



Universidad Michoacana De San Nicolás De Hidalgo



Facultad de Ciencias Físico Matemáticas
“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

Teorías de Norma y Correcciones Radiativas

Tesis

que para obtener el grado de:

Maestro en Ciencias en Ingeniería Física

Presenta:

Victor Manuel Torres
Dominguez

Asesor:

Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Coasesor:

Dr. Javier Montaña Domínguez

Morelia, Michoacán, agosto 2023

De todas las clases de ignorancia (la de imaginarse saber lo que no se sabe) es la única, a mi parecer, que merece completamente ser llamada con ese nombre.

-Platón, El sofista.

Agradecimientos

A mis padres Ildalia y Víctor por todo el apoyo y cariño que de ustedes he recibido en estos años, pero sobre todo por apoyar este largo y sinuoso proyecto que ha incluido mi ausencia y dificultades de todo tipo.

A mis padrinos, Adriana y Pascual, por todos los cuidados y atenciones que de ustedes he recibido, incluso desde antes de nacer. Pero en especial mi madrina Adriana por enseñarme aquel aforismo de la educación que tan lejos me llevado; «Lo importante es no reprobar».

A mis asesores, Dr. Fernando Ramírez y Dr. Javier Montaña, Virgilios, que con paciencia y dedicación me han guiado en esta travesía académica.

A mis amigos, Valeria y Didier, acres seres que han sido un gran apoyo en la academia y, en los últimos años un ingente apoyo anímico; y sin los cuales esta tesis se habría escrito con un hígado en mejor estado.

Agradezco el apoyo financiero de SNI-CONAHCYT así como a Investigadoras e Investigadores por México-CONAHCYT, Proyecto 1753.

Resumen

El Modelo Estándar es la teoría que describe el comportamiento de la naturaleza a nivel cuántico. Sin embargo, a pesar del éxito que esta teoría ha tenido, en sus formulaciones y convenciones empleadas, según en qué bibliografía se consulte, la convención de signos que se emplea en la literatura no es única; lo que tiene repercusiones en las reglas de Feynman. Las discrepancias que se presentan en las reglas de Feynman reportadas han de tenerse presente al emplearlas en cálculos fenomenológicos, ya que, debido a la diferencias de signos que pueden presentarse, es posible, en primer lugar, que conduzca a variaciones en las predicciones de observables físicas, y en segundo lugar, que conduzca a la no cancelación de divergencias UV en correcciones radiativas. En la búsqueda de una convención que mantenga un conjunto de signos consistentes se efectuó una extensa búsqueda biográfica, para así alcanzar un grupo de reglas de Feynman, igualmente, consistentes.

A la par que se realiza el estudio de las convenciones que se emplean en el Modelo Estándar, se lleva a cabo un análisis de las consecuencias de la fijación de una norma no lineal. A nivel de lagrangiano se introdujo un parámetro auxiliar que permite discernir entre una lagrangiana para la norma no lineal, sí como una para la norma lineal. Mas, se presentan las reglas de Feynman de la teoría electrodébil para la norma no lineal. En el sector de fantasmas, allende el impacto de la fijación de norma no lineal, incluye la investigación del impacto de una lagrangiana más allá de la prescripción de Faddeev - Popov. Producto de la introducción de esta nueva lagrangiana se presentan nuevas reglas de Feynman, así como cambios en las reglas de Feynman preexistentes. En este rubro, se localizaron cambios de signos en varias reglas de Feynman.

Como último componente de esta empresa, se presenta en esta tesis un estudio fenomenológico; el cual se realiza para complementar la formación de física de altas energías. Al hacer uso de lagrangianos efectivos, se inspeccionan las propiedades débiles de fermiones cargados, las cuales se inducen a nivel de un lazo por medio del cambio de sabor entre fermiones promovido por el bosón de Higgs. Se analiza el vértice que describe el acoplamiento renormalizable más general de un campo escalar a un par de fermiones, tal que se reproducen las características predichas por la mayoría de los sectores extendidos de Yukawa que inducen cambio de sabor. Se estudia también el acotamiento del parámetro que media el cambio de sabor en el vértice $Hf_i f_j$ mediante los datos experimentales reportados para los decaimientos $\tau \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell_i$.

Palabras clave: Modelo Estándar, reglas de Feynman, sector fantasma, fijación de norma, violación de sabor.

Abstract

The Standard Model is the theory that describes the behaviour of nature at the quantum level. However, despite the success of this theory, the sign convention used in the literature is not unique; this has implications for the Feynman rules. The discrepancies that occur in the reported Feynman rules must be kept in mind when using them in phenomenological calculations, since, due to the differences in signs that may occur, it is possible that divergences may persist; thus, reliability in phenomenology is lost. In the search for a convention that maintains a consistent set of signs, an extensive bibliographical search was carried out in order to reach a set of equally consistent Feynman rules.

Along with the study of the conventions used in the Standard Model, an analysis of the pursuits of fixing a nonlinear norm is carried out. At the lagrangian level, a norm parameter is presented which allows to discern between a lagrangian for the nonlinear gauge, as well as one for the linear gauge. Moreover, the Feynman rules of the electroweak theory for the nonlinear gauge are presented. In the ghost sector, beyond the impact of the nonlinear gauge fixing, it includes the investigation of the impact of a lagrangian beyond the Faddeev-Popov prescription. As a result of the introduction of this new lagrangian, new Feynman rules are introduced, as well as changes in the pre-existing Feynman rules. In this item, sign changes were found in several Feynman rules.

As the last component of this project, a phenomenological study is presented in this thesis; it is performed to complement the training of high energy physics. By making use of effective Lagrangians, the weak properties of charged fermions, which are induced at the level of a loop by means of the flavor change between fermions promoted by the Higgs boson, are inspected. The vertex describing the most general renormalizable coupling of a scalar field to a pair of fermions is analyzed, such that the features predicted by most of the extended Yukawa sectors that induce flavor changing are reproduced. The bounding of the flavor changing mediating parameter at the $Hf_i f_j$ vertex is also studied using the experimental data reported for the $\tau \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell_i$ decays.

Keywords: Standard Model, Feynman rules, ghost sector, gauge fixing, flavor violation.

Índice general

Introducción	XIII
1. Modelo Estándar	1
1.1. Simetrías	1
1.1.1. Grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$	2
1.1.2. Grupo de simetría $SU(3)_C$	4
1.2. Lagrangianas de Norma y Fermiones	5
1.3. Lagrangiana de Higgs	6
1.4. Lagrangiana de Yang-Mills	9
1.5. Lagrangiana de Yukawa y matriz CKM	12
1.6. Lagrangiano Completo del Modelo Estándar	13
2. Norma No Lineal	15
2.1. Funciones de Fijación de Norma	15
2.2. Lagrangiana de Fijación de Norma	17
2.3. Transformaciones BRST	18
2.3.1. Estructura de la acción invariante BRST	18
2.3.2. Transformaciones BRST	21
2.4. Lagrangiana Fantasma	25
3. Reglas de Feynman	31
3.1. Lagrangiana de Higgs	31
3.2. Lagrangiana de Yang-Mills	37
3.3. Propagadores de los campos	38
3.4. Lagrangiana Fantasma	40
3.5. Propagadores Fantasma	47
4. Fenomenología	49
4.1. Anomalía Electromagnética Débil	49
4.2. Estimación del Parámetro de Cambio de Sabor	51
4.3. Evaluación del Factor de Forma Magnético Débil	52
5. Conclusiones	53
Bibliografía	57

Introducción

El Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales (ME) brinda una descripción de la naturaleza a escala cuántica, para lo cual toma base en el grupo de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [1], donde $SU(3)_C$ es el grupo asociado a la interacción fuerte, mientras que el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ caracteriza la teoría electrodébil. Dentro de la teoría electrodébil ostenta los bosones $W^\pm$, Z , encargados de mediar la interacción débil; y el fotón, encargado de mediar la fuerza electromagnética. Con el objetivo de dotar de masa a los bosones débiles se implementa el mecanismo de Higgs (MH) [2], el cual requiere de la introducción de un doblete escalar de $SU(2)_L$ que permite romper espontáneamente el grupo electrodébil al grupo electromagnético, $U(1)_Y$, dejando así a la simetría del grupo electromagnético como la única de la teoría electrodébil. En este proceso dos de las tres componentes del doblete introducido son absorbidas por sendos campos de norma, adquiriendo con ello su masa; la componente restante es el campo escalar de Higgs. Es en el MH en donde surgen los llamados pseudobosones de Goldstone (PBG), los cuales representan las componentes longitudinales de los bosones débiles. Estos campos de Goldstone no son generados nivel de lagrangiano, ello conduce a la necesidad de fijar la norma. Sin embargo, los propagadores de los bosones masivos que surgen de esta manera de fijar la norma suelen generar divergencias, estos no son los más convenientes para los cálculos a nivel de lazo, motivo por el cual la teoría electrodébil ha de ser cuantizada mediante normas de tipo renormalizable que ayuden a eludir dichas divergencias.

El sector de Yang-Mills representa sistemas singulares sujetos a diferentes constricciones de primera clase que forman los generadores de simetría de norma, esto en el formalismo Hamiltoniano [4]. Producto de la libertad de norma, el hamiltoniano se vuelve dependiente de multiplicadores arbitrarios de Lagrange. Esto repercute en que al partir de un punto, el sistema evoluciona en un conjunto de historias que dependen de los valores que tomen los multiplicadores mientras está en la superficie de las constricciones. Vale decir, a un tiempo dado, existen múltiples conjuntos de coordenadas que son capaces de caracterizar el estado físico del sistema; los cuales deben de ser considerados equivalentes debido a la arbitrariedad del hamiltoniano. Dicho de otra forma, los sistemas de norma presentan degeneración [4, 5]. Por definición, los observables, también llamadas cantidad de primera clase, tienen paréntesis de Poisson nulo tras considerar las constricciones, también llamadas constricciones de primera clase. Con el objetivo de romper la degeneración del sistema se debe elegir un conjunto de coordenadas. Dicho procedimiento se conoce como fijación de la norma. Nótese que al ser las observables físicas independientes del conjunto de coordenadas solo es necesario seleccionar uno de ellos a un tiempo dado. El proceso de fijación de norma se realiza mediante la introducción de condiciones suplementarias al sistema, i.e., agregar nuevas constricciones sobre el sistema, también llamadas constricciones de segunda clase. Mientras que las constricciones de primera clase surgen de un conjunto de ecuaciones de Hamilton extendido, las constricciones de segunda clase son aquellas que emanan de imponer condiciones de consistencia a las constricciones pri-

marias. Dado que las condiciones de primera clase aunadas a las de segunda clase deben conformar un conjunto de constricciones de primera clase, que son exclusivas de sistemas no degenerados, las condiciones suplementarias no pueden ser arbitrarias [4,5]. Estas condiciones, y en particular, su estructura son las que han de indicar la manera en que se define una teoría no degenerada. Estas condiciones, además, deben satisfacer covariancia de Lorentz y covariancia bajo el grupo electromagnético. La necesidad de satisfacer la covariancia bajo el grupo electromagnético se fundamenta a que en este trabajo se estudia la fijación de norma no lineal para la teoría electrodébil. Por otra parte, la covariancia de Lorentz para estas constricciones no puede satisfacerse a nivel de espacio fase, sino a nivel del espacio de configuración, para lo cual es esencial en criterio de invariancia bajo las transformaciones BRST [6–8]. Esto es, cuando se fija la norma sobre la teoría, esta se vuelve invariante bajo una simetría global, llamada BRST; la cual se representa, matemáticamente, por transformaciones de los campos de norma y escalares que contiene la teoría e involucra transformaciones de nuevos campos que se introducen en el espacio de configuración. Debido a que todos los hamiltonianos únicos son equivalentes, es de esperar se que las versiones cuánticas también lo sean, y, con ello solo sería requerido definir una teoría clásica mediante un procedimiento de fijación de la norma. La fijación de la norma puede ser elegida de forma tal que facilite los cálculos, en particular aquellos que se realizan a nivel de lazo. La libertad en esta elección surge de la equivalencia de las teorías. Una ventaja adicional de fijar una norma no lineal, es que ésta elimina una gran cantidad de vértices no físicos, tales como aquellos que produce la norma lineal: $W^\pm \varphi^\mp \gamma$, $W^\pm \varphi^\mp Z$, $HW^\pm \varphi^\mp \gamma$, $HW^\pm \varphi^\mp Z$, $W^\pm \varphi^\mp \gamma \varphi_Z$ y $W^\pm \varphi^\mp \varphi_Z Z$, donde $\varphi^\pm$ PBG del bosón $\varphi^\pm$, φ_Z el del Z , y H el escalar de Higgs. Esto implicará mucho menos diagramas resultantes en procesos de correcciones radiativas a nivel de un lazo, en otras palabras, también se reduce el grado de dificultad técnico para llevar a cabo los cálculos de amplitudes, como por ejemplo, la disminución del campo tensorial en integrales de lazo respecto a la norma unitaria.

Es de gran interés teórico-fenomenológico llevar a cabo el procedimiento de fijación de una norma no lineal que permita eliminar la mayor cantidad de vértices no físico presentes en las normas lineales, que consecuentemente permitirá implementar las correspondientes reglas de Feynman en procesos físicos donde se simplifican notablemente la cantidad de diagramas de lazo participantes, y más aún si se elige trabajar en la norma Feynman - 't Hooft, es decir, con el parámetro de norma $\xi = 1$.

En particular, para conseguir la teoría electrodébil en la norma no lineal con signos consistentes daremos seguimiento a las convenciones planteadas y organizadas por Romão y Silva en la referencia [9]. Dichas convenciones fueron logradas por los autores contrastando alrededor de 40 fuentes bibliográficas, en las cuales encontraron diferencias entre las definiciones implementadas.

Finalmente, con la intención de alcanzar una formación integral en la física de altas energías, se complementa este trabajo con un estudio fenomenológico. En esta parte de la tesis se estudia teóricamente el fenómeno de violación o cambio de sabor en el contexto de la física de partículas elementales. No obstante, este fenómeno se manifiesta exclusivamente en fermiones sin carga eléctrica, a nivel de componentes fundamentales, específicamente en las oscilaciones de neutrinos. Por lo tanto, cualquier tipo de transición que involucre fermiones cargados sería de gran interés en la búsqueda de efectos de nueva física, lo que a su vez implicaría una clara presencia de violación de sabor. En particular,

esta última parte de la tesis se enfocará en el estudio del impacto de sectores de Yukawa extendidos en el contexto de modelos de lagrangianos efectivos, para analizar posibles efectos de nueva física inducidos por acoplamientos que violan el sabor sobre un bosón de Higgs y dos fermiones de distinto sabor.

Capítulo 1

Modelo Estándar

El conocimiento que ostentamos acerca de los constituyentes fundamentales de la materia y sus interacciones moran en el ME. A través de la teoría cuántica de campos (que fusiona la mecánica cuántica con la relatividad especial) e incorporando la simetría gauge es que el ME describe las interacciones electromagnética, débil y fuerte. Los grupos de simetría que impera en el ME son $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde $SU(3)_C$ es el grupo de color para la interacción fuerte (QCD) y $SU(2)_L \times U(1)_Y$ lo es para la interacción electrodébil (QED) con rompimiento espontáneo por el mecanismo de Higgs. Con estos grupos de simetría el ME está dotado de cuatro bosones de norma electrodébil más ocho gluones, que corresponden a doce generadores de los grupo de norma. Las fuerzas fundamentales, salvo la gravedad, están mediadas por el intercambio de bosones vectoriales asociados con los grupos de simetría, a saber, fotón, bosón Z , bosones $W^\pm$ y los gluones [1]. Es mediante la renormalización de esta teoría que nos es posible hacer predicciones precisas, aun en expansión perturbativa, de cantidades medibles en términos de pocos parámetros [3].

Mediante el formalismo lagrangiano del ME se congregan características elementales:

- Invariancia de Lorentz como simetría del espacio-tiempo
- Simetría interna de tipo gauge
- Causalidad
- Localidad en las interacciones.

En el ME cada tipo de partícula es descrita mediante un tipo específico de campo de acuerdo a su espín

- Partículas de espín 0 $\rightarrow$ campo escalar
- Partículas de espín 1 $\rightarrow$ campo vectorial
- Partículas de espín 1/2 $\rightarrow$ campo espinorial.

1.1. Grupos de Simetría

La teoría de grupos proporciona el medio matemático para describir las simetrías del mundo físico. Gran parte de este íntimo vínculo se expresa en el marco de la mecánica

cuántica, específicamente en los vectores de estados de los sistemas mecánico cuánticos; los cuales forman espacios vectoriales lineales. A partir de la década de 1950, la teoría de grupos ha impactado en múltiples áreas de la física, y con ello, el estudio de la simetrías internas de la naturaleza (*verbi gratia*, el espín isotrópico y sus generalizaciones) [11]. La teoría de grupos es una parte fundamental de el ME, sin embargo no existe una convención de los signos que han de emplearse, y según la convención que se asuma cambian las reglas de Feynman con las que hacer cálculos fenomenológicos, por dar un ejemplo, esto afecta a la física predicha en cálculos de dipolos magnéticos. Esto motiva a realizar una revisión de de la teoría de grupos del ME, de la cual se presenta un conjunto de convenciones que, a la postre, permitirá obtener un ME con signos consistentes.

1.1.1. Grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Para cada uno de los bosones de norma del grupo $SU(2)_L$ tenemos un generador $T^i = \frac{\sigma^a}{2}$, $a = 1, 2, 3$, donde σ^i son las matrices de Pauli. Así, el campo tensorial es [1, 9]:

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon_{abc}W_\mu^b W_\nu^c, \quad (1.1)$$

donde ϵ_{abc} es el tensor completamente antisimétrico en tres dimensiones.

La derivada covariante de cualquier campo ψ_L que se transforma de manera no trivial en este grupo es

$$D_\mu \psi_L = \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} W_\mu^a \sigma^a \right) \psi_L, \quad (1.2)$$

donde para cada campo fermiónico, ψ , definimos $\psi_{R,L} = P_{R,L} \psi$ con el operador

$$P_{R,L} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2}. \quad (1.3)$$

Note que $\psi = \psi_R + \psi_L$. Así mismo, para el grupo $U(1)_Y$ contamos con el campo tensorial

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.4)$$

cuya derivada covariante viene dada, para cualquier campo ψ_R , por

$$D_\mu \psi_R = (\partial_\mu + ig' Y B_\mu) \psi_R \quad (1.5)$$

donde g y g' son las constantes de acoplamiento de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente, mientras que Y es la hipercarga del campo, la cual está relacionado con la carga mediante

$$Q = T^3 + Y, \quad (1.6)$$

donde $T^3 = \frac{1}{2}\sigma^3$.

Los campos W y B bajo una transformación de norma con parámetros finitos adquieren una forma general

$$\begin{aligned} W_\mu^a \frac{\sigma^a}{2} &\rightarrow W_\mu'^a \frac{\sigma^a}{2} = \mathcal{U}_L W_\mu^a \frac{\sigma^a}{2} \mathcal{U}_L^{-1} + \frac{i}{g} \partial_\mu \mathcal{U}_L \mathcal{U}_L^{-1}, \\ B_\mu &\rightarrow B'_\mu = B_\mu + \frac{i}{g'} \partial_\mu \mathcal{U}_Y \mathcal{U}_Y^{-1}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

donde las transformaciones $\mathcal{U}_L$ y $\mathcal{U}_Y$ vienen dadas por

$$\mathcal{U}_L = e^{i\frac{\sigma^a}{2}\alpha^a} \quad \mathcal{U}_Y = e^{i\alpha_Y} \quad (1.8)$$

y σ^a son las matrices Pauli. Para una transformación infinitesimal, las ecuaciones (1.7) se reducen como sigue

$$\begin{aligned} W_\mu^a &\rightarrow W_\mu'^a = W_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha^a - \epsilon^{abc}\alpha^b W_\mu^c, \\ B_\mu &\rightarrow B_\mu' = B_\mu - \frac{1}{g'}\frac{\sigma^a}{2}\partial_\mu\alpha_a. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Es valioso expresar la derivada covariante en términos de los eigenestados de masa de los campos A_μ , Z_μ . Lo que se consigue mediante las relaciones

$$\begin{aligned} W_\mu^3 &= A_\mu s_W + Z_\mu c_W, \\ B_\mu &= A_\mu c_W - Z_\mu s_W, \end{aligned} \quad (1.10)$$

donde s_W y c_W representa la función seno y coseno de θ_W , el ángulo de Weinberg o ángulo de mezcla débil, respectivamente, el cual satisface que

$$e = g s_W = g' c_W, \quad \frac{g'}{g} = \tan \theta_W. \quad (1.11)$$

Y con ello se obtienen las siguientes expresiones

$$\begin{aligned} Z_\mu &= W_\mu^3 c_W - B_\mu s_W, \\ A_\mu &= W_\mu^3 s_W + B_\mu c_W; \end{aligned} \quad (1.12)$$

y al definir los campos

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad \sigma^\pm = \frac{\sigma^1 \pm i\sigma^2}{2}, \quad (1.13)$$

podemos reescribir la derivada covariante en una estructura para el doblete de campo ψ_L con hipercarga Y [9]

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_L &= \left[\partial_\mu + i\frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) + i\frac{g}{2} \sigma^3 W_\mu^3 + ig' Y B_\mu \right] \psi_L \\ &= \left[\partial_\mu + \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) + g' c_W \right. \\ &\quad \left. + i\frac{g}{c_W} \left(\frac{\sigma^3}{2} - Q s_W^2 \right) \right] \psi_L \end{aligned} \quad (1.14)$$

donde Q es el operador de carga definido por

$$Q = \begin{bmatrix} Y + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & Y - \frac{1}{2} \end{bmatrix}. \quad (1.15)$$

De manera análoga para un singulete de $SU(2)_L$, ψ_R , se define la derivada covariante

$$\begin{aligned}
D_\mu \psi_R &= [\partial_\mu + g' Y B_\mu] \psi_R \\
&= \left[\partial_\mu + i g' c_W - i \frac{g}{c_W} Q s_W^2 \right] \psi_R.
\end{aligned} \tag{1.16}$$

Hemos de notar que en las ecuaciones (1.14) y (1.16) Y aparece de forma implícita, mediante Q . Los números cuánticos de las partículas del ME se muestran en la Tabla 1.1.

