ibid., p. 26-29.

4.1.2 $H \rightarrow W^+W^-, ZZ$. Tomando las ecuaciones (3.48), (3.49) y (4.2) se realiza el mismo cálculo anterior

$$BR(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{\Gamma(H \rightarrow W^+W^-)}{\Gamma(H \rightarrow \text{todo})} \quad 4.4$$

$$BR(H \rightarrow ZZ) = \frac{\Gamma(H \rightarrow ZZ)}{\Gamma(H \rightarrow \text{todo})} \quad 4.5$$

Sustituyendo las masas del bosón W y Z, se realiza las gráficas correspondientes Ver la figura 4.2.

$$m_W = 80.425 \pm 0.038 \text{ GeV}$$

$$m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

4.1.3 $H \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$

Con las ecuaciones (3.84), (3.91) y (4.2) se realiza los cálculos pertinentes

$$BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(H \rightarrow \text{todo})} \quad 4.6$$

$$BR(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{\Gamma(H \rightarrow Z\gamma)}{\Gamma(H \rightarrow \text{todo})} \quad 4.7$$

Y se realiza la grafica correspondiente a cada decaimiento en función de la masa del Higgs en GeV.

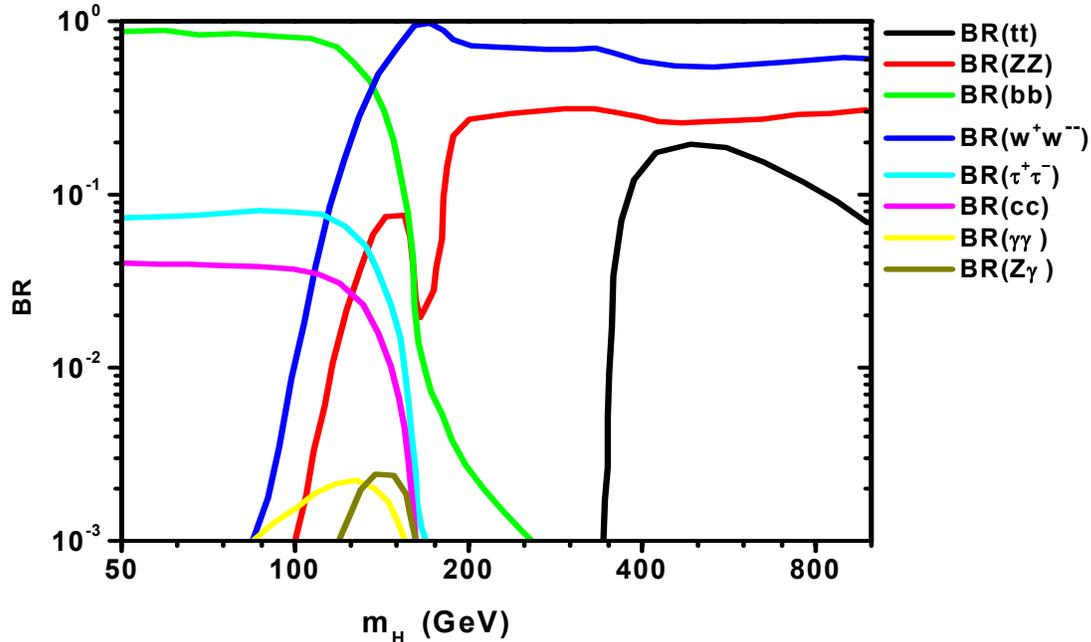
En la figura 4.1 se observa que en la región $2m_e < m_H < 2m_\mu$, el decaimiento $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ es $\approx 14\%$.

A continuación se presenta la grafica de Branching Ratios del bosón de Higgs para diferentes canales en el rango de masa $(50 < m_H < 1000) \text{ GeV}$

Para analizar los decaimientos dominantes en este rango se tiene en cuenta cual es la masa del bosón de Higgs.

Analizando la figura 4.2, hay tres posibilidades, dependiendo del tamaño del Higgs.

Figura 4.2. Branching Ratios del bosón de Higgs en el Modelo Estándar para diferentes decaimientos, cuya masa del Higgs esta comprendida entre 50 y 1000 GeV



- $m_H < 2m_W$

En este caso el decaimiento dominante es el de $H \rightarrow b\bar{b}$, seguido del $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ y $H \rightarrow c\bar{c}$

- $2m_W < m_H < 2m_t$

En esta región el quark t es muy pesado para ser producido, entonces el Higgs prefiere decaer en pares de bosones gauge.

