



CENTRO DE INVESTIGACION Y DE ESTUDIOS AVANZADOS DEL
INSTITUTO POLITECNICO NACIONAL

DEPARTAMENTO DE FISICA

**Propiedades del vértice WWV ($V = \gamma, Z$) en
modelos extendidos**

Tesis que presenta

Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Para Obtener el Grado de

DOCTOR EN CIENCIAS

En la especialidad de Física

Codirectores de tesis: Dr. Gilberto Tavares Velasco

Dr. Gerardo A. Herrera Corral

Siempre te llevaré presente...

Agradecimientos:

Agradezco grandemente al Profesor Gilberto Tavares Velasco, quien ha sido más que un director de tesis y gracias a sus enseñanzas he podido conocer más de lo que imaginé. Las principales lecciones no han sido académicas, las lecciones más importantes han sido de vida. También estoy agradecido con todos los esfuerzos que realizó para transmitirme sus conocimientos y con la paciencia que mostró para encaminarme.

Agradezco al CONACYT el apoyo consistente en una beca de doctorado durante 3 años.

Resumen

Se presenta una discusión sobre las propiedades estáticas y dinámicas del bosón de norma W en el marco de modelos de extensión. Estas propiedades están determinadas por el vértice WWV , donde V es un bosón de norma neutro del modelo estándar (ME): el fotón o el bosón Z .

En primera instancia, nos enfocamos en las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W que violan CP : el momento dipolar eléctrico (MDE) y el momento cuadrupolar magnético (MCM). Estas propiedades, que se derivan del vértice $WW\gamma$, están altamente suprimidas en el ME debido a que solo reciben contribuciones de la fase de CKM. En particular, mediante el esquema de los lagrangianos efectivos, analizamos los efectos de violación de CP inducidos por el bosón de Higgs H a través del vértice más general HWW que incluye simultáneamente términos impares y pares ante transformaciones de CP . Se encuentra que, a nivel de un lazo en la teoría efectiva, este vértice induce el MDE y el MCM del bosón W . La evaluación numérica indica que esta contribución podría estar varios ordenes de magnitud por arriba de la predicción del ME.

Posteriormente, nos enfocamos al cálculo del vértice WWV^* ($V = \gamma, Z$) en modelos basados en el grupo de norma $SU_L(3) \times U_X(1)$, conocidos como modelos 331. Es sabido que, dado que el bosón de norma V se considera fuera de su capa de masa, existen serias dificultades para definir una función de Green para este vértice, la cual sea invariante e independiente de norma. Para resolver este problema, se ha utilizado en la literatura la llamada "Pinch Technique", que consiste en considerar las contribuciones de diagramas de Feynman de caja, autoenergía, etc., para cancelar los términos que dependen del parámetro de norma ξ . En este trabajo se presentan los detalles de un método alternativo, basado en el Método del Campo de Fondo (Background Field Method), para obtener una función de Green bien comportada para el vértice WWV^* en el contexto de la versión mínima y la versión con neutrinos derechos de los modelos 331.

Abstract

A discussion on the static and dynamic properties of the W boson is presented in the frame of some extended models. These properties are dictated by the WWV vertex, where V stands for a neutral gauge boson of the standard model (SM): the photon or the Z boson.

We first focus on the CP violating static electromagnetic properties of the W boson: the electric dipole moment (EDM) and the magnetic quadrupole moment (MQM). These properties, given by the $WW\gamma$ vertex, are negligibly small in the SM due to the fact that they only receive contributions from the CKM phase. In particular, in the frame of the effective Lagrangian approach, we analyze the effects of CP violation induced by the Higgs boson H via the most general HWW vertex including both CP even and CP odd terms. It is found that, at the one-loop level in the effective theory, this vertex induces the EDM and MQM of the W boson. Numerical evaluation shows that the corresponding contribution may be several orders of magnitude above the SM one.

Secondly, we focus on the analysis of the WWV^* vertex ($V = \gamma, Z$) in the context of the models based on the gauge symmetry $SU_L(3) \times U_X(1)$, which are dubbed 331 models. It is well known that, due to the fact that the neutral gauge boson V is off-shell, it is very troublesome to define a gauge invariant and gauge independent Green function. In this respect, the Pinch Technique, which is meant to solve this problem, has been widely used in the literature. This method relies in combining the contributions from several Feynman diagrams: boxes, self energies, etc., to cancel the gauge dependent terms. In this work, we use an alternative method, based on the background field method, suite tailored to obtain a gauge invariant and gauge independent Green function for the vertex WWV^* in the context of both the minimal 331 model and its version with right-handed neutrinos.

Índice general

Introducción	1
1. El vértice WWV	5
1.1. Estructura de Lorentz	5
1.1.1. Factores de forma que conservan o violan CP	9
1.2. Propiedades electromagnéticas estáticas	10
1.3. El vértice WWV en el ME	11
1.4. El vértice WWV en modelos extendidos	15
1.4.1. Modelos supersimétricos	16
1.4.2. Modelos 331	17
1.5. Expectativas experimentales	20
2. Vértice $WW\gamma$ con violación de CP	23
2.1. Generación de términos que violan CP	23
2.2. Vértice HWW y generación del MDE Y MCM	26
2.2.1. El acoplamiento efectivo HWW	27
2.2.2. Análisis del cálculo del MDE y el MCM	30
3. El vértice WWV^*	35
3.1. Obtención de funciones de Green independientes de norma	37
3.1.1. Conexión entre la TP y el MCF	38
3.2. Procedimiento de fijación de la norma no-lineal	40
4. El vértice WWV^* en el modelo 331 mínimo	43
4.1. Fijación de la norma y reglas de Feynman	46
4.2. Propiedades dinámicas del bosón W	54
4.2.1. La función vértice WWV^* a un lazo	54
4.2.2. Análisis de resultados	56
5. El vértice WWV^* en el modelo 331 con neutrinos derechos	61
5.1. Fijación de la norma y reglas de Feynman	63
5.2. Propiedades dinámicas del bosón W	69
5.2.1. La función vértice WWV^* a un lazo	69

5.2.2. Análisis de resultados	70
6. Conclusiones	73
6.1. Perspectivas	75
 Bibliografía	 77

Introducción

La búsqueda por conocer y entender los mecanismos más sutiles de la naturaleza nos ha llevado a la idea pretenciosa de intentar comprender cómo y porqué es que dichos mecanismos están presentes. En este sentido, algunos aspectos a destacar han sido el desarrollo del método científico a lo largo de la historia de la humanidad, así como las técnicas para generar conocimiento mediante el empleo, por ejemplo, de las matemáticas como herramienta fundamental. De este modo, la exploración de las preguntas fundamentales de la naturaleza siempre va ligada a una interpretación de la manera como la percibimos a ésta. Dicha interpretación, unida a un análisis cuantitativo, nos dan como resultado conjeturas libres de especulaciones.

Uno de los caminos a los que nos ha llevado el método científico es el estudio de lo que sucede a un nivel más profundo de lo macroscópico. En otras palabras, anhelamos entender aquello que no se puede percibir con nuestros sentidos. Uno de esos campos de investigación es el de las partículas elementales, que tiene por sustento teórico al modelo estándar de las interacciones electrodébiles (ME). Esta teoría ha tenido gran éxito ya que ha sido muy precisa en las predicciones de numerosos resultados, que han sido escrutados mediante los colisionadores de partículas durante las últimas décadas. Desafortunadamente, el ME no es suficiente para explicar diversas cuestiones fundamentales, por ejemplo, el problema de las familias fermiónicas. De este modo, surge la motivación por conocer que fenómenos suceden más allá del ME. En este sentido, las evidencias experimentales nos llevan a suponer que el ME es una teoría que es el límite que se obtiene a bajas energías de una teoría mucho más general. Esta teoría fundamental, válida a energías mayores a las que están a nuestro alcance actualmente, debería explicar las preguntas fundamentales para las que el ME carece de respuesta. En este contexto, uno de los caminos a explorar consiste en estudiar los modelos extendidos, de tal modo que seamos capaces de cuantificar con precisión todas y cada una de las desviaciones del ME por pequeñas que éstas sean. Si los resultados experimentales corroboran estas desviaciones, estaríamos en la presencia de los llamados efectos de nueva física.

En el contexto fenomenológico, la labor que queda por realizar radica en el análisis de los procesos que se encuentren altamente suprimidos dentro del ME. Dicho de otro modo, debemos estudiar la fenomenología que ya no está sustentada por el ME. En esta dirección, el objetivo principal de esta tesis consiste en estudiar el vértice WWV ($V = \gamma, Z$) en diferentes modelos extendidos como una vía para encontrar efectos de nueva física. Con este objetivo, hemos efectuado el análisis detallado de la función vértice WWV cuando el fotón y el bosón Z se encuentran fuera de su capa de masa en el marco de los modelos con simetría $SU_L(3) \times U_X(1)$. En este contexto, se introducirá un procedimiento que nos permite encontrar una función de Green (el vértice que parametriza el acoplamiento WWV)

invariante e independiente de la norma. En nuestro análisis se han incluido todas las posibles interacciones entre los bosones de norma del sector electrodébil del ME con los nuevos bosones de norma masivos (bileptones) predichos por los modelos $SU_L(3) \times U_X(1)$. Adicionalmente, en el contexto de la violación de CP en el vértice $WW\gamma$, y con la ayuda de la técnica de los lagrangianos efectivos, hemos realizado el estudio de los momentos dipolar eléctrico y cuadrupolar magnético del bosón W que son inducidos por el vértice más general HWW .

La presente tesis está constituida por seis capítulos, en los cuales presentaremos una descripción detallada de los problemas que hemos abordado: el análisis de la función vértice WWV^* en los modelos $SU_L(3) \times U_X(1)$ y la generación de violación de CP en el vértice $WW\gamma$ mediante el acoplamiento HWW . A continuación describiremos brevemente el contenido de cada capítulo de esta tesis.

En el primer capítulo sentaremos las bases teóricas y mostraremos la forma más general que adopta la función vértice que parametriza el acoplamiento WWV^* (V^* indica que el fotón o el bosón Z están fuera de la capa de masa), con la inclusión de los términos que conservan y violan CP . Posteriormente, presentaremos una breve revisión de la literatura sobre el tema, enfocándonos particularmente en los resultados que han sido obtenidos anteriormente, tanto en el ME como en otros modelos extendidos. Haremos mención de los factores de forma $\Delta\kappa_\gamma$ y ΔQ_γ en el contexto del ME. Dichos factores de forma parametrizan al vértice $WW\gamma$ y dan lugar a los llamados momento dipolar magnético y momento cuadrupolar eléctrico del bosón W . Nos enfocaremos también en los primeros intentos que tuvieron como meta el encontrar los factores de forma del vértice WWV en el escenario en que el fotón o el bosón Z están fuera de su capa de masa. En este sentido, cabe mencionar que existen dificultades cuando se pretende definir las propiedades dinámicas del bosón W debido a que la función de Green correspondiente es dependiente del parámetro de norma ξ . Se pondrá especial atención en los aspectos relacionados con la solución de este problema, y presentaremos una breve discusión de la llamada técnica del pellizco y su relación con el método del campo de fondo, cuyo objetivo consiste en obtener una función de Green bien comportada. Discutiremos la importancia del vértice WWV en el proceso de dispersión $f^+f^- \rightarrow W^+W^-$. Finalmente, examinaremos la contribución de este vértice a dicho proceso y analizaremos las expectativas experimentales para la detección de efectos de nueva física inducidos mediante el vértice WWV .

En el segundo capítulo discutiremos la posibilidad de la generación de violación de CP en el vértice $WW\gamma$. Para realizar este análisis hemos adoptado un enfoque con independencia de modelo, para lo cual hemos recurrido a la técnica de los lagrangianos efectivos. Primeramente discutiremos la posibilidad de que los términos que violan CP puedan ser generados a partir de diversas teorías subyacentes. Posteriormente, analizaremos la forma más general del vértice HWW , que a nivel de un lazo puede inducir violación de CP en el vértice $WW\gamma$. Se presentarán detalles del cálculo explícito de la contribución del acoplamiento HWW al vértice $WW\gamma$, el cual fue realizado mediante la técnica de Passarino-Veltman. Esto da lugar a las propiedades electromagnéticas del bosón W que violan CP , a saber, el momento dipolar eléctrico ($\tilde{\mu}_W$) y el momento cuadrupolar magnético ($\tilde{Q}_W$).

En el tercer capítulo expondremos los problemas que surgen cuando se pretende definir una función de Green invariante e independiente de norma que parametrice al vértice WWV^* . En esta dirección, usamos la conexión que existe entre el método de campo de fondo (MCF) y la técnica del pellizco (TP), la cual nos permite calcular funciones de Green bien comportadas que satisfacen iden-

tidades de Ward simples. Para alcanzar este objetivo, haremos uso de un procedimiento de fijación de la norma empleando funciones no lineales. A este respecto, el método de Faddeev-Popov no es consistente si usamos normas de este tipo, por lo que recurriremos a la construcción de una acción consistente con la simetría BRST, la cual sí es aplicable al estudio de las normas no lineales. Posteriormente discutiremos las características más sobresalientes de las propiedades del vértice WWV^* en el marco de un modelo basado en la simetría de norma $SU_L(3) \times U_X(1)$, conocido como modelo 331. Actualmente existen dos versiones de este modelo, a saber, la versión mínima y la que incluye neutrinos derechos. Ambas versiones difieren en el contenido del sector de Higgs.

En el cuarto capítulo nos enfocaremos exclusivamente a analizar el vértice WWV^* en el contexto del modelo 331 mínimo. En primera instancia, discutiremos de manera detallada el procedimiento de fijación de la norma consistente con la simetría BRST. Una vez que se han obtenido las reglas de Feynman, expondremos los detalles del cálculo de la amplitud del vértice WWV^* , que se induce mediante diagramas de Feynman de un lazo que incluyen bileptones virtuales. Los bileptones son los nuevos bosones de norma que aparecen en los modelos 331. Demostraremos que el método utilizado para obtener la función de Green del vértice WWV^* da lugar a una función bien comportada. Posteriormente, realizaremos un análisis del impacto de los bileptones en los factores de forma $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V . Se mostrará que estas contribuciones son comparables a las que aparecen en el modelo estándar. Enseguida, abordaremos las perspectivas de aplicación de nuestros resultados, que consisten en el cálculo del proceso de dispersión $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$ mediado por el vértice WWV . De este modo, se analizará la posibilidad de detectar los efectos de nueva física provenientes del vértice WWV^* en los colisionadores futuros.

En el quinto capítulo realizamos un análisis similar al que se presenta en el capítulo cuarto, pero ahora en el contexto del modelo 331 con neutrinos derechos. Mostraremos que los resultados obtenidos en el marco del modelo con neutrinos derechos poseen una estructura idéntica a los resultados obtenidos en el contexto del modelo 331 mínimo. La diferencia fundamental radica en el hecho de que en ambos modelos están involucrados distintos tipos de bileptones: mientras en el modelo 331 mínimo aparecen bileptones doblemente cargados, en el modelo 331 con neutrinos derechos se da la aparición de un nuevo bileptón neutro. Otra diferencia notable es que los parámetros del modelo 331 mínimo están más acotados por los datos experimentales existentes.

Finalmente, presentamos las conclusiones generales de las líneas de investigación que hemos seguido en este trabajo de tesis. Incluiremos también una discusión acerca de las perspectivas que quedarían por explorar y daremos detalles de las líneas de investigación que pueden ser atacadas para redondear el trabajo realizado en esta tesis.