Campo	ℓ_L	ℓ_R	ν_L	u_L	d_L	u_R	d_R	ϕ^+	ϕ^0
T^3	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Y	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Q	-1	-1	0	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	1	0

Tabla 1.1: Valores de Y , Q y T^3 para el ME [9].

1.1.2. Grupo de simetría $SU(3)_C$

El grupo $SU(3)_C$ cuenta con ocho generadores, T^a , que están dados por

$$T^a = \frac{\lambda^a}{2}, \quad a = 1, 2, \dots, 8, \tag{1.17}$$

con el tensor de esfuerzo

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \tag{1.18}$$

donde g_s es la constante de acoplamiento, la cual usualmente se expresa en términos de la constante fundamental de la cromodinámica cuántica dada por

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}, \tag{1.19}$$

mientras que f^{abc} son las constantes de estructura del grupo, las cuales satisfacen

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = i f^{abc} \frac{\lambda^c}{2}, \tag{1.20}$$

y λ^a corresponde a las ocho matrices de Gell-Mann de 3×3 . La derivada de un campo de quark, q , en cierta representación T^a del grupo de norma está dado por

$$D_\mu q = \left(\partial_\mu + i g_s G_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} \right) q. \tag{1.21}$$

Una transformación de norma de en este grupo está dado por la matriz

$$\mathcal{U}_C = e^{i g_s \frac{\lambda^a}{2} \beta^a}, \tag{1.22}$$

y con ello, los campos G_μ^a y los campos de quarks q se transforman como [1]

$$\begin{aligned}
q &\rightarrow q' = e^{i g_s \frac{\lambda^a}{2} \beta^a} q, \\
G_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} &\rightarrow G_\mu'^a \frac{\lambda^a}{2} = \mathcal{U}_C G_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} \mathcal{U}_C^{-1} + \frac{i}{g_s} \partial_\mu \mathcal{U}_C \mathcal{U}_C^{-1}.
\end{aligned} \tag{1.23}$$

Para una transformación infinitesimal, las ecuaciones (1.23) se vuelven en

$$\begin{aligned} q &\rightarrow q' = q + ig_s \frac{\lambda^a}{2} \beta^a q, \\ G_\mu^a &\rightarrow G_\mu'^a = G_\mu^a - \partial_\mu \beta^a - g_s f^{abc} \beta^a G_\mu^c. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Con las transformaciones (1.24) podemos constatar que la derivada covariante se transforma por sí misma al igual que un campo como sigue

$$D_\mu q \rightarrow (D_\mu q)' = D_\mu q + ig_s \frac{\lambda^a}{2} \beta^a D_\mu q, \quad (1.25)$$

lo que garantiza la invariancia de norma del lagrangiano, el que se estudiará más adelante.

1.2. Lagrangiano de Norma y Lagrangiano de los Campos de Fermiones

El lagrangiano del campo de norma, el cual se forma de los campos de esfuerzo de las ecuaciones (1.1), (1.4), (1.18) es

$$\mathcal{L}_{Norma} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu}. \quad (1.26)$$

La parte cinética de la interacción de los fermiones, incluyendo la interacción con los campos de norma debido a las derivadas (1.14), (1.16), (1.21), viene dada por [9]

$$\mathcal{L}_{Fermiones} = \sum_{\psi_L} i \bar{\psi}_L \gamma^\mu D_\mu \psi_L + \sum_{\psi_R} i \bar{\psi}_R \gamma^\mu D_\mu \psi_R + \sum_{quarks} i \bar{q} \gamma^\mu D_\mu q. \quad (1.27)$$

Dentro de la lagrangiana de fermiones, ecuación (1.27), debemos distinguir la parte cinética, la cual tiene la forma [1]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Cinetica} &= \sum_{\psi_L} i \bar{\psi}_L \gamma^\mu D_\mu \psi_L + \sum_{\psi_R} i \bar{\psi}_R \gamma^\mu D_\mu \psi_R, \\ &= \sum_f i \bar{\psi}_f \gamma^\mu \partial_\mu \psi_f \\ &\quad - e \sum_f Q \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu - \frac{g}{\cos \theta_W} \sum_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \left(g_V^f - g_A^f \gamma_5 \right) \psi_f Z_\mu \\ &\quad - \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{doub} \bar{\psi}_u \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_d W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{doub} \bar{\psi}_d \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_u W_\mu^-, \end{aligned} \quad (1.28)$$

donde en esta última suma corre sobre todos los dobletes y singuletes de esta teoría, a saber

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad \psi_R = e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R, \quad (1.29)$$

mientras que los valores de los parámetros g_V^f y g_A^f se muestran en el Tabla 1.2.

En la ecuación (1.28) se distingue una mezcla de quarks. Ha de notarse que hasta ahora se han presentado lagrangianas que carecen de términos de masa, por lo cual es menester introducir la lagrangiana de Higgs.

f	g_V^f	g_A^f
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
e, μ, τ	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$
u, c, t	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$
d, s, b	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta$

Tabla 1.2: Valores de los parámetros g_V^f y g_A^f en el ME [15].

1.3. Lagrangiana de Higgs y Rompimiento Espontáneo de Simetría

La lagrangiana (1.28) es invariante bajo transformaciones de norma del grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Es debido a las componentes izquierdas y derechas que no se introducen términos de masa en la lagrangiana. Así mismo, no aparecen términos de masa de los bosones de norma tales que sean compatibles con las simetrías, sin embargo, experimentalmente se constató que solo el fotón no tiene masa. Si se intentara introducir las masas “a mano” veremos la invariancia de la lagrangiana comprometida. Ergo, para conseguir predecir las masas y conservar la invariancia se introduce un mecanismo, el rompimiento espontáneo de la simetría [16–18].

El lagrangiano preserva un rompimiento espontáneo de la simetría, pero no es una simetría del estado base del vacío. Para implementar esta idea se introduce en la teoría un doblete escalar de $SU(2)_L$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}, \quad \text{donde} \quad \varphi^0 = \frac{v + H + i\varphi_Z}{\sqrt{2}}, \quad (1.30)$$

con hipercarga $Y\Phi = \frac{1}{2}$, donde φ_Z , $\varphi^\pm$ representan a los pseudobosones de Goldstone (PBG) asociados a los bosones Z y $W^\pm$, respectivamente. Con lo anterior, podemos escribir la lagrangiana invariante bajo el grupo de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.31)$$

donde la derivada covariante discutida en secciones anteriores ahora está dada por

$$\begin{aligned} D_\mu \Phi &= \left[\partial_\mu + i \frac{g}{2} \sigma^a W_\mu^a + i \frac{g'}{2} B_\mu \right] \Phi \\ &= \left[\partial_\mu + i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) + i \frac{g}{2} \sigma^3 W_\mu^3 + i \frac{g'}{2} B_\mu \right] \Phi \\ &= \left[\partial_\mu + i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) + i e Q A_\mu \right. \\ &\quad \left. + i \frac{g}{\cos \theta_W} \left(\frac{\sigma^3}{2} - Q s_W^2 \right) Z_\mu \right] \Phi. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Para el doblete Φ , Q está dada por

$$Q = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

Ahora, debemos distinguir el potencial de Higgs en la ecuación (1.31) como

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.34)$$

la que es una función de $|\Phi| = \sqrt{\Phi^\dagger \Phi}$ con las siguientes propiedades (véase Figura 1.1):

- a) Para $\mu^2 > 0$, $V(\Phi)$ tiene un único mínimo en $|\Phi| = 0$,
- b) Para $\mu^2 < 0$, el estado base clásico se da en $|\Phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$.

Esto es equivalente, en la teoría cuantizada, a valores de expectación del vacío no nulos de Φ ,

$$\langle \Phi \rangle = \phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \text{con} \quad v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}. \quad (1.35)$$

Estas soluciones se ven extendidas en las tres dimensiones tal como queda establecido por el teorema de Goldstone [19, 20]. Al expandir la lagrangiana de Higgs, ecuación (1.31), tomando únicamente los términos cuadráticos de los campos, obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} = & \partial_\mu \varphi^- \partial^\mu \varphi^+ + \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi_Z \partial^\mu \varphi_Z \\ & + \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} g^2 v^2 W_\mu^3 W^{\mu 3} + \frac{1}{8} g'^2 v^2 B_\mu B^\mu \\ & - \frac{1}{4} g g' v^2 W_\mu^3 B^\mu - \lambda v^2 H H + \dots \end{aligned} \quad (1.36)$$

Los términos quinto, sexto y séptimo arrojarán un campo sin masa y otro con masa, el fotón y el bosón Z , respectivamente, mientras que el cuarto término presenta la masa de los bosones cargados $W_\mu^\pm$. Al hacer uso de las relaciones (1.10) y (1.12) en la ecuación (1.36) se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} = & \partial_\mu \varphi^- \partial^\mu \varphi^+ + \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi_Z \partial^\mu \varphi_Z \\ & + m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{2} m_H^2 H H + \dots \end{aligned} \quad (1.37)$$

donde tenemos los términos de masa están dados por

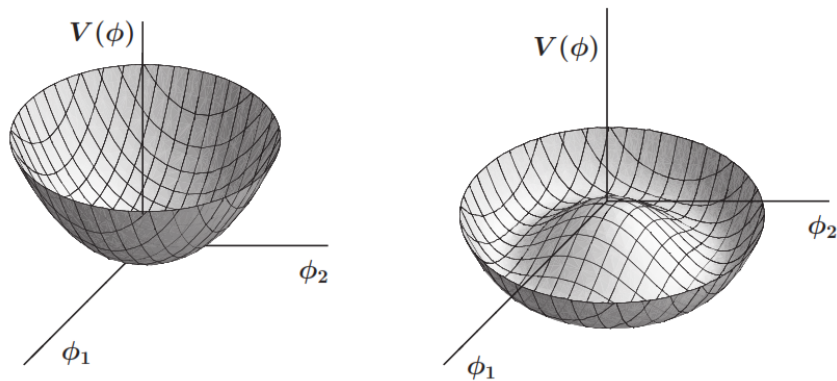


Figura 1.1: Potencial $V(\Phi)$ para los diferentes signos de μ^2 , considerando que $\Phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$ [21]. Izquierda: Potencial para $\mu^2 > 0$. Derecha: Potencial para $\mu^2 < 0$.

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W} = \frac{m_W}{\cos \theta_W}, \quad m_H^2 = -2\mu^2 = 2\lambda v^2. \quad (1.38)$$

Con esto, se ha roto la simetría del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, dejando así el subgrupo de norma electromagnético, $U(1)_Y$, intacto [3]. Empero, se localizan términos de campos al cuadrado lo que complica la definición de los propagadores. Este problema se ve resuelto con la fijación de norma, la que se discutirá en secciones venideras.

Con el objetivo de obtener las reglas de Feynman con mayor facilidad, se expresa el lagrangiano de Higgs como

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mathcal{L}_{HK} + \mathcal{L}_{HP}, \quad (1.39)$$

donde $\mathcal{L}_{HK}$ contiene la información cinética y $\mathcal{L}_{HP} = -V(\Phi^\dagger, \Phi)$ contiene la parte potencial del lagrangiano de Higgs. Al partir de las ecuaciones (1.30), (1.31), el potencial de Higgs adquiere la forma

$$\begin{aligned} V(\Phi^\dagger, \Phi) &= \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ &= -\lambda [v^2 - (\varphi^- \varphi^+ - \varphi^0 \varphi^{0*})] (\varphi^- \varphi^+ - \varphi^0 \varphi^{0*}). \end{aligned} \quad (1.40)$$

La parte cinética de la lagrangiana de Higgs viene dada por

$$\mathcal{L}_{HK} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi), \quad (1.41)$$

donde la derivada covariante del doblete de Higgs tiene la forma

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{2} \sigma^a W_\mu^a + ig' Y B_\mu. \quad (1.42)$$

De manera explicita, la derivada del doblete de Higgs está dada como

$$\begin{aligned} D_\mu \Phi &= D_\mu \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \\ &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \sigma^a W_\mu^a + \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \partial_\mu + \frac{ig'}{2} B_\mu + \frac{ig}{2} W_\mu^3 & \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \partial_\mu - \frac{ig'}{2} B_\mu + \frac{ig}{2} W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} (\bar{D}_\mu + \hat{D}_\mu) \varphi^+ + \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \varphi^0 \\ \frac{1}{2} (\bar{D}_\mu + \hat{D}_\mu^\dagger) \varphi^0 + \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- \varphi^+ \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.43)$$

donde se tomaron una definiciones auxiliares de la derivada

$$\begin{aligned} \bar{D}_\mu &= \partial_\mu + ig W_\mu^3, \\ \hat{D}_\mu &= \partial_\mu + ig' B_\mu. \end{aligned} \quad (1.44)$$

Ahora, se cuenta con posibilidad de plasmar la parte cinética de la lagrangiana de Higgs como

$$\mathcal{L}_{HK} = \mathcal{L}_{HK1} + \mathcal{L}_{HK2}, \quad (1.45)$$

donde

$$\mathcal{L}_{HK1} = \frac{1}{4} \left[\left(\bar{D}_\mu + \hat{D}_\mu \right) \varphi^+ \right]^\dagger \left[\left(\bar{D}^\mu + \hat{D}^\mu \right) \varphi^+ \right] + \frac{g^2}{2} W_\mu^- W^{+\mu} (\varphi^{0*} \varphi^0 + \varphi^- \varphi^+), \quad (1.46)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{HK2} = & \frac{1}{4} \left[\left(\bar{D}_\mu + \hat{D}_\mu^\dagger \right) \varphi^0 \right]^\dagger \left[\left(\bar{D}^\mu + \hat{D}^{\mu\dagger} \right) \varphi^0 \right] \\ & + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \left[W^{+\mu} \varphi^0 \left[\left(\bar{D}_\mu + \hat{D}_\mu \right) \varphi^+ \right]^\dagger - W_\mu^- \varphi^{0*} \left(\bar{D}^\mu + \hat{D}^\mu \right) \varphi^+ \right] \\ & + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \left[W^{-\mu} \varphi^+ \left[\left(\bar{D}_\mu + \hat{D}_\mu^\dagger \right) \varphi^0 \right]^\dagger - W_\mu^+ \varphi^- \left(\bar{D}^\mu + \hat{D}^{\mu\dagger} \right) \varphi^0 \right]. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Sobre estas dos últimas lagrangianas aún habrá que aislar y expandir algunos términos para que, al confluir con otras lagrangianas, emerjan las reglas de Feynman.

1.4. Lagrangiana de Yang-Mills

La teoría de Yang-Mills trata de describir el comportamiento de las partículas elementales utilizando en esta tarea grupos de Lie no abelianos. El sector de Yang-Mills es el núcleo de la unificación de las fuerzas electromagnética y débil. Dentro de la lagrangiana de Norma, ecuación (1.26), podemos distinguir los términos formados por los tensores de campo asociados a los grupos de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$; estos términos forman la lagrangiana de Yang - Mills como

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.48)$$

Mas, ha de expresarse esta lagrangiana en términos de los eigenestados de masa, si se desea obtener las reglas de Feynman. Al tomar en cuenta al tensor de esfuerzo del grupo $SU(2)_L$, ecuación (1.1), se producen las expresiones

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^1 &= \partial_\mu W_\nu^1 - \partial_\nu W_\mu^1 - g (W_\mu^2 W_\nu^3 - W_\mu^3 W_\nu^2), \\ W_{\mu\nu}^2 &= \partial_\mu W_\nu^2 - \partial_\nu W_\mu^2 - g (W_\mu^3 W_\nu^1 - W_\mu^1 W_\nu^3), \\ W_{\mu\nu}^3 &= \partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 - g (W_\mu^1 W_\nu^2 - W_\mu^2 W_\nu^1). \end{aligned} \quad (1.49)$$

Tras introducir la definición

$$\hat{W}_{\mu\nu}^\pm = \frac{W_{\mu\nu}^1 \mp i W_{\mu\nu}^2}{\sqrt{2}}, \quad (1.50)$$

se encuentra que

$$\begin{aligned} \hat{W}_{\mu\nu}^+ &= \frac{W_{\mu\nu}^1 - i W_{\mu\nu}^2}{\sqrt{2}} \\ &= \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+ - ig (W_\nu^3 W_\mu^+ - W_\mu^3 W_\nu^+) \\ &= \hat{D}_\mu W_\nu^+ - \hat{D}_\nu W_\mu^+, \end{aligned} \quad (1.51)$$

donde

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}. \quad (1.52)$$

Análogamente $\hat{W}_{\mu\nu}^- = \hat{D}_\mu W_\nu^- - \hat{D}_\nu W_\mu^-$. Ahora, se adquiere la capacidad para replantear la expresión de los términos $W_{\mu\nu}^1 W^{1\mu\nu} + W_{\mu\nu}^2 W^{2\mu\nu}$ de la ecuación (1.48) de la siguiente manera

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^1 W^{1\mu\nu} + W_{\mu\nu}^2 W^{2\mu\nu} &= 2\hat{W}_{\mu\nu}^+ \hat{W}^{-\mu\nu} \\ &= 2 \left(\hat{D}_\mu W_\nu^+ - \hat{D}_\nu W_\mu^+ \right) \left(\hat{D}^{\mu\dagger} W^{-\nu} - \hat{D}^{\nu\dagger} W^{-\mu} \right). \end{aligned} \quad (1.53)$$

Los términos no escalares del lado derecho de esta ecuación, al tomar en cuenta que $W_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm$, así como las ecuaciones (1.10) y (1.12), se vuelven en

$$\begin{aligned} & \left(\hat{D}_\mu W_\nu^+ - \hat{D}_\nu W_\mu^+ \right) \left(\hat{D}^{\mu\dagger} W^{-\nu} - \hat{D}^{\nu\dagger} W^{-\mu} \right) \\ &= W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + ig \partial_\mu W_\nu^+ [W^{3\nu} W^{-\mu} - W^{3\mu} W^{-\nu}] + ig \partial_\nu W_\mu^+ [W^{3\mu} W^{-\nu} - W^{3\nu} W^{-\mu}] \\ & \quad + ig \partial^\nu W^{-\mu} [W_\nu^3 W_\mu^+ - W_\mu^3 W_\nu^+] + ig \partial^\mu W^{-\nu} [W_\mu^3 W_\nu^+ - W_\nu^3 W_\mu^+] \\ & \quad - g^2 [W_\mu^3 W_\nu^+ W^{3\nu} W^{-\mu} + W_\nu^3 W_\mu^+ W^{3\mu} W^{-\nu} - W_\mu^3 W_\nu^+ W^{3\mu} W^{-\nu} - W_\nu^3 W_\mu^+ W^{3\nu} W^{-\mu}] \\ &= W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} - ig [(s_W A^\mu + c_W Z^\mu) W^{-\nu} - (s_W A_\nu + c_W Z_\nu) W^{-\mu}] W_{\mu\nu}^+ \\ & \quad + ig [(s_W A_\mu + c_W Z_\mu) W_\nu^+ - (s_W A_\nu + c_W Z_\nu) W_\mu^+] W^{-\mu\nu} \\ & \quad + 2g^2 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) (s_W A^\mu + c_W Z^\mu) W_\nu^+ W^{-\nu} \\ & \quad - 2g^2 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) (s_W A^\nu + c_W Z^\nu) W_\nu^+ W^{-\mu}. \end{aligned} \quad (1.54)$$

Por otro lado, para manipular los dos últimos términos que emanan de la expansión de la ecuación (1.48), ha de notarse, al partir de la ecuación (1.52), que

$$W_\mu^1 W_\nu^2 + W_\mu^2 W_\nu^1 = i (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-), \quad (1.55)$$

con esto, al tomar en consideración las ecuaciones (1.10), y tras definir $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ y $Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$, al tensor $B_{\mu\nu}$ se le puede dar la forma

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ &= c_W F_{\mu\nu} - s_W Z_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.56)$$

Así, con las ecuaciones (1.56) y (1.57), es contingente tomar $W_{\mu\nu}^3$ como

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^3 &= \partial_\mu (s_W A_\nu + c_W Z_\nu) - \partial_\nu (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) - ig (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) \\ &= s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu} - ig (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-), \end{aligned} \quad (1.57)$$

y por tanto los términos $W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$, manados de la ec (1.48), quedan plasmados como

$$\begin{aligned}
W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} &= F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - 2igs_W F_{\mu\nu} W^{-\mu} W^{+\nu} + 2igs_W F_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} \\
&\quad - 2igc_W Z_{\mu\nu} W^{-\mu} W^{+\nu} + 2igc_W Z_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} \\
&\quad + (ig)^2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) W^{-\mu} W^{+\nu} \\
&\quad + (ig)^2 (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^+) W^{+\mu} W^{-\nu} \\
&= F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - [4igs_W F_{\mu\nu} + 4igc_W Z_{\mu\nu} \\
&\quad + 2g^2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-)] W^{-\mu} W^{+\nu}.
\end{aligned} \tag{1.58}$$

Además,

$$(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) W^{-\mu} W^{+\nu} = \frac{1}{2} (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) (W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{-\nu} W^{+\mu}). \tag{1.59}$$

Así, al tomar como base las ecuaciones (1.53), (1.54), (1.57), (1.58) y (1.59) la lagrangiana de Yang-Mills se reexpresa como

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{YM} &= -\frac{1}{2} \{ W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} - ig [(s_W A^\mu + c_W Z^\mu) W^{-\nu} - (s_W A^\nu + c_W Z^\nu) W^{-\mu}] W_{\mu\nu}^+ \\
&\quad + ig [(s_W A_\mu + c_W Z_\mu) W_\nu^+ - (s_W A_\nu + c_W Z_\nu) W_\mu^+] W^{-\mu\nu} \\
&\quad + 2g^2 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) (s_W A^\mu + c_W Z^\mu) W_\nu^+ W^{-\nu} \\
&\quad - 2g^2 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) (s_W A^\nu + c_W Z^\nu) W_\nu^+ W^{-\mu} \} \\
&\quad - \frac{1}{4} \{ F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - (4igs_W F_{\mu\nu} + 4igc_W Z_{\mu\nu}) W^{-\mu} W^{+\nu} \\
&\quad - g^2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) (W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{-\nu} W^{+\mu}) \}
\end{aligned} \tag{1.60}$$

y esta ecuación a su vez la dividimos en las partes cinética y de interacción como sigue

$$\mathcal{L}_{YM}^0 = -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu}, \tag{1.61}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{YM}^I &= \frac{ig}{2} [(s_W A^\mu + c_W Z^\mu) W^{-\nu} - (s_W A^\nu + c_W Z^\nu) W^{-\mu}] W_{\mu\nu}^+ \\
&\quad - \frac{ig}{2} [(s_W A_\mu + c_W Z_\mu) W_\nu^+ - (s_W A_\nu + c_W Z_\nu) W_\mu^+] W^{-\mu\nu} \\
&\quad + g^2 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) (s_W A^\nu + c_W Z^\nu) W_\nu^+ W^{-\mu} \\
&\quad - g^2 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) (s_W A^\mu + c_W Z^\mu) W_\nu^+ W^{-\nu} \\
&\quad + ig (s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu}) W^{-\mu} W^{+\nu} \\
&\quad + \frac{g^2}{4} (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) (W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{-\nu} W^{+\mu}),
\end{aligned} \tag{1.62}$$

donde $\mathcal{L}_{YM}^0$ contiene la información cinética de los bosones de norma, mientras que $\mathcal{L}_{YM}^I$ caracteriza las interacciones de los bosones vectoriales de este sector.