- $m_H > 2m_t$

Aquí el Higgs decae en un par $t\bar{t}$, pero para un bosón de Higgs muy pesado los decaimientos en bosones W son los que dominan^{16, 17}.

¹⁶ KRAWCZYK, Maria. Institute of Theoretical Physics, Warsaw University, ul. Hoza,00681, Warsaw, Poland. Where is the Higgs Boson?. 2004, 12, 02. [online]. [citado en 2005, 03, 20]. Disponible en Internet: <http://de.arxiv.org/abs/hep-ph/9812493>

¹⁷ BURGESS Cliff p. and Moore Guy D. A primer on the Standard Model. s. n., s. I. Abril 26, 2004. p. 145-150.

4.1.4 $W, Z \rightarrow Hf_1\bar{f}_2$. Retomando las ecuaciones (3.153) y (3.156) y desarrollando la integral en los límites $2r \leq y \leq 1+r^2$, se obtiene, respectivamente las siguientes expresiones para los branching ratios:

$$\frac{BR\Gamma(W \rightarrow Hf_1\bar{f}_2)}{BR\Gamma(W \rightarrow f_1\bar{f}_2)} = \frac{\alpha}{12\text{sen}^2\theta_w} \left[\frac{3r(r^4 - 8r^2 + 20)}{\sqrt{(4-r^2)}} \cos^{-1}\left(\frac{r(3-r^2)}{2}\right) - 3[r^4 - 6r^2 + 4]\ln(r) - \frac{1}{2}(1-r^2)(2r^4 - 13r^2 + 47) \right] \quad 4.8$$

Donde $r = \frac{M_H}{m_W}$

$$\frac{BR\Gamma(Z \rightarrow Hf_1\bar{f}_2)}{BR\Gamma(Z \rightarrow f_1\bar{f}_2)} = \frac{\alpha}{48\text{sen}^2\theta_w \cos^2\theta_w} \left[\frac{3r(r^4 - 8r^2 + 20)}{\sqrt{(4-r^2)}} \cos^{-1}\left(\frac{r(3-r^2)}{2}\right) - 3[r^4 - 6r^2 + 4]\ln(r) - \frac{1}{2}(1-r^2)(2r^4 - 13r^2 + 47) \right] \quad 4.9$$

Donde $r = \frac{M_H}{m_Z}$

En las ecuaciones (4.8) y (4.9) se desprecia la masa del fermión y la amplitud Γ_Z .

Sustituyendo los valores de las constantes y las masa de los bosones W y Z

$$\text{sen}^2\theta_w = 0.23149 \pm 0.00015$$

$$\alpha = 128.877^{-1} \pm 5.418 * 10^{-6}$$

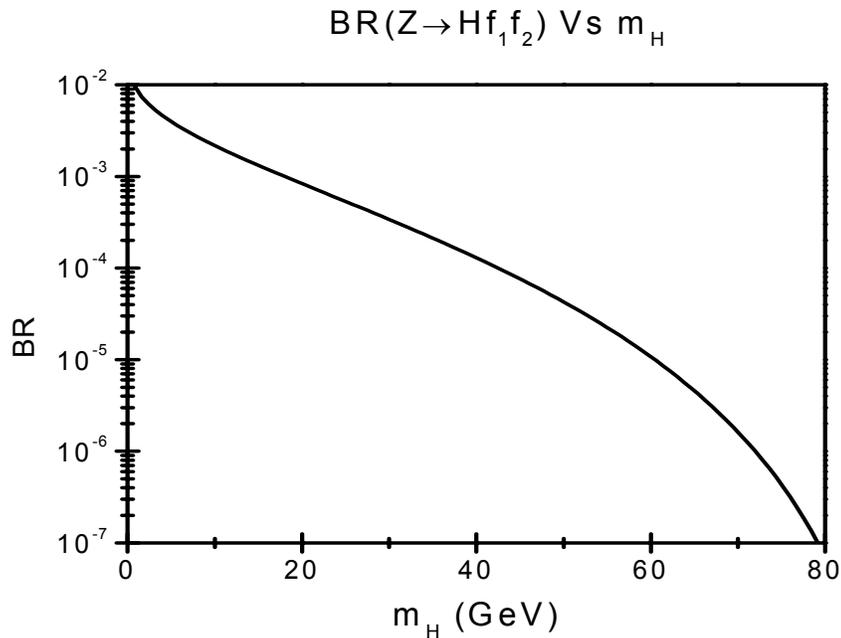
$$m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