Capítulo 1

El vértice WWV

1.1. Estructura de Lorentz

El estudio de las correcciones radiativas a los vértices con tres bosones de norma VVV se remonta a casi 35 años atrás, incluso antes del descubrimiento experimental de estas partículas. Aparte del interés en estos vértices, uno de los objetivos de éstos estudios era comprobar la renormalizabilidad del modelo estándar de las interacciones electrodébiles, que había sido postulado años antes por S. Weinberg, A. Salam y S. L. Glashow. En 1972, W. A. Bardeen, R. Gastmans y B. Lautrup estudiaron las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W , a saber, su momento dipolar magnético y su momento cuadrupolar eléctrico [1]. Estas propiedades, que están determinadas por la función vértice $WW\gamma$, se suelen denominar anómalas porque al orden más bajo de teoría de perturbaciones se inducen a nivel de un lazo tanto en el ME como en cualquier otra teoría renormalizable. Los autores de la Ref. [1] estudiaron el vértice $WW\gamma$ a nivel de un lazo, considerando el escenario en que todas los bosones externos están en su capa de masa. La función vértice $WW\gamma$ resultante es invariante ante CP dado que el ME no induce efectos de violación de CP a este orden. Este vértice reproduce la interacción de un bosón W con el campo electromagnético, lo que induce las llamadas propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W . Dado que éste fue uno de los primeros cálculos efectuados a nivel de un lazo en el marco del ME, un requisito indispensable para probar la consistencia del resultado era la cancelación de las divergencias ultravioletas, lo que es consistente con la renormalizabilidad del ME. La forma explícita de la función vértice $WW\gamma$, en la notación de la Ref. [1], está dada como sigue

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_{\mu\alpha\beta}^{\gamma} = ie \Big\{ & A[2p_{\mu}g_{\alpha\beta} + 4(q_{\beta}g_{\mu\alpha} - q_{\alpha}g_{\mu\beta})] \\ & + 2(\kappa - 1)(q_{\beta}g_{\mu\alpha} - q_{\alpha}g_{\mu\beta}) + \frac{4\Delta Q}{m_W^2}p_{\mu}q_{\alpha}q_{\beta} \Big\}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

donde A recibe contribuciones a nivel árbol y a nivel de un lazo u ordenes más altos, κ es el momento magnético anómalo del bosón W y ΔQ es su momento cuadrupolar anómalo. La notación usada para los cuadri-momentos de los bosones de norma se muestra en la Fig. 1.1. Cabe señalar que hay una

condición adicional para expresar la función vértice $WW\gamma$ en la forma de la ecuación (1.1). Esta consiste en considerar sólo los estados de helicidad transversales del fotón. Si se toma en cuenta el estado longitudinal del fotón, se debe agregar un término adicional a (1.1), que es proporcional al cuadri-momento del fotón q^μ .¹ Si invocamos la invarianza de norma electromagnética $\mathfrak{M}_{\mu\alpha\beta}^\gamma q^\mu = 0$, este nuevo término se traduciría en un término proporcional a q^2 , que desaparece en el límite en que el fotón está en capa de masa. Esto es equivalente a contraer la amplitud con el vector de polarización del fotón. Por esta razón, es irrelevante considerar el estado longitudinal del fotón cuando este se encuentra en capa de masa. Más adelante veremos que este término también puede omitirse aun cuando el fotón sea virtual siempre y cuando éste se acople a un par de fermiones livianos.

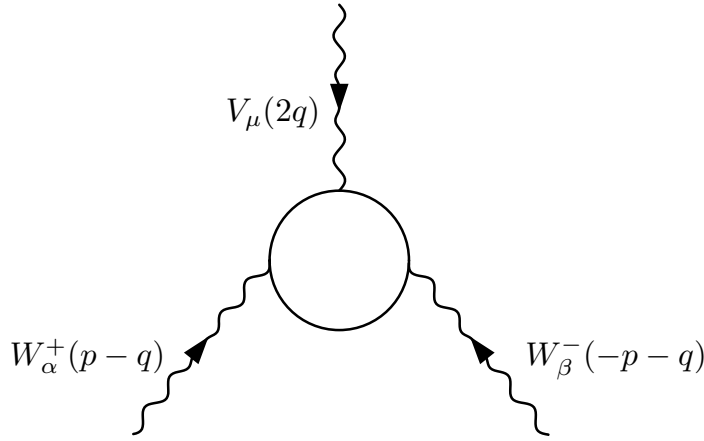


Figura 1.1: Vértice trilineal WWV . La letra V simboliza a un fotón o un bosón Z . La circunferencia representa las contribuciones a un lazo y las flechas denotan el sentido del flujo de momentos.

Las investigaciones posteriores se enfocaron en el estudio del vértice WWV en un contexto mucho más amplio. Debido a que se deseaba tener una descripción más completa de la física presente en el acoplamiento WWV , se introdujo la estructura más general para este vértice en un esquema independiente de modelo, donde se considera la posibilidad de la aparición de efectos de violación de CP .² Es preciso mencionar que la violación de la simetría CP ya había sido descubierta en el decaimiento del kaón neutro K^0 . Adicionalmente, se efectuó la generalización del análisis de las propiedades electromagnéticas y débiles, pasando del caso estático, donde el bosón neutro V es real, al caso dinámico, donde el fotón o el bosón Z son estados virtuales a través de los cuales se transmite la información de una dispersión, por citar un ejemplo [2, 3].

La forma más general del vértice WWV fue introducida en la Ref. [3] en el esquema de lagrangianos efectivos. El lagrangiano efectivo que contiene los acoplamientos más generales entre un par de bosones vectoriales cargados y un bosón vectorial neutro tiene la siguiente estructura:

¹Los términos asociados con el estado de polarización longitudinal de un bosón siempre son proporcionales al cuadri-momento del bosón.

²En el ME, los términos que violan CP se generan hasta dos o tres lazos, por lo que son prácticamente despreciables.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{WWV} = & g_V [ig_1^V (W_{\mu\nu}^\dagger W^\mu V^\nu - W_\mu^\dagger V_\nu W^{\mu\nu}) + i\kappa_V W_\mu^\dagger W_\nu V^{\mu\nu} \\
& + \frac{i\lambda_V}{m_W^2} W_{\lambda\mu}^\dagger W^\mu_\nu V^{\nu\lambda} - g_4^V W_\mu^\dagger W_\nu (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
& + g_5^V \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (W_\mu^\dagger \partial_\rho W_\nu - W_\nu \partial_\rho W_\mu^\dagger) V_\sigma + i\tilde{\kappa}_V W_\mu^\dagger W_\nu \tilde{V}^{\mu\nu} \\
& + \frac{i\tilde{\lambda}}{m_W^2} W_{\lambda\mu}^\dagger W^\mu_\nu \tilde{V}^{\nu\lambda}], \tag{1.2}
\end{aligned}$$

donde g_V representa la constante de acoplamiento de un par WW con el fotón o el bosón Z ($g_\gamma = -e$ y $g_Z = -e \cot \theta_W$). Adicionalmente, W^μ es el campo del bosón W^- , $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$, $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ y $\tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma}$.

En la Ec. (1.2) aparecen siete operadores, que están asociados con el número de estructuras de Lorentz que se requieren para parametrizar completamente al vértice WWV si se desprecian los estados longitudinales del boson V . Aunque el número de estados de helicidad del par WW es 9, solo 7 conservan la helicidad. Esto es consecuencia del hecho de que sólo se considera el caso en que el bosón V se produce en el canal s , por lo cual su momento angular es $J = 1$. Como sólo están permitidas las configuraciones de helicidad del par WW que conservan la helicidad del bosón V , de las 9 configuraciones posibles de helicidad, únicamente siete configuraciones están asociadas con $J = 1$.

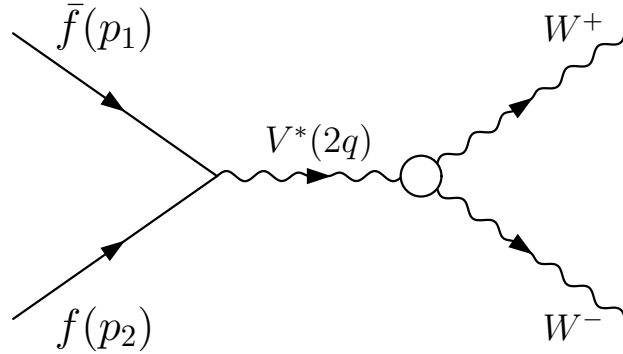


Figura 1.2: Diagrama de Feynman para el proceso $\bar{f}f \rightarrow V^* \rightarrow W^+ W^-$. V^* representa un fotón o un bosón Z virtual. Las flechas indican el flujo de momento.

Dentro del lagrangiano (1.2) identificamos a cinco operadores de dimensión cuatro y dos operadores de dimensión seis. Estos operadores forman un conjunto completo del acoplamiento WWV siempre y cuando los bosones W estén en capa de masa y se ignoren las contribuciones longitudinales del bosón virtual V .³ Después de pasar al espacio de momentos podemos extraer la estructura de Lorentz correspondiente a la ecuación (1.2). De este modo, la función vértice que determina el acoplamiento WWV se puede expresar de la siguiente forma [3]

³La condición de que los bosones W estén en capa de masa implica automáticamente que $(\square + m_W^2)W^\mu = 0$ y $\partial_\mu W^\mu = 0$. Si se ignora el estado longitudinal del bosón virtual V se cumple también que $\partial_\mu V^\mu = 0$.

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\mu\alpha\beta}^V(q, p) = -ig_V \left[2f_1^V p_\mu g_{\alpha\beta} - 8 \frac{f_2^V}{m_W^2} p_\mu q_\alpha q_\beta + 2f_3^V (q_\beta g_{\mu\alpha} - q_\alpha g_{\mu\beta}) \right. \\
+ 2if_4^V (q_\beta g_{\mu\alpha} + q_\alpha g_{\mu\beta}) - 2if_5^V \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} p^\rho + 2f_6^V \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} q^\rho \\
\left. + 8 \frac{f_7^V}{m_W^2} p_\mu \epsilon_{\alpha\beta\sigma\rho} p^\sigma q^\rho \right], \quad (1.3)
\end{aligned}$$

donde todos los factores de forma f_j^V son funciones adimensionales que dependen de q^2 . Observamos que la función vértice $\Gamma_{\mu\alpha\beta}^V(q, p)$ no incluye ningún término proporcional al cuadri-momento q^μ , puesto que, como ya se ha indicado, hemos despreciado las contribuciones longitudinales del bosón V . Aunque esta suposición no es válida en general para un bosón V virtual, asumiremos que V se produce en el canal s mediante la reacción $\bar{f}f \rightarrow V^* \rightarrow W^+ W^-$ (Fig. 1.2). Al considerar este proceso de dispersión, debemos contraer el término q^μ con el término proveniente del vértice $\bar{f}fV$. El resultado que se obtiene es proporcional a la masa del fermión, como se muestra en seguida:

$$\mathcal{M} \sim \bar{u}(p_1) \gamma^\mu u(p_2) q_\mu = \bar{u}(p_1) \not{q} u(p_2) = 2m_f \bar{u}(p_1) u(p_2) \approx 0,$$

Esta suposición se cumple siempre y cuando los fermiones a los que se acopla el bosón V^* sean muy livianos en comparación con la energía del centro de masas $\sqrt{s}$.

Los factores de forma f_i están relacionados con los coeficientes que aparecen en el lagrangiano (1.2) de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
f_1^V &= g_1^V + \frac{2q^2}{m_W^2} \lambda_V, \\
f_2^V &= \lambda_V, \\
f_3^V &= g_1^V + \kappa_V + \lambda_V, \\
f_i^V &= g_i^V, \quad \text{para } i = 4, 5, \\
f_6^V &= \tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V, \\
f_7^V &= -\frac{1}{2} \tilde{\lambda}_V. \quad (1.4)
\end{aligned}$$

Si analizamos la expresión (1.3) notamos que los términos asociados a los factores de forma f_4^V y f_5^V no son invariantes de norma en su estructura de Lorentz. En el caso del fotón, para conservar esta simetría necesitaríamos imponer la condición $f_4^\gamma = f_5^\gamma = 0$. Sin embargo, es suficiente modificar los términos inconsistentes a nivel de la función vértice (1.3) de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
2if_4^\gamma \left(q_\beta g_{\mu\alpha} + q_\alpha g_{\mu\beta} - 2 \frac{q_\mu q_\alpha q_\beta}{q^2} \right) \\
2if_5^\gamma \left(\epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} p^\rho - q_\mu \frac{\epsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} q^\rho p^\sigma}{q^2} \right). \quad (1.5)
\end{aligned}$$

Es fácil observar que estos términos cumplen el requisito de invarianza de norma $q^\mu \Gamma_{\mu\alpha\beta}^V(q, p) = 0$. Además, en el límite en que el fotón está sobre capa de masa, vemos que los términos añadidos a la Ec. (1.5) desarrollan un polo debido al factor $1/q^2$. Esto implica necesariamente que los factores de forma f_4^γ y f_5^γ deben ser proporcionales a q^2 . De este modo, el término $1/q^2$ se cancela y se elimina la divergencia. Como consecuencia, los factores de forma f_4^γ y f_5^γ se anulan cuando el fotón está en capa de masa. En general, los términos asociados a f_4^V y f_5^V también se pueden modificar en el caso en que $V = Z$, aunque en este caso no existe ningún polo cuando el bosón Z está en la capa de masa. En consecuencia, los factores de forma f_4^Z y f_5^Z no están restringidos a anularse cuando el bosón Z está sobre capa de masa.

Al agregar los términos que aparecen en la Ec. (1.5) a la Ec. (1.3) obtenemos la expresión de la función vértice del acomplamiento WWV^* que respeta la invarianza electromagnética. Esta es la forma más general del vértice WWV^* , que es consistente con la simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$ y que incluye efectos de violación de CP .⁴ Cabe enfatizar que esta expresión es válida para un bosón de norma V real o virtual.

1.1.1. Factores de forma que conservan o violan CP

Si analizamos cada estructura de Lorentz dentro de la función vértice WWV dada por (1.3), notamos que cada una se transforma de manera peculiar ante las transformaciones de conjugación de carga C y paridad P . La clasificación de las estructuras de Lorentz de acuerdo a sus propiedades de transformación ante estas simetrías nos ayudará a estudiar con detalle el vértice WWV . En seguida efectuaremos un análisis de las estructuras de Lorentz asociadas a los factores de forma f_j^V ($j = 1, \dots, 7$) ante una transformación de las simetrías discretas C y P .

Si observamos los términos que aparecen en la Ec. (1.3), notamos que los cuadri-momentos y el tensor métrico se transforman de manera par ante una operación de paridad P , mientras que el tensor de Levi-Civita se transforma de manera impar. Notamos también que la constante imaginaria i se transforma de manera impar ante una operación de conjugación de carga C . Esto nos lleva a determinar las propiedades de transformación ante operaciones de P , C y CP de cada una de las estructuras de Lorentz asociadas a los factores de forma f_i^V . Los resultados se muestran en el Cuadro 1.1. Podemos observar que los términos asociados a f_4^V , f_6^V y f_7^V violan CP , mientras que los demás términos son pares ante esta simetría. Cabe señalar que el estudio de los términos que violan CP tiene un enorme interés debido a que el ME predice que dichos efectos están extremadamente suprimidos: este tipo de efectos se inducen a nivel de dos o tres lazos en esta teoría. En un capítulo posterior de esta tesis analizaremos los factores de forma que violan CP , y discutiremos como se pueden generar a nivel de un lazo por medio del acoplamiento más general HWW , donde H es el bosón de Higgs.

⁴Se ha demostrado que un lagrangiano como el de la Ec. (1.2) es consistente con la simetría electrodébil si se considera el esquema no lineal de los lagrangianos efectivos.