1.5. Lagrangiana de Yukawa y la matriz CKM

La interacción entre fermiones y el doblete de Higgs dota de masa a los fermiones elementales, tras el rompimiento espontáneo de simetría. La lagrangiana de Yukawa es una expresión en términos de dobletes de leptones, L'_L . La lagrangiana de Yukawa, la cual es invariante bajo el grupo de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [1], está dada por

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\bar{L}_L Y_l \Phi \ell_R - \bar{Q}'_L Y_d \Phi d'_R - \bar{Q}'_L Y_u \tilde{\Phi} u'_R + \text{h.c.}, \quad (1.63)$$

donde Y_l , Y_d y Y_u son las matrices complejas 3×3 en los respectivos espacios de sabor, L_L son los dobletes de leptones izquierdos, mientras que los términos $Q'_L = (u_L, d_L)^T$, $L_L = (\nu_L, \ell_L)^T$ representan los dobletes izquierdos de quarks, mientras que

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \varphi^{0*} \\ -\varphi^- \end{pmatrix} \quad \text{donde} \quad \varphi^{0*} = \frac{v + H - i\varphi_Z}{\sqrt{2}}. \quad (1.64)$$

La ecuación (1.64) es un doblete con hipercarga $Y\tilde{\Phi} = -\frac{1}{2}$, lo que es requerido para hacer a la lagrangiana de Yukawa, ecuación (1.63), invariante bajo el grupo de norma. Nótese que la ecuación (1.63) queda implícita una suma sobre generaciones en la notación matricial. Con el objetivo de llevar a los quarks a eigenestados de masa, debe diagonalizarse Y_d y Y_u mediante las transformaciones

$$\begin{aligned} \bar{u}'_L &= \bar{u}_L U_{uL}^\dagger, & \bar{d}'_L &= \bar{d}_L U_{dL}^\dagger, \\ u'_R &= U_{uR} u_R, & d'_R &= U_{dR} d_R, \end{aligned} \quad (1.65)$$

tales que rinden las matrices de masa como

$$\begin{aligned} \frac{v}{\sqrt{2}} U_{uL}^\dagger Y_u U_{uR} &= M_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t), \\ \frac{v}{\sqrt{2}} U_{dL}^\dagger Y_d U_{dR} &= M_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b). \end{aligned} \quad (1.66)$$

El acoplamiento de Higgs con los quarks se vuelve diagonal en la nueva base,

$$-\mathcal{L}_H = \left(1 + \frac{h^0}{v}\right) [\bar{u} M_U u + \bar{d} M_d d], \quad (1.67)$$

mientras que el acoplamiento para los bosones Z y fotón se mantienen diagonales. Por otro lado, el acoplamiento del bosón $W^\pm$ combina las componentes superiores e inferiores de Q'_L , las cuales se transforman de forma diferente bajo la ecuación (1.65); lo que nos conduce a que el acoplamiento para $W^\pm$ se encuentra fuera de la diagonal:

$$-\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L V \gamma^\mu d_L W_\mu^\dagger + \text{h.c.}, \quad (1.68)$$

donde

$$V = U_{uL}^\dagger U_{dL} \quad (1.69)$$

es la matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [22, 23], la cual tiene repercusiones en la interacción con los bosones cargados de Goldstone. La matriz CKM contiene cuatro parámetros libres, tres ángulos y una fase que conduce a violación CP. Al igual que las

masas, los valores de estos ángulos no tiene una explicación en el ME, por lo que son ajustados por los datos experimentales [1].

El ME carece de neutrinos derechos. Esto rinde como resultado neutrinos con masas nulas, y con ello total libertad para rotarlos. Así, podemos escoger la forma de las transformaciones requeridas para los quarks cargados y diagonalizar Y_l . Ergo, sin pérdida de generalidad, podemos tomar, para el sector leptónico, $Y_l = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau)$ y $V = 1$.

1.6. Lagrangiano Completo del Modelo Estándar

Al reunir todas las piezas hasta hora discutidas aunadas a las lagrangianas de Fijación de Norma y Fantasma, obtenemos la lagrangiana completa del ME cuya forma es

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}_{Norma} + \mathcal{L}_{Fermiones} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_G, \quad (1.70)$$

donde los términos que componen la ecuación (1.70) vienen dados por las ecuaciones (1.26), (1.27), (1.31) y (1.63). La convención de signos que se ha presentado para el ME es utilizada por [1, 9, 21, 26–31].

Nos ocuparemos de los términos $\mathcal{L}_{GF}$ y $\mathcal{L}_G$, de la ecuación (1.70), en el capítulo siguiente; ya que dichos términos se ven permeados por la norma en la que se elija trabajar.

Capítulo 2

Fijación de Norma No Lineal

Para normalizar una teoría se requiere incluir operadores consistentes con las simetrías. De no hacerlo podemos encontrar divergencias, para las cuales no aparezcan los términos apropiados para que dichas divergencias se anulen [10]. Así, se encuentra motivación en la que se funda el presente capítulo, en el que se lleva a cabo una revisión de las transformaciones BRST. Luego de realizar dicha revisión y tras fijar la norma, se obtienen las lagrangianas de las que surgirán las reglas de Feynman.

2.1. Funciones de Fijación de Norma No Lineal

Ahora el presente trabajo se vuelca al estudio de la estructura de las funciones de fijación de norma F_i y F , lo que nos conducirá a encontrar en su forma explícita la lagrangianas de fijación de norma, $\mathcal{L}_{GF}$, y fantasma $\mathcal{L}_G$. La elección de estas se realiza de forma tal que nos permita eliminar la mayor cantidad posible de vértices no físicos. En este proceso de fijación de norma, las funciones deben de contar con simetría de Lorentz y simetría $U(1)_Y$. Además, han de depender, a lo sumo, cuadráticamente de los campos de norma y campos escalares. Tomando en cuenta estas características a cumplir, se plantean las funciones de fijación de norma [34–37]

$$F_i = (\delta_{ij}\partial_\mu + g'\epsilon_{3ij}NB_\mu)W^{j\mu} - \xi\frac{ig}{2}\left[\Phi^\dagger(\sigma^i - i\epsilon_{3ij}N\sigma^j)\phi_0 - \phi_0^\dagger(\sigma^i + i\epsilon_{3ij}N\sigma^j)\Phi + i\epsilon_{3ij}\Phi^\dagger\sigma^j\Phi\right], \quad (2.1)$$

$$F = \partial_\mu B^\mu - \xi\frac{ig'}{2}\left(\Phi^\dagger\phi_0 - \phi_0^\dagger\Phi\right), \quad (2.2)$$

donde Φ es el doblete de Higgs y $\phi_0^\dagger$ es su valor de expectación del vacío. La forma explícita de estos objetos se muestra en la ecuación (1.35), de este, y de aquello en la ecuación (1.30). En ([38]) se nos garantiza que al anular los términos proporcionales a ϵ_{3ij} se recupera la norma lineal, así, con la intención de verificar esta aseveración se introduce el parámetro auxiliar N ; al hacer $N = 0$ se espera recuperar los cálculos de la norma lineal y $N = 1$ los de la norma no lineal. Podemos apreciar que la ecuación (2.1) es no lineal respecto a los campos escalares así como de los vectoriales, mientras que la ecuación (2.2) es lineal. Esto tendrá repercusiones en la parte cinética de los sectores de Yang-Mills y Higgs, así como el potencial de Higgs. Ahora bien, de las ecuaciones (2.1) y (2.2) emanan las funciones de fijación de norma

$$\begin{aligned}
F_1 &= \partial_\mu W^{1\mu} + Ng' B_\mu W^{2\mu} \\
&\quad - \xi \frac{ig}{2} \left[\varphi^- (1-N) \frac{v}{\sqrt{2}} - \frac{v}{\sqrt{2}} (1-N) \varphi^+ + N (\varphi^- \varphi^0 - \varphi^{0*} \varphi^+) \right], \\
F_2 &= \partial_\mu W^{2\mu} + Ng' B_\mu W^{2\mu} \\
&\quad - \xi \frac{g}{2} \left[\varphi^- (1-N) \frac{v}{\sqrt{2}} + \frac{v}{\sqrt{2}} (1-N) \varphi^+ + N (\varphi^- \varphi^0 + \varphi^{0*} \varphi^+) \right], \\
F_3 &= \partial_\mu W^{3\mu} + c_W \xi \varphi_Z m_Z,
\end{aligned} \tag{2.3}$$

$$F = \partial_\mu B_\mu - s_W \xi \varphi_Z m_Z, \tag{2.4}$$

donde, para F_3 y F , se usó, surgido de las ecuaciones (1.38) y (1.11), que

$$m_Z = \frac{gv}{2c_W}, \quad m_Z = \frac{vg'}{2s_W}. \tag{2.5}$$

Para realizar el análisis se hará uso de la definición de los estados propios de masa, los cuales, para las funciones de fijación de norma, vienen dados por

$$\begin{aligned}
F_\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (F_1 \mp iF_2), \\
F_Z &= c_W F_3 - s_W F, \\
F_A &= s_W F_3 + c_W F,
\end{aligned} \tag{2.6}$$

así como con las ecuaciones (1.11), (1.12) y (2.3).

$$F_+ = \partial_\mu W^{+\mu} + iN B_\mu W^{+\mu} + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \xi \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^+ + 2N\varphi^{0*}\varphi^+ \right]. \tag{2.7}$$

De forma análoga a las definiciones (1.44), se plantea la derivada auxiliar dada por

$$\bar{D}_{N\mu} = \partial_\mu + iNg' B_\mu, \tag{2.8}$$

hemos de notar que esta ecuación, análoga a las definiciones (1.44), se verá influida por la norma que se elija. Ahora, la ecuación 2.7 se torna

$$F_+ = \bar{D}_{N\mu} W^{+\mu} + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \xi \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^+ + 2N\varphi^{0*}\varphi^+ \right]. \tag{2.9}$$

Por otro lado, tras advertir de la ecuación (2.6) que $F_- = (F_+)^{\dagger}$, se alcanza

$$F_- = \bar{D}_{N\mu}^{\dagger} W^{-\mu} - \frac{ig}{2\sqrt{2}} \xi \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^- + 2N\varphi^0\varphi^- \right]. \tag{2.10}$$

Al tomar en consideración las ecuaciones (2.3), (2.4), (2.6) y (1.12) accedemos a la forma explícita de las funciones F_Z y F_A

$$F_Z = \partial_\mu Z^\mu + \xi m_Z \varphi_Z, \tag{2.11}$$

y análogamente

$$F_A = \partial_\mu Z^\mu. \tag{2.12}$$

Es importante remarcar que las las funciones de fijación de norma (2.11) y (2.12) se mantienen sin cambio respecto a las funciones para la norma lineal, motivo por el cual se espera que entrambas normas coincidan en algunas reglas de Feynman. Mas, las funciones de fijación de norma deben ser vertidas en el ME mediante los lagrangianos de fijación de norma y fantasma, para poder rendir dichas reglas de Feynman.

2.2. Lagrangiana de Fijación de Norma

Con el objetivo de tener la capacidad de definir los propagadores y los vértices, es requerido fijar los términos de norma de las lagrangianas. En la norma R_ξ , la lagrangiana de fijación de norma viene dado como

$$\mathcal{L}_{GF} = -\frac{1}{2\xi} F_i F_i - \frac{1}{2\xi} (F)^2 \quad (2.13)$$

Con la intención de expresar esta lagrangiana en términos de los eigenestados de masa hacemos uso de las definiciones 2.6, con las cuales tenemos

$$F_- F_+ = \frac{F_1 F_1 - i F_2 F_1 + i F_1 F_2 + F_2 F_2}{2} \rightarrow 2 F_- F_+ = (F_1)^2 + (F_2)^2, \quad (2.14)$$

y de manera similar

$$(F_A)^2 + (F_Z)^2 = (F_3)^2 + (F)^2. \quad (2.15)$$

Así, tenemos la posibilidad de plasmar la lagrangiana (2.13) como sigue

$$\mathcal{L}_{GF} = -\frac{1}{\xi} F_- F_+ - \frac{1}{2\xi} (F_A)^2 - \frac{1}{2\xi} (F_Z)^2. \quad (2.16)$$

Con la forma explicita de las funciones de fijación de norma, tenemos para el primer término de la lagrangiana (2.16) que

$$\begin{aligned} F_- F_+ &= \left(\bar{D}_{N\nu}^\dagger W^{-\nu} \right) \left(\bar{D}_{N\mu} W^{+\mu} \right) \\ &+ \frac{ig}{2\sqrt{2}} \xi \left\{ \left(\bar{D}_{N\mu}^\dagger W^{-\mu} \right) \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^+ + 2N\varphi^{0*}\varphi^+ \right] \right. \\ &\quad \left. - \left(\bar{D}_{N\mu} W^{+\mu} \right) \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^- + 2N\varphi^0\varphi^- \right] \right\} \\ &+ \left(\frac{g\xi}{2\sqrt{2}} \right)^2 \left[2v^2(1-N)\varphi^-\varphi^+ + 4N^2\varphi^0\varphi^{0*}\varphi^-\varphi^+ \right]. \end{aligned} \quad (2.17)$$

En este último desarrollo no se han considerado los términos que contienen el factor $N(1-N)$ ya que se anula tanto para la norma lineal como para no lineal. Mientras, para los últimos dos términos de la lagrangiana (2.16) con las funciones de fijación de norma se alcanza la igualdad

$$(F_Z)^2 + (F_A)^2 = (\partial_\mu Z^\mu)^2 + (\partial_\mu A^\mu)^2 + 2m_Z \xi \varphi_Z \partial_\mu Z^\mu + (m_Z \xi \varphi_z)^2. \quad (2.18)$$

Al fragmentar la lagrangiana de fijación de norma en las partes vectorial, escalar y pseudovectorial, así

$$\mathcal{L}_{GF} = \mathcal{L}_{GFV} + \mathcal{L}_G^{FS} + \mathcal{L}_{GFSV} \quad (2.19)$$

donde

$$\mathcal{L}_{GFV} = -\frac{1}{\xi} \left(\bar{D}_{N\mu}^\dagger W^{-\mu} \right) \left(\bar{D}_{N\mu} W^{+\mu} \right) - \frac{1}{2\xi} (\partial_\mu Z^\mu)^2 - \frac{1}{2\xi} (\partial_\mu A^\mu)^2, \quad (2.20)$$

$$\mathcal{L}_{GFS} = -\left(\frac{g}{2\sqrt{2}} \right)^2 \xi \left[2v^2 (1-N)^2 \varphi^- \varphi^+ + 4N^2 \varphi^{0*} \varphi^0 \varphi^- \varphi^+ \right] - \frac{\xi}{2} (m_Z \varphi_Z)^2, \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GFSV} = & -\frac{ig}{2\sqrt{2}} \left\{ \left(\bar{D}_{N\mu}^\dagger W^{-\mu} \right) \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^+ + 2N\varphi^{0*}\varphi^+ \right] \right. \\ & \left. - \left(\bar{D}_{N\mu} W^{+\mu} \right) \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^- + 2N\varphi^0\varphi^- \right] \right\} - m_Z \varphi_Z \partial_\mu Z^\mu. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Estas lagrangianas, aunadas con las otras lagrangianas del ME, se espera que eliminen vértices no físicos que surgen de la teoría; los cuales como objetos matemáticos pueden volver computacionalmente pesada la tarea de obtener predicciones fenomenológicas.

2.3. Transformaciones BRST

2.3.1. Estructura de la acción invariante BRST

La introducción de los campos fantasmas se fundamenta en el interés de expresar la modificación de la medida de la integral funcional para compensar la dependencia de norma introducida en la lagrangiana de fijación de norma. Estos campos, aunque no son físicos, son necesarios para compensar los efectos debidos a la propagación de cuántica de los estados no físicos de los campos de norma [27]. Por otro lado, el motivo que conlleva a emprender el estudio clásico de un sistema de norma es encontrar el álgebra de norma y, con esto es, localizar un conjunto de relaciones que han de cumplir los tensores de estructura de la teoría de norma. En sistemas de norma simple, como lo es la teoría de Yang-Mills, localizar el álgebra de norma no representa una ardua tarea. Empero, para sistemas de norma más generales esto puede representar un problema complicado de resolver. Para lidiar con esta situación, así como con la cuantización covariante de los sistemas de norma, Batalin-Fradkin-Vilkovisky [40–42] desarrollaron una técnica que se basa en el formalismo de anticampos. En este método, también conocido como el formalismo anticampo-antibracket, la simetría BRST extendida juega un papel elemental. La implementación de ésta técnica se da con la introducción de un anticampo por cada campo que interviene en la teoría y se asume que los grados de libertad dinámicos del sistema de norma se caracterizan por los campos de materia, norma, fantasma (c^a), antifantasma ($\bar{c}^a$), y auxiliares (B^a). La acción original (S_0) es una funcional de campos de materia y norma. Sin embargo, esta configuración también se hace extensiva a los campos fantasmas ya que son necesarios para cuantizar la teoría. Un campo fantasma por cada parámetro introducido. Para fijar la norma, así como para cuantizar, es necesario introducir los campos antifantasma y auxiliar, también llamados pares triviales. Así, por cada Φ^A se ha de

introducir un anticampo Φ_A^* , este anticampo tiene una estadística opuesta a la del campo y un número fantasma $-gh(\Phi^A)$, donde $gh(\Phi^A)$ está dado por

$$gh(\Phi^A) = \begin{cases} 0 & \text{campo de materia} \\ 0 & \text{campo de norma o auxiliar} \\ 1 & \text{campo fantasma} \\ -1 & \text{campo antifantasma} \end{cases} \quad (2.23)$$

Aquí los parámetros de los grupos $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y $SU(3)_C$, α^a y β^a , respectivamente, son de gran relevancia debido a que satisfacen que $\alpha^i = \eta c^i$ y $\beta^i = \eta' c^i$, donde η y η' son constantes anticonmutantes (constantes de Grassmann). Ya que la acción debe ser Hermítica, los campos fantasma y antifantasma deben satisfacer que $c^{i\dagger} = c^i$, $c^\dagger = c$, $\bar{c}^{i\dagger} = -\bar{c}^i$ y $\bar{c}^\dagger = -\bar{c}$.

Este espacio de configuración extendido se introduce una estructura simpléctica mediante la diferenciación izquierda o derecha definida para dos funcionales como

$$(F, G) = \frac{\partial_r F}{\partial \Phi^A} \frac{\partial_l G}{\partial \Phi_A^*} - \frac{\partial_r F}{\partial \Phi_A^*} \frac{\partial_l G}{\partial \Phi^A}. \quad (2.24)$$

Los antibrackets están dados por

$$(\Phi^A, \Phi_B^*) = \delta_B^A, \quad (\Phi^A, \Phi^B) = (\Phi_A^*, \Phi_B^*) = 0 \quad (2.25)$$

La acción extendida es una funcional bosónica que se da sobre los campos y anticampos $S[\Phi, \Phi^*]$, con número fantasma cero, que satisface la ecuación maestra definida como

$$(S, S) = 2 \frac{\partial_r S}{\partial \Phi^A} \frac{\partial_l S}{\partial \Phi_A^*} = 0. \quad (2.26)$$

Los antibrackets ayudan a definir la transformación extendida BRST de la siguiente forma

$$\delta_B \Phi^A = (S, \Phi^A) = -\frac{\partial_r S}{\partial \Phi_A^*}, \quad (2.27)$$

$$\delta_B \Phi_A^* = (S, \Phi_A^*) = \frac{\partial_r S}{\partial \Phi^A}. \quad (2.28)$$

Ha de notarse que la acción extendida es invariante bajo la simetría BRST como consecuencia de la ecuación maestra, debido a que esta variación viene dada por $\delta S = (S, S)$. Sin embargo, no todas las soluciones de la ecuación maestra son de interés, solo aquellas que se les llama soluciones propias son de interés [43]. Una solución propia ha de hacer contacto con la teoría inicial, lo cual es proporcional a imponer la condición de frontera

$$S[\Phi, \Phi^*] |_{\Phi^*=0} = S_0[\phi], \quad (2.29)$$

donde ϕ corre solo sobre los campos originales de la teoría, i.e., campos de materia y norma. La solución propia S puede ser expresada en términos de una serie de potencias de anticampos

$$S[\Phi, \Phi^*] = S_0[\Phi] + (\delta_B \Phi^A) \Phi_A^* + \dots \quad (2.30)$$

en esta serie aparecen todos los tensores de estructuras de norma que caracterizan el sistema de norma. En este sentido, la solución propia de S es la funcional generatriz de los tensores de estructura de norma, S también genera el álgebra de norma mediante la

ecuación maestra. Desde un enfoque clásico un sistema de norma está completamente determinado cuando la solución propia S está bien determinada y la ecuación maestra ha sido calculada. Esto último es relevante ya que de aquí surgen las relaciones que deben satisfacerse por los tensores de estructura de norma. Para la teoría de Yang-Mills, el sistema de norma más simple, una solución de la ecuación maestra está dada por

$$S[\Phi, \Phi^*] = S[\phi] + (\delta_B \Phi^A) \Phi_A^*. \quad (2.31)$$

Ya que esta acción es bosónica, su número fantasma es cero. Es posible demostrar que la acción (2.31) es solución de la ecuación maestra, lo que conduce al álgebra conocida de la teoría de Yang-Mills.