$$m_W = 80.425 \pm 0.038 \text{ GeV}$$

Se realiza las graficas correspondientes, en función de la masa del Higgs y se hace el respectivo análisis.

En la figura se muestra Branching Ratio para el decaimiento $Z \rightarrow Hf_1\bar{f}_2$ sumando sobre fermiones, como función de m_H y como el quark t es muy pesado entonces, no aparece en este decaimiento.

Figura 4.3. Branching Ratio para el decaimiento $Z \rightarrow Hf_1\bar{f}_2$, cuyos valores de masa del Higgs están comprendidos entre 0 y 80 GeV.



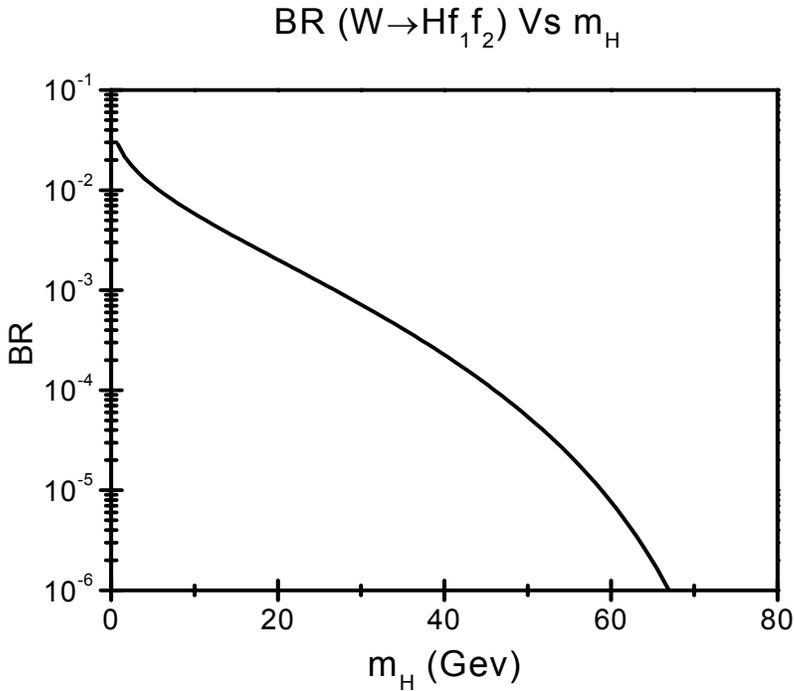
En la figura se observa que esta producción de Higgs no puede ser mayor del 1%, además decrece a medida que m_H aumenta. Por ejemplo cuando $m_H \approx 0$ $BR \approx 10^{-2}$, y cuando $m_H \approx 40$ $BR \approx 10^{-4}$.

En la siguiente figura se grafica Branching Ratio para el decaimiento $W \rightarrow Hf_1\bar{f}_2$ en función de m_H , en este decaimiento también se ignora la masa de los fermiones, excepto m_t , la cual es muy pesada y por lo tanto el quark t no participa.

En la figura 4.4 se observa que para valores de m_H cercanos a cero la producción esta entre el 1 y 10%. Igual que en el anterior decaimiento a medida que m_H aumenta la producción decrece¹⁸.

¹⁸ GUNION, Op. cit., p. 56-59.

Figura 4.4. Branching Ratio para el decaimiento $W \rightarrow Hf_1\bar{f}_2$, cuyos valores de masa del Higgs están comprendidos entre 0 y 80 GeV.