Transformación discreta	f_1^V	f_2^V	f_3^V	f_4^V	f_5^V	f_6^V	f_7^V
P	+	+	+	+	-	-	-
C	+	+	+	-	-	+	+
CP	+	+	+	-	+	-	-

Cuadro 1.1: Propiedades de las estructuras de Lorentz asociadas a los factores de forma f_j^V ante las simetrías discretas C , P y CP . El signo + (-) indica la paridad (no paridad) ante la operación indicada.

1.2. Propiedades electromagnéticas estáticas

Un caso particular del vértice WWV se refiere al escenario en que el bosón V es un fotón real. La función vértice resultante está asociada con las llamadas propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W . Una parte considerable del trabajo que se ha realizado acerca del vértice WWV se ha enfocado al estudio de las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W en el marco de diversas teorías renormalizables. A continuación describiremos brevemente las características principales de estas propiedades.

La electrodinámica cuántica establece que las partículas cargadas con espín diferente de cero pueden interactuar con el campo electromagnético por medio del monopolo, dipolo y sus multipolos. Es interesante explorar las contribuciones provenientes de las fluctuaciones cuánticas, pues se espera que sean altamente sensibles a los efectos de nueva física. Las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W están determinadas por cuatro factores de forma generados a nivel de un lazo. Los factores de forma $\Delta\kappa$ y ΔQ están asociados a dos estructuras de Lorentz que conservan CP , en tanto que $\Delta\tilde{\kappa}$ y $\Delta\tilde{Q}$ son los coeficientes de estructuras de Lorentz que violan CP . Estos factores de forma se denominan propiedades anómalas debido a que no son inducidas a nivel de árbol. Los factores de forma que conservan CP definen los momentos dipolar magnético y cuadrupolar eléctrico del bosón W , mientras que los factores de forma que violan CP determinan los momentos dipolar eléctrico y cuadrupolar magnético. Esos factores sólo pueden ser generados a nivel de un lazo u ordenes más altos en teoría de perturbaciones. Por lo tanto, retomando la función vértice dada por la fórmula (1.3) cuando el fotón está sobre su capa de masa, vemos que se puede expresar en términos de los factores de forma $\Delta\kappa$, ΔQ , $\Delta\tilde{\kappa}$ y $\Delta\tilde{Q}$ de la siguiente manera [18]:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\mu\alpha\beta}^{\gamma} = ie \Big\{ & A[2p_{\mu}g_{\alpha\beta} + 4(q_{\beta}g_{\mu\alpha} - q_{\alpha}g_{\mu\beta})] \\
& + 2\Delta\kappa_{\gamma}(q_{\beta}g_{\mu\alpha} - q_{\alpha}g_{\mu\beta}) + \frac{4\Delta Q_{\gamma}}{m_W^2}p_{\mu}q_{\alpha}q_{\beta} \\
& + 2\Delta\tilde{\kappa}_{\gamma}\epsilon_{\alpha\beta\mu\lambda}q^{\lambda} + \frac{4\Delta\tilde{Q}_{\gamma}}{m_W^2}q_{\beta}\epsilon_{\alpha\mu\lambda\rho}p^{\lambda}q^{\rho} \Big\}.
\end{aligned} \tag{1.6}$$

El momento dipolar magnético (eléctrico) μ_W ($\tilde{\mu}_W$) y el momento cuadrupolar eléctrico (magnético) Q_W ($\tilde{Q}_W$) se encuentran definidos en términos de los factores de forma electromagnéticos como sigue:

$$\begin{aligned}
\mu_W &= \frac{e}{2m_W}(2 + \Delta\kappa_\gamma) \\
Q_W &= -\frac{e}{m_W^2}(1 + \Delta\kappa_\gamma + Q_\gamma) \\
\tilde{\mu}_W &= \frac{e}{2m_W}\Delta\tilde{\kappa}_\gamma \\
\tilde{Q}_W &= -\frac{e}{m_W^2}(\Delta\tilde{\kappa}_\gamma + \Delta\tilde{Q}_\gamma).
\end{aligned} \tag{1.7}$$

Los momentos electromagnéticos del bosón W son importantes debido a que éstos constituyen la parte menos estudiada de las propiedades del bosón W . El estudio de estas propiedades ayudaría a conocer con más profundidad las características del bosón W . Aunque actualmente existen cotas para las propiedades electromagnéticas del bosón W , en el futuro se espera confrontar las predicciones teóricas con los resultados experimentales de manera mucho más precisa. Esto puede ser de ayuda para dar validez o para descartar algún modelo en específico.

Los factores de forma $\Delta\kappa$ y ΔQ son los coeficientes de operadores de dimensión cuatro y seis, respectivamente. Ambos aparecen a nivel de un lazo dentro del ME y otras teorías renormalizables. Por lo tanto, éstos poseen la cualidad de que son muy sensibles a efectos de nueva física. Se ha demostrado que el factor de forma ΔQ es insensible a efectos de desacoplamiento, así que sólo puede ser útil para la búsqueda de efectos de nueva física originados en la escala de Fermi. En contraparte, $\Delta\kappa$ puede ser sensible a efectos de nueva física mucho más allá de la escala de Fermi [14] debido a sus propiedades de no desacoplamiento. Esto se discute con cierta amplitud en la Ref. [11].

1.3. El vértice WWV en el ME

En la literatura existen diversos trabajos que se han enfocado exclusivamente en el análisis del vértice WWV en el contexto del ME. Desde el estudio de las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W , hasta el análisis de sus propiedades dinámicas, electromagnéticas y débiles, se ha logrado aglutinar una vasta cantidad de conocimientos sobre las características de esta partícula, partiendo del marco del ME y continuando posteriormente con diversos modelos extendidos. Como se mencionó anteriormente, el primer trabajo sobre el vértice WWV consistió en determinar las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W , que se definen por medio del acoplamiento $WW\gamma$. Uno de los objetivos de dicho trabajo era comprobar la validez del ME como una teoría renormalizable, es decir, se deseaba comprobar si las correcciones al vértice $WW\gamma$ que se originan por primera vez a nivel de un lazo están libres de divergencias ultravioletas [1].

Así como en cualquier teoría renormalizable, en el ME las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W , que están determinadas por los factores de forma κ y ΔQ , se inducen a partir del nivel de un lazo y admiten contribuciones de los bosones de norma neutros, los leptones y el bosón de Higgs [1]. Aunque en aquella época no se conocían con precisión todas las características del ME y no se entendía a la perfección la renormalizabilidad de esta teoría (de hecho ni siquiera se habían detectado experimentalmente los bosones de norma masivos ni el leptón τ), los cálculos fueron realizados usando

las reglas de Feynman derivadas del lagrangiano propuesto por Weinberg, además que se empleó la norma unitaria ($\xi \rightarrow \infty$). En la Fig. 1.3 se muestran los diagramas de Feynman que contribuyen a los factores de forma κ y ΔQ . Mediante el esquema de regularización dimensional, propuesto por 't Hooft y Veltman [4], se calcularon las amplitudes de los diagramas de un lazo mediante la técnica de parametrización de Feynman. Con el fin de efectuar una comparación con nuestros resultados, enseguida mostramos algunas de las expresiones obtenidas en la Ref. [1]. Los superíndices γ , Z , ℓ y φ se refieren a las contribuciones del fotón, el bosón Z , los leptones y el bosón de Higgs, respectivamente.

$$\begin{aligned}
\Delta Q^\gamma &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{9}, \\
\Delta Q^Z &= \frac{G m_W^2}{2\pi^2 \sqrt{2}} \frac{1}{3R} \int_0^1 dx \frac{x^3(1-x)(8+R)}{x^2 + R(1-x)}, \\
\Delta Q^\ell &= \frac{G m_W^2}{2\pi^2 \sqrt{2}} \frac{4}{9}, \\
\Delta Q^\varphi &= \frac{G m_W^2}{2\pi^2 \sqrt{2}} \frac{1}{3} \int_0^1 dx \frac{x^3(1-x)}{x^2 + \mu^2(1-x)},
\end{aligned} \tag{1.8}$$

$$\begin{aligned}
\Delta \kappa^\gamma &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{5}{3}, \\
\Delta \kappa^Z &= \frac{G m_W^2}{2\pi^2 \sqrt{2}} \frac{2}{R} \int_0^1 dx x \frac{8x^3 - 8x^2 + 8x + R(x^3 - 5x^2 - 2x) + \frac{1}{2}R^2(5x - x^2 - 4)}{x^2 + R(1-x)}, \\
\Delta \kappa^\ell &= -\frac{G m_W^2}{2\pi^2 \sqrt{2}} \frac{1}{3}, \\
\Delta \kappa^\varphi &= \frac{G m_W^2}{2\pi^2 \sqrt{2}} \int_0^1 dx x^2 \frac{x^2 - x + 2 - \frac{1}{2}\mu^2(x-1)}{x^2 + \mu^2(1-x)}.
\end{aligned} \tag{1.9}$$

En estas expresiones, la cantidad $\Delta \kappa$ se define como $\Delta \kappa \equiv \kappa - 1$. La constante de Fermi es G , la masa del bosón W es m_W , la masa del bosón Z es m_Z , y se definieron los cocientes $R = (\frac{m_Z}{m_W})^2$ y $\mu = \frac{m_\varphi}{m_W}$. Las expresiones para $\Delta \kappa^\ell$ y ΔQ^ℓ son válidas sólo en el límite de $\frac{m_\ell}{m_W} \rightarrow 0$.

Los resultados presentados en el conjunto de ecuaciones (1.8) y (1.9) fueron, junto con el momento magnético dipolar del muón, las primeras propiedades electromagnéticas calculadas a nivel de un lazo en el contexto del ME. Se encontró que las contribuciones a los factores de forma $\Delta \kappa$ y ΔQ provenientes del fotón, el bosón Z , el bosón de Higgs y los leptones, arrojan valores finitos. Este hecho tuvo cierta trascendencia ya que reforzaba la conjetura de que el ME era una teoría renormalizable.

Una investigación posterior, efectuada en el marco del ME, se enfocó en el estudio de las correcciones a un lazo a los vértices $WW\gamma$ y WWZ , considerando la situación en que el fotón y el bosón Z están fuera de su capa de masa, mientras que los bosones W son reales [5]. El objetivo de dicho trabajo era el de hallar las expresiones para los factores de forma $\Delta \kappa_\gamma$, $\Delta \kappa_Z$, ΔQ_γ y ΔQ_Z , a partir de la función vértice WWV^* (V^* simboliza que V está fuera de su capa de masa) [3, 5]:

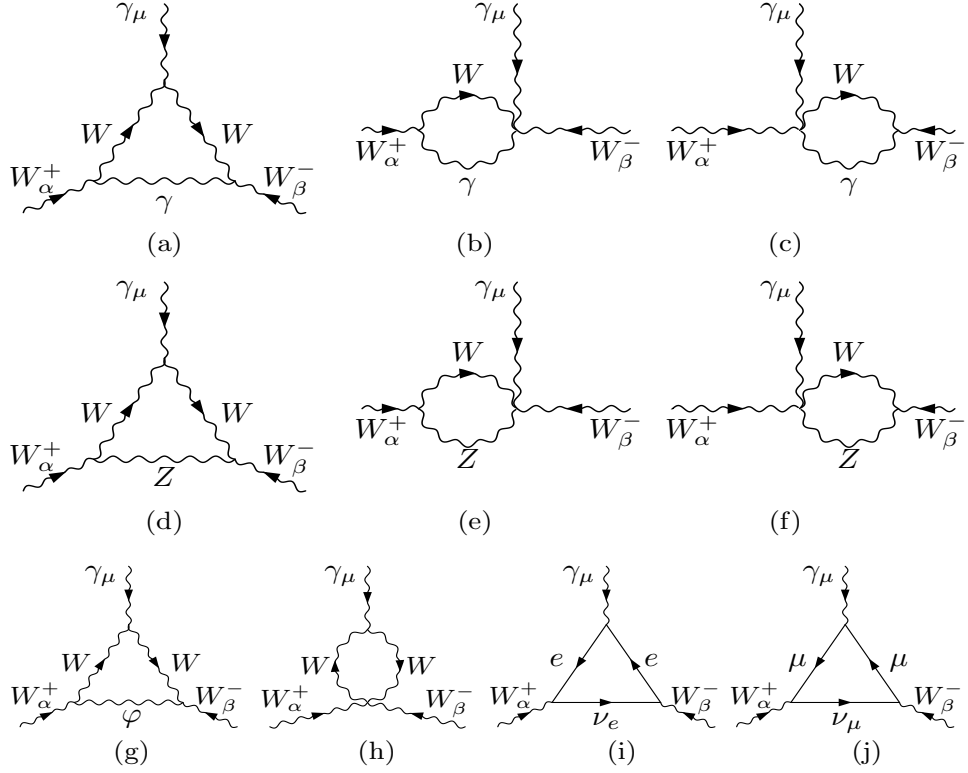


Figura 1.3: Diagramas de Feynman que contribuyen al momento magnético anómalo y momento cuadrupolar anómalo del bosón W en el ME.

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{\mu\alpha\beta}^{V*} = & -ig_V \left\{ A[2p_\mu g_{\alpha\beta} + 4(q_\beta g_{\mu\alpha} - q_\alpha g_{\mu\beta})] \right. \\
 & + 2\Delta\kappa_V(q_\beta g_{\mu\alpha} - q_\alpha g_{\mu\beta}) \\
 & \left. + \frac{4\Delta Q_V}{m_W^2}(p_\mu q_\alpha q_\beta - \frac{q^2}{2}p_\mu g_{\alpha\beta}) \right\}. \quad (1.10)
 \end{aligned}$$

En esta expresión no se considera la violación de CP , ya que estos términos no aparecen a nivel de un lazo en el ME. Además se han omitido los términos proporcionales a q^μ debido a que sólo se considera el acoplamiento del bosón de norma neutro V a un par de fermiones ligeros.

Cuando el cálculo se realiza explícitamente, la amplitud que se obtiene de los diagramas de Feynman involucrados en el cálculo adopta la forma genérica dada por la siguiente expresión:

$$\Gamma_{\mu\alpha\beta}^{V*} = -ig_V \left\{ a_1^V p_\mu g_{\alpha\beta} + a_2^V (q_\beta g_{\mu\alpha} - q_\alpha g_{\mu\beta}) + a_3^V p_\mu q_\alpha a_{\beta} \right\}. \quad (1.11)$$

Si se asocia cada término de esta expresión con los términos que aparecen en la Ec. (1.9), podemos obtener los factores de forma $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V en términos de los coeficientes a_j^V ($j = 1, 2, 3$). Mediante este procedimiento arribamos a las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}\Delta\kappa_V &= \frac{1}{2}[a_2^V - 2a_1^V - q^2 a_3^V], \\ \Delta Q_V &= \frac{m_W^2}{4} a_3^V.\end{aligned}\tag{1.12}$$

Enfatizamos que los factores de forma $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V necesariamente deben ser finitos, mientras que los coeficientes a_1^V y a_2^V podrían ser divergentes.⁵

Para calcular las amplitudes de los diagramas de Feynman que contribuyen al vértice WWV^* , los autores de la Ref. [5] hicieron uso de la norma de Feynman-'t Hooft ($\xi = 1$). Esto requiere de la introducción de los pseudo bosones de Goldstone y los campos fantasma. De esta manera, se pueden clasificar las contribuciones a los factores de forma en tres partes: el sector de norma, el sector de Higgs y el sector de fermiones. En seguida discutiremos brevemente los resultados obtenidos por estos autores. En cuanto al sector de norma, en la Ref. [5] se reprodujeron los resultados de [1] en el límite $q^2 \rightarrow 0$. Es evidente que los resultados de ambas referencias deben concordar, a pesar de que en ambos casos se emplearon distintas normas para realizar el cálculo. Esto se debe a que la función de Green de un vértice que solo involucra partículas reales es independiente de la norma. En el escenario en que el fotón es virtual, el cálculo de la Ref. [5] da lugar a la presencia de divergencias infrarrojas en el factor de forma $\Delta\kappa_\gamma$, las cuales se inducen del diagrama de Feynman con un fotón virtual. Las consecuencias de este hecho son muy negativas ya que se induce un mal comportamiento en los factores de forma como función de la energía del bosón V , lo que implica que no se preserva la unitariedad. La razón de este resultado es que los autores de la Ref. [5] no consideraron el hecho de que la función de Green de un vértice que contiene partículas fuera de capa de masa depende en general del parámetro de norma y viola la invarianza de norma. En cuanto al sector de Higgs, se reprodujeron los resultados hallados por la referencia [1] y no se presentaron problemas de divergencias infrarrojas en los factores de forma cuando $q^2 \neq 0$. Una situación similar se observa en el sector de fermiones, ya que tampoco se presentan problemas con la aparición de divergencias. En resumen, en la Ref. [5] se calcularon los factores de forma $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V en la norma de Feynman-'t Hooft. Las divergencias infrarrojas encontradas en el factor de forma $\Delta\kappa_V$ sugieren la presencia de ciertas inconsistencias en el cálculo, sobre lo cual ahondaremos más adelante. En cuanto a los resultados encontrados en la Ref. [5] referentes a ΔQ_V , se encontró que este factor de forma tiene un buen comportamiento en función de la energía del bosón V .