Por otro lado, para cuantizar la teoría, ha de fijarse la norma. Mas, la teoría no puede ser cuantizada de forma directa ya que la acción es degenerada. Allende, los anticampos deben ser removidos ya que no son verdaderos grados de libertad, pero no se les puede simplemente anularlos producto de que S_0 es degenerada. No obstante, se hecha mano de un procedimiento no trivial, que al mismo tiempo ayuda a eludir la degeneración de la teoría. De acuerdo con Batalin–Vilkovisky [44], al introducir una funcional fermiónica de los campos, $\Psi[\Phi]$, con número fantasma -1 tal que

$$\Phi_A^* = \frac{\partial \Psi[\Phi]}{\partial \Phi^A}, \quad (2.32)$$

Nótese que en este caso ya no es necesario distinguir entre diferenciación izquierda o derecha. En la definición de un procedimiento de fijación de norma, el par trivial, $\bar{c}^a$ y B^a , es necesario ya que los únicos campos con número fantasma -1 son únicamente los campos antifantasma. Únicamente cuando se satisface que

$$(\delta_B \Phi^A) \Phi_A^* = (\delta_B \Phi^i) \left(\frac{\partial \Psi[\Phi]}{\partial \Phi^A} \right) = \delta_B \Psi[\Phi] \quad (2.33)$$

la solución propia adquiere la forma

$$S[\Phi, \delta \Psi / \delta \Phi] = S[\phi] + \delta_{B_\Psi} \Psi[\Phi] \quad (2.34)$$

Esta es la acción BRST de fijación de norma, que es invariante bajo las transformaciones BRST definidos como [6–8]

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} A_\mu^a &= -\partial_\mu c^a - g f^{abc} F_a^b c^c, \\ \delta_{B_\Psi} \psi_m &= -i t_{mn}^a c^a \psi_n, \\ \delta_{B_\Psi} c^a &= -\frac{1}{2} g f^{abc} c^b c^c, \\ \delta_{B_\Psi} \bar{c}^a &= B^a, \\ \delta_{B_\Psi} B^a &= 0, \end{aligned} \quad (2.35)$$

donde ψ_m representa los campos de materia y f^{abc} es la correspondiente constantes de estructura. En general, la nilpotencia de δ_{B_Ψ} solo se garantiza *on-shell*, es decir, tras la aplicación de las ecuaciones de movimiento. En particular, para la teoría de Yang-Mills, la nilpotencia se garantiza aun *off-shell*. Ahora, para la teoría electrodébil, definimos la funcional más general, Ψ , consistente con la teoría renormalizada. Para este caso el grupo de norma es $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Esta funcional, con número fantasma -1 se puede expresar como

$$\Psi = \int d^4x \left[\bar{c}^i \left(F_i + \frac{\xi}{2} B^i + \epsilon^{ijk} \bar{c}^j c^k \right) + \bar{c} \left(f + \frac{\xi}{2} B \right) \right], \quad (2.36)$$

donde F y F_i son las funciones de fijación de norma, esta está asociada con el grupo $U(1)_Y$ y aquella con el grupo $SU(2)_L$. Estas funciones están restringidas, por renormalizabilidad, a ser dependientes de forma cuadrática, a lo sumo, de los campos escalares y de norma. En la ecuación (2.36), la constante ξ es conocida como parámetro de norma, en general, es diferente para cada grupo, mas, por simplicidad, se ha considerado que son iguales. Nótese que en el método de Faddeev-Popov no figura el término $\epsilon^{ijk} \bar{c}^j c^k$, a pesar de que es necesario para obtener renormalizabilidad. Al hacer uso de las transformaciones antes descritas, ecuaciones (2.35), obtenemos la acción como

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} \psi = \int d^4x \left[\frac{\xi}{2} B^i B^i + (F_i + 2\epsilon^{ijk} \bar{c}^j c^k) B^i + \frac{\xi}{2} B B \right. \\ \left. + F B - \bar{c}^i (s F_i) - \bar{c}^A (s F) - \epsilon^{ijk} \epsilon^{klm} \bar{c}^i \bar{c}^j c^l c^m \right]. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Debido a que los campos auxiliares B^i y B aparecen de forma cuadrática su integración es equivalente a aplicar las ecuaciones de movimiento correspondiente en la acción BRST de fijación de norma, lo que conduce a una acción efectiva definida por el lagrangiano efectivo

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{EWT} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_G \quad (2.38)$$

donde $\mathcal{L}_{EWT}$ es la lagrangiana electrodébil invariante de norma; $\mathcal{L}_{GF}$ es la lagrangiana de fijación de norma, la cual se estudió en la sección anterior; mientras que $\mathcal{L}_G$ es la lagrangiana fantasma que ha de ser estudiada en una sección venidera.

2.3.2. Transformaciones BRST

De acuerdo con [9], para los campos de norma se sigue la regla de transformación

$$\delta_{B_\Psi} A_\mu^i = -\partial_\mu c^i - g \epsilon^{ijk} F_i c^j A_\mu^k, \quad (2.39)$$

la cual rinde, para los campos de norma del sector de Yang-Mills, las transformaciones

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} W_\mu^1 &= -\partial_\mu c^1 - g (c^2 W_\mu^3 - c^3 W_\mu^2) \\ \delta_{B_\Psi} W_\mu^2 &= -\partial_\mu c^2 - g (c^3 W_\mu^1 - c^1 W_\mu^3) \\ \delta_{B_\Psi} W_\mu^3 &= -\partial_\mu c^3 - g (c^1 W_\mu^2 - c^2 W_\mu^1). \end{aligned} \quad (2.40)$$

Estas transformaciones han de ser reescritas en términos de los eigenestados de masa. Para al alcanzar este objetivo son definidos los campos siguientes

$$c^\pm = \frac{c^1 \mp i c^2}{\sqrt{2}} \quad \text{y por tanto} \quad c^1 = \frac{c^+ + c^-}{\sqrt{2}}, \quad c^2 = \frac{i(c^+ - c^-)}{\sqrt{2}}, \quad (2.41)$$

y se toman definiciones similares para los campos antifantasma. De las definiciones (1.13), de forma similar con la ecuación (2.41), podemos deducir que

$$W_\mu^1 = \frac{W_\mu^+ + W_\mu^-}{\sqrt{2}}, \quad W_\mu^2 = \frac{i(W_\mu^+ - W_\mu^-)}{\sqrt{2}}. \quad (2.42)$$

y por tanto se alcanza la ecuación $c^1 W_\mu^2 - c^2 W_\mu^1 = -(c^+ W_\mu^- - c^- W_\mu^+)$, la cual nos permite exponer la tercer de las ecuaciones (2.40) como

$$\delta_{B_\Psi} W_\mu^3 = -\partial_\mu c^3 + ig (c^+ W_\mu^- - c^- W_\mu^+). \quad (2.43)$$

Por otro lado, para los eigenestados de masa del bosón $W^\pm$, partimos de las ecuaciones (1.13) con las cuales encontramos la transformación BRST

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} W_\mu^+ &= \frac{\delta_{B_\Psi} W_\mu^1 - i\delta_{B_\Psi} W_\mu^2}{\sqrt{2}} \\ &= -\partial_\mu c^+ + ig (c^3 W_\mu^+ - c^+ W_\mu^3), \end{aligned} \quad (2.44)$$

y de forma similar encontramos que

$$\delta_{B_\Psi} W_\mu^- = -\partial_\mu c^- - ig (c^3 W_\mu^- - c^- W_\mu^3). \quad (2.45)$$

Para las transformaciones BRST de los campos neutros, Z_μ y A_μ , es menester implementar un conjunto de ecuaciones, paralelas a las ecuaciones (1.10) y (1.12), con las cuales asociar campos fantasmas a los campos neutros. Estas están dadas por

$$\begin{aligned} c^3 &= c_W c^Z + s_W c^A, \\ c^4 &= -s_W c^Z + c_W c^A, \end{aligned} \quad (2.46)$$

$$\begin{aligned} c^Z &= c_W c^3 - s_W c^4, \\ c^A &= s_W c^3 + c_W c^4. \end{aligned} \quad (2.47)$$

Al tomar en cuenta las ecuaciones (1.12), (2.35), (2.43) se construye la transformación

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} Z_\mu &= c_W \delta_{B_\Psi} W_\mu^3 - s_W \delta_{B_\Psi} B_\mu \\ &= -\partial_\mu c^Z - ig c_W (c^- W_\mu^+ - c^+ W_\mu^-), \end{aligned} \quad (2.48)$$

de forma paralela se obtiene la transformación

$$\delta_{B_\Psi} A_\mu = -\partial_\mu c^A - ig s_W (c^- W_\mu^+ - c^+ W_\mu^-) \quad (2.49)$$

Para poder hacer uso de la lagrangiana fantasma, es obligado obtener las transformaciones BRST de los PBG. Esto se logra mediante la aplicación de una transformación generada por el grupo electrodébil al doblete de Higgs. En su forma infinitesimal, la transformación antes mencionada, tiene la forma

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} \Phi &= M\Phi = \left(\frac{ig}{2} \sigma^i c^i + ig' Y c^4 \right) \Phi \\ &= \left[\frac{ig}{2} \begin{pmatrix} c^3 & c^1 - ic^2 \\ c^1 + ic^2 & -c^3 \end{pmatrix} + ig \frac{s_W}{c_W} Y \begin{pmatrix} c^4 & 0 \\ 0 & -c^4 \end{pmatrix} \right] \Phi, \end{aligned} \quad (2.50)$$

donde se ha usado que $g' = g \frac{s_W}{c_W}$. Ahora, tras tomar en cuenta que $Y\Phi = 1/2$ y $c_W c^3 + s_W c^4 = c_{2W} c^Z + 2c_W s_W c^A$, así como la ecuación (2.47), la ecuación (2.50) alcanza la forma

$$\delta_{B_\Psi} \Phi = \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} \frac{c_{2W}}{c_W} c^Z + 2s_W c^A & \sqrt{2} c^+ \\ \sqrt{2} c^- & -\frac{1}{c_W} c^Z \end{pmatrix} \Phi. \quad (2.51)$$

Así, al plasmar de forma explicita el doblete de Higgs, se obtienen las transformaciones BRST

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} \varphi^+ &= \frac{ig}{2} \left[\left(\frac{c_{2W}}{c_W} c^Z + 2s_W c^A \right) \varphi^+ + \sqrt{2} c^+ \varphi^0 \right], \\ \delta_{B_\Psi} \varphi^- &= -\frac{ig}{2} \left[\left(\frac{c_{2W}}{c_W} c^Z + 2s_W c^A \right) \varphi^- + \sqrt{2} c^- \varphi^{0*} \right], \\ \delta_{B_\Psi} \varphi^0 &= \frac{ig}{2} \left(\sqrt{2} c^- \varphi^+ - \frac{1}{c_W} c^Z \varphi^0 \right), \\ \delta_{B_\Psi} \varphi^{0*} &= -\frac{ig}{2} \left(\sqrt{2} c^+ \varphi^- - \frac{1}{c_W} c^Z \varphi^{0*} \right). \end{aligned} \quad (2.52)$$

Para la transformación BRST del PBG del bosón Z ha de tomarse como partida el hecho de que

$$\varphi^0 = \frac{v + H + i\varphi_Z}{\sqrt{2}} \quad \rightarrow \quad \varphi^0 - \frac{i\varphi_Z}{\sqrt{2}} = \frac{v + H}{\sqrt{2}}, \quad \varphi^{0*} + \frac{i\varphi_Z}{\sqrt{2}} = \frac{v + H}{\sqrt{2}},$$

y por tanto

$$\varphi_Z = \frac{-i(\varphi^0 - \varphi^{0*})}{\sqrt{2}}. \quad (2.53)$$

Al aplicar los resultados (2.52) a (2.53) obtenemos la transformación

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} \varphi_Z &= \frac{-i}{\sqrt{2}} (\delta_{B_\Psi} \varphi^0 - \delta_{B_\Psi} \varphi^{0*}) \\ &= \frac{g}{2\sqrt{2}} \left[\sqrt{2} (c^- \varphi^+ + c^+ \varphi^-) - \frac{1}{c_W} c^Z (\varphi^0 + \varphi^{0*}) \right] \end{aligned} \quad (2.54)$$

Con el conjunto de transformaciones BRST formado por las ecuaciones (2.52) y (2.54) podemos obtener las respectivas transformaciones de las funciones de fijación de norma no lineal, cuyo estudio se plasmó en la Sección (2.2), ya que estas dependen de los PBG. La transformación de las funciones de fijación de norma en términos de los eigenestados de masa, ecuación (2.8), está dada por

$$\begin{aligned} \delta_{B_\Psi} F_+ &= \frac{\partial F_+}{\partial (\partial_\mu W^{+\mu})} \delta_{B_\Psi} (\partial_\mu W^{+\mu}) + \frac{\partial F_+}{\partial (W^{+\mu})} \delta_{B_\Psi} W^{+\mu} + \frac{\partial F_+}{\partial B_\mu} \delta_{B_\Psi} B_\mu \\ &\quad + \frac{\partial F_+}{\partial \varphi^+} \delta_{B_\Psi} \varphi^+ + \frac{\partial F_+}{\partial \varphi^{0*}} \delta_{B_\Psi} \varphi^{0*}, \end{aligned} \quad (2.55)$$

al considerar que $\bar{D}_{N\mu} \hat{D}^\mu c^+ = \square c^+ + ig \partial_\mu (W^{3\mu} c^+) + iNg' B_\mu \partial^\mu c^+ - Ng'g B_\mu W^{3\mu} c^+$, $g' = \frac{s_W}{c_W} g$, $\delta_{B_\Psi} (\partial_\mu W^{+\mu}) = \partial_\mu (\delta_{B_\Psi} W^{+\mu})$, así como la ecuación (2.9), (2.55) se tornará en

$$\begin{aligned}
\delta_{B_\Psi} F_+ = & -\bar{D}_{N\mu} \hat{D}^\mu c^+ + ig (c_W c^Z + s_W c^A) \bar{D}_{N\mu} W^{+\mu} \\
& + ig W^{+\mu} \partial_\mu \left[c^Z \left(c_W + N \frac{s_W^2}{c_W} \right) + c^A (s_W - N s_W) \right] \\
& - \frac{g^2}{4\sqrt{2}} \xi \left[\left((2v(1-N) + 2\sqrt{2}N\varphi^{0*}) \varphi^0 - 2\sqrt{2}N\varphi^+ \varphi^- \right) c^+ \right. \\
& \quad \left. + \left((\sqrt{2}v(1-N) + 2N\varphi^{0*}) \left(\frac{c_{2W}}{c_W} c^Z + 2s_W c^A \right) + \frac{2N}{c_W} c^Z \varphi^{0*} \right) \varphi^+ \right]
\end{aligned} \tag{2.56}$$

y como $\delta_{B_\Psi} F_- = (\delta_{B_\Psi} F_+)^{\dagger}$ entonces

$$\begin{aligned}
\delta_{B_\Psi} F_- = & -\bar{D}_{N\mu}^{\dagger} \hat{D}^{\mu\dagger} c^- - ig (c_W c^Z + s_W c^A) \bar{D}_{N\mu}^{\dagger} W^{-\mu} \\
& - ig W^{-\mu} \partial_\mu \left[c^Z \left(c_W + N \frac{s_W^2}{c_W} \right) + c^A (s_W - N s_W) \right] \\
& - \frac{g^2}{4\sqrt{2}} \xi \left[\left((2v(1-N) + 2\sqrt{2}N\varphi^0) \varphi^{0*} - 2\sqrt{2}N\varphi^+ \varphi^- \right) c^- \right. \\
& \quad \left. + \left((\sqrt{2}v(1-N) + 2N\varphi^0) \left(\frac{c_{2W}}{c_W} c^Z + 2s_W c^A \right) + \frac{2N}{c_W} c^Z \varphi^0 \right) \varphi^- \right]
\end{aligned} \tag{2.57}$$

Ahora, para la función de fijación (2.11), de forma análoga,

$$\begin{aligned}
\delta_{B_\Psi} F_Z = & \frac{\partial F_Z}{\partial (\partial_\mu Z^\mu)} \delta_{B_\Psi} (\partial_\mu Z^\mu) + \frac{\partial F_Z}{\partial \varphi_Z} \delta_{B_\Psi} \varphi_Z \\
= & -\square c^Z + ig c_W \partial_\mu (c^+ W^{-\mu} - c^- W^{+\mu}) \\
& - \frac{g}{2\sqrt{2}} \xi m_Z \left[\sqrt{2} (c^- \varphi^+ + c^+ \varphi^-) - \frac{1}{c_W} c^Z (\varphi^0 + \varphi^{0*}) \right].
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Finalmente, para la ecuación (2.12) con un procedimiento paralelo se alcanza la transformación

$$\begin{aligned}
\delta_{B_\Psi} F_A = & \frac{\partial F_A}{\partial (\partial_\mu A^\mu)} \delta_{B_\Psi} (\partial_\mu A^\mu) + \frac{\partial F_A}{\partial \varphi_Z} \delta_{B_\Psi} \varphi_Z \\
= & -\square c^A + ig s_W \partial_\mu (c^+ W^{-\mu} - c^- W^{+\mu}).
\end{aligned} \tag{2.59}$$

Las transformaciones hasta aquí presentadas se adhieren al ME mediante la lagrangiana fantasma, la cual es auxiliar en la ardua tarea por alcanzar cálculos fenomenológicos finitos. Mas, para tener la capacidad de comenzar con la fenomenología, es menester obtener las reglas de Feynman correspondientes a los diferentes sectores del ME, lo que inexorablemente nos lleva realizar un estudio de los campos fantasma. Este análisis se presenta en secciones venideras.

2.4. Lagrangiana Fantasma

Con el fin de realizar predicciones, el ME debe ser discretizado. Sin embargo, esta es una tarea nada trivial. Por otro lado, las teorías de norma no son sistemas Hamiltonianos canónicos, y por tanto, la discretización canónica no puede ser llevada a cabo. Las teorías de norma son sistemas Hamiltonianos generalizados en los que surgen restricciones en las coordenadas y el momento canónico. La solución a este problema fue planteada por Faddeev y Popov [24,25]. La prescripción de Faddeev-Popov es valida siempre que sea aplicada a un sistema que tenga un número finito de grados de libertad. Mas, esta prescripción se ve limitada cuando se busca realizar un análisis fenomenológico en el que se vean involucradas interacciones de cuatro campos fantasma. Esto último nos conduce a plantear una lagrangiana fantasma que, además de sortear esta dificultad, incluya las propiedades del trabajo de Faddeev-Popov. En [37–39] se proponen lagrangianas fantasmas, para plantearlas se parte de una estructura de acción invariante BRST, al igual que en el presente trabajo. De este modo, con el álgebra descrita en la sección 2.4, se propone la siguiente lagrangiana

$$\mathcal{L}_G = -\bar{c}^i (\delta_{B_\Psi} F_i) - \bar{c} (\delta_{B_\Psi} F) - \frac{2g}{\xi} \epsilon^{ijk} F_i \bar{c}^j c^k + g^2 \left(\frac{2}{\xi} - 1 \right) \epsilon^{ijk} \epsilon^{klm} \bar{c}^i \bar{c}^j c^l c^m \quad (2.60)$$

Ha de remarcarse que los dos últimos términos de esta ecuación no aparecen en el método de Faddeev - Popov. Al partir de las ecuaciones (2.41) y (2.46), expandimos los dos primeros términos de la lagrangiana (2.60)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{G1} &= -\bar{c}^i (\delta_{B_\Psi} F_i) - \bar{c}^A (\delta_{B_\Psi} F) \\ &= -\bar{c}^+ \delta_{B_\Psi} F_- - \bar{c}^- \delta_{B_\Psi} F_+ - \bar{c}^Z \delta_{B_\Psi} F_Z - \bar{c}^A \delta_{B_\Psi} F_A. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Ha de notarse que la ecuación (2.61) es la prescripción de Faddeev - Popov. Esta ecuación se vuelve, con las ecuaciones (2.56), (2.57), (2.58) y (2.59), en

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G1} = & \bar{c}^- \square c^+ + \bar{c}^+ \square c^- + \bar{c}^Z \square c^Z + \bar{c}^A \square c^A \\
& + ig \bar{c}^- \partial_\mu (W^{3\mu} c^+) + iNg' B_\mu \bar{c}^- \partial^\mu c^+ - Ngg' B_\mu W^{3\mu} \bar{c}^- c^+ \\
& - ig \bar{c}^+ \partial_\mu (W^{3\mu} c^-) - iNg' B_\mu \bar{c}^+ \partial^\mu c^- - Ngg' B_\mu W^{3\mu} \bar{c}^+ c^- \\
& - ig \bar{c}^- c^3 \bar{D}_{N\mu} W^{+\mu} - ig \bar{c}^- W^{+\mu} \partial_\mu \left(c^3 - N \frac{s_W}{c_W} c^4 \right) \\
& + ig \bar{c}^+ c^3 \bar{D}_{N\mu}^{\dagger} W^{-\mu} + ig \bar{c}^+ W^{-\mu} \partial_\mu \left(c^3 - N \frac{s_W}{c_W} c^4 \right) \\
& - ig \bar{c}^3 \partial_\mu (c^+ W^{-\mu} - c^- W^{+\mu}) \\
& + \frac{g^2}{4\sqrt{2}} \xi \left[\bar{c}^- \left(2v(1-N) \varphi^0 + 2\sqrt{2}N \varphi^{0*} \varphi^0 - 2\sqrt{2}N \varphi^- \varphi^+ \right) c^+ \right. \\
& \quad + \bar{c}^- \left(\left(\sqrt{2}v(1-N) + 2N \varphi^{0*} \right) \left(\frac{c_{2W}}{c_W} c^Z + 2s_W c^A \right) + \frac{2N}{c_W} c^Z \varphi^{0*} \right) \varphi^+ \\
& \quad + \bar{c}^+ \left(2v(1-N) \varphi^{0*} + 2\sqrt{2}N \varphi^{0*} \varphi^0 - 2\sqrt{2}N \varphi^- \varphi^+ \right) c^- \\
& \quad \left. + \bar{c}^+ \left(\left(\sqrt{2}v(1-N) + 2N \varphi^{0*} \right) \left(\frac{c_{2W}}{c_W} c^Z + 2s_W c^A \right) + \frac{2N}{c_W} c^Z \varphi^{0*} \right) \varphi^- \right] \\
& - \frac{g}{2\sqrt{2}} \xi m_Z \bar{c}^Z \left[\sqrt{2} (c^- \varphi^+ + c^+ \varphi^-) - \frac{c^Z}{c_W} (\varphi^{0*} + \varphi^0) \right].
\end{aligned} \tag{2.62}$$