4.2 Análisis de la Dispersión $e^+e^- \rightarrow HZ$

Este decaimiento es uno de los posibles mecanismos de producción de Higgs

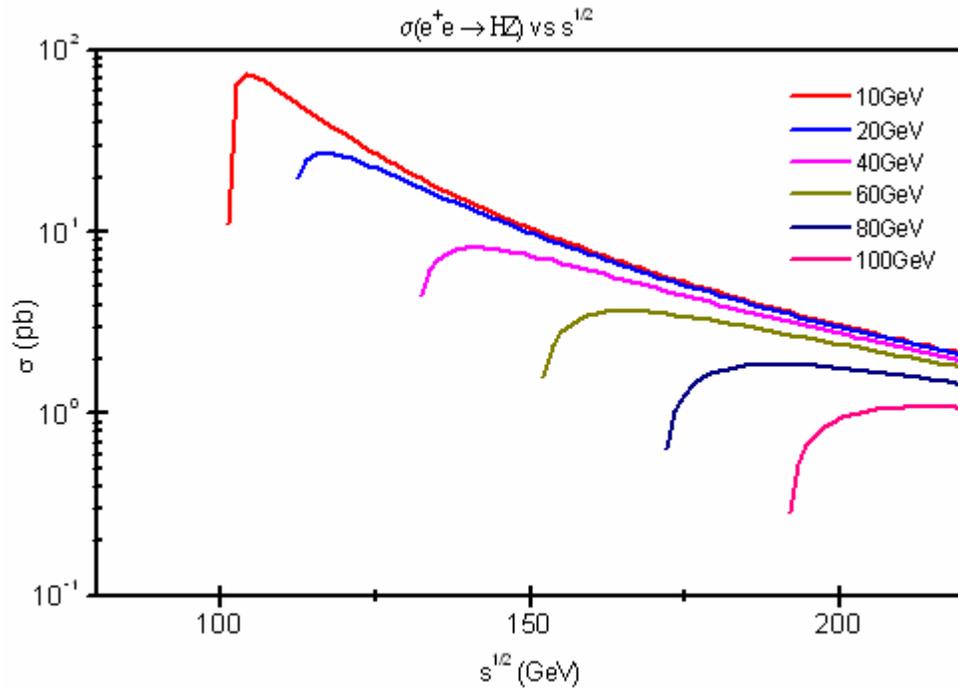
$$\sigma = \frac{\alpha^2 \pi}{24} \frac{1}{\sin^4 \theta \cos^4 \theta} \frac{|\vec{p}_Z|}{\sqrt{s}} \left[\frac{3M_Z^2 + |\vec{p}_Z|^2}{(s - M_Z^2)^2} \right] \left(1 + (1 - 4\sin^2 \theta)^2 \right) \quad 4.10$$

La figura 4.5 muestra la sección transversal para $e^+e^- \rightarrow HZ$ en función de la energía en el centro de masa \sqrt{s} , para varios valores de la masa de Higgs.

Se observa que el punto máximo de la sección transversal para la energía en el centro de masa está dado por la siguiente relación $\sqrt{s} \approx m_Z + \sqrt{2}m_H$ ¹⁹.

¹⁹ Ibid., p. 138-142.

Figura 4.5. Sección transversal total para $e^+e^- \rightarrow HZ$ como una función de \sqrt{s} para varios valores de masa del bosón de Higgs.



5. CONCLUSIONES

El mecanismo llamado rompimiento espontáneo de simetría, que consiste en adicionar un campo escalar y un potencial en la teoría, de tal forma que el lagrangiano respete la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, pero el vacío electrodébil no. Dicho mecanismo genera las masas de los fermiones y bosones gauge y aparece el bosón de Higgs como un campo escalar real. La importancia de la detección del bosón de Higgs radica en que este da mayor validez al Modelo Estándar.

Los gráficos que resumen los decaimientos más importantes del bosón de Higgs en el Modelo Estándar, muestran que para masas de Higgs menores que 140 GeV, los decaimientos que dominan son los fermiónicos, de los cuales el decaimiento $H \rightarrow b\bar{b}$ tiene el más alto porcentaje de probabilidad de que ocurra (BR). Otros decaimientos tales como $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ y $H \rightarrow c\bar{c}$ contribuyen por debajo del 10%. Para masas de Higgs superiores a 140 GeV, los decaimientos dominantes son los bosónicos $H \rightarrow W^+W^-$ y $H \rightarrow Z^0Z^0$. Estos resultados coinciden con los reportados por Particle Data Group.