En la misma dirección del trabajo descrito en el parrafo anterior, en ese mismo año se publicó otro artículo que logró despejar las dudas que habían surgido de los resultados obtenidos en [5]. En este nuevo trabajo se abordó la necesidad de determinar una función de Green para el vértice WWV^* que sea a la vez invariante de norma e independiente del parámetro de norma, lo cual es un requisito indispensable para definir adecuadamente las propiedades dinámicas del bosón W [6]. A continuación describiremos los aspectos más sobresalientes de dicho trabajo.

Si se procede a realizar el cálculo de los diagramas de Feynman que contribuyen al vértice $WW\gamma^*$ manteniendo el parámetro de norma ξ como una variable indeterminada o si se le dan distintos valores

⁵Nos referimos únicamente a las divergencias ultravioletas, provenientes de las integrales de los lazos que se calculan en 4-dimensiones.

numéricos, después de extraer las expresiones de los factores de forma $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V , podremos observar que estas expresiones tienen un comportamiento peculiar. En particular, se puede observar que existe dependencia en el parámetro de norma. Esto se debe a que el fotón está fuera de capa de masa. Otra de las consecuencias de realizar el cálculo sin tener el cuidado de verificar la cancelación de la dependencia del parámetro de norma es la aparición de divergencias infrarrojas. En este sentido, los coeficientes a_j^V que emergen del cálculo son en general dependientes de la norma y poseen divergencias infrarrojas, lo cual persiste aún si se combinan dichos coeficientes para dar lugar a los factores de forma $\Delta\kappa_\gamma$ y ΔQ_γ . No obstante, los factores de forma están libres de divergencias ultravioletas, lo cual es consecuencia de que éstos se generan a partir de un lazo. Más allá de las dificultades experimentales para medir los factores de forma, desde el punto de vista teórico, los factores de forma deberían satisfacer condiciones fundamentales tales como la invarianza de norma, la independencia del parámetro de norma, y la ausencia de divergencias infrarrojas. Este tipo de inconsistencias se pueden evadir si se hace uso de la técnica del pellizco (TP), que fue desarrollada por Cornwall hace más de veinte años. El objetivo de este método radica en la obtención de nuevos vértices y propagadores bien comportados a partir de un conjunto de diagramas de Feynman que contribuyen a un proceso invariante de norma.⁶ En sus orígenes, la TP no fue desarrollada con el objetivo de ser aplicada al sector electrodébil del modelo estándar, sino que se les debe a Degrandi y Sirlin [7] la implantación en este contexto. En el trabajo de Papavassiliou y Philippides se utilizó la TP vía la matriz de dispersión S para construir una función vértice $W^*W^*\gamma^*$ invariante de norma. La consecuencia directa de este resultado es que esta función vértice satisface una identidad de Ward similar a la que aparece en electrodinámica cuántica (EDC). Después de construir la función vértice independiente del parámetro de norma, se puede particularizar al caso en que los bosones W están sobre su capa de masa tomando el límite $(p - q)^2 \rightarrow m_W^2$ y $(p + q)^2 \rightarrow m_W^2$. Finalmente, se puede extraer la información para los coeficientes a_j^γ de acuerdo con la ecuación (1.11). Estos coeficientes ya son independientes del parámetro de norma y están libres de divergencias infrarrojas. Este fue el procedimiento efectuado en la Ref. [6] para obtener factores de forma bien comportados. Cabe agregar que el resultado obtenido por estos autores para el factor de forma ΔQ_γ concuerda con el obtenido en la Ref. [5].

1.4. El vértice WWV en modelos extendidos

El estudio de los vértices $WW\gamma$ y WWZ se extendió posteriormente a diversos modelos extendidos, tales como el modelo estándar mínimo supersimétrico (MEMS), los modelos basados en el grupo de norma $SU_c(3) \times SU_L(3) \times U_X(1)$ (modelos 331), los modelos con dos dobletes de Higgs, etc. Solo comentaremos brevemente los resultados obtenidos en el marco del MEMS y de los modelos 331 por ser de interés para nuestro trabajo.

⁶Tal como un elemento de la matriz de dispersión.

1.4.1. Modelos supersimétricos

En el entorno del MEMS, primero se realizó el estudio del vértice $WW\gamma$ en el escenario en que todas las partículas son reales [8]. Es decir, se calcularon las contribuciones del MEMS a las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W . Los resultados más sobresalientes que pueden extraerse de este análisis se mencionan enseguida: i) los s -quarks y s -leptones producen contribuciones despreciables a los factores de forma $\Delta\kappa_\gamma$ y ΔQ_V en comparación con los efectos provenientes de los demás sectores del MEMS; ii) en cuanto al sector de Higgs, las contribuciones dominantes provienen del escalar de Higgs más liviano h_0 , siempre y cuando m_{h_0} sea menor que 140 GeV; iii) en lo que respecta a las demás partículas predichas por el MEMS, bajo determinadas condiciones los neutralinos y los charginos pueden ser la fuente dominante de las desviaciones del ME. Esto ocurre para valores de la masa suave del gaugino $M_{\frac{1}{2}} \ll A_0, m_0$, donde A_0 y m_0 son parámetros del rompimiento de la supersimetría suave.

En la misma línea del MEMS, con el fin de conocer si existen desviaciones considerables de las predicciones del ME en el caso en que el bosón V está fuera de la capa de masa, se realizó el análisis de los factores de forma $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V en la región $q^2 \neq 0$ [9, 10]. En dichos trabajos se consideraron valores para la energía del bosón virtual que pudieran ser accesibles en los colisionadores futuros. Actualmente la supersimetría no deja de ser una mera especulación teórica. Si se prosigue con el estudio de la extensión supersimétrica del ME, en la que la supersimetría se rompe a energías del orden de 1 TeV, las partículas supersimétricas con masas cercanas a ese umbral podrían ser producidas en el laboratorio. Aun cuando no se pudiese alcanzar dicho umbral, la existencia de las nuevas partículas afectaría a los factores de forma $\Delta\kappa_V$ y ΔQ_V de manera virtual, incluso a energías por debajo del umbral de aparición de la supersimetría. Esto implicaría de manera forzosa una desviación con respecto a las predicciones del ME.

Para analizar los factores de forma del bosón W en un contexto más realista, en la Ref. [9] se consideró la región $q^2 > 4m_W^2$. Para evitar un mal comportamiento de los factores de forma, se empleo el método desarrollado en la Ref. [7] con el objetivo de cancelar la dependencia del parámetro de norma y eliminar las divergencias infrarrojas. De manera similar a lo que ocurre en el escenario en que el fotón es real, en este caso los resultados obtenidos muestran que los factores de forma reciben contribuciones insignificantes del sector de s -fermiones, mientras que los bosones de Higgs supersimétricos producen contribuciones similares en magnitud a las provenientes del ME. Esto ocurre siempre y cuando el bosón de Higgs del ME sea relativamente ligero, específicamente, con una masa alrededor de 100 GeV. Por otra parte, los neutralinos y los charginos contribuyen notablemente en la región $0 < \sqrt{s} < 2m_W$. Desafortunadamente esta región no es físicamente admisible en un colisionador, puesto que el canal de pares de bosones W se libera a partir de $2m_W$. Dentro de la región físicamente aceptable, las contribuciones a los factores de forma convergen rápidamente a cero, lo cual se justifica por la unitariedad. Como consecuencia de estos resultados, se puede concluir que las contribuciones del MEMS a los factores de forma difieren muy poco con respecto al ME. Por ende, la observación de cualquier desviación del ME atribuibles exclusivamente a supersimetría requerirán de una precisión experimental muy alta.

1.4.2. Modelos 331

Las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W se han estudiado con detalle en el marco de los modelos que se basan en el grupo de norma $SU_c(3) \times SU_L(3) \times U_X(1)$, conocidos como modelos 331 [11, 12]. A continuación discutiremos los detalles más interesantes de los trabajos realizados en el marco de la versión mínima del modelo 331, así como en la versión con neutrinos derechos.

Los modelos 331 han atraído mucho interés recientemente porque requieren que el número de familias fermiónicas sea un múltiplo del número de colores de los quarks, lo que proporcionaría una explicación al problema de las familias fermiónicas. Esta clase de modelos también predice la existencia de nuevos quarks con carga diferente de la carga de los quarks que se han descubierto hasta ahora, por lo que a estas partículas se les denomina quarks exóticos. Estas partículas no contribuyen a las propiedades electromagnéticas del bosón W , por lo que no daremos más detalles de sus características. En lo que respecta al sector de norma, uno de los atributos de los modelos 331 es que el grupo $SU_L(2)$ se encuentra totalmente incrustado en el grupo $SU_L(3)$. Esto ocasiona la aparición de un nuevo par de bosones de norma masivos, acomodados en un doblete del grupo electrodébil, después de la primera etapa del rompimiento espontáneo de la simetría (RES), cuando el grupo de norma $SU_L(3) \times U_X(1)$ se rompe en el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Estos nuevos bosones de norma reciben el nombre de bileptones porque poseen dos unidades del número leptónico. La carga de dichos bileptones depende del sector de Higgs que se introduce en el modelo para efectuar el proceso de RES.

Modelo 331 mínimo

En lo que concierne a la versión mínima del modelo 331, ésta requiere de un sextete y tres tripletes de Higgs. Se ha encontrado que los bosones de Higgs físicos contribuyen marginalmente a los factores de forma del bosón W . En cuanto a los bileptones, uno de estos tiene carga simple y el otro tiene carga doble. Estas nuevas partículas contribuyen predominantemente a las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W .

El cálculo de las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W en el marco del modelo 331 mínimo se ha enfocado en la contribución del sector de norma, que es el sector de donde emergen los bileptones. Una característica muy importante de estas partículas se refiere a sus acoplamientos con los bosones de norma del ME: no solo estas interacciones no contienen ningún ángulo de mezcla sino que, en cuanto a su intensidad y su estructura de Lorentz, son semejantes a los acoplamientos que existen entre los bosones de norma del ME. A diferencia de lo que ocurre con las nuevas partículas predichas por otras extensiones del ME, en el modelo 331 mínimo la masa de los nuevos bosones de norma está acotada por arriba debido a que el modelo predice que se debe cumplir que $\sin \theta_W = 1/4$, valor que es muy cercano a la medición experimental $\sin \theta_W = 0.22$. Por esta razón, las correcciones radiativas provenientes de los bileptones están muy acotadas, lo que limita el valor de las masas de estas partículas a 1 TeV como máximo. De acuerdo con esta cota, el modelo 331 mínimo podría ser confirmado o descartado en un futuro cercano. Por otra parte, teóricamente existe una cota sobre la diferencia de las masas de los bileptones, que se origina de una relación que existe entre las escalas de energía que aparecen en el proceso de RES. La primera etapa del RES se lleva a cabo a la escala

de energía u . En esta etapa los bileptones adquieren su masa, que es degenerada. En la siguiente etapa del RES, donde el grupo de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$ se rompe en $U_e(1)$ a la escala de Fermi v , aparecen los bosones de norma del ME y su respectivo espectro de masas. Este mecanismo da lugar a una contribución adicional a las masas de los bileptones, que dejan de ser degeneradas. Existe una mezcla entre las masas de los bileptones y las de los bosones de norma cargados del ME. Esto se aprecia en la siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} M_{Y^{++}}^2 &= \frac{g^2}{4}(u^2 + v_2^2), \\ M_{Y^+}^2 &= \frac{g^2}{4}(u^2 + v_1^2), \\ m_W^2 &= \frac{g^2}{4}v^2 = \frac{g^2}{4}(v_1^2 + v_2^2). \end{aligned}$$

donde la masa del bileptón con carga simple (doble) es M_{Y^+} ($M_{Y^{++}}$). De esas expresiones se obtiene la siguiente cota:

$$|M_{Y^{++}}^2 - M_{Y^+}^2| \leq m_W^2. \quad (1.13)$$

En conclusión, las masas de los bileptones pueden tener una magnitud desde algunos cientos de GeV hasta 1 TeV. Observamos que las masas de los bileptones dependen de la constante de acoplamiento g y de las escalas de energía u y v . Esto implica que la única manera en que los bileptones pueden ser muy pesados es mediante valores muy grandes de u , ya que la constante de acoplamiento g y la escala de Fermi v están determinadas experimentalmente.

Un aspecto interesante del cálculo efectuado en la Ref. [11] es que se empleó una norma no lineal R_ξ para simplificar la evaluación de los diagramas de Feynman que inducen las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W . Además, puesto que solo era de interés el estudiar la contribución de los bileptones, se empleó un término de fijación de la norma covariante ante $U(1)_e$. El cálculo se efectuó empleando la norma de Feynman-'t Hooft, por lo que se requirió de la evaluación de diagramas de Feynman que contienen partículas no físicas, como son los pseudo bosones de Goldstone y los campos fantasma.

En cuanto a la evaluación numérica de los factores de forma ΔQ y $\Delta \kappa$, se encontró que su magnitud es del mismo orden que los que se predicen en otros modelos renormalizables, por ejemplo, el modelo de dos dobletes de Higgs [13]. Ambos factores de forma decrecen rápidamente a medida que las masas de los bileptones crecen. Otro aspecto interesante que se reporta en la Ref. [11] es que el factor de forma $\Delta \kappa$ sí es sensible a los efectos de no desacoplamiento, mientras que ΔQ es insensible a esta clase de efectos. Ambos factores de forma respetan el teorema del desacoplamiento en el caso en que las masas de los bileptones son degeneradas, mientras que en el caso sin degeneración se puede asegurar la validez del teorema de desacoplamiento para el factor ΔQ siempre y cuando se cumpla la desigualdad dada en (1.13).

Modelo 331 con neutrinos derechos

Recientemente se ha postulado una nueva versión de los modelos 331, a saber, la versión que incluye neutrinos derechos. La característica principal de esta versión es que el sector de Higgs que se requiere para efectuar el mecanismo de RES contiene solo tres tripletes de Higgs, que es lo más económico posible.

En la Ref. [12] se han estudiado las contribuciones del modelo 331 con neutrinos derechos a los factores de forma $\Delta\kappa$ y ΔQ . Las contribuciones de este modelo provienen de los sectores de norma y escalar. En seguida comentaremos sobre ciertos aspectos de interés del cálculo de la Ref. [12], enfocandonos primordialmente en aquellos detalles que son relevantes para discutir el trabajo que se realizó en esta tesis.