Nótese que esta lagrangiana es invariante bajo el grupo electromagnético. Al ajustar el parámetro de norma para la norma no lineal, de cada término que presenta derivada covariante surge un término de superficie con lo que es posible reescribir la lagrangiana (2.62) en una forma más compacta. En la lagrangiana de Faddeev - Popov se distinguen dos partes principales,

$$\mathcal{L}_{G1} = \mathcal{L}_{G1}^0 + \mathcal{L}_{G1}^I, \tag{2.63}$$

donde $\mathcal{L}_{G1}^0$ es el término cinético, del cual emanan los propagadores de los campos del sector fantasma. Por otro lado, $\mathcal{L}_{G1}^I$ se divide en dos partes, $\mathcal{L}_{G1V}^I$ en la cual se dan las interacciones de los fantasmas ghost - antighost - bosones de norma y $\mathcal{L}_{G1s}^I$ caracteriza las interacciones de campos escalares. Con el fin de poder obtener las reglas de Feynman, ha de hacerse manejable la lagrangiana seleccionando la norma no lineal. Entonces, al tomar en cuenta que

$$\begin{aligned}
& \frac{g^2}{2} \xi (\varphi^{0*} \varphi^0 \bar{c}^- c^+ + \varphi^{0*} \varphi^0 \bar{c}^+ c^-) + \frac{g}{2\sqrt{2}} \frac{\xi m_Z}{c_W} \bar{c}^Z c^Z (\varphi^{0*} + \varphi^0) \\
& = \xi m_W^2 (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) + \frac{g}{2} \frac{\xi m_Z}{c_W} H \bar{c}^Z c^Z \\
& \quad + \xi m_Z^2 \bar{c}^Z c^Z + \frac{g^2}{4} \xi (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) (HH + 2vH + \varphi_Z \varphi_Z),
\end{aligned} \tag{2.64}$$

de la ecuación (2.62) surgen las lagrangianas

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G1}^0 = & - \partial_\mu \bar{c}^+ \partial^\mu c^- - \partial_\mu \bar{c}^- \partial^\mu c^+ - \partial_\mu \bar{c}^A \partial^\mu c^A - \partial_\mu \bar{c}^Z \partial^\mu c^Z \\
& + \xi m_W^2 (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) + \xi m_Z^2 \bar{c}^Z c^Z,
\end{aligned} \tag{2.65}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G1V} = & W^{3\mu} (\partial_\mu \bar{c}^- c^+ - \partial_\mu \bar{c}^+ c^-) + ig' B_\mu (\bar{c}^- \partial^\mu c^+ - \bar{c}^+ \partial^\mu c^-) - gg' B_\mu W^{3\mu} (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) \\
& - ig (W^{+\mu} \bar{c}^- \partial_\mu - W^{-\mu} \bar{c}^+ \partial_\mu) c^3 + gg' B_\mu (W^{+\mu} \bar{c}^- + W^{-\mu} \bar{c}^+) c^3 \\
& - \frac{ig}{c_W} (W^{+\mu} \bar{c}^- - W^{-\mu} \bar{c}^+) \partial_\mu c^Z + ig \partial_\mu \bar{c}^3 (W^{-\mu} c^+ - W^{+\mu} c^-),
\end{aligned} \tag{2.66}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G1S} = & \frac{g^2}{2\sqrt{2}} \left[2 (\varphi^{0*} \varphi^+ \bar{c}^- + \varphi^0 \varphi^- \bar{c}^+) c^3 - \sqrt{2} \varphi^- \varphi^+ (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) \right] \\
& - \frac{g}{2} \xi m_Z \bar{c}^Z (\varphi^+ c^- + \varphi^- c^+) + \frac{g}{2} \frac{m_Z}{c_W} \xi H \bar{c}^Z c^Z \\
& + \frac{g^2}{4} \xi (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) (HH + 2vH + \varphi_Z \varphi_Z).
\end{aligned} \tag{2.67}$$

Estas dos últimas lagrangianas, al considerar las ecuaciones (1.10), (2.46) y fijando el parámetro de norma a la norma no lineal, se vuelven en

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G1V} = & -ig (Z^\mu c_W + A^\mu s_W) (\partial_\mu \bar{c}^- c^+ - \partial_\mu \bar{c}^+ c^-) \\
& + ig' (A_\mu c_W - Z_\mu s_W) (\bar{c}^- \partial^\mu c^+ - \bar{c}^+ \partial^\mu c^-) \\
& - gg' (A_\mu c_W - Z_\mu s_W) (Z^\mu c_W + A^\mu s_W) (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) \\
& + gg' (A_\mu c_W - Z_\mu s_W) (W^{+\mu} \bar{c}^- + W^{-\mu} \bar{c}^+) (c^Z c_W + c^A s_W) \\
& - ig (\partial_\mu W^{+\mu} \bar{c}^- - \partial_\mu W^{-\mu} \bar{c}^+) (c^Z c_W + c^A s_W) \\
& - \frac{ig}{c_W} (W^{+\mu} \bar{c}^- - W^{-\mu} \bar{c}^+) \partial_\mu c^Z \\
& + ig \partial_\mu (\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) (W^{-\mu} c^+ - W^{+\mu} c^-),
\end{aligned} \tag{2.68}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G1S} = & \frac{g^2}{2\sqrt{2}} \left[2 (\varphi^{0*} \varphi^+ \bar{c}^- + \varphi^0 \varphi^- \bar{c}^+) (c^Z c_W + c^A s_W) \right. \\
& \left. - \sqrt{2} \varphi^- \varphi^+ (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) \right] \\
& - \frac{g}{2} \xi m_Z \bar{c}^Z (\varphi^+ c^- + \varphi^- c^+) + \frac{g}{2} \frac{m_Z}{c_W} \xi H \bar{c}^Z c^Z \\
& + \frac{g^2}{4} \xi (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) (HH + 2vH + \varphi_Z \varphi_Z).
\end{aligned} \tag{2.69}$$

En tanto, para el tercer término de la ecuación (2.60) se alcanza la expresión

$$\begin{aligned}
-\frac{2g}{\xi} \epsilon^{ijk} F_i \bar{c}^j c^k = & -\frac{2g}{\xi} (F_1 \bar{c}^2 c^3 - F_1 \bar{c}^3 c^2 - F_2 \bar{c}^1 c^3 + F_2 \bar{c}^1 c^3 + F_2 \bar{c}^3 c^1 + F_3 \bar{c}^1 c^2 - F_3 \bar{c}^2 c^1) \\
= & -\frac{2g}{\xi} [(F_- \bar{c}^+ - F_+ \bar{c}^-) (c^Z c_W + c^A s_W) + (\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) (F_+ c^- - F_- c^+) \\
& + (F_Z c_W + F_A s_W) (\bar{c}^- c^+ - \bar{c}^+ c^-)].
\end{aligned} \tag{2.70}$$

Para el último término de la lagrangiana fantasma es menester manejar con mayor diligencia el estudio. Debido a la anticonmutatividad que se da entre los campos fantasma, entre ellos, así como con los antifantasma y con las transformaciones BRST, ha de evitarse aplicar cualquier anticonmutación hasta después de expresar los campos en eigenestados de masa. Luego de custodiar este proceso de la forma antes descrita, el término ultimo de la lagrangiana (2.60) alcanza la forma

$$\begin{aligned}
g^2 \left(\frac{2}{\xi} - 1 \right) \epsilon^{ijk} \epsilon^{klm} \bar{c}^i \bar{c}^j c^l c^m &= g^2 \left(\frac{2}{\xi} - 1 \right) (-4\bar{c}^3 \bar{c}^- c^+ c^3 - 4\bar{c}^3 \bar{c}^+ c^- c^3 - 4\bar{c}^+ \bar{c}^- c^+ c^-) \\
&= 4g^2 \left(1 - \frac{2}{\xi} \right) [(c_W \bar{c}^Z + s_W \bar{c}^A) (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) \\
&\quad \times (c_W c^Z + s_W c^A) \\
&\quad + \bar{c}^+ \bar{c}^- c^+ c^-] .
\end{aligned} \tag{2.71}$$

Con las ecuaciones (2.70) y (2.71) se plantea la lagrangiana

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G2} = -\frac{2g}{\xi} [(F_- \bar{c}^+ - F_+ \bar{c}^-) (c^Z c_W + c^A s_W) + (\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) (F_+ c^- - F_- c^+) \\
+ (F_Z c_W + F_A s_W) (\bar{c}^- c^+ - \bar{c}^+ c^-)] \\
- 4 (c_W \bar{c}^Z + s_W \bar{c}^A) (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) (c_W c^Z + s_W c^A) - 4\bar{c}^+ \bar{c}^- c^+ c^-,
\end{aligned} \tag{2.72}$$

por lo tanto, la lagrangiana fantasmas se expresa como $\mathcal{L}_G = \mathcal{L}_{G1} + \mathcal{L}_{G2}$, donde $\mathcal{L}_{G1}$ contiene la prescripción usual de Faddeev - Popov. Con las ecuaciones (2.9), (2.10), (2.11), (2.12), la ecuación (2.70) adquiere la forma

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G2} = -\frac{2g}{\xi} \{ (\partial_\mu W^{-\mu} \bar{c}^+ - \partial_\mu W^{+\mu} \bar{c}^-) c^3 + \bar{c}^3 (\partial_\mu W^{+\mu} c^- - \partial_\mu W^{-\mu} c^+) \\
- iNg' B_\mu [(W^{-\mu} \bar{c}^+ + W^{+\mu} \bar{c}^-) c^3 - \bar{c}^3 (W^{-\mu} c^+ + W^{+\mu} c^-)] \\
+ \frac{ig}{2\sqrt{2}} \xi \left[(\sqrt{2}v(1-N)\varphi^- + 2N\varphi^0\varphi^-) (\bar{c}^3 c^+ - \bar{c}^+ c^3) \right. \\
\left. + (\sqrt{2}v(1-N)\varphi^+ + 2N\varphi^{0*}\varphi^+) (\bar{c}^3 c^- - \bar{c}^- c^3) \right] \\
+ (\partial_\mu W^{3\mu} + c_W m_Z \xi \varphi_Z) (\bar{c}^+ c^- - \bar{c}^- c^+) \} \\
+ 4g^2 \left(1 - \frac{2}{\xi} \right) [\bar{c}^3 (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) c^3 + \bar{c}^+ \bar{c}^- c^+ c^-]
\end{aligned} \tag{2.73}$$

La lagrangiana (2.73) conviene que sea reescrita para la norma no lineal como sigue

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{G2} = & -\frac{2g}{\xi} \left\{ (\partial_\mu W^{-\mu} \bar{c}^+ - \partial_\mu W^{+\mu} \bar{c}^-) (c^Z c_W + c^A s_W) \right. \\
& + (\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) (\partial_\mu W^{+\mu} c^- - \partial_\mu W^{-\mu} c^+) \\
& - ig' (A_\mu c_W - Z_\mu s_W) [(W^{-\mu} \bar{c}^+ + W^{+\mu} \bar{c}^-) (c^Z c_W + c^A s_W) \\
& \quad \left. - (\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) (W^{-\mu} c^+ + W^{+\mu} c^-)] \right. \\
& + \frac{ig}{\sqrt{2}} \xi [\varphi^0 \varphi^- ((\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) c^+ - \bar{c}^+ (c^Z c_W + c^A s_W)) \\
& \quad + \varphi^{0*} \varphi^+ ((\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) c^- - \bar{c}^- (c^Z c_W + c^A s_W))] \\
& + [\partial_\mu (Z^\mu c_W + A^\mu s_W) + c_W m_Z \xi \varphi_Z] (\bar{c}^+ c^- - \bar{c}^- c^+) \} \\
& + 4g^2 \left(1 - \frac{2}{\xi} \right) [(\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) (\bar{c}^- c^+ + \bar{c}^+ c^-) (c^Z c_W + c^A s_W) \\
& \quad + \bar{c}^+ \bar{c}^- c^+ c^-]
\end{aligned} \tag{2.74}$$

Con esto, se obtiene, de manera consistente, el conjunto de lagrangianas que constituye al ME. De estas lagrangianas surgirán las reglas de Feynman con las cuales se espera obtener cálculos fenomenológicos coherentes que nos permitan, aunado a los resultados experimentales, realizar análisis confiables de la física del altas energías.

Capítulo 3

Reglas de Feynman

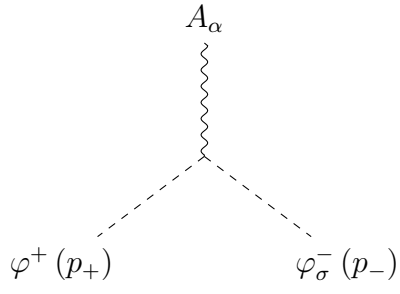
Producto de la enorme complejidad de las integrales que emanan de la teoría de perturbaciones en electrodinámica cuántica, en 1948 Richard Feynman propuso los diagramas de Feynman. Estos son una representación gráfica de los términos matemáticos que describen la interacción entre partículas. Cada diagrama tiene asociado un termino matemático (que es más manejable de lo que serían las integrales), lo que conduce a una exploración fenomenológica hacedera. Estas reglas de Feynman surgen de las lagrangianas tras de un conjunto de operaciones que se ejecutan sobre los términos en los que figuran los campos representativos de las partículas de interés. A continuación se presenta una descripción de las reglas de Feynman que surgen en cada una de las lagrangianas discutidas en los capítulos 1 y 2.

3.1. Lagrangiana de Higgs

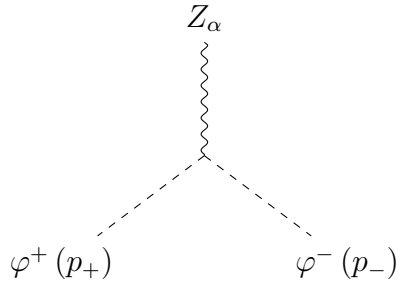
Con el fin de analizar la parte cinética de la lagrangiana de Higgs, se realiza el estudio en dos partes, $\mathcal{L}_{HK1}$ y $\mathcal{L}_{HK2}$, por lo cual debemos expandir estas lagrangianas. Para la primer lagrangiana cinética de Higgs se expresa, de acuerdo con las ecuaciones (1.44), como

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{HK1} = & \frac{1}{4} \left[4\partial_\mu \varphi^- \partial^\mu \varphi^+ + 2ig (Z^\mu c_W + A^\mu s_W) \partial_\mu \varphi^- \varphi^+ \right. \\ & + 2ig' (A^\mu c_W - Z^\mu s_W) \partial_\mu \varphi^- \varphi^+ \\ & - 2ig (Z_\mu c_W + A_\mu s_W) \varphi^- \partial_\mu \varphi^+ \\ & + g^2 (Z_\mu c_W + A_\mu s_W) (Z^\mu c_W + A^\mu s_W) \varphi^- \varphi^+ \\ & + gg' (Z_\mu c_W + A_\mu s_W) (A^\mu c_W - Z^\mu s_W) \varphi^- \varphi^+ \\ & - 2ig' (A_\mu c_W - Z_\mu s_W) \varphi^- \partial_\mu \varphi^+ \\ & + gg' (a_\mu c_W - Z_\mu s_W) (Z^\mu c_W + A^\mu s_W) \varphi^- \varphi^+ \\ & \left. + (g')^2 (A_\mu c_W - Z_\mu s_W) (A^\mu c_W - Z^\mu s_W) \varphi^- \varphi^+ \right] \\ & + \frac{g^2}{2} W_\mu^- W^{+\mu} (\varphi^- \varphi^+ + \varphi^{0*} \varphi^0),\end{aligned}\tag{3.1}$$

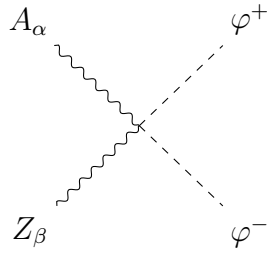
con esta expresión se localizan las siguientes reglas de Feynman



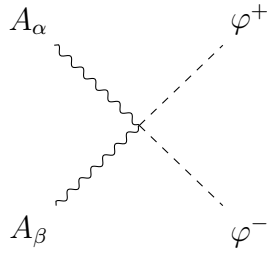
$$-ie (p_+ - p_-)^\alpha$$



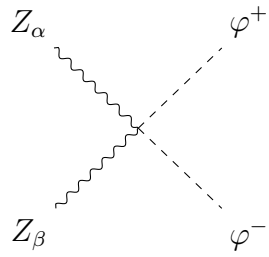
$$-i \frac{gc_{2W}}{2c_W} (p_+ - p_-)^\alpha$$



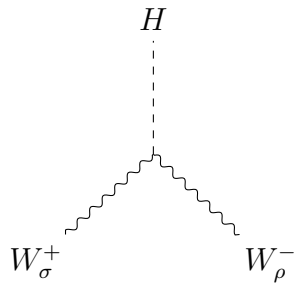
$$ig e \frac{c_{2W}}{c_W} g^{\alpha\beta}$$



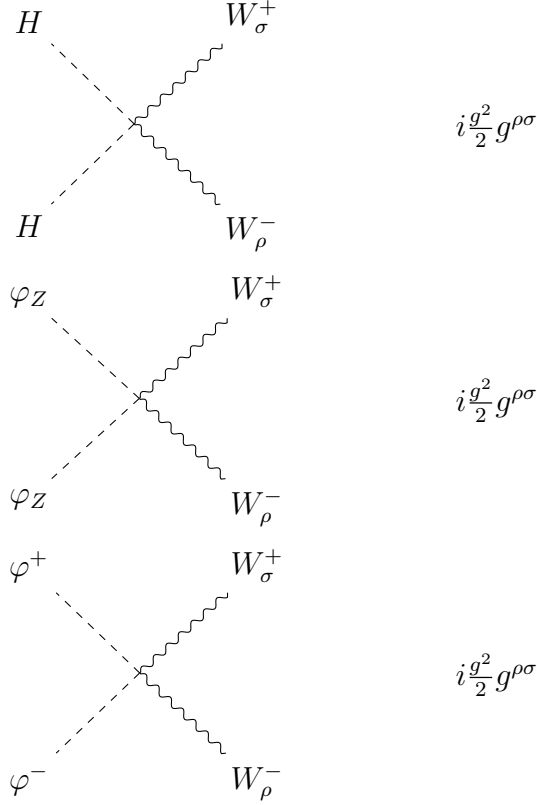
$$i2e^2 g^{\alpha\beta}$$



$$i \frac{g^2}{2} \left(\frac{c_{2W}}{c_W} \right)^2 g^{\alpha\beta}$$



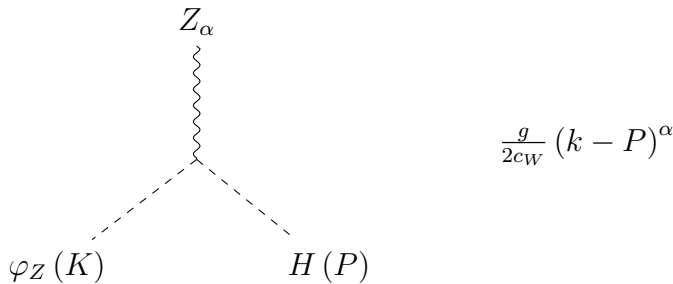
$$im_W g^{\rho\sigma}$$

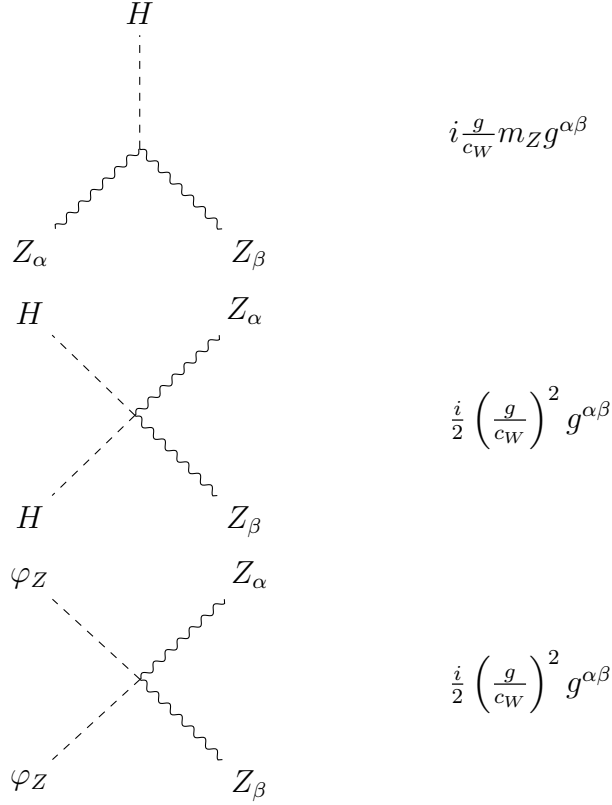


Es notable que estas reglas de Feynman no cambian respecto a las que se presentan de las lagrangianas planteadas en [38]. Por otro lado, al tomar en cuenta las lagrangianas $\mathcal{L}_{HK2}$ y $\mathcal{L}_{GFSV}$, ecuaciones (1.47) y (2.22), respectivamente; considerando el término proporcional a $m_Z \varphi_Z \partial_\mu Z^\mu$ en esta y el primer término de aquella, surgen los términos