El principal mecanismo para producir partículas de Higgs en el Modelo Estándar es el llamado Higgs – strahlung ($e^+e^- \rightarrow HZ^0$), el cual consiste en una colisión de un electrón con un positrón creando un bosón Z virtual que forma un Higgs y un bosón Z. Según el gráfico de sección transversal en función de la energía en el centro de masa se observa que el punto máximo para la energía en el centro de masa es aproximadamente igual a $M_Z + \sqrt{2}m_H$.

El hecho de que el bosón de Higgs no haya sido detectado hasta el momento y que el Modelo Estándar no sea capaz de explicar las masas de las partículas deja abierta la posibilidad de que el Modelo Estándar no sea la última teoría que unifique todas las interacciones. Por lo tanto es necesario explorar una región de energías más altas que permita la búsqueda del bosón de higgs en un amplio intervalo de energías, así como de nuevas partículas cuya existencia (hasta ahora excluida por los resultados de LEP) está predicha en teorías alternativas al Modelo Estándar

BIBLIOGRAFÍA

BATTAGLIA, Marco. Measuring Higgs Branching Ratios and telling the S.M. from a MSSM. Higgs Boson at the e^+e^- Linear Collider. [online]. 7 de octubre 1999. [Citado en 2004, 09, 05]. Disponible en Internet: http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/9910/9910271.pdf.

BURGESS, Cliff and MOORE, Guy D. A primer on the Standard Model. s. n., s. l. Abril 26, 2004. p. 145-150.

CABRAL, Luis G. Introducción al Modelo Estándar en el Background field method electrodébil. Revista Mexicana de Física. 48 (2). p. 155-181.

COMMINS, Eugene D and BUCKSBAUM, Philip H. Weak Interactions of Leptons and Quarks. Cambridge University, 1983. p. 33-86

DONOGHUE, Jhon F; GOLOWICH, Eugene and HOLSTEIN, Barry R. Dynamics of the Standard Model, Cambridge Monographs on Particle Physics Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge, 1992. p. 415-429.

EIDELMAN S. et al. Phys. Lett. B 592, 1 (2004). Particle Data Group. [online]. June 07-2004. Reviewed 2004 by P. J. Mohr and B. N. Taylor. [citado en 2004, 07, 24]. Disponible en Internet: <http://pdg.lbl.gov/>

Enciclopedia Libre Universal en Español. Modelo electrodébil. [online]. abril 2004. [Citado en 2004, 06, 25]. Disponible en Internet: http://enciclopedia.us.es/index.php/modelo_electrod%20bil.

GOMÉZ CAMACHO, Joaquín. Partículas Elementales. [online]. 6 de junio de 2001. [Citado en 2004, 11, 15]. Disponible en Internet: <http://www.cica.es/aliens/dfamnus/cursos/particulas/apuntes.pdf>.

GRÜNEWALD, Martin. Electroweak precision Data Global Higgs Analysis. [online]. 15 de abril 2003. [Citado en 2004, 10, 25]. Disponible en Internet: http://arxiv.org/PS_cache/hep-ex/pdf/0304/0304023.pdf.

GUNION, Jhon F et al. The Higgs Hunter's Guide. Addison Wesley, 1990. p. 18-26.

HALZEN, Francis and Martin, Alan. Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics. John Wiley & Sons. 1984.

KEMENES IGO, P. Physikalisches Institut, Heidelberg, Germany. Higgs Bosons- H^0 and H^\pm searches for. [online]. Revisado octubre de 2003. [Citado en 2004, 06, 17] Disponible en Internet: <http://pdg.lbl.gov>.

KRAWCZYK, Maria. Institute of Theoretical Physics, Warsaw University, ul. Hoza,00681, Warsaw, Poland. Where is the Higgs Boson?. 2004, 12, 02. [online]. [citado en 2005, 03, 20]. Disponible en Internet: <http://de.arxiv.org/abs/hep-ph/9812493>.

LINDE, Andrei. Particle Physics and Inflationary Cosmology. Stanford University and Lebedev Physical Institut Moscow. 1990. p. 1-66

MELLADO, Bruce; UNAL, Guillaume and WU, Sau Lan. Higgs Production Cross-Sections and Branching Ratios for the ATLAS Higgs Working Group. [online]. 2004 [Citado en 2005, 01, 30]. Disponible en Internet: <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/HIGGS/higgs-xsec/cross.pdf>.