En el modelo 331 con neutrinos derechos, después de la primera etapa del RES, $SU_L(3) \times U_X(1) \rightarrow SU_L(2) \times U_Y(1)$, emergen un par de bosones de norma masivos que están acomodados en un doblete del grupo electrodébil. Uno de los nuevos bosones de norma, Y^0 , es eléctricamente neutro, mientras que el otro bosón, Y^- , es simplemente cargado. El número leptónico de ambas partículas es $L = \pm 2$, por lo que ambos pueden ser denominados bileptones. Un punto interesante es que el bileptón neutro es no autoconjugado y por ende posee propiedades electromagnéticas estáticas, a diferencia del bosón neutro del ME, Z , que es autoconjugado y que carece de propiedades electromagnéticas estáticas. En la primera etapa del RES, de manera similar a lo que ocurre en el modelo mínimo, surgen los acoplamientos entre los bileptones y los bosones de norma del ME. Los bileptones, que han adquirido masa a la escala de energía w , reciben una contribución adicional a su masa cuando el grupo electrodébil se rompe en el grupo electromagnético $U_e(1)$:

$$M_{Y^0}^2 = \frac{g^2}{4}(w^2 + v_2^2),$$

$$M_{Y^-}^2 = \frac{g^2}{4}(w^2 + v_1^2).$$

En esta etapa del RES, también surgen los bosones de norma del ME. Debido a que la masa del bosón W está relacionada con la masa de los bileptones:

$$m_W^2 = \frac{g^2}{4}v^2 = \frac{g^2}{4}(v_1^2 + v_2^2),$$

es fácil ver que existe una cota superior para la diferencia de las masas de los bileptones, que está dada por:

$$|M_{Y^0}^2 - M_{Y^-}^2| \leq m_W^2. \quad (1.14)$$

Las cotas experimentales más recientes establecen que la masa de los bileptones deben estar en el rango de algunos cientos de GeV [15]. Por lo tanto, es posible que los bileptones se manifiesten por medio de sus efectos virtuales en procesos de baja energía.

En lo que respecta a los detalles del cálculo de los factores de forma, a nivel de un lazo solo se generan los términos que conservan CP , mientras que los términos que violan CP aparecen hasta el

nivel de los dos lazos. Cabe mencionar que este tipo de términos se pueden generar a nivel de un lazo solo en modelos donde el bosón W se acopla de manera simultanea tanto a fermiones derechos como a fermiones izquierdos [17]. Debido a que en la Ref. [12] solo se estudiaron las propiedades estáticas del bosón W , las tres partículas externas se consideraron en capa de masa. El cálculo fue realizado en la norma unitaria, que no involucra diagramas de Feynman con partículas no físicas, aunque el precio a pagar es que los propagadores de los bosones de norma son mucho más complicados que cuando se emplea una norma renormalizable.

En la Ref. [12], se efectuó la evaluación numérica de los factores de forma del bosón W considerando un rango de valores para la masa del bilepton neutro que va desde 100 hasta 800 GeV. Se concluyó que el factor de forma $\Delta\kappa^Y$ es sensible al valor de la separación de las masas y su magnitud es mayor cuando los bileptones son no degenerados. Por otra parte, el factor de forma ΔQ^Y es prácticamente insensible a la separación de las masas bileptónicas, y su magnitud es del mismo orden independientemente de si hay o no hay degeneración en la masa de los bileptones. Ambos factores de forma tienden a cero a medida que la masa de los bileptones se hace muy grande, y ambos son practicamente insensibles a los efectos de física más allá de la escala de Fermi $v = 246$ GeV. Un resultado importante que se señala en la Ref. [12] es que las contribuciones a los factores de forma provenientes del sector de norma son del mismo orden de magnitud que las que provienen del modelo 331 mínimo.

Finalmente señalaremos que, en lo que respecta al sector escalar, los factores de forma electromagnéticos del bosón W reciben contribuciones de un bosón escalar cargado $H_5^\pm$ y de los bosones escalares neutros H_1 y H_2 [11], todos ellos pares ante transformaciones de CP . Como se menciona en la referencia [16], el bosón escalar H_2 coincide con el bosón de Higgs del ME. La contribución del sector escalar a las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W es similar a la del modelo con dos dobletes de Higgs. Esta contribución es despreciable en comparación a la de los bileptones.

1.5. Expectativas experimentales

El carácter no abeliano del grupo de norma electrodébil del modelo estándar es el responsable del surgimiento de las autointeracciones de los bosones de norma, particularmente, de los acoplamientos de tres bosones de norma, como son los vértices $WW\gamma$ y WWZ . Actualmente han sido determinadas con gran precisión las propiedades del bosón W tales como su masa, anchura de decaimiento y los acoplamientos a fermiones. Sin embargo, en los aceleradores como el LEP2 y el Tevatron no se logró medir con la misma precisión los autoacoplamientos de tres bosones de norma. A pesar de la abundante producción de pares $W^+ W^-$ en el LEP2, las cotas experimentales sobre los acoplamientos anómalos de tres bosones de norma, los cuales podrían dar indicios de la presencia de nueva física, no son lo suficientemente confiables. Se espera que los acoplamientos anómalos de los bosones de norma influyan en el incremento sustancial de la sección eficaz de pares de bosones W para valores grandes de la masa invariante de los di-bosones M_{WW} [19]. Una medición precisa de este tipo de acoplamientos a muy altas energías será una prueba crucial para dar validez al ME, ya que muchas de sus extensiones teóricas predicen desviaciones en el rango de la observabilidad. En particular, las

interacciones entre los bosones de norma son sensibles a los modelos con un fuerte rompimiento de la simetría electrodébil. Por lo tanto, las mediciones de alta precisión ayudarían a incrementar la confiabilidad para extrapolar los acoplamientos a escalas mayores que la de Fermi $v = 246$ GeV con el fin de probar las teorías de gran unificación.

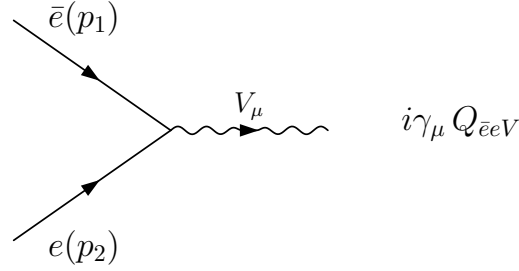


Figura 1.4: Regla de Feynman para el acoplamiento $\bar{e}eV$. Para el fotón $Q_{\bar{e}e\gamma} = -gs_w$ y para el bosón Z $Q_{\bar{e}eZ} = \frac{g}{4c_w}(4s_w^2 - 1 - \gamma^5)$, donde s_w y c_w son el seno y coseno del ángulo de Weinberg.

Desde hace más de 30 años, se ha identificado al proceso $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$ como el medio más adecuado para la medición de las propiedades electromagnéticas y débiles del bosón W en los colisionadores e^+e^- [20]. Ya hemos mencionado que las mediciones obtenidas por el acelerador LEP2 carecieron de la precisión adecuada, lo que redundaba en la imposibilidad de discriminar de que modelo en específico provienen las contribuciones a los factores de forma $\Delta\kappa$ y ΔQ . Es conveniente analizar brevemente la reacción $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$ ya que este proceso también será utilizado en los colisionadores lineales e^-e^+ , que podrían ser construidos en un futuro cercano. La amplitud genérica de la reacción $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$ puede ser construida aplicando las reglas de Feynman escritas en la Fig. 1.4 al diagrama de la Fig. 1.2. Por completez, la regla de Feynman para el vértice $\bar{e}eV$ se muestra en la Fig. 1.4. La amplitud resultante se puede escribir como sigue:

$$\mathcal{M}(e^+e^- \rightarrow W^+W^-) = g_V Q_{\bar{e}eV} \bar{v}(p_1, s_1) \gamma_\mu u(p_2, s_2) P_V^{\mu\nu} \Gamma_{\nu\alpha\beta}^V(q, p) \epsilon^\alpha(p - q, \lambda_1) \epsilon^\beta(p + q, \lambda_2), \quad (1.15)$$

donde s_i son las helicidades del positrón y electrón, λ_i son los estados de polarización del bosón W y $P_V^{\mu\nu}$ es el propagador del bosón V . La notación usada para los momentos de las partículas se muestra en las Figuras 1.1 y 1.2.

Una vez que se ha calculado el cuadrado de la amplitud $\mathcal{M}(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$, se pueden realizar diversos análisis con la finalidad de obtener distribuciones angulares, secciones eficaces de polarización, o la sección eficaz total promediada sobre todos los estados de helicidad del par electrón-positrón. De este modo se determinan teóricamente las contribuciones de los factores de forma del bosón W a las observables físicas. En esta dirección, los grupos experimentales que trabajaron en el LEP investigaron los acoplamientos trilineales de los bosones de norma. La conclusión a la que se llegó es que existe concordancia entre los datos experimentales y las predicciones del ME. En cuanto a los colisionadores futuros e^+e^- , éstos contarían con las condiciones necesarias para estudiar los acoplamientos anómalos trilineales con una precisión sin precedentes. Mediante la producción de

pares de bosones W , será posible realizar mediciones del acoplamiento WWV a la escala fijada por la energía del centro de masas $\sqrt{s}$. El prospecto más interesante en cuanto a los colisionadores futuros e^+e^- es el denominado colisionador lineal compacto (CLIC, por sus siglas en ingles). Este colisionador será, sin lugar a dudas, el más adecuado para buscar efectos de nueva física debido a la alta precisión con la que se podrán medir los factores de forma $\Delta\kappa$ y ΔQ . A este respecto, mientras que en el LEP2 se alcanzó una precisión de 10^{-1} para $\Delta\kappa$ y 10^{-2} para ΔQ , en el Large Hadron Collider (LHC) se espera una precisión de 10^{-2} y 10^{-3} , respectivamente. En cuanto a CLIC, para una energía del centro de masa del orden de 5 TeV, se alcanzaría una precisión de hasta 10^{-4} en ambos factores de forma [21]. Desafortunadamente, el colisionador CLIC es por ahora sólo un proyecto, por lo que el acelerador LHC será la principal fuente de producción de pares de bosones W en un futuro cercano. Con respecto al LHC, ya se han realizado estudios a nivel fenomenológico enfocados a la reacción $pp \rightarrow W^+W^- + X \rightarrow 4f$.⁷ Mediante un análisis del modelo de partones se podrán comparar los resultados teóricos presentados en la referencia [19] con los resultados experimentales obtenidos en el LHC a partir del año 2008.

⁷ $X = \gamma, Z, W, p$ simboliza un protón y f representa a los fermiones.

Capítulo 2

Vértice $WW\gamma$ con violación de CP

2.1. Generación de términos que violan CP

Un camino a seguir para encontrar evidencias de nueva física se basa en calcular las contribuciones de diversos modelos de extensión a aquellas observables que reciben contribuciones extremadamente suprimidas de parte del ME. En esta dirección, la observación de un momento dipolar eléctrico (MDE) permanente de una partícula elemental probaría la existencia de interacciones que no son invariantes ante P y CP . Esto contrastaría con las predicciones del ME para el MDE de las partículas elementales, las cuales están fuertemente suprimidas. Por consiguiente, el estudio de los MDEs es muy prometedor para la búsqueda de efectos de nueva física. Debido a que las propiedades electromagnéticas estáticas de los bosones vectoriales cargados asociadas con la violación de CP están parametrizadas por dos factores de forma: $\Delta\tilde{\kappa}$ y $\Delta\tilde{Q}$, es indispensable considerar la contribución de estas cantidades. Como se comentó en el capítulo 1, éstos factores de forma definen a los momentos dipolar eléctrico y cuadrupolar magnético del bosón W , que son las propiedades electromagnéticas que violan CP . Además, se espera que en un futuro no muy lejano la precisión experimental para determinar a estas propiedades aumente considerablemente. Actualmente el error experimental en la medición de estas propiedades es del mismo orden de magnitud que la misma medición.

Las cotas sobre el MDE de fermiones tales como el neutrón y el electrón producen fuertes restricciones a la violación de CP proveniente de nueva física. Es por ello que la información concerniente al MDE de otras partículas fundamentales es de gran interés, puesto que esto tiene implicaciones directas en el MDE del neutrón y el electrón. Una motivación adicional reside en que los futuros colisionadores proporcionarían la precisión requerida para discernir que tipo de interacciones son las que inducen el MDE. En principio, se podría conocer si las contribuciones al MDE se originan en una teoría de extensión.

Entre los bosones de norma del ME, sólo el bosón cargado $W^\pm$ posee MDE [22], en contraste con los bosones de norma neutros autoconjugados (γ y Z), los cuales carecen de esta propiedad. La ausencia de un MDE en las partículas neutras está dictada por la invarianza ante la inversión temporal [23]. Únicamente los campos neutros no-autoconjugados pueden tener momentos dipolares ya que la antipartícula asociada no coincide con la partícula. Retomando el caso de las propiedades

electromagnéticas del bosón W , enfatizamos que el estudio de su MDE y su momento cuadrupolar magnético (MCM) podría aportar más información al conocimiento de la violación de CP . En general, no existen evidencias definitivas acerca de que el origen de la violación de CP se deba únicamente a la fase de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [24], la cual es la única fuente de violación de CP en el ME. A este respecto, existen múltiples estudios que muestran que la fase CKM tiene un impacto marginal en el MDE de las partículas elementales [25]. Esto implica que el MDE es un buen candidato para la búsqueda de nuevas fuentes de violación de CP . Tanto en el caso de los fermiones como en el del bosón de norma W , el MDE no puede ser inducido a nivel de un lazo en el ME debido a que la fase responsable de la violación de CP no aparece en las amplitudes correspondientes. Dichas amplitudes son dependientes del valor absoluto de los elementos de la matriz CKM. Se ha encontrado que el MDE de los quarks y del bosón W surge hasta el orden de tres lazos [26, 27]. En cuanto a los leptones cargados, se ha demostrado que el MDE está mucho más suprimido y solo puede generarse a nivel de hasta cuatro lazos u ordenes más altos [28]. A diferencia de lo que sucede con el MDE, el MCM del bosón W recibe una contribución muy pequeña a nivel de dos lazos dentro del ME [29].