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{4} \left[\left(\hat{D}_\mu^\dagger + \bar{D}_\mu \right) \varphi^0 \right]^\dagger \left[\left(\hat{D}^{\mu\dagger} + \bar{D}^\mu \right) \varphi^0 \right] - m_Z \varphi_Z \partial_\mu Z^\mu \\
&= \frac{1}{4} \left[-2i \partial_\mu \varphi^{0*} \varphi W^{3\mu} + 2ig' \partial_\mu \varphi^{0*} \varphi^0 B^\mu + 2ig W_\mu^3 \varphi^{0*} \partial_\mu \varphi^0 - 2ig' \varphi^{0*} \partial^\mu \varphi^0 B_\mu \right. \\
&\quad \left. + g^2 \varphi^{0*} \varphi^0 W_\mu^3 W^{3\mu} - gg' W_\mu^3 B^\mu - gg^\mu \varphi^{0*} \varphi^0 B_\mu W^{3\mu} + (g')^2 \varphi^{0*} \varphi^0 B_\mu B^\mu + \dots \right] \quad (3.2) \\
&\quad - m_Z \varphi_Z \partial_\mu Z^\mu \\
&= -\frac{g}{2c_W} (\partial_\mu \varphi_Z Z^\mu - \partial_\mu H \varphi_Z Z^\mu) + \frac{1}{4} \left(\frac{g}{c_W} \right)^2 \varphi^{0*} \varphi^0 Z_\mu Z^\mu - m_Z \partial_\mu (\varphi_Z Z^\mu) + \dots
\end{aligned}$$

Ha de tomarse en cuenta que el último término de esta ecuación es un término de superficie, i.e., se anula a nivel de acción mediante una integración por partes. De esta manera, de la ecuación (3.2), se dan las siguientes reglas de Feynman:





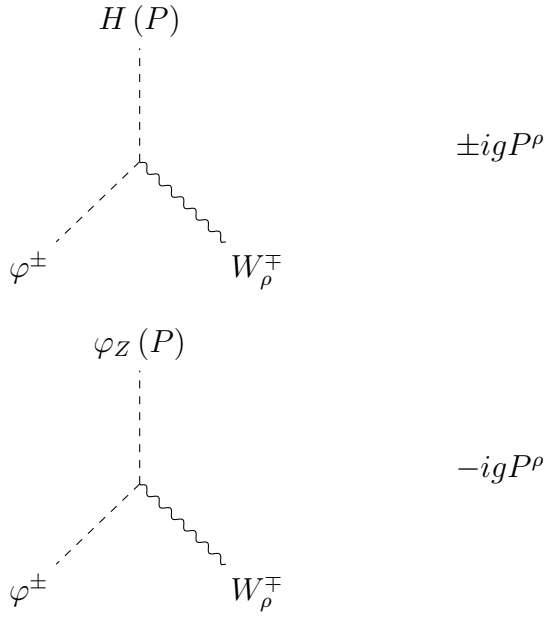
Es importante notar que tanto la ecuación (3.1) como la (3.2) no dependen del parámetro auxiliar, N . Dicho en otras palabras, las reglas de Feynman que de estas ecuaciones surgen, no se ven modificadas por la elección de la norma. Con el resto de los términos de las lagrangianas (1.47) y (2.22) surge la expresión siguiente

$$\begin{aligned}
& \frac{ig}{2\sqrt{2}} \left[W^{+\mu} \varphi^0 \left[\left(\bar{D}_\mu + \hat{D}_\mu \right) \varphi^+ \right]^\dagger - W_\mu^- \varphi^{0*} \left(\bar{D}^\mu + \hat{D}^\mu \right) \varphi^+ \right] \\
& + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \left[W^{-\mu} \varphi^+ \left[\left(\bar{D}_\mu + \hat{D}_\mu^\dagger \right) \varphi^0 \right]^\dagger - W_\mu^+ \varphi^- \left(\bar{D}^\mu + \hat{D}^{\mu\dagger} \right) \varphi^0 \right] \\
& - \frac{ig}{2\sqrt{2}} \left\{ \left(\bar{D}_{N\mu}^\dagger W^{-\mu} \right) \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^+ + 2N\varphi^{0*}\varphi^+ \right] \right. \\
& \quad \left. - \left(\bar{D}_{N\mu} W^{+\mu} \right) \left[\sqrt{2}v(1-N)\varphi^- + 2N\varphi^0\varphi^- \right] \right\} \\
& = \frac{ig}{2\sqrt{2}} \left[2(N^2 - 1) ig' W_\mu^- B^\mu \varphi^{0*} \varphi^0 + 2(N^2 - 1) ig' W^{+\mu} \varphi^- \varphi^0 \right. \\
& \quad + 2(\partial_\mu \varphi^- W^{+\mu} + N \partial_\mu W^{+\mu} \varphi^-) \varphi^0 - (\partial_\mu \varphi^+ W^{-\mu} + N \partial_\mu W^{-\mu} \varphi^+) \varphi^{0*} \\
& \quad \left. + 2(\partial_\mu \varphi^{0*} W^{-\mu} \varphi^+ - \partial_\mu \varphi^0 W^{+\mu} \varphi^-) + v(1-N)(\varphi^+ \partial_\mu W^{-\mu} - \partial_\mu \varphi^-) \right],
\end{aligned} \tag{3.3}$$

con la intención de eliminar los términos no físicos, ha de fijarse el parámetro de la norma. Por lo tanto, la expresión (3.3) se torna en

$$ig\sqrt{2} (W^{-\mu} \partial_\mu \varphi^{0*} - W^{+\mu} \varphi^- \partial_\mu \varphi^0), \tag{3.4}$$

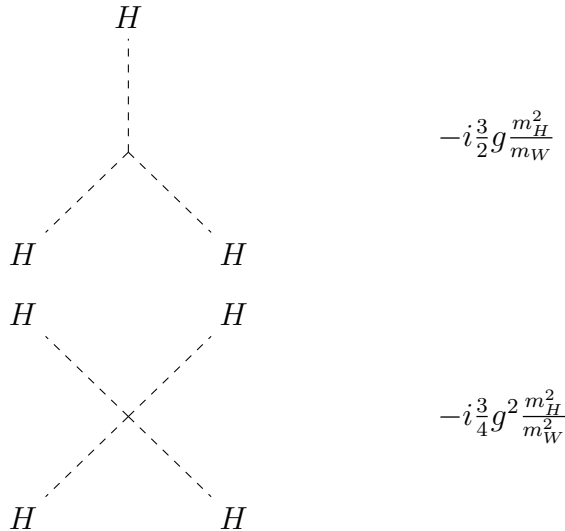
donde ya han sido eliminados los términos de superficie. Con esto, se obtienen las reglas de Feynman siguientes

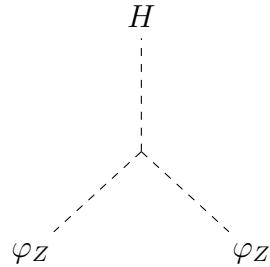
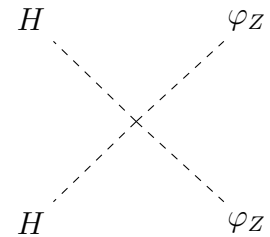
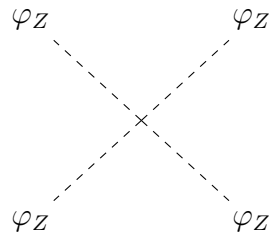
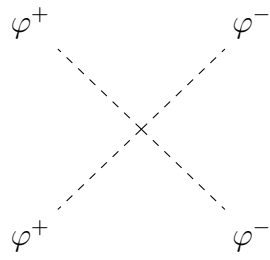


El ocaso del estudio de las repercusiones de la norma no lineal en la lagrangiana de Higgs se da al analizar el potencial de Higgs en conjunción con la lagrangiana $\mathcal{L}_{GFS}$, ecuación (2.21), Las cuales forman la expresión

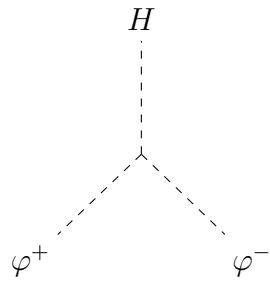
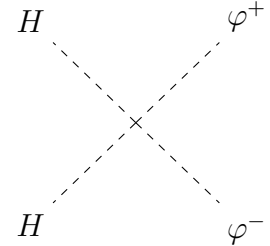
$$\begin{aligned}
& -V(\Phi) + \mathcal{L}_{GFS} \\
& = -\lambda \left(-v^2 + \varphi^- \varphi^+ + \varphi^{0*} \varphi^0 \right) \left(\varphi^- \varphi^+ + \varphi^{0*} \varphi^0 \right) \\
& - \left(\frac{g}{2\sqrt{2}} \right)^2 \xi \left[2v^2 (1 - N)^2 \varphi^- \varphi^+ + 4N^2 \varphi^{0*} \varphi^0 \varphi^- \varphi^+ \right] - \frac{\xi}{2} (m_Z \varphi_Z)^2,
\end{aligned} \tag{3.5}$$

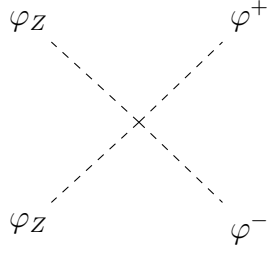
de donde surgen el término desde el que se manifiestan las autointeracciones del bosón de Higgs, las cuales no se ven afectadas por la elección de la norma.



	$-\frac{i}{2}g\frac{m_H^2}{m_W}$
	$-\frac{i}{4}g^2\frac{m_H^2}{m_W^2}$
	$-i\frac{3}{4}g^2\frac{m_H^2}{m_W^2}$
	$-\frac{i}{2}g^2\frac{m_H^2}{m_W^2}$

Por otro lado, algunos de los acoplamientos sí se ven afectados por la elección de la norma. Entonces, al fijar el parámetro de norma no lineal, se presentan los acoplamientos, cuyas reglas de Feynman se muestran a continuación

	$-\frac{i}{2}gm_W\left(\frac{m_H^2}{m_W} + \xi\right)$
	$-\frac{i}{2}g^2\left(\frac{m_H^2}{2m_W^2} + \xi\right)$



$$-\frac{i}{2}g^2 \left(\frac{m_H^2}{2m_W^2} + \xi \right)$$

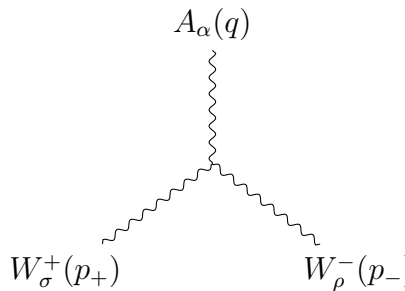
Las reglas de Feynman presentan cambios notables respecto a varios autores. Empero, es importante notar que la mayoría de los autores emplean la misma convención de signos para la lagrangiana de Higgs, ecuación (1.31).

3.2. Lagrangiana de Yang-Mills

Con ayuda de la ecuación (2.8) se puede expresarse la lagrangiana de fijación de norma no lineal, en su parte vectorial, ecuación (2.20), y con esto, al sumarla con la lagrangiana de interacción de Yang-Mills, ecuación (1.62), se alcanza la expresión

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{YM}^I + \mathcal{L}_{GFV} = & \frac{ig}{2} [(s_W A^\mu + c_W Z^\mu) W^{-\nu} - (s_W A^\nu + c_W Z^\nu) W^{-\mu}] W_{\mu\nu}^+ \\
& - \frac{ig}{2} [(s_W A_\mu + c_W Z_\mu) W_\nu^+ - (s_W A_\nu + c_W Z_\nu) W_\mu^+] W^{-\mu\nu} \\
& + g^2 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) (s_W A^\nu + c_W Z^\nu) W_\nu^+ W^{-\mu} \\
& - g^2 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) (s_W A^\mu + c_W Z^\mu) W_\nu^+ W^{-\nu} \\
& + ig (s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu}) W^{-\mu} W^{+\nu} \\
& + \frac{g^2}{2} (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) W^{-\mu} W^{+\nu} \\
& - \frac{1}{2\xi} (\partial_\mu A^\mu)^2 - \frac{1}{2\xi} (\partial_\mu Z^\mu)^2 \\
& - \frac{1}{\xi} \left[\partial_\nu W^{-\nu} \partial_\mu W^{+\mu} + ig' (A_\mu c_W - Z_\mu s_W) \partial_\nu W^{-\nu} W^{+\mu} \right. \\
& \quad - ig' (A_\nu c_W - Z_\nu s_W) W^{-\nu} \partial_\mu W^{+\mu} \\
& \quad \left. + (g')^2 (A_\nu c_W - Z_\nu s_W) (A_\mu c_W - Z_\mu s_W) W^{-\nu} W^{+\mu} \right].
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Al notar que $(A^\mu W^{-\nu} - A^\nu W^{-\mu}) W_{\mu\nu}^+ = 2A^\mu W^{-\nu} W_{\mu\nu}^+$ se alcanzan la forma de los términos de este lagrangiano para obtener las reglas de Feynman. De este lagrangiano emergen las siguientes reglas de Feynman



$$\begin{aligned}
& -ie \left[(p_- - p_+)^\alpha g^{\sigma\rho} \right. \\
& \quad + \left(q - p_+ - \frac{1}{\xi} p_- \right)^\sigma g^{\alpha\rho} \\
& \quad \left. + \left(p_- - q + \frac{1}{\xi} p_+ \right)^\rho g^{\alpha\sigma} \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -igc_W \left[(p_- - p_+)^{\alpha} g^{\sigma\rho} \right. \\
& \quad + \left(p_+ - q + \frac{1}{\xi} t_w^2 p_- \right)^{\sigma} g^{\alpha\rho} \\
& \quad \left. + \left(q - p_- + \frac{1}{\xi} t_W^2 p_+ \right)^{\rho} g^{\alpha\sigma} \right] \\
& - igc_W \left[2g^{\alpha\beta} g^{\sigma\rho} \right. \\
& \quad \left. - \left(1 + \frac{1}{\xi} t_W^2 \right) (g^{\alpha\rho} g^{\beta\sigma} + g^{\beta\rho} g^{\alpha\sigma}) \right] \\
& - ie^2 \left[2g^{\alpha\beta} g^{\sigma\rho} \right. \\
& \quad \left. - \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) (g^{\alpha\rho} g^{\beta\sigma} + g^{\beta\rho} g^{\alpha\sigma}) \right] \\
& - i (gc_W)^2 \left[2g^{\alpha\beta} g^{\sigma\rho} \right. \\
& \quad \left. - \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) (g^{\alpha\rho} g^{\beta\sigma} + g^{\alpha\sigma} g^{\beta\rho}) \right] \\
& ig^2 (2g^{\alpha\rho} g^{\beta\sigma} - g^{\alpha\beta} g^{\rho\sigma} - g^{\alpha\sigma} g^{\beta\rho})
\end{aligned}$$

Es importante notar que a pesar de las diferencias de signos de la lagrangiana (3.6) respecto a la lagrangiana presentada en [38], las reglas de Feynman presenta los mismos signos. Esto, puede ser atribuido a que en cada término que se presenta la derivada de un campo se dará un cambio de signo y por tanto coinciden los signos de las reglas de Feynman emanadas de entrambas lagrangianas.

3.3. Propagadores de los campos

Con la meta de definir los propagadores de los campos de norma y vectoriales ha de disponerse de las lagrangianas (1.37), (2.20), (2.21) y (1.61) de las que se pueden aislar las siguientes lagrangianas

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{W^\pm} &= -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+W^{-\mu\nu} + m_W^2W_\mu^+W^{-\mu} - \frac{1}{\xi}(\partial_\mu W^{-\mu})(\partial_\mu W^{+\mu}) \\
\mathcal{L}_A &= -\frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_Z^2Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{2\xi}(\partial_\mu Z^\mu)^2 \\
\mathcal{L}_Z &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{2\xi}(\partial_\mu A^\mu)^2 \\
\mathcal{L}_{\varphi^\pm} &= \partial_\mu\varphi^+\partial^\mu\varphi^- - \xi m_W^2\varphi^-\varphi^+ \\
\mathcal{L}_{\varphi^Z} &= \frac{1}{2}\partial_\mu\varphi_Z\partial^\mu\varphi_Z - \frac{\xi}{2}(m_Z\varphi_Z)^2 \\
\mathcal{L}_H &= -\frac{1}{2}m_H^2HH + \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H).
\end{aligned} \tag{3.7}$$

De las lagrangianas de los campos vectoriales $W_\mu^\pm$, A_μ y Z_μ puede deducirse una lagrangiana general como la siguiente

$$\mathcal{L}_V = -\frac{1}{4}V_{\mu\nu}V^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_V^2A_\mu A^\mu - \frac{1}{2\xi}(\partial_\mu V^\mu)^2, \tag{3.8}$$

donde $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$. La ecuación (3.8), ha de ser manipulada hasta obtener la expresión

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_V &= \frac{1}{2}V^\mu g_{\mu\nu}\partial_\mu\partial^\mu V^\nu + \frac{1}{2}m_V^2V^\mu V^\nu g_{\mu\nu} + \frac{1}{2\xi}V^\mu\partial_\mu\partial_\nu V^\nu - \frac{1}{2}V^\mu\partial_\nu\partial_\mu V^\nu \\
&= \frac{1}{2}A^\mu [g_{\mu\nu}(\partial^2 + m_V^2) - (1 - \xi^{-1})\partial_\mu\partial_\nu]A^\nu
\end{aligned} \tag{3.9}$$

de donde puede ser aislado el inverso del propagador, el cual está dado por

$$[D_{\mu\nu}(p_V)]^{-1} = g_{\mu\nu}(-p_V^2 + m_V^2 + i\epsilon) + (1 + \xi^{-1})p_{V\mu}p_{V\nu}. \tag{3.10}$$

Por tanto, el propagador es

$$\begin{aligned}
D_{\mu\nu}(p_V) &= g_{\mu\nu}(-p_V^2 + m_V^2 + i\epsilon)^{-1} + (1 + \xi^{-1})^{-1}p_{V\mu}p_{V\nu} \\
&= \frac{1}{p_V^2 - m_V^2 + i\epsilon} \left[-g_{\mu\nu} + (1 - \xi) \frac{p_{V\mu}p_{V\nu}}{p_V^2 - m_V^2} \right].
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Con esto, obtenemos los propagadores de los campos $W_\mu^\pm$ y Z_μ . Ha de considerarse que para el campo A_μ basta con hacer la masa igual a cero para obtener su propagador. Como es sabido $S_{\mu\nu} = iD_{\mu\nu}$, así, surgen los siguientes propagadores

$$\begin{aligned}
\widetilde{W^\pm(p)} & S_{\mu\nu}^{W^\pm}(p) = \frac{i}{p^2 - m_W^2 + i\epsilon} \left[-g_{\mu\nu} + (1 - \xi) \frac{p_\mu p_\nu}{p^2 - \xi m_W^2} \right] \\
\widetilde{Z(p)} & S_{\mu\nu}^Z(p) = \frac{i}{p^2 - m_Z^2 + i\epsilon} \left[-g_{\mu\nu} + (1 - \xi) \frac{p_\mu p_\nu}{p^2 - \xi m_Z^2} \right] \\
\widetilde{A(p)} & S_{\mu\nu}^A(p) = \frac{i}{p^2 + i\epsilon} \left[-g_{\mu\nu} + (1 - \xi) \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right]
\end{aligned}$$

Para las lagrangianas $\mathcal{L}_{\varphi^\pm}$ y $\mathcal{L}_{\varphi_Z}$ se plantea una lagrangiana genérica como la siguiente

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_\varphi &= \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - \frac{1}{2} \xi (m_\varphi \varphi)^2 \\ &= \frac{1}{2} \varphi (-\partial_\mu \partial^\mu - m_\varphi^2 \xi) \varphi\end{aligned}\tag{3.12}$$

por lo que se obtiene el propagador

$$D_{\mu\nu}(p_A) = \frac{1}{p_A^2 - \xi m_A^2 + i\epsilon}.\tag{3.13}$$

Así pues, al realizar un procedimiento análogo para la lagrangiana de $\mathcal{L}_H$ se llega a los siguientes propagadores

$$\begin{array}{ll}\begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ \varphi^\pm \\ \text{~~~~~} \end{array} & S^{\varphi^\pm}(p) = \frac{i}{p^2 - \xi m_W^2 + i\epsilon} \\ \begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ \varphi_Z \\ \text{~~~~~} \end{array} & S^{\varphi_Z}(p) = \frac{i}{p^2 - \xi m_Z^2 + i\epsilon} \\ \begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ H \\ \text{~~~~~} \end{array} & S^H(p) = \frac{i}{p^2 - \xi m_H^2 + i\epsilon}\end{array}$$

Hasta aquí se ha completado la descripción de las reglas de Feynman y los propagadores de la teoría electrodébil para la norma no lineal. Cabe resaltar que el acervo de reglas de Feynman presenta cambios notables respecto al que surge de la norma lineal.