MENCHACA ROCHA, Arturo. Unificación Electrodébil: Salam, Weinberg, Van Deer Meer y Rubia. [Online]. 1996. [Citado en 2004, 07, 27]. Disponible en Internet:http://omega.ilce.edu.mx:3000/sites/ciencia/volumen2/ciencia3/068/htm/sec_15.htm.

MILANES, Diego y ALEXIS J. Búsqueda del Bosón de Higgs del MS mediante decaimientos fermiónicos en colisionadores de fotones. MOMENTO. 26. 2003. p. 1-4.

NEBOT GÓMEZ, Miguel. Violación de CP y Nueva Física en la mezcla de Mesones B. Trabajo de investigación en Física Teórica y Astrofísica. Universidad de Valencia-CSIC., Septiembre de 2002. (s.p.i) p. 8-21.

REGO, Manuel. Cosmología II (3), las cuatro fuerzas de la naturaleza. [online]. 02-11-1999. [Citado en 2004, 07, 22]. Disponible en Internet: http://www.cnice.mecd.es/tematicas/cosmologia/1999_11/1999_11_02.html#C62P2

REINA Laura. TASI. Higgs Bosón Physics, part I. [online]. 2004. [Citado en 2005, 03, 15]. Disponible en Internet: http://www.hep.fsu.edu/~reina/talks/tasi04_1.pdf.

Teorías Clásicas y Cuánticas de Campos de Norma. Avance y perspectiva. En: Revista del Cinvestav. Enero-febrero 1996. (s.n.), (s.l.), (s.f.). p. 176-178

VAN VULPEN, Ivo Boely. Measurement of Z boson pair production and a search for the Higgs boson in $e^+ e^-$ collisions at LEP. [online]. Thesis of the research programme of "het National Institute voor Kernfysica en Hoge – Energie Physical"

in Amsterdam. s. n: Amsterdam. April 18, 2002. [citado en 2004-06-16]. Disponible en Internet: www.nikhef.nl/pub/services/biblio/theses_pdf/thesis_l_v_Vulpen.pdf

VELTMAN, Martinus J. El bosón de Higgs. Investigación y Ciencia. 124. 1987. p. 52-59.

(s.l.), (s.n.). [online]. 31-10-2002. [Citado en 2004, 05, 18]. Disponible en Internet: http://www.astrocosmo.cl/h-foton/h-foton-12_02-01.htm.

ANEXOS

Anexo A. Las reglas de Feynman. El modelo general para la evaluación de amplitudes de dispersión y ratas de decaimiento, dependiendo del caso, es encontrar los elementos de matriz en términos de la teoría de campos, los cuales son expresados en términos de los correspondientes operadores de creación o aniquilación. En cada caso se escoge los factores correspondientes para los vectores de polarización o espinores en la expansión de los campos, para las constantes de acoplamiento y las matrices de Dirac de las interacciones lagrangianas. Estas reglas se pueden resumir gráficamente por un camino que permite hallar la amplitud directamente, el procedimiento esta asociado a la línea de propagación de cada partícula. Las líneas trazadas por este camino forman los diagramas de Feynman que están asociados con los elementos de matriz.

A continuación se presenta las reglas de Feynman del Modelo Estándar es decir se lista una serie de factores propios que pueden estar asociadas con cada línea interna, línea externa y vértices para realizar una gráfica y poder calcular la correspondiente Amplitud y una vez encontrada ésta se puede hallar la rata de decaimiento expresada por:

$$d\Gamma_n = (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \frac{1}{2E} \sum_{i=1}^n \frac{d^3k_i}{(2\pi)^3 2E_{k_i}} |M|^2 \quad \text{A.1}$$

Y la sección transversal para el proceso en consideración, dada por:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \frac{1}{4EE'v} \sum_{i=1}^n \frac{d^3k_i}{(2\pi)^3 2E_{k_i}} |M|^2 \quad \text{A.2}$$

- Líneas externas. Las partículas inicial y final aparecen como líneas externas. En seguida se presenta líneas entrantes (estado inicial) y líneas salientes (estado final) de partículas de espín cero, espín 1/2 y espín 1; la flecha indica la dirección del flujo del numero de fermiones; el punto indica donde se une a un vértice de interacción.