Aun cuando hemos justificado el interés para estudiar el MDE y el MCM del bosón W , cabe destacar otras características de estas propiedades electromagnéticas. No obstante que dichas cantidades sólo se pueden generar mediante diagramas de Feynman de uno o mas lazos en una teoría renormalizable, éstas reciben contribuciones significativas en varias extensiones del ME [30]. En particular, en modelos con simetría izquierda y derecha los factores de forma electromagnéticos que violan CP pueden ser inducidos a nivel de un lazo [31], dando lugar así a un MDE y un MCM. Esta contribución se origina cuando el bosón W se acopla de forma simultánea a fermiones con helicidad izquierda y derecha. Si se incluye este acoplamiento en un diagrama de Feynman como el que se muestra en la Fig. 2.1, los términos de interferencia entre la parte izquierda y derecha del acoplamiento $W\psi_1\psi_2$ dan lugar a la aparición de una cantidad proporcional al tensor de Levi-Civita en la amplitud del vértice $WW\gamma$. El lagrangiano que induce este tipo de acoplamiento [17] se escribe de la siguiente manera

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_1 \gamma_\mu (g_L P_L + g_R P_R) \psi_2 W^{+\mu} + \text{H.c.}, \quad (2.1)$$

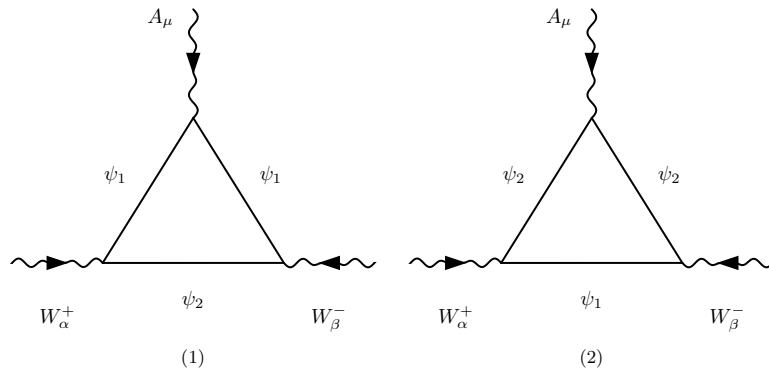


Figura 2.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al vértice $WW\gamma$ inducido por un lazo de fermiones.

donde ψ_i es un fermión, γ_μ son las matrices de Dirac, g_L y g_R son parámetros complejos arbitrarios,

P_L y P_R son los operadores de helicidad izquierda y derecha, respectivamente. La contribución del par de fermiones $\psi_1 \psi_2$ al vértice $WW\gamma$ está representada por los diagramas de Feynman de la Fig. 2.1. La amplitud correspondiente fue calculada en la Ref. [18] y las integrales de los lazos se resolvieron usando el método de parametrización de Feynman. Los resultados obtenidos para los factores de forma que conservan CP son [18]:

$$\begin{aligned}\Delta\kappa &= \frac{Q_1}{16\pi^2} ((|g_L|^2 + |g_R|^2) \mathcal{A}(x_1, x_2) + \text{Re}(g_L g_R^*) \mathcal{B}(x_1, x_2)) - (1 \leftrightarrow 2), \\ \Delta Q &= \frac{Q_1}{16\pi^2} (|g_L|^2 + |g_R|^2) \mathcal{C}(x_1, x_2) - (1 \leftrightarrow 2),\end{aligned}\tag{2.2}$$

donde Q_i y m_i son la carga eléctrica y la masa del fermión ψ_i , respectivamente, y se ha introducido la variable $x_i = \frac{m_i}{m_W}$. Las funciones $\mathcal{A}$, $\mathcal{B}$ y $\mathcal{C}$ se encuentran dadas por

$$\begin{aligned}\mathcal{A}(x, y) &= -\frac{1}{3} + (x^2 - y^2) (1 - 2(x^2 - y^2)) \\ &\quad + 2(x^2 - y^2) (x^2 - y^2)^2 - x^2 \log\left(\frac{x}{y}\right) \\ &\quad - (x^2 - y^2) ((x^2 - y^2)^3 + x^2(y^2 - 2x^2 + 1) + y^4) \frac{f(x, y)}{\delta(x, y)}, \\ \mathcal{B}(x, y) &= 4xy \left\{ 2 + (1 - 2(x^2 - y^2)) \log\left(\frac{x}{y}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} (1 + 2(x^2 - y^2)^2 - 3x^2 - y^2) \frac{f(x, y)}{\delta(x, y)} \right\}, \\ \mathcal{C}(x, y) &= \frac{2}{3} \left\{ \frac{2}{3} + 2(x^2 - y^2)^2 + y^2 - 3x^2 \right. \\ &\quad - 2((x^2 - y^2)^3 - 2x^2(x^2 - y^2) + x^2) \log\left(\frac{x}{y}\right) \\ &\quad + ((x^2 - y^2)^4 - x^2 y^2 - x^2(3x^4 - 3x^2 + 1) \\ &\quad \left. - y^2(y^4 + x^2 y^2 - 5x^4)) \frac{f(x, y)}{\delta(x, y)} \right\},\end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}\delta(x, y) &= \sqrt{1 - 2(x^2 + y^2) + (x^2 - y^2)^2}, \\ f(x, y) &= \log\left(\frac{1 - (x^2 + y^2) - \delta(x, y)}{1 - (x^2 + y^2) + \delta(x, y)}\right).\end{aligned}$$

Por otra parte, los factores de forma que violan CP se extraen de los dos últimos terminos de la Ec. (1.6), al resolver las integrales de un lazo por medio de la técnica de parametrización de Feynman, con lo cual se obtiene [18]

$$\Gamma_{\alpha\beta\mu}^{CP-odd} = \frac{8ie}{16\pi^2} \text{Im}(g_L g_R^*) Q_1 \mathcal{I}_4 \epsilon_{\alpha\beta\mu\lambda} q^\lambda + (1 \leftrightarrow 2), \quad (2.3)$$

donde

$$\mathcal{I}_4 = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{m_1 m_2}{\mathcal{R}}.$$

De este modo, se encuentra que el único factor de forma que contribuye a las propiedades electromagnéticas del bosón W que violan CP es $\Delta\tilde{\kappa}$, que se puede escribir como

$$\Delta\tilde{\kappa} = \frac{\text{Im}(g_L g_R^*)}{16\pi^2} Q_1 \mathcal{F}(x_1, x_2) + (1 \leftrightarrow 2), \quad (2.4)$$

donde

$$\mathcal{F}(x, y) = 4xy \left(\log\left(\frac{x}{y}\right) + (1 - x^2 + y^2) \frac{f(x, y)}{2\delta(x, y)} \right).$$

Puesto que estamos interesados en el MDE y el MCM del bosón W , nos enfocaremos en la expresión (2.4). Observamos que a partir del lazo de fermiones emerge únicamente la contribución al factor de forma $\Delta\tilde{\kappa}$, lo que implica que el MDE y el MCM son proporcionales. Además, se observa que el factor de forma $\Delta\tilde{\kappa}$ es proporcional a $\text{Im}(g_L g_R^*)$, por lo que se concluye que para inducir las propiedades electromagnéticas del bosón W que violan CP es necesaria la presencia simultánea de fermiones con helicidad izquierda y derecha. Asimismo, podemos notar que $\Delta\tilde{\kappa}$ requiere la presencia de una fase compleja, la cual se espera que se sea muy pequeña en varias teorías renormalizables. En seguida analizaremos una nueva fuente de violación de CP que podría inducir el MDE y el MCM del bosón W .

2.2. Vértice HWW y generación del MDE Y MCM

En la sección anterior mencionamos que el acoplamiento (2.1) genera las propiedades electromagnéticas del bosón W que violan CP . Nosotros estamos interesados en estudiar el acoplamiento más general entre un bosón de Higgs ϕ y un par de bosones W como una fuente alternativa de violación de CP . Este tipo de vértice se induciría a nivel de un lazo debido a la existencia de acoplamientos entre campos fermiónicos y escalares en una teoría fundamental. El acoplamiento más general ϕWW puede a su vez generar violación de CP en el vértice $WW\gamma$ mediante un diagrama de un lazo. Dicho de manera más explícita, el vértice ϕWW más general incluye la combinación lineal de acoplamientos que violan y conservan CP , lo que es suficiente para inducir términos que violan CP en la amplitud del vértice $WW\gamma$. Esta contribución se generaría a nivel de dos lazos en una teoría renormalizable puesto que el vértice ϕWW más general se genera a su vez a nivel de un lazo. Pese a que la violación de CP se generaría a nivel de dos lazos, se espera que esta contribución al

MDE del bosón W sea mayor que la inducida por otro tipo de fuentes. La razón de ésto reside en que este mecanismo de generación de violación de CP no depende de la existencia de una fase compleja sino que es una consecuencia directa de la presencia de acoplamientos $\phi\bar{f}f$ que violan CP en el lagrangiano fundamental. Este tipo de acoplamientos pueden escribirse de manera general como:

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_i \phi \bar{\psi}_i (e + i \gamma_5) \psi_i. \quad (2.5)$$

Las interacciones de este tipo aparecen en el sector de Yukawa del modelo de dos dobletes de Higgs del tipo III (MDDH-III) [32]. La contribución a nivel de un lazo de este acoplamiento a la interacción ϕWW incluye una combinación lineal de acoplamientos pares e impares ante CP . Aun cuando existen una gran variedad de diagramas de Feynman que contribuyen a las propiedades electromagnéticas del bosón W que violan CP en el MDDH-III [33], la contribución proveniente del vértice ϕWW que se induce mediante el acoplamiento (2.5) es la única en donde se obtienen resultados finitos e invariantes de norma por sí solos. Cabe mencionar que este tipo de resultados tambien pueden aparecer al considerar fermiones pesados, los cuales se predicen en diversas extensiones del ME.

El enfoque del trabajo que se expone en esta sección está cimentado en las posibilidades que ofrece el acoplamiento ϕWW para generar al vértice $WW\gamma$. Uno de los puntos de mayor consideración es el sector de Higgs del modelo, ya que varias extensiones del ME requieren de sectores de Higgs bastante complejos. Afortunadamente, la mayoría de estos modelos contienen al menos un bosón de Higgs con las características del bosón de ME, es decir, se espera que este bosón de Higgs sea relativamente ligero, con una masa alrededor de la escala de Fermi, y con interacciones a nivel de árbol que presenten pequeñas desviaciones de las que posee el bosón de Higgs del ME. Adicionalmente, se requiere que estas desviaciones se desvanezcan en ciertas situaciones límite. Nuestro objetivo consiste en analizar esta clase de desviaciones, las cuales pueden inducir las propiedades electromagnéticas del bosón W que violan CP . En este sentido, estudiaremos al vértice más general ϕWW que incluya la presencia simultanea de términos pares e impares ante CP . En vez de enfocar nuestro estudio en algún modelo específico, consideramos que es conveniente parametrizar este tipo de efectos de manera independiente de modelo a través de la técnica de los lagrangianos efectivos [34]. Este marco de estudio es adecuado para describir cualquier fenómeno que está ausente o demasiado suprimido en el ME. Además, este método presenta la ventaja de tratar el cálculo de los efectos de dos lazos como un proceso de un lazo ya que el vértice ϕWW se tomará como un vértice efectivo. En lo que sigue, denotaremos a un bosón de Higgs del tipo del ME con la letra H , es decir, tomaremos $\phi = H$.

2.2.1. El acoplamiento efectivo HWW

En el contexto del ME existe el acoplamiento a nivel árbol de un bosón de Higgs con dos bosones W . Puesto que estamos interesados en el escrutinio de los efectos de nueva física que ocurren más allá de la escala de Fermi, tenemos que considerar un lagrangiano efectivo que respete la simetría de norma del ME y que modifique el acoplamiento HWW en su estructura. En específico, la interacción HWW recibe nuevas contribuciones al introducir el lagrangiano efectivo de dimensión seis que se muestra a continuación

$$\mathcal{L}_{eff} = gm_W HW_\mu^- W^{+\mu} + \frac{\alpha_{HWW}}{\Lambda^2} (\Phi^\dagger \Phi) W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} + \frac{\tilde{\alpha}_{HWW}}{\tilde{\Lambda}^2} (\Phi^\dagger \Phi) W_{\mu\nu}^i \tilde{W}^{i\mu\nu}, \quad (2.6)$$

donde $W_{\mu\nu}^i$ es el tensor de intensidad de campo $SU(2)$, $\tilde{W}_{\mu\nu}^i = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}W^{i\alpha\beta}$ y Φ es el doblete de Higgs tipo ME. En los parámetros α_{HWW} y $\tilde{\alpha}_{HWW}$ se concentra toda la información que subyace de la física que proviene de la teoría fundamental. Las escalas de nueva física son Λ y $\tilde{\Lambda}$, siendo esta última la que está asociada a los efectos de violación de CP .

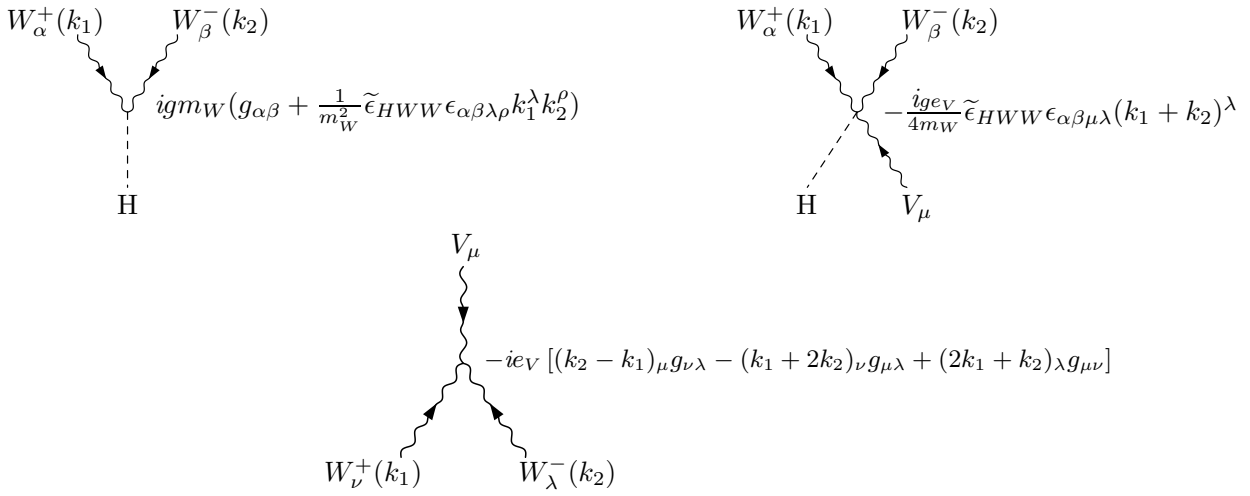


Figura 2.2: Reglas de Feynman para los vértices HWW , $HWW\gamma$ y $WW\gamma$ en la norma unitaria.