3.4. Lagrangiana Fantasma

En la presente sección se discuten las repercusiones de la norma no lineal en el sector fantasma mediante las reglas de Feynman que surgen de los lagrangianos involucrados, véase el Capítulo (2). Los acoplamientos de los campos Higgs - fantasma - antifantasma, que surgen de la lagrangiana (2.69), así como de la lagrangiana (2.74), ven modificados por la elección de la norma no lineal. Es de esta elección que surgen los acoplamientos $HH\bar{c}^\pm c^\mp$. Así, en la lagrangiana (2.69), en los dos últimos términos, se manifiestan los acoplamientos del bosón de Higgs con los campos fantasma - antifantasma siguientes

$$\begin{array}{c} H \\ \vdots \\ \text{---} \\ \diagup \quad \diagdown \\ \bar{c}^\pm \quad c^\mp \end{array} \quad igm_W \xi$$

$$\begin{array}{c} H \\ \vdots \\ \text{---} \\ \diagup \quad \diagdown \\ \bar{c}^Z \quad c^Z \end{array} \quad i \frac{g}{2} \frac{m_Z}{c_W} \xi$$

$$i \frac{g^2}{2} \xi$$

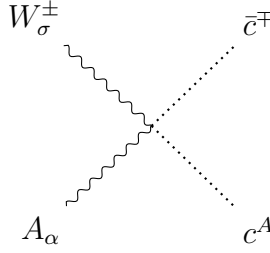
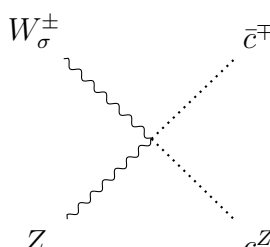
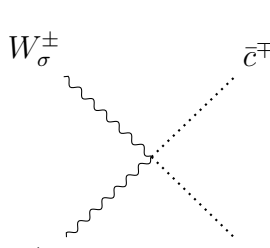
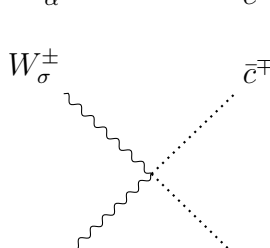
Nótese que estos acoplamientos no se ven afectados por la introducción de la lagrangiana $\mathcal{L}_{G2}$. Los acoplamientos de bosones de norma cargados - fantasma - antifantasma se muestran a continuación. Es importante notar que estos acoplamientos presentan importantes cambios debido a la introducción de la lagrangiana (2.72). De las lagrangianas (2.68), de las últimas tres líneas, y (2.74), primeras dos líneas, emergen los acoplamientos

$$\pm g \left[\left(\frac{2}{\xi} - i \right) p_{\pm} \mp \frac{i}{c_W} q \right]^{\sigma}$$

$$\pm e \left(\frac{2}{\xi} - i \right) p_{\pm}^{\sigma}$$

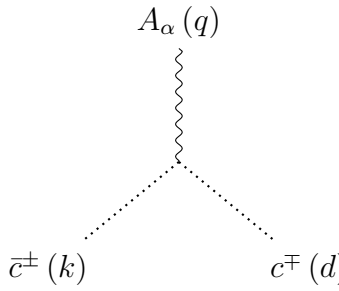
$$\pm i e \left(\frac{2i}{\xi} p_{\pm} - q \right)^{\sigma}$$

$$\pm i g c_W \left(q \mp \frac{2i}{\xi} p_{\pm} \right)^{\sigma}$$

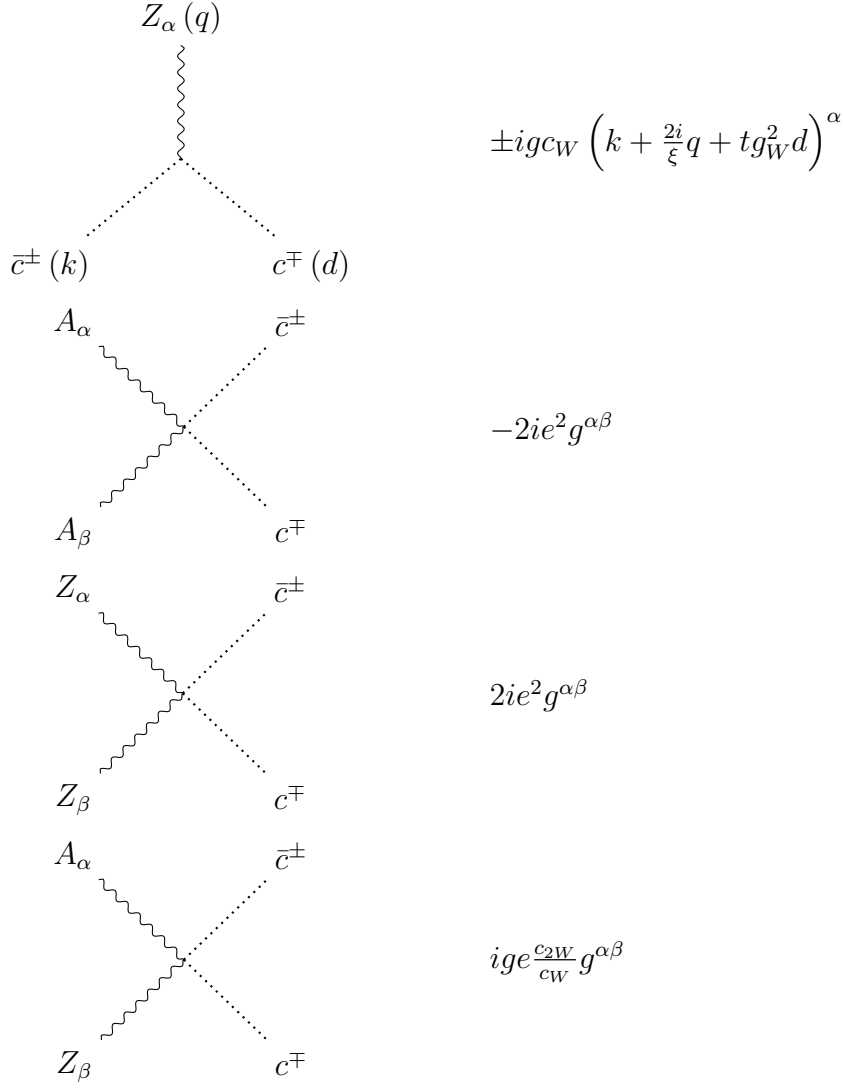
	$e^2 \left(i - \frac{2}{\xi} \right) g^{\alpha\sigma}$
	$-e^2 \left(i - \frac{2}{\xi} \right) g^{\alpha\sigma}$
	$ie \left(g_{CW} + \frac{2i}{\xi} e \right) g^{\alpha\sigma}$
	$-etg_W \left(i + \frac{2}{\xi} \right) g^{\alpha\sigma}$

Para este tipo de interacciones, debido a la no linealidad de las funciones de fijación de norma surgen los acoplamiento $W_\sigma^\pm A_\alpha \bar{c}^\mp c^A$, $W_\sigma^\pm Z_\alpha \bar{c}^\mp c^Z$, $W_\sigma^\pm A_\alpha \bar{c}^\mp c^Z$ y $W_\sigma^\pm Z_\alpha \bar{c}^\mp c^A$.

Es en las lagrangianas (2.68) y (2.74) que surgen las interacciones de los bosones A o Z - fantasma - antifantasma. Es debido a la no linealidad de las funciones de fijación de norma que surgen los vértices $AA\bar{c}^\pm c^\mp$, $ZZ\bar{c}^\pm c^\mp$ y $AZ\bar{c}^\pm c^\mp$. Así pues, surgen las reglas de Feynman

	$\pm ie \left(k - d + \frac{2i}{\xi} q \right)^\alpha$
---	---

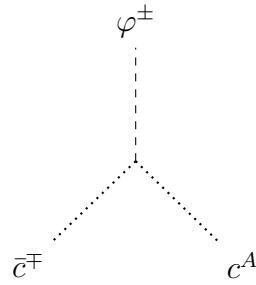
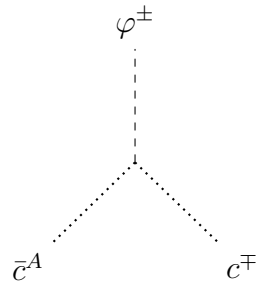
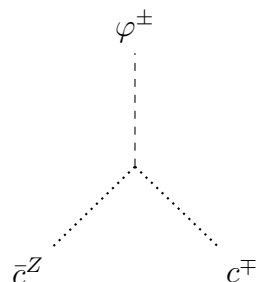
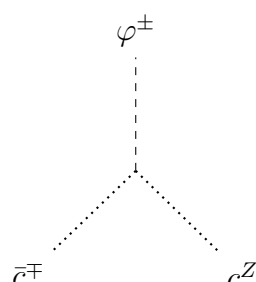
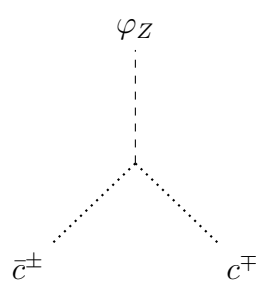
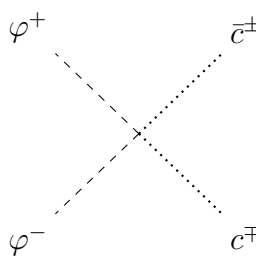
:

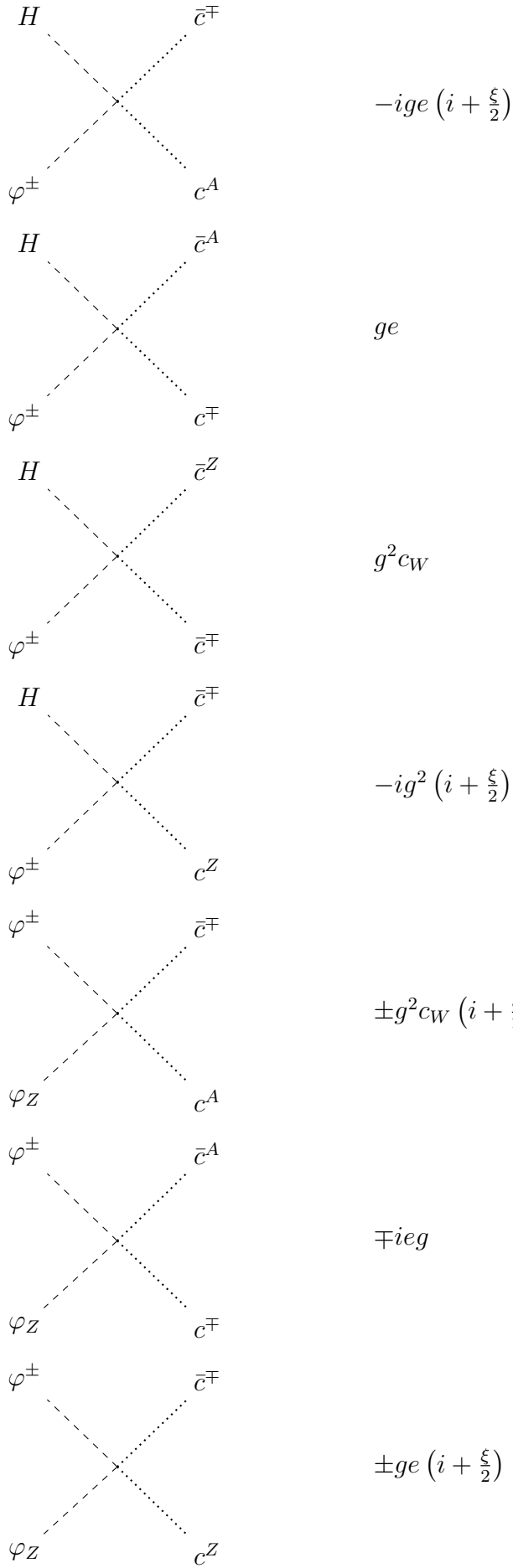


Ha notarse que los vértices $AA\bar{c}^\pm c^\mp$, $ZZ\bar{c}^\pm c^\mp$ y $AZ\bar{c}^\pm c^\mp$ no se ven afectados por la introducción de la lagrangiana $\mathcal{L}_{G2}$. Sin embargo, los acoplamientos $AA\bar{c}^\pm c^\mp$ y $ZZ\bar{c}^\pm c^\mp$ presentan un cambio de signo respecto a los que surgen de las lagrangianas planteadas en [38]. Para el caso de los acoplamientos de SBG con campos fantasma y antifantasma, surgen los acoplamientos $\varphi^+ \varphi^- \bar{c}^\pm c^\mp$, $\varphi_Z \varphi_Z \bar{c}^\pm c^\mp$, $\varphi^\pm \varphi_Z \bar{c}^\mp c^Z$ y $\varphi^\pm \varphi_Z \bar{c}^\mp c^A$, producto de la no linealidad de las funciones de fijación de norma. Por otro lado, en la lagrangiana $\mathcal{L}_{G2}$ moran los términos

$$\begin{aligned}
& -\frac{2g}{\xi} \frac{ig}{\sqrt{2}} \xi \left[\varphi^0 \varphi^- \left((\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) c^+ - \bar{c}^+ (c^Z c_W + c^A s_W) \right) \right. \\
& \quad \left. + \varphi^{0*} \varphi^+ \left((\bar{c}^Z c_W + \bar{c}^A s_W) c^- - \bar{c}^- (c^Z c_W + c^A s_W) \right) \right] \\
& = -2igm_W \left[c_W \bar{c}^Z (\varphi^- c^+ + \varphi^+ c^-) + c_W \bar{c}^A (\varphi^- c^+ + \varphi^+ c^-) \right. \\
& \quad \left. - c_W (\varphi^- \bar{c}^+ + \varphi^+ \bar{c}^-) c^Z - s_W (\varphi^- \bar{c}^+ + \varphi^+ \bar{c}^-) c^A \right] \\
& - ig^2 \left[c_W H \bar{c}^Z (\varphi^- c^+ + \varphi^+ c^-) + c_W H \bar{c}^A (\varphi^- c^+ + \varphi^+ c^-) \right. \\
& \quad \left. - c_W H (\varphi^- \bar{c}^+ + \varphi^+ \bar{c}^-) c^Z - s_W H (\varphi^- \bar{c}^+ + \varphi^+ \bar{c}^-) c^A \right] \\
& + g^2 \left[c_W \varphi_Z \bar{c}^Z (\varphi^- c^+ + \varphi^+ c^-) + c_W \varphi_Z \bar{c}^A (\varphi^- c^+ + \varphi^+ c^-) \right. \\
& \quad \left. - c_W \varphi_Z (\varphi^- \bar{c}^+ + \varphi^+ \bar{c}^-) c^Z - s_W \varphi_Z (\varphi^- \bar{c}^+ + \varphi^+ \bar{c}^-) c^A \right]
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Justamente, de esta pieza de lagrangiano, así como de la lagrangiana (2.69), es que aparecen las siguientes reglas de Feynman que describen los acoplamientos de los campos escalares con los campos de Faddeev - Popov

	$iem_W (1 + \xi)$
	$-2iem_W$
	$-ig \left(2im_W c_W + \frac{\xi m_Z}{2} \right)$
	$-gm_W c_W (2 - i\xi)$
	$\mp \frac{2ig}{\xi} c_W$
	$-i \frac{g^2}{2} \xi$



$$\pm ig^2 c_W$$

Para la reglas de Feynman anteriores, a excepción de del acoplamiento $\varphi^- \varphi^+ \bar{c}^\pm c^\mp$, todas ellas se ven afectadas por la implementación de la lagrangiana (2.72), allende, los acoplamiento $\varphi^\pm \bar{c}^A c^\mp$, $H \varphi^\pm \bar{c}^A c^\mp$, $H \varphi^\pm \bar{c}^Z \bar{c}^\mp$, $\varphi_Z \bar{c}^\pm c^\mp$, $\varphi^\pm \varphi_Z \bar{c}^Z c^\mp$, $\varphi^\pm \varphi_Z \bar{c}^A c^\mp$ y $\varphi_Z \bar{c}^\pm c^\mp$ no se presentan en la prescripción de Faddeev - Popov. En contraste con la norma lineal, en la norma no lineal aparecen los acoplamientos $H \varphi^\pm \bar{c}^\mp c^A$ y $H \varphi^\pm \bar{c}^\mp c^Z$.

Finalmente, de la adhesión de la lagrangiana $\mathcal{L}_{G2}$ surgen acoplamientos de cuatro campos fantasmas de los que emergen las reglas de Feynman siguientes

$$4ig^2 c_W^2 \left(1 - \frac{2}{\xi}\right)$$

$$4iegc_W \left(1 - \frac{2}{\xi}\right)$$

$$4iegc_W \left(1 - \frac{2}{\xi}\right)$$

$$4ie^2 \left(1 - \frac{2}{\xi}\right)$$

Con eso se concluye la obtención de las reglas de Feynman para el sector electrodébil del ME. Cabe mencionarse que la incorporación de la lagrangiana más allá de la prescripción de Faddeev - Popov enriquece enormemente la colección de reglas de Feynman; además de ejercer cambios en la mayoría de las ya existentes. Respecto a la convención de signos, surgen discrepancias con otros autores en las partes que conforman a las reglas de Feynman

emanan de la lagrangiana de Faddeev - Popov; mas, estas discrepancias no se presenta en todas las reglas. Solamente los acoplamientos $W^\pm \bar{c}^\mp c^Z$, $W^\pm \bar{c}^\mp c^A$, $W^\pm \bar{c}^A c^\mp$, $A \bar{c}^\pm c^\mp$ y $Z \bar{c}^\pm c^\mp$ no presentan cambios respecto a las reglas de Feynman que manan de la lagrangiana de Faddeev - Popov bajo la convención de signos empleados en [38].

3.5. Propagadores Fantasma

En un proceso análogo al presentado en la subsección (3.3), se fragmenta la lagrangiana (2.65) en las lagrangianas siguientes

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\bar{c}^+ c^-} &= -\partial_\mu \bar{c}^+ \partial^\mu c^- + \xi m_W^2 \bar{c}^+ c^-, \\ \mathcal{L}_{\bar{c}^- c^+} &= -\partial_\mu \bar{c}^- \partial^\mu c^+ + \xi m_W^2 \bar{c}^- c^+, \\ \mathcal{L}_{\bar{c}^Z c^Z} &= -\partial_\mu \bar{c}^Z \partial^\mu c^Z + \xi m_Z^2 \bar{c}^Z c^Z, \\ \mathcal{L}_{\bar{c}^A c^A} &= -\partial_\mu \bar{c}^A \partial^\mu c^A.\end{aligned}\tag{3.15}$$

De forma paralela al procedimiento descrito para obtener el propagdor para los SBG o el bosón de Higgs es que se obtienen los propagadores de los campos fantasma, dando por resultado los propagadores

$$\begin{aligned}\dots\dots\dots \bar{c}^\pm, c^\pm & S^{\bar{c}^\pm c^\mp}(p) = \frac{i}{p^2 - \xi m_W^2 + i\epsilon} \\ \dots\dots\dots \bar{c}^Z, c^Z & S^{\bar{c}^Z c^Z}(p) = \frac{i}{p^2 - \xi m_Z^2 + i\epsilon} \\ \dots\dots\dots \bar{c}^A, c^A & S^{\bar{c}^A c^A}(p) = \frac{i}{p^2 + i\epsilon}\end{aligned}$$

Así pues, se completa la descripción de las reglas de Feynman y los propagadores de la lagrangiana fantasma para la norma no lineal. Es importante remarcar que las reglas de Feynman que de esta lagrangiana surgen presentan cambios significativos respecto a las que se manan de la prescripción de Faddeev - Popov. Allende, se manifiestan reglas nuevas que enriquecen el cúmulo de reglas ya existentes. Estas nuevas interacciones son $\varphi^\pm \bar{c}^A c^\mp$, $H \varphi^\pm \bar{c}^Z c^\mp$, $H \varphi^\pm \bar{c}^A c^\mp$, $\varphi_Z \varphi^\pm \bar{c}^Z c^\mp$, $\varphi_Z \varphi^\pm \bar{c}^A c^\mp$ y $\varphi_Z \bar{c}^\pm c^\mp$.

Capítulo 4

Fenomenología

Como parte de la formación en física de altas energías, es de relevancia adquirir conocimientos en el area fenomenológica con la cual poder realizar una evaluación a los modelos teóricos propuestos a la comunidad científica. Esto, nos hace vernos impelidos a incluir en este trabajo de investigación un cálculo fenomenológico, con que se permita adquirir conocimientos y habilidades propias de esta disciplina; el cual se expone a continuación.

Mediante lagrangianos efectivos se estudian las propiedades débiles de fermiones cargados del modelo estándar de las interacciones fundamentales. Dichas propiedades se inducen a nivel de un lazo mediante el cambio de sabor generado por el bosón de Higgs. Este trabajo se lleva a cabo a través del análisis del vértice que describe el acoplamiento renormalizable más general de un escalar con un par de fermiones. Se presentan resultados analíticos y numéricos preliminares para contextualizar con las predicciones teóricas del modelo estándar de las interacciones fundamentales.

4.1. Anomalía Electromagnética Débil Mediante un Bosón de Higgs

Mediante la incorporación en la acción clásica los efectos virtuales de grados de libertad pesados introduciendo operadores $SU_L(2) \times U_Y(1)$ invariantes de dimensión mayor a cuatro es posible generar efectos de cambio de sabor. Estos efectos están suprimidos en el ME ya que conserva el sabor, empero, pueden ser generados a nivel de árbol a través de la introducción de campos escalares. Al extender el sector de Yukawa con operadores de dimensión seis surge un acoplamiento del bosón de Higgs con quarks y leptones. Un sector de Yukawa con las características que son requeridas tiene la forma [45]

$$\mathcal{L}_{eff}^Y = -Y_{ij}^q (\bar{Q}_i \Phi_q q_j) - \frac{\alpha_{ij}^q}{\Lambda^2} (\Phi^\dagger \Phi) (\bar{Q}_i \Phi_q q_j) + h.c., \quad (4.1)$$

donde Y_{ij} , Q_i , Φ_q ($\Phi_q = \Phi, \tilde{\Phi}$ para $q = d, u$, respectivamente y la suma sobre q queda implícita), d_i y u_i son las componentes usuales de la matriz de Yukawa, el doblete izquierdo de *quarks* y el singulete de *quarks up* y *down* izquierdos, respectivamente. Las componentes de la matriz α_{ij} de 3×3 parametrizan los efectos de física subyacente y Λ es la escala típica para estos efectos de nueva física.

El acoplamiento $Hf_i f_j$ de tipo renormalizable que induce el cambio de sabor que emana del lagrangiano efectivo está dado por

$$\Gamma_{f_i f_j H} = -i (\omega_R^{ij} P_R + \omega_L^{ij} P_L), \quad (4.2)$$

donde $\omega_R^{ij} = \frac{gm_i}{2m_W} \delta_{ij} + \Omega_{ij}$ y $\omega_L^{ij} = \frac{gm_i}{2m_W} \delta_{ij} + \Omega_{ij}^*$, con $P_{R,L} = (1 \pm \gamma^5)/2$. En estas expresiones, $\Omega^{(u,d)} = \frac{2}{\sqrt{2}} \left(\frac{v}{\Lambda}\right)^2 V_L^{(U,d)} \alpha^{(u,d)} V_R^{(u,d)\dagger}$, siendo $V_L^{(u,d)}$ y $V_R^{(u,d)}$ las usuales matrices unitarias que se correlacionan los estados de gauge con los estados propios de la masa.

Es requerido basarse en la estructura de Lorentz más general del acoplamiento Zff , donde los fermiones están *on-shell*, dada por [46, 47]:

$$\begin{aligned} \Gamma_\mu^{Zff}(q^2) = & (V_f^Z(q^2) + A_f^Z(q^2) \gamma_5) \gamma_\mu \\ & + (F_{fM}^Z(q^2) - iF_{fE}^Z(q^2) \gamma_5) i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \end{aligned} \quad (4.3)$$

donde q es el momento que se transfiere y $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, como es usual se cumple que $q = p' - p$. Los factores de forma $V_f^Z(q^2)$ y $A_f^Z(q^2)$ parametrizan los flujos axiales y vectoriales.