| Partícula | Línea Entrante | Factor Multiplicativo | Línea Saliente | Factor Multiplicativo |
|-------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------|
| Espín cero |  | 1 |  | 1 |
| Espín 1/2 (fermión) |  | $u_i(\vec{p}, s)$ |  | $\bar{u}_i(\vec{p}, s)$ |
| Espín 1/2 (antifermión) |  | $\bar{v}_i(\vec{p}, s)$ |  | $v_i(\vec{p}, s)$ |
| Espín 1 |  | $\epsilon_\mu(\vec{p}, s)$ |  | $\epsilon_\mu^*(\vec{p}, s)$ |

- Líneas internas. Una línea interna esta dada por el propagador para la correspondiente partícula (partícula virtual) e inician y finalizan en puntos llamados vértices.

| Partícula | Línea Interna | Propagador |
|-------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|
| Espín cero |  | $\frac{-i}{m^2 - k^2 - i\epsilon}$ |
| Espín $\frac{1}{2}$ (fermión) |  | $\frac{-i(m + \not{k})}{m^2 - k^2 - i\epsilon}$ |
| Espín 1 (fotón) |  | $\frac{g_{\mu\nu}}{-k^2 - i\epsilon}$ |
| Espín 1 (Bosón) |  | $\frac{i(g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / m^2)}{m^2 - k^2 - i\epsilon}$ |

- Vértices

| | |
|--------------------------|------------------------------------------|
| Espín cero | $ie(p + p')^\mu$ |
| Espín 1/2 | $ie\gamma^\mu$ |
| $H \rightarrow f\bar{f}$ | $\frac{-igm_f}{2m_W}$ |
| $H \rightarrow W^+W^-$ | $igm_W g^{\mu\nu}$ |
| $H \rightarrow Z^0Z^0$ | $\frac{igm_Z}{2\cos\theta_W} g^{\mu\nu}$ |

Anexo B. Asignación de isoespín carga y acoples

| Partículas | T | T _F ³ | Q _F | C _A ^F | C _V ^F |
|--------------------|---------------|-----------------------------|----------------|-----------------------------|--------------------------------------------------|
| ν_ℓ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ |
| ℓ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | -1 | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2} + 2\text{sen}^2\theta_W$ |
| $p \equiv u, c, t$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{2}{3}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\text{sen}^2\theta_W$ |
| $n \equiv d, s, b$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{3}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\text{sen}^2\theta_W$ |

Anexo C. Constantes utilizadas en los cálculos

| | |
|------------------------------|------------------------------------------------------------|
| Constante de Fermi | $G_F = (1.16637 * 10^{-5} \pm 10^{-10}) GeV^{-2}$ |
| Constante de estructura fina | $\alpha = (128.877)^{-1} \pm 5.418 * 10^{-6}$ |
| Constante de Newton | $G_N = (6.6742 \pm 10^{-3}) * 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2}$ |
| Ángulo de mezcla débil | $sen^2 \theta_W = 0.23149 \pm 0.00015$ |
| Masa del electrón | $m_e = 0.51099892 \pm 0.00000004 MeV$ |
| Masa del muón | $m_\mu = 105.65836900 \pm 0.00000900 MeV$ |
| Masa del tau | $m_\tau = 1776.99^{+0.29}_{-0.26} MeV$ |
| Masa del quark up | $m_u = 1.5 - 4 MeV$ |
| Masa del quark down | $m_d = 4 - 8 MeV$ |
| Masa del quark strange | $m_s = 80 - 130 MeV$ |
| Masa del quark charmed | $m_c = 1.15 - 1.35 GeV$ |
| Masa del quark bottom | $m_b = 4.1 - 4.4 GeV$ |
| Masa del quark top | $m_t = 174.3 \pm 5.1 GeV$ |
| Masa del bosón W | $m_W = 80.425 \pm 0.038 GeV$ |
| Masa del bosón Z | $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 GeV$ ²⁰ . |

²⁰ S. Eidelman et al. Phys. Lett. B 592, 1 (2004). Particle Data Group. [online]. June 07-2004. Reviewed 2004 by P. J. Mohr and B. N. Taylor. [citado en 2004, 17, 24]. Disponible en Internet: <http://pdg.lbl.gov/>