Los acoplamientos anómalos HWW ya han sido considerados en la literatura, por ejemplo, éstos fueron introducidos con el fin de estudiar la estructura ante transformaciones de CP del vértice HWW en el LHC [35] y en el next linear collider (NLC) [36]. En este trabajo, nos concentraremos en el primer y último términos del lagrangiano (2.6). Debido a que la violación de CP se debe a la interferencia entre los términos que conservan y violan CP , es suficiente considerar un sólo término de la parte del lagrangiano que conserva CP , puesto que el segundo término estaría bastante suprimido y no aportaría información relevante para nuestro trabajo. La finalidad de nuestra investigación se enfocará en el análisis del impacto que produce el vértice efectivo HWW en las propiedades electromagnéticas del bosón W que violan CP , las cuales se generan a nivel de un lazo en este esquema. Como se ha mencionado anteriormente, las estructuras de Lorentz que son relevantes para nuestro estudio vienen dadas por los dos últimos términos de la función vértice dada en la Ec. (1.6). En base a eso debemos demostrar que el vértice HWW que incluye a las partes que violan y conservan CP , induce los factores de forma electromagnéticos $\Delta\tilde{\kappa}$ y $\Delta\tilde{Q}$, los que a su vez dan lugar a los MDE Y MCM del bosón W . Como ya mencionamos anteriormente, este proceso se lleva a cabo a nivel de dos lazos dentro de la teoría fundamental debido a que el operador $(\Phi^\dagger \Phi)W_{\mu\nu}^i \tilde{W}^{i\mu\nu}$ es inducido a nivel de un lazo u ordenes más altos [37]. En materia de cálculo, a partir del lagrangiano (2.6), después de considerar el RES y empleando la norma unitaria, llegamos a la expresión que contiene las interacciones físicas:

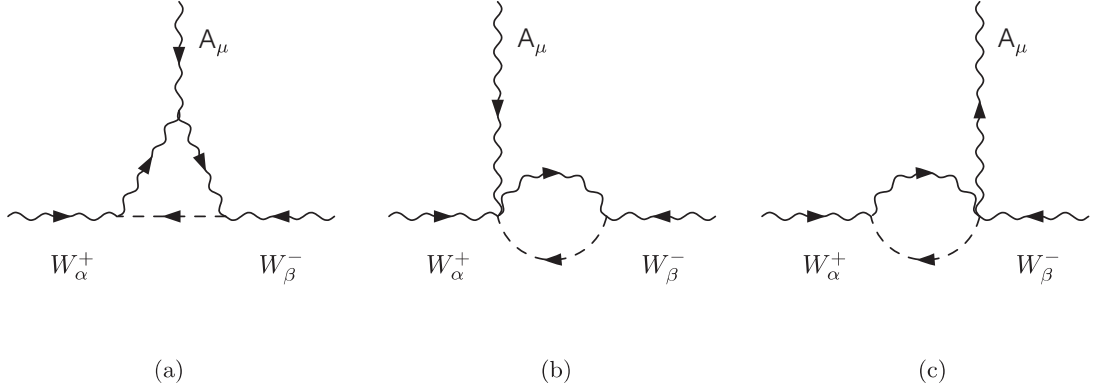


Figura 2.3: Diagramas de Feynman que contribuyen al vértice $WW\gamma$ en la norma unitaria.

$$\mathcal{L}_{HW} = gm_W H W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g\tilde{\epsilon}_{HWW}}{4m_W} H \left[W_{\mu\nu}^- \tilde{W}^{+\mu\nu} + 2ie(\tilde{W}_{\mu\nu}^+ A^\mu W^{-\nu} - \tilde{W}_{\mu\nu}^- A^\mu W^{+\nu}) \right], \quad (2.7)$$

donde $W_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm$. Se ha introducido la definición $\tilde{\epsilon}_{HWW} = (\frac{v}{\Lambda})^2 \tilde{\alpha}_{HWW}$, donde v es la escala de Fermi. Hacemos notar que el vértice $WW\gamma$ recibe contribuciones del acoplamiento trilineal HWW y del acoplamiento cuártico $HWW\gamma$ debido a que las interacciones dentro del lagrangiano (2.6) están dictadas por una simetría de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$. A partir del lagrangiano anterior, es inmediato extraer las reglas de Feynman necesarias para calcular las nuevas contribuciones a los factores de forma $\Delta\tilde{\kappa}$ y $\Delta\tilde{Q}$. Estas reglas de Feynman se muestran explícitamente en la Fig. 2.2. Los diagramas de Feynman a considerar para el cálculo de los MDE y MCM se muestran en la Fig. 2.3. Una vez evaluados dichos diagramas de Feynman, se encuentra que la amplitud posee divergencias ultravioletas. Esto se debe a la presencia de interacciones no renormalizables que aparecen en los acoplamientos HWW y $HWW\gamma$ dados por el lagrangiano efectivo de la Ec. (2.6), en donde se observa que los acoplamientos efectivos trilineales y cuárticos tienen dimensión canónica cinco. Se requiere entonces de algún esquema de renormalización que nos permita obtener resultados finitos. En la literatura se ha demostrado que el método de renormalización más adecuado en el contexto de los lagrangianos efectivos es el denominado esquema mínimo de renormalización ($\overline{\text{MS}}$). En este esquema se considera conveniente usar a la escala de nueva física como la escala de renormalización $\mu = \tilde{\Lambda}$, lo cual implica una dependencia logarítmica de la forma $\log(\tilde{\Lambda}^2/m_W^2)$. Después de manipular algebráicamente las estructuras de Lorentz identificadas por los tensores antisimétricos de Levi-Civita que aparecen en la amplitud del vértice $WW\gamma$, hemos extraído los factores de forma impares ante CP , los cuales están dados en términos de funciones escalares de dos puntos de Passarino-Veltman:

$$\Delta\tilde{\kappa} = -\frac{\tilde{\epsilon}_{HWW}\alpha}{4\pi s_W^2} \frac{1}{48(x_H - 4)} \left[16(7 + 6(B_W - B_{WH})) - 8(23 + 21B_H + 15B_W - 36B_{WH})x_H \right. \\ \left. + 3(25 + 26B_H + 4B_W - 30B_{WH})x_H^2 - 3(1 + B_H - B_{WH})x_H^3 \right. \\ \left. + 9(x_H - 4)x_H \log\left(\frac{\tilde{\Lambda}^2}{m_W^2}\right) \right], \quad (2.8)$$

$$\Delta\tilde{Q} = -\frac{\tilde{\epsilon}_{HWW}\alpha}{4\pi s_W^2} \frac{1}{(x_H - 4)} \left[-4 + (5 + 2(2B_H + B_W - 3B_{WH}))x_H \right. \\ \left. - 2(1 + B_H - B_{WH})x_H^2 \right], \quad (2.9)$$

con $x_H = (\frac{m_H}{m_W})^2$, $B_H = B_0(0, m_H^2, m_H^2)$, $B_W = B_0(0, m_W^2, m_W^2)$ y $B_{WH} = B_0(m_W^2, m_H^2, m_W^2)$. Se observa que el factor de forma $\Delta\tilde{Q}$ no contiene divergencias ultravioletas. Esto indica que la contribución de menor orden a este factor de forma se induce a nivel de dos lazos dentro de la teoría fundamental. En contraste, el factor de forma $\Delta\tilde{\kappa}$ contiene divergencias ultravioletas y se debe renormalizar, lo que es una indicación de que este factor sí recibe contribuciones a nivel de un lazo en la teoría fundamental. Estas contribuciones se requieren para renormalizar las contribuciones a nivel de dos lazos provenientes del vértice HWW .

2.2.2. Análisis del cálculo del MDE y el MCM

De acuerdo a la discusión presentada en las secciones anteriores, estamos en posibilidad de analizar los resultados obtenidos para el MDE y el MCM del bosón W , que son inducidos por los factores de forma $\Delta\tilde{\kappa}$ y $\Delta\tilde{Q}$. Tanto el MDE como el MCM dependen de tres parámetros libres: la escala de nueva física $\tilde{\Lambda}$, la masa del bosón de Higgs m_H y la constante de acoplamiento $\tilde{\alpha}_{HWW}$. Si hacemos referencia a la última parte de la discusión en la sección anterior, hemos argumentado que el operador efectivo $(\Phi^\dagger\Phi)W_{\mu\nu}^i\tilde{W}^{i\mu\nu}$ se genera a nivel de un lazo u ordenes más altos en la teoría fundamental. Si suponemos que éste operador se induce a nivel de un lazo, el parámetro $\tilde{\alpha}_{HWW}$ debe contener un factor de $1/(4\pi)^2$, que se requiere en la evaluación de una amplitud al nivel de un lazo; también se debe incluir una constante de acoplamiento g por cada campo de norma (se tienen 2 campos de norma); finalmente, se debe considerar una función adimensional que dependa del valor de expectación del vacío v y la escala de nueva física $\tilde{\Lambda}$, $f = f(v, \tilde{\Lambda})$. Mediante estas consideraciones, es sensato introducir la siguiente estimación $\tilde{\alpha}_{HWW} \sim g^2/(16\pi^2)f$. Dado que la función $f(v, \tilde{\Lambda})$ engloba las características de la física subyacente, y debido a que se espera que los efectos de violación de CP sean de naturaleza desacoplante, se puede asumir que esta función es del orden de la unidad a lo mucho. Si consideramos este escenario hasta cierto punto optimista, podemos realizar nuestras predicciones si insertamos de manera explícita el coeficiente $\tilde{\alpha}_{HWW}$ en $\tilde{\epsilon}_{HWW}$:

$$\tilde{\epsilon}_{HWW} = \left(\frac{v}{\tilde{\Lambda}} \right)^2 \frac{\alpha}{4\pi s_W^2}. \quad (2.10)$$

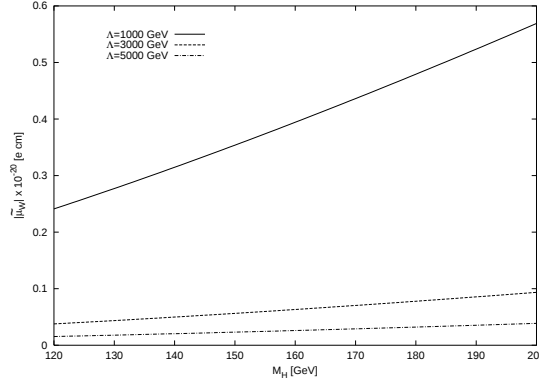


Figura 2.4: Comportamiento del momento dipolar eléctrico $\tilde{\mu}_W$ en función de la masa de bosón de Higgs m_H para escalas de nueva física $\tilde{\Lambda} = 1, 3, 5$ TeV.

Ahora procedemos a presentar el análisis del comportamiento del MDE ($\tilde{\mu}_W$) y del MCM ($\tilde{Q}_W$) en función de la masa del bosón de Higgs (m_H) y la escala de nueva física ($\tilde{\Lambda}$). En primer lugar, mostraremos la forma en que dependen $\tilde{\mu}_W$ y $\tilde{Q}_W$ de la masa del bosón de Higgs. Consideraremos el intervalo de 120-200 GeV para m_H , tomando tres distintas escalas de nueva física: $\tilde{\Lambda} = 1, 3, 5$ TeV. Las gráficas que obtenemos se muestran en las Figs. 2.4 y 2.5. De esas gráficas notamos que los momentos electromagnéticos impares ante CP no son muy sensibles a las variaciones de la masa del bosón de Higgs dentro del intervalo considerado. En concreto, el valor de $\tilde{\mu}_W$ oscila entre 0.25×10^{-20} y 0.55×10^{-20} e·cm, mientras que $\tilde{Q}_W$ va desde 1×10^{-36} hasta 2.5×10^{-36} e·cm².

En seguida presentamos el comportamiento de $\tilde{\mu}_W$ y $\tilde{Q}_W$ como función de la escala de nueva física $\tilde{\Lambda}$, usando un valor fijo para la masa del bosón de Higgs: $m_H = 160$ GeV. Las gráficas obtenidas se pueden observar en la Fig. 2.6. De esta figura se puede concluir que los momentos electromagnéticos $\tilde{\mu}_W$ y $\tilde{Q}_W$, decrecen conforme aumenta la escala de nueva física, ya que ambos disminuyen, con respecto al valor que adquieren cuando $\tilde{\Lambda} = 1$ TeV, en un factor de 10^{-1} cuando $\tilde{\Lambda} = 3$ TeV y en un factor de 5×10^{-1} cuando $\tilde{\Lambda} = 5$ TeV.

Ahora procederemos a comparar nuestros resultados con los obtenidos en otros modelos. El primer caso a examinar son las predicciones del ME. El MDE del bosón W se induce a nivel de tres lazos en el ME, como ya se mencionó al inicio de este capítulo, y se ha estimado que su valor es menor que 10^{-29} e·cm [38]. En lo que respecta al MCM, que se induce a nivel de dos lazos en el ME, se ha encontrado que su valor absoluto se encuentra alrededor de 10^{-51} e·cm² [29]. En cuanto a las predicciones de algunas extensiones del ME, en modelos con simetría izquierda y derecha se estima un valor de 10^{-22} e·cm para $\tilde{\mu}_W$ [39]. Un resultado similar ha sido encontrado en modelos supersimétricos, en los cuales el MDE del bosón W se induce mediante diagramas de Feynman de un lazo, en donde circulan charginos y neutralinos [27, 40]. En el marco de los modelos con múltiples sectores de Higgs, se encontró que $\tilde{\mu}_W$ puede tener un valor que cae en el intervalo de $10^{-20} - 10^{-21}$ e·cm en el contexto de

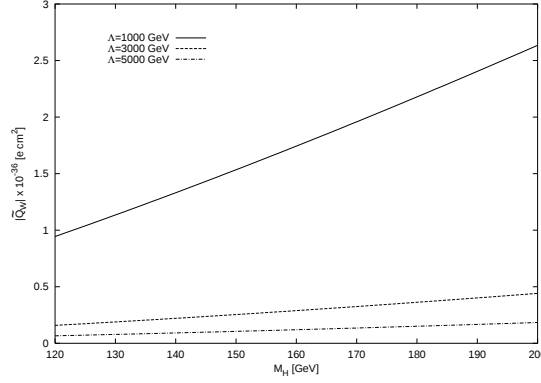


Figura 2.5: Comportamiento del momento cuadrupolar magnético $\tilde{Q}_W$ en función de la masa de bosón de Higgs m_H para diferentes valores de la escala de nueva física $\tilde{\Lambda} = 1, 3, 5 \text{ TeV}$.

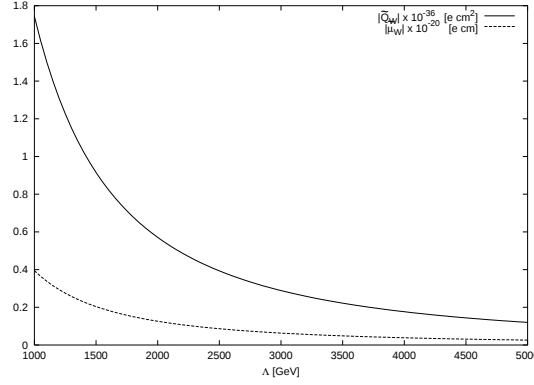


Figura 2.6: Los momentos electromagnéticos impares CP en función de la escala de nueva física $\tilde{\Lambda}$ para $m_H = 160 \text{ GeV}$.

modelos con dos dobletes de Higgs[33]. Así mismo, se estimaron valores del mismo orden de magnitud para el MDE del bosón W en los modelos 331, en donde esta propiedad del bosón W se induce a nivel de dos lazos [41]. La discusión anterior nos permite concluir que la estimación que obtuvimos para el MDE del bosón W , mediante un enfoque independiente del modelo, cae dentro del intervalo de valores predichos por algunas de las teorías renormalizables más populares entre la comunidad de altas energías.

En lo que respecta al MCM del bosón W , al momento de publicarse este trabajo aún no se había reportado ninguna estimación de esta propiedad en ningún modelo de extensión. Cabe resaltar que los resultados encontrados en nuestro estudio indican que los efectos de nueva física en el vértice HWW aumentan hasta en 15 ordenes de magnitud la contribución a $\tilde{Q}_W$ con respecto a la predicción del ME. Mediante la relación que existe entre los momentos electromagnéticos del bosón W que violan CP y el MDE de los fermiones ligeros, se han realizado estudios para acotar a $\tilde{\mu}_W$ usando la cota experimental sobre el MDE del neutrón $d_n < 10^{-25} \text{ e} \cdot \text{cm}$. Mediante este procedimiento se obtiene la cota superior $\tilde{\mu}_W < 10^{-20} \text{ e} \cdot \text{cm}$ [42]. Este resultado es consistente con nuestra estimación. Hasta el momento, no se han determinado cotas experimentales indirectas para $\tilde{Q}_W$. En lo que toca al MDE, nuestra predicción para $\tilde{\mu}_W$ es 8 ordenes de magnitud mayor que la estimación predicción del ME.

Al igual que la propuesta que se tiene contemplada para la observación directa de las propiedades electromagnéticas del bosón W que conservan CP , también se tiene contemplado que el NLC (actualmente el international linear collider, ILC) y el CLIC [21] operen como una fábrica eficiente de pares de bosones W mediante el proceso $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, la cual posibilitaría el estudio de los momentos electromagnéticos impares ante CP a partir de la extracción de ciertas asimetrías. Este camino ha sido explorado por varios investigadores, principalmente mediante un enfoque independiente de modelo mediante el esquema de los lagrangianos efectivos [43]. Estos estudios sugieren que las contribuciones de nueva física a $\tilde{\mu}_W$ que estén en el orden de 10^{-20} e·cm podrían ser accesibles experimentalmente en el futuro.