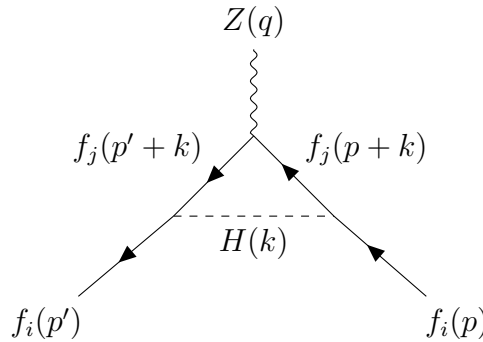


Figura 4.1: Diagrama Feynman de la interacción de fermiones cargados con cambio de sabor debido a un bosón de Higgs e interacción con un bosón Z.

La información de interés está contenida en los coeficientes que acompañan a las estructuras dipolares de Dirac $\sigma^{\mu\nu} q_\nu$ y $\gamma^5 \sigma^{\mu\nu} q_\nu$, los cuales se encuentran contenidos, precisamente, en la amplitud que surge del diagrama de Feynman 4.1. Al aplicar el método de descomposición tensorial de Passarino-Veltamn mediante **FeynCalc** [50] y **Package-X** [48] encontramos los factores de forma

$$\begin{aligned}
F_{fM}^Z = & \frac{1}{16\pi^2 \cos \theta_W m_{f_i} (m_Z^2 - 4m_{f_i}^2)^2} \\
& \times \left[igg_V \omega^2 (2m_{f_i}^2 ((m_{f_i} + m_{f_j})(m_{f_i} - 5m_{f_j}) + 5m_H^2) \right. \\
& \left. + m_Z^2 (m_{f_i} + m_{f_j} - m_H)(m_{f_i} + m_{f_j} + m_H)) B_0(m_{f_i}^2, m_{f_j}^2, m_H^2) \right] \\
& - \frac{1}{16\pi^2 \cos \theta_W (m_Z^2 - 4m_{f_i}^2)^2} \\
& \times \left[igg_V \omega^2 (2m_{f_i} (m_{f_i}^2 - 4m_{f_i} m_{f_j} - 3m_{f_j}^2 + 3m_H^2) \right. \\
& \left. + m_Z^2 (m_{f_i} + 2m_{f_j})) B_0(m_Z^2, m_{f_j}^2, m_{f_j}^2) \right] \\
& + \frac{1}{8\pi^2 \cos \theta_W (m_Z^2 - 4m_{f_i}^2)^2} \\
& \times \left[igg_V \omega^2 (m_{f_i} (m_{f_i} + m_{f_j} - m_H)(m_{f_i} + m_{f_j} + m_H) \right. \\
& \times ((m_{f_i} - m_{f_j})(m_{f_i} + 3m_{f_j}) + 3m_H^2) - m_Z^2 (m_H^2 (2m_{f_i} + m_{f_j}) \\
& \left. + (m_{f_i} - m_{f_j})(m_{f_i} + m_{f_j})^2)) C_0(m_{f_i}^2, m_{f_i}^2, m_Z^2, m_{f_j}^2, m_H^2, m_{f_j}^2) \right] \\
& + \frac{igg_V \omega^2 A_0(m_{f_j}^2)}{64\pi^2 \cos \theta_W m_{f_i}^3 - 16\pi^2 \cos \theta_W m_{f_i} m_Z^2} \\
& - \frac{igg_V \omega^2 A_0(m_H^2)}{64\pi^2 \cos \theta_W m_{f_i}^3 - 16\pi^2 \cos \theta_W m_{f_i} m_Z^2}
\end{aligned} \tag{4.4}$$

y

$$F_{fE}^Z = 0. \tag{4.5}$$

Es debido a la identidad de Ward que notamos que se debe cumplir que $\omega_L^{ij} \omega_L^{ji} - \omega_R^{ij} \omega_R^{ji} = 0$; dicha condición se encuentra satisfecha al hacer $\omega_L^{ij} = \omega_L^{ji} = \omega_R^{ij} = \omega_R^{ji} = \omega$. Los factores de forma F_{fM}^Z y F_{fE}^Z contienen la información de la anomalía de momento magnético débil y del momento dipolar eléctrico débil, lo cual, entendemos, es parte de la estructura electromagnética débil de fermiones cargados.

4.2. Estimación del Parámetro de Cambio de Sabor Mediante el decaimiento $\tau \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell_i$

Con la intención de estimar la contribución de la violación de sabor en el vértice $H f_i f_j$ se parte del decaimiento $\tau \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell_i$, con el que buscamos obtener el *branching ratio* y a su vez, acotar el valor de $|\Omega_{\tau \ell_i}|^2$.

Con base a los datos proporcionados por *Particle Data Group* [51] encontramos que $Br(\tau \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu) < 2.1 \times 10^{-8}$, lo que nos conduce a una cota para $|\Omega_{\tau \mu}|^2$,

$$|\Omega_{\tau \mu}|^2 < 0.158031. \tag{4.6}$$

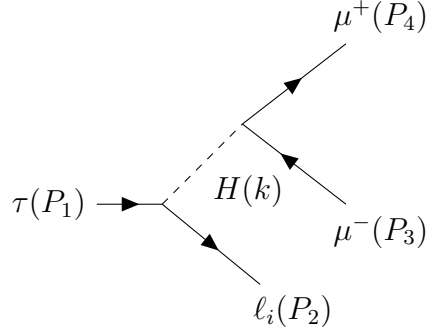


Figura 4.2: Decaimiento $\tau \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell_i$

Mientras que para el caso en que $\ell_i = e^-$ encontramos que $Br(\tau \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu) < 2.7 \times 10^{-8}$, lo que nos conduce a una cota para $|\Omega_{\tau e}|^2$;

$$|\Omega_{\tau e}|^2 < 0.765529. \quad (4.7)$$

Así pues, al contar con estas cotas para el parámetro de cambio de sabor es posible que se puede evaluar los factores de forma.

4.3. Evaluación del Factor de Forma Magnético Débil

Al conocer las cotas encontradas en la sección anterior, tenemos la posibilidad de evaluar la ecuación (4.4) tras tomar $|\Omega_{\tau \ell_i}|^2 = 0.1$. Esta elección se realizó buscando satisfacer las cotas presentadas en la sección anterior. Con los datos proporcionados por el cambio de sabor $\tau \rightarrow \mu$ se obtiene un factor de forma $F_{fM\tau\mu}^z = -6.03424 \times 10^{-10} + 7.68611 \times 10^{-10}i$ y con esto, al tomar la anomalía dipolar magnética débil como $F_{fM} = \frac{eQ_f}{2m_F} a_f^w$, se alcanza que

$$a_{\tau\mu}^w = -6.87062 \times 10^{-9} + 8.75145 \times 10^{-9}i, \quad (4.8)$$

mientras que para el caso de del cambio de sabor $\tau \rightarrow e$ se obtiene el factor de forma magnético $F_{fM\tau e}^z = -3.26772 \times 10^{-10} + 6.64474 \times 10^{-10}i$ y con ello la anomalía dipolar magnética débil

$$a_{\tau e}^w = -3.72064 \times 10^{-9} + 7.56574 \times 10^{-9}i. \quad (4.9)$$

Puesto que la anomalía dipolar magnético débil total surge de la suma de las contribuciones obtenidas, se tiene, pues, que

$$a_\tau^w = -1.05913 \times 10^{-8} + 1.63172 \times 10^{-8}i. \quad (4.10)$$

En [52] se reporta la contribución del bosón de norma Z , en la contribución $Z\tau\tau$, $a_\tau^w = 4.13 \times 10^{-8} + 1.91 \times 10^{-8}i$, de acuerdo al ME. Por otro lado, The ALEPH collaboration, en [53] se reportan las cotas experimentales para la anomalía magnética débil como $Re(a_\tau^w) < 1.1 \times 10^{-3}$ y $Im(a_\tau^w) < 2.7 \times 10^{-3}$; por lo que notamos que las predicciones obtenidas por nuestro estudio son consistentes con las cotas reportadas por los experimentales.

Capítulo 5

Conclusiones

En la presente tesis se ha recogido una convención de signos que permitan obtener un modelo estándar consistente para la búsqueda de reglas de Feynman igualmente consistentes y con ello explorar los efectos de la norma no lineal en dichas reglas de Feynman. A nivel de lagrangiano se empela un parámetro de norma que permite diferenciar entre una lagrangiana para la norma no lineal, como una para la norma lineal.

En las lagrangianas de Yang - Mills, así como en la lagrangiana de Higgs, se presentan reglas de Feynman que discrepan con las reportadas por diversos autores, sin embargo es menester tomar en cuenta que estas diferencias moran en los convenciones que se toman al plantear las lagrangianas. Por lo que hay que dicha discrepancia dependerá de la referencia con que se compare. Mas, no se dan cambios respecto a las reglas que se presenta de las lagrangianas reportadas en [38]. En el contexto del sector fantasma y debido a la no linealidad de las funciones de fijación de norma surgen los acoplamiento $W_\sigma^\pm A_\alpha \bar{c}^\mp c^A$, $W_\sigma^\pm Z_\alpha \bar{c}^\mp c^Z$, $W_\sigma^\pm A_\alpha \bar{c}^\mp c^Z$ y $W_\sigma^\pm Z_\alpha \bar{c}^\mp c^A$, así como las interacciones de los bosones A o Z - fantasma - antifantasma; y con esto los vértices $AA\bar{c}^\pm c^\mp$, $ZZ\bar{c}^\pm c^\mp$ y $AZ\bar{c}^\pm c^\mp$. Ha notarse que los vértices $AA\bar{c}^\pm c^\mp$, $ZZ\bar{c}^\pm c^\mp$ y $AZ\bar{c}^\pm c^\mp$ no se ven afectados por la introducción de la lagrangiana $\mathcal{L}_{G2}$. Sin embargo, los acoplamientos $AA\bar{c}^\pm c^\mp$ y $ZZ\bar{c}^\pm c^\mp$ presentan un cambio de signo respecto a los que surgen de las lagrangianas planteadas en [38]. Para el caso de los acoplamientos de SBG con campos fantasma y antifantasma, surgen las interacciones $\varphi^+ \varphi^- \bar{c}^\pm c^\mp$, $\varphi_Z \varphi_Z \bar{c}^\pm c^\mp$, $\varphi^\pm \varphi_Z \bar{c}^\mp c^Z$ y $\varphi^\pm \varphi_Z \bar{c}^\mp c^A$, producto de la no linealidad de las funciones de fijación de norma. Como efecto de la introducción de una lagrangiana más allá de la prescripción de la lagrangina de Faddeev - Popov se presentan cambios en las interacciones que se dan en este sector. Salvo el acoplamiento $\varphi^- \varphi^+ \bar{c}^\pm c^\mp$, el resto se ven impactados por la implementación de esta nueva lagrangiana. Allende, surgen nuevos vértices, a saber, $\varphi^\pm \bar{c}^A c^\mp$, $H\varphi^\pm \bar{c}^A c^\mp$, $H\varphi^\pm \bar{c}^Z c^\mp$, $\varphi_Z \bar{c}^\pm c^\mp$, $\varphi^\pm \varphi_Z \bar{c}^Z c^\mp$, $\varphi^\pm \varphi_Z \bar{c}^A c^\mp$ y $\varphi_Z \bar{c}^\pm c^\mp$. Motivo de la implementación de la norma no lineal surgen los acoplamientos $H\varphi^\pm \bar{c}^\mp c^A$ y $H\varphi^\pm \bar{c}^\mp c^Z$.

En el aspecto fenomenológico, se predice la anomalía de momento dipolar magnético débil del fermión tau. Al contrastar la predicción con los resultados experimentales, se puede constatar que la predicción satisface las cotas reportadas; mientras que en el aspecto teórico se presentan cambios considerables, empero no drásticos. Por esto es menester esperar a que los experimentales reporten una anomalía magnética débil precisa que permita evaluar la predicción aquí presentada.

Bibliografía

- [1] J. W. F. Valle and J. C. Romao, “Neutrinos in high energy and astroparticle physics”, Wiley-VCH, 2015.
- [2] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, “An Introduction to quantum field theory,” Addison-Wesley, 1995, ISBN 978-0-201-50397-5
- [3] W. Hollik, “Quantum field theory and the Standard Model,” [arXiv:1012.3883 [hep-ph]].
- [4] D. M. Gitman and I. V. Tyutin, “Quantization of Fields with Constraints,” Springer, 1990, ISBN 978-3-642-83940-5
- [5] M. Henneaux and C. Teitelboim, “Quantization of gauge systems,”
- [6] C. Becchi, A. Rouet and R. Stora, Commun. Math. Phys. **42**, 127-162 (1975) doi:10.1007/BF01614158
- [7] C. Becchi, A. Rouet and R. Stora, “Renormalization of Gauge Theories,” Annals Phys. **98**, 287-321 (1976) doi:10.1016/0003-4916(76)90156-1
- [8] I. V. Tyutin, “Gauge Invariance in Field Theory and Statistical Physics in Operator Formalism,” [arXiv:0812.0580 [hep-th]].
- [9] J. C. Romao and J. P. Silva, “A resource for signs and Feynman diagrams of the Standard Model,” Int. J. Mod. Phys. A **27**, 1230025 (2012) doi:10.1142/S0217751X12300256 [arXiv:1209.6213 [hep-ph]].
- [10] M. D. Schwartz, “Quantum Field Theory and the Standard Model,” Cambridge University Press, 2014, ISBN 978-1-107-03473-0, 978-1-107-03473-0
- [11] W. K. Tung, “Group theory in physics,”
- [12] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” Phys. Rev. Lett. **19**, 1264-1266 (1967) doi:10.1103/PhysRevLett.19.1264
- [13] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” Nucl. Phys. **22**, 579-588 (1961) doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2
- [14] A. Salam, “Weak and Electromagnetic Interactions,” Conf. Proc. C **680519**, 367-377 (1968) doi:10.1142/9789812795915_0034
- [15] H. K. Quang and X. Y. Pham, “Elementary particles and their interactions: concepts and phenomena,”

- [16] P. W. Higgs, “Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons,” *Phys. Rev.* **145**, 1156-1163 (1966) doi:10.1103/PhysRev.145.1156
- [17] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons,” *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321-323 (1964) doi:10.1103/PhysRevLett.13.321
- [18] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, “Global Conservation Laws and Massless Particles,” *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585-587 (1964) doi:10.1103/PhysRevLett.13.585
- [19] J. Goldstone, “Field Theories with Superconductor Solutions,” *Nuovo Cim.* **19**, 154-164 (1961) doi:10.1007/BF02812722
- [20] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, “Broken Symmetries,” *Phys. Rev.* **127**, 965-970 (1962) doi:10.1103/PhysRev.127.965
- [21] P. Langacker, “The Standard Model and Beyond,” Taylor & Francis, 2017, ISBN 978-1-4987-6322-6, 978-1-4987-6321-9, 978-0-367-57344-7, 978-1-315-17062-6 doi:10.1201/b22175
- [22] N. Cabibbo, “Unitary Symmetry and Leptonic Decays,” *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531-533 (1963) doi:10.1103/PhysRevLett.10.531
- [23] M. Kobayashi and T. Maskawa, “CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction,” *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652-657 (1973) doi:10.1143/PTP.49.652
- [24] L. D. Faddeev, “Feynman integral for singular Lagrangians,” *Theor. Math. Phys.* **1**, 1-13 (1969) doi:10.1007/BF01028566
- [25] L. D. Faddeev and V. N. Popov, “Feynman Diagrams for the Yang-Mills Field,” *Phys. Lett. B* **25**, 29-30 (1967) doi:10.1016/0370-2693(67)90067-6
- [26] D. Bailin and A. Love, “Introduction to Gauge Field Theory Revised Edition,” Taylor & Francis, 1986.
- [27] S. Pokorski, “Gauge Field Theories,” Cambridge University Press, 2000.
- [28] J. P. Silva, “Phenomenological aspects of CP violation,” [arXiv:hep-ph/0410351 [hep-ph]].
- [29] A. Lahiri and P. B. Pal, “A First Book of Quantum Field Theory,” 2nd. edn., Alpha Science International, Harrow, UK, 2007.
- [30] F. Mandl and G. Shaw, “Quantum Field Theory”, 2nd. edn., Wiley, Chichester, UK, 2010.
- [31] Q. Ho-Kim and X. Y. Pham, “Elementary particles and their interactions”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1998.
- [32] A. A. Slavnov, “Ward Identities in Gauge Theories,” *Theor. Math. Phys.* **10**, 99-107 (1972) doi:10.1007/BF01090719
- [33] J. C. Romao and A. Barroso, “Renormalization of the Electroweak Theory in the Nonlinear Gauge,” *Phys. Rev. D* **35**, 2836 (1987) doi:10.1103/PhysRevD.35.2836

- [34] K. Fujikawa, B. W. Lee and A. I. Sanda, “Generalized Renormalizable Gauge Formulation of Spontaneously Broken Gauge Theories,” *Phys. Rev. D* **6**, 2923-2943 (1972) doi:10.1103/PhysRevD.6.2923
- [35] K. Fujikawa, “Xi-limiting process in spontaneously broken gauge theories,” *Phys. Rev. D* **7**, 393-398 (1973) doi:10.1103/PhysRevD.7.393
- [36] D. A. Dicus and C. Kao, “Production of Z boson pairs at photon linear colliders,” *Phys. Rev. D* **49**, 1265-1271 (1994) doi:10.1103/PhysRevD.49.1265 [arXiv:hep-ph/9308330 [hep-ph]].
- [37] U. Cotti, J. L. Diaz-Cruz and J. J. Toscano, “Exact formulae for Higgs production through $e\gamma \rightarrow eH$ in the nonlinear R(xi) gauge,” *Phys. Lett. B* **404**, 308-314 (1997) doi:10.1016/S0370-2693(97)00590-X [arXiv:hep-ph/9704304 [hep-ph]].
- [38] J. G. Mendez and J. J. Toscano, “A nonlinear R(xi) gauge for the electroweak theory,” *Rev. Mex. Fis.* **50**, 346-352 (2004)
- [39] C. G. Honorato and J. J. Toscano, “U(e)(1)-covariant R(xi)-gauge for the two Higgs doublet model,” *Pramana* **73**, 1023-1039 (2009) doi:10.1007/s12043-009-0164-y [arXiv:0906.5139 [hep-th]].
- [40] E. S. Fradkin and G. A. Vilkovisky, “QUANTIZATION OF RELATIVISTIC SYSTEMS WITH CONSTRAINTS,” *Phys. Lett. B* **55**, 224-226 (1975) doi:10.1016/0370-2693(75)90448-7
- [41] I. A. Batalin and G. A. Vilkovisky, “Relativistic S Matrix of Dynamical Systems with Boson and Fermion Constraints,” *Phys. Lett. B* **69**, 309-312 (1977) doi:10.1016/0370-2693(77)90553-6
- [42] E. S. Fradkin and T. E. Fradkina, “Quantization of Relativistic Systems with Boson and Fermion First and Second Class Constraints,” *Phys. Lett. B* **72**, 343-348 (1978) doi:10.1016/0370-2693(78)90135-1
- [43] J. Gomis, J. Paris and S. Samuel, “Antibracket, antifields and gauge theory quantization,” *Phys. Rept.* **259**, 1-145 (1995) doi:10.1016/0370-1573(94)00112-G [arXiv:hep-th/9412228 [hep-th]].
- [44] I. A. Batalin and G. A. Vilkovisky, “Gauge Algebra and Quantization,” *Phys. Lett. B* **102**, 27-31 (1981) doi:10.1016/0370-2693(81)90205-7
- [45] J. I. Aranda, A. Cordero-Cid, F. Ramirez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, “Higgs mediated flavor violating top quark decays $t \rightarrow u_i H$, $u_i \gamma$, $u_i \gamma \gamma$, and the process $\gamma \gamma \rightarrow tc$ in effective theories,” *Phys. Rev. D* **81**, 077701 (2010) doi:10.1103/PhysRevD.81.077701 [arXiv:0911.2304 [hep-ph]].
- [46] W. Hollik, J. I. Illana, S. Rigolin, C. Schappacher and D. Stockinger, “Top dipole form-factors and loop induced CP violation in supersymmetry,” *Nucl. Phys. B* **551**, 3-40 (1999) [erratum: *Nucl. Phys. B* **557**, 407-409 (1999)] doi:10.1016/S0550-3213(99)00396-X [arXiv:hep-ph/9812298 [hep-ph]].

- [47] M. Nowakowski, E. A. Paschos and J. M. Rodriguez, “All electromagnetic form-factors,” *Eur. J. Phys.* **26**, 545-560 (2005) doi:10.1088/0143-0807/26/4/001 [arXiv:physics/0402058 [physics]].
- [48] H. H. Patel, “Package-X: A Mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals,” *Comput. Phys. Commun.* **197**, 276-290 (2015) doi:10.1016/j.cpc.2015.08.017 [arXiv:1503.01469 [hep-ph]].
- [49] R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, “FEYN CALC: Computer algebraic calculation of Feynman amplitudes,” *Comput. Phys. Commun.* **64**, 345-359 (1991) doi:10.1016/0010-4655(91)90130-D
- [50] V. Shtabovenko, R. Mertig and F. Orellana, “FeynCalc 9.3: New features and improvements,” *Comput. Phys. Commun.* **256**, 107478 (2020) doi:10.1016/j.cpc.2020.107478 [arXiv:2001.04407 [hep-ph]].
- [51] R. L. Workman *et al.* [Particle Data Group], “Review of Particle Physics,” *PTEP* **2022**, 083C01 (2022) doi:10.1093/ptep/ptac097
- [52] J. Bernabeu, D. Comelli, L. Lavoura and J. P. Silva, “Weak magnetic dipole moments in two Higgs doublet models,” *Phys. Rev. D* **53**, 5222-5232 (1996) doi:10.1103/PhysRevD.53.5222 [arXiv:hep-ph/9509416 [hep-ph]].
- [53] A. Heister *et al.* [ALEPH], “Search for anomalous weak dipole moments of the tau lepton,” *Eur. Phys. J. C* **30**, 291-304 (2003) doi:10.1140/epjc/s2003-01286-1 [arXiv:hep-ex/0209066 [hep-ex]].