Capítulo 3

El vértice WWV^*

La estructura del vértice WWV ($V = \gamma, Z$) ha sido ampliamente estudiada en diversos contextos desde hace más de treinta años. Dentro de las primeras motivaciones surgió la concepción de que este acoplamiento podría dar lugar a mecanismos por medio de los cuales se manifestaran los efectos de nueva física. Recientemente, el interés en este vértice se ha enfocado en la riqueza conceptual que presenta cuando una o todas sus partículas constituyentes se encuentran fuera de la capa de masa. Es por ello que estamos interesados en estudiar el vértice WWV^* , donde V^* representa a un fotón o un bosón Z virtuales. En el capítulo 1 ya se comentó que el cálculo de la función de Green correspondiente al vértice $WW\gamma^*$ depende del tipo de esquema de fijación de la norma. Es decir, el resultado que se obtenga dependerá del parámetro de norma ξ . Esto da lugar a ambigüedad y a un comportamiento inadecuado de los factores de forma electromagnéticos dinámicos. Específicamente, cuando se realiza un cálculo de la función de Green del vértice WWV^* sin considerar la dependencia en el parámetro de norma, pueden aparecer divergencias infrarrojas, se pueden manifestar comportamientos asintóticos inadecuados, etc. En general, los métodos convencionales de fijación de la norma ocasionan que las funciones de Green fuera de la capa de masa presenten dependencias no triviales en el parámetro de fijación de la norma. Incluso se puede inducir la aparición de umbrales no físicos. En contraste, las funciones de Green en capa de masa representan amplitudes físicas y son independientes del procedimiento de fijación de la norma. Como un ejemplo de esto tenemos a las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W [1, 44, 45]. Desafortunadamente, la independencia en el parámetro de norma desaparece cuando se considera por lo menos una partícula fuera de su capa de masa. Si bien los elementos de la matriz de dispersión S son independientes del parámetro de norma, algunas de sus componentes no lo son si se consideran por separado, como ocurre con las funciones de Green. Este es el caso de los vértices $WW\gamma^*$ y WWZ^* , los cuales son una componente de algún proceso de dispersión, tal como $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ o $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$. Sin embargo, por razones de conveniencia y simplicidad, sería apropiado estudiar la sensibilidad a las correcciones radiativas de los acoplamientos WWV^* sin necesidad de recurrir a ningún elemento de la matriz S .

En el ME y en cualquiera de sus extensiones, los conceptos de invarianza bajo el grupo de norma que describe a la teoría, así como la independencia del procedimiento de cuantización usado para fijar la norma, juegan un papel fundamental en el sentido de que permiten la obtención de resultados físicos, los cuales son consistentes con la matriz de dispersión S . El hecho de cuantizar a la teoría

que subyace de una acción clásica mediante algún procedimiento de fijación de la norma, nos permite remover la degeneración impuesta por la libertad de norma. Además, este procedimiento ayuda a la obtención de los propagadores para los campos de norma asociados con el grupo de simetría de la teoría. Si bien la acción resultante ya no es invariante de norma debido al uso de un procedimiento específico de fijación de la norma, el cual destruye explícitamente dicha simetría, se espera que la teoría permanezca invariante bajo una simetría más general, conocida como la simetría BRST [46]. Esta peculiaridad de la acción será trascendental en lo que resta de esta tesis puesto que nos permitirá aplicar el procedimiento de fijación de la norma en condiciones no lineales.

El primer método desarrollado para fijar la norma fue establecido por Faddeev y Popov [47]. En ese estudio se obtienen las reglas de Feynman, así como los propagadores de los campos de norma presentes en la teoría de Yang-Mills. Aunado a ello, se demuestra que aún cuando se introduce la fijación de la norma, queda invariante la matriz de dispersión. Este resultado es general en el sentido de ser válido para teorías de norma abelianas y no abelianas. El primer paso a seguir para aplicar el proceso de fijación de la norma consiste en definir la integral funcional o integral de camino. En nuestro caso, consideraremos una teoría de Yang-Mills no abeliana:

$$\int \mathcal{D}A \exp \left[i \int d^4x \left(-\frac{1}{4} (F_{\mu\nu}^a)^2 \right) \right], \quad (3.1)$$

donde $F_{\mu\nu}^a$ es el tensor de intensidad de campo no abeliano y (3.1) representa la cuantización a la Feynman de una teoría de Yang-Mills. Para calcular esta integral funcional debemos restringirnos a un espacio mucho más pequeño. Así, podemos elegir, de entre todas las direcciones posibles dadas por la libertad de norma, una condición de fijación de la norma $G(A)$ válida para todo punto x en el espacio. De acuerdo al método de Faddeev-Popov, esa restricción puede introducirse por medio de la identidad

$$1 = \int \mathcal{D}\alpha(x) \delta(G(A^\alpha)) \det \left(\frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right), \quad (3.2)$$

donde A^α es el campo de norma A transformado por medio de una transformación de norma infinitesimal

$$\begin{aligned} (A^\alpha)_\mu^a &= A_\mu^a + \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a + f^{abc} A_\mu^b \alpha^c \\ &= A_\mu^a + \frac{1}{g} D_\mu \alpha^a, \end{aligned} \quad (3.3)$$

donde D_μ es la derivada covariante que actúa sobre un campo en la representación adjunta. Siempre que la función que fija la norma $G(A)$ sea lineal, la derivada funcional $\frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha}$ es independiente de α debido a que $G(A)$ se identifica como la norma de Lorentz: $G(A) = \partial^\mu (A^\alpha)_\mu^a$. Al aplicar la condición de invarianza de norma ante la transformación (3.3) y la factorización de la integral funcional sobre todos los caminos α , llegamos a la siguiente expresión

$$\int \mathcal{D}A \exp(i S[A]) = \int \mathcal{D}\alpha \int \mathcal{D}A \exp(i S[A]) \delta(G(A^\alpha)) \det \left(\frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \right). \quad (3.4)$$

A partir de aquí se pueden determinar los propagadores de los bosones de norma, por medio de la condición generalizada de Lorentz

$$G(A) = \partial^\mu A_\mu^a(x) - \omega^a(x). \quad (3.5)$$

Para tal fin, es necesario proponer la integración sobre $\omega^a(x)$ y posteriormente calcular las funciones de correlación correspondientes, de tal modo que podamos extraer la información en el espacio de momentos para el propagador bien definido. Al hacer uso del artificio matemático propuesto por Faddeev y Popov, podemos insertar la siguiente identidad dentro de nuestra integral de camino

$$\det \left(\frac{1}{g} \partial^\mu D_\mu \right) = \int \mathcal{D}C \int \mathcal{D}\bar{C} \exp \left[i \int d^4x \bar{C} (\partial^\mu D_\mu) C \right]. \quad (3.6)$$

Este procedimiento introduce dos campos nuevos, conocidos como fantasmas y antifantasmas de Faddeev-Popov, identificados por C y $\bar{C}$, respectivamente. A este nivel es sencillo identificar a la nueva acción, la cual caracteriza al procedimiento de fijación de la norma para la teoría de Yang-Mills, cuya densidad lagrangiana asociada es:

$$\mathcal{L}_{FPGF} = -\frac{1}{4} (F_{\mu\nu}^a)^2 + \frac{1}{2} \xi (\partial^\mu A_\mu^a)^2 + \bar{\psi} (i\not{D} - m) \psi - \bar{C}^a \partial^\mu D_\mu^{ac} C^c, \quad (3.7)$$

donde el parámetro ξ es arbitrario, el cual proviene de la integración sobre $\omega^a(x)$ y es determinante en el cálculo de las funciones de Green fuera de la capa de masa. Más adelante veremos que la obtención de la función vértice fuera de capa de masa solo es válida cuando se utiliza la norma de Feynman-'t Hooft.

Hemos realizado un breve repaso del procedimiento de fijación de la norma introducido por Faddeev y Popov. Sólo resta comentar que esta exposición es una introducción necesaria para familiarizarnos con los procesos de fijación de la norma que requieren condiciones más generales. Más adelante presentaremos la implementación de un procedimiento que fija la norma sustentado en la simetría BRST, en donde estaremos en posibilidades de usar normas no lineales, cuyos resultados serán consistentes con la teoría de renormalización.

3.1. Obtención de funciones de Green independientes de norma

Como ya hemos adelantado en la sección anterior, buscaremos una acción que sea invariante ante la simetría BRST, lo cual permite implementar un procedimiento de fijación de la norma compatible con funcionales no lineales en los campos, las cuales fijan la norma. El punto sustancial de tal requerimiento reside en el hecho de que las funciones que fijan la norma conservan una simetría de grupo más simple que la original, la cual se destruye al momento de fijar la norma. Esto permitiría realizar cálculos usando la simetría de norma simple, que será compatible con la condición principal del método de campo de fondo (MCF) [48], el cual nos permitirá la obtención de funciones de Green manifiestamente invariantes de norma.

La presencia de la simetría BRST en la acción implica que las funciones de Green asociadas no satisfacen identidades de Ward del tipo de la electrodinámica cuántica, sino que satisfacen unas identidades más complicadas que se conocen con el nombre de identidades de Slavnov-Taylor. Incluso estas funciones de Green contienen un gran número de términos no físicos, los cuales son removidos al considerar un observable físico. Es decir, aunque las funciones de Green son fuertemente dependientes del procedimiento de fijación de la norma, las amplitudes físicas no lo son, en el sentido de que éstas son independientes del parámetro de norma ξ . Por ende, existen mecanismos sutiles en los procedimientos comunes de fijación de la norma que inducen cancelaciones complicadas entre todas las funciones de Green que conforman a los observables físicos. Entonces, para hallar funciones de Green invariantes e independientes de norma, es necesario invocar un esquema de cuantización que permita romper la degeneración de la acción, preservando a su vez las simetrías de norma de los subgrupos.

3.1.1. Conexión entre la TP y el MCF

Existen diversos métodos para generar funciones de Green invariantes e independientes de norma. Podemos mencionar, por ejemplo, al método del campo de fondo [49], que fue introducido con la finalidad de construir acciones cuánticas que sean invariantes de norma explícitamente y cuyas funciones de Green asociadas satisfacen identidades tipo Ward simples. Este método está basado en la descomposición del campo de norma en un campo cuántico A_μ^a y un campo de fondo (clásico) $\hat{A}_\mu^a$, lo que a nivel de la funcional generadora posibilita la inserción del procedimiento de fijación de la norma para los campos cuánticos, dejando la invarianza de norma inalterada para los campos de fondo. En otras palabras, esto implica que sólo los campos cuánticos podrán circular en los lazos. Si bien este método admite la implementación del procedimiento de fijación de la norma para los campos cuánticos por separado, con el fin de poder determinar los elementos de la matriz S , es necesario definir un procedimiento de fijación de la norma tanto para los campos cuánticos como para los campos de fondo. Esa propiedad es de gran utilidad ya que sólo se requiere el procedimiento de fijación de la norma para los campos cuánticos con el fin de obtener funciones de Green generales fuera de la capa de masa. La acción cuántica permanece invariante ante transformaciones de norma ordinarias en los campos de fondo, sin embargo, los campos cuánticos se transforman como la representación adjunta del grupo de norma en consideración. Es decir, por construcción la acción $S[A + \hat{A}]$ es degenerada con respecto a los campos de fondo, pero no es degenerada con respecto a los campos cuánticos. De este modo, las funciones de Green $\Gamma[\hat{A}]$ derivadas de la acción cuántica son invariantes de norma, en el entendido de que satisfacen identidades de Ward simples, pero son dependientes del parámetro de fijación de la norma ξ , el cual fue insertado al momento de fijar la norma para los campos cuánticos. El MCF ha resultado de gran utilidad en diversas aplicaciones [50], ya que simplifica considerablemente los cálculos de las correcciones radiativas tanto conceptual como técnicamente.

Actualmente no existe ningún método que posibilite la obtención de funciones de Green invariantes e independientes de norma a partir de la funcional generadora. Sin embargo, existe un método diagramático, conocido como técnica del pellizco (del inglés pinch technique), mediante el cual es

posible obtener funciones de Green fuera de la capa de masa que sean invariantes e independientes de norma [51]. Este método se basa en construir funciones de Green bien comportadas mediante la adición de diversas contribuciones provenientes de autoenergías, vértices y diagramas de caja, las cuales están involucradas en los elementos de la matriz S . Las reglas de Feynman usadas en este enfoque se derivan de una acción efectiva convencional. Pese a que la TP fue introducida para el estudio de la teoría de Yang-Mills a nivel de un lazo [51, 52, 53], ésta ha sido aplicada a teorías con rompimiento espontáneo de la simetría [54], considerando el estudio de autoenergías [55] y vértices trilineales [56] que involucran a los bosones de norma electrodébiles.

Por otra parte, en la Ref. [57] se encontró que existe un vínculo muy importante entre la TP y el MCF a nivel de un lazo en teoría de perturbaciones (posteriormente se logró demostrar que este vínculo persiste a ordenes más altos). Esta conexión implica que las funciones de Green fuera de la capa de masa que se obtienen mediante la TP coinciden con las que se construyen mediante el MCF via la norma de Feynman-'t Hooft ($\xi = 1$.) Posteriormente, la TP fue implementada a nivel de dos lazos en los sectores de Yang-Mills [58] y electrodébil [59]. Más reciente aun es el estudio de la formulación no diagramática de la TP [60] usando el esquema de cuantización de Batalin-Vilkovisky [61], mediante el cual la TP fue generalizada a cualquier orden en teoría de perturbaciones [62]. Este esquema permitió demostrar que la conexión entre la TP y el MCF persiste a todo orden en teoría de perturbaciones [62, 63]. La existencia de esta conexión tiene implicaciones muy importantes en la práctica, puesto que se puede usar al MCF en la norma de Feynman-'t Hooft para obtener funciones de Green fuera de capa de masa que sean invariantes e independientes de norma, lo cual es mucho más simple que la aplicación de la TP.

Pese a que la acción de una teoría no es invariante de norma en los esquemas de cuantización convencionales, sí es posible alcanzar la invarianza de norma con respecto a un subgrupo de dicha teoría. El objetivo de los siguientes capítulos de esta tesis consiste en indagar los efectos de nueva física que se generan en el vértice WWV^* a nivel de un lazo. En particular, nos enfocaremos en el estudio de la sensibilidad de este vértice a los nuevos bosones de norma predichos por los modelos 331, que como ya hemos mencionado se basan en una simetría de norma $SU_C(3) \times SU_L(3) \times U_X(1)$ [64, 65]. La filosofía que seguiremos consiste en analizar el sector de norma de este tipo de modelos mediante algún procedimiento de fijación de la norma, el cual destruye la simetría de norma original, pero contiene en sí mismo una simetría de norma mucho más simple, que en nuestro caso corresponde a la covarianza electrodébil. Por lo tanto, sólo será necesario definir un procedimiento de fijación de la norma para los nuevos bosones, que sea covariante ante el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Es decir, el procedimiento de fijación de la norma para los nuevos bosones debe contener a la derivada covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$, en la representación en la cual los campos pesados se transforman bajo este grupo. Por esta razón, a esta clase de normas se les llaman covariantes o no lineales.¹ La estructura renormalizable más general de este procedimiento de fijación de la norma ha sido implementada en el esquema de la simetría BRST [67]; en dicho estudio se incluyó una discusión acerca de las dificultades que existen para establecer el método de Faddeev-Popov (MFP) en el contexto de normas covariantes. Las normas covariantes han demostrado su utilidad en correcciones radiativas, ya que permiten la

¹Las normas no lineales fueron introducidas por Fujikawa en el contexto del ME [66].

eliminación de vértices no físicos que se generan tras el RES, lo cual redundaría en una reducción significativa del número de diagramas de Feynman que se deben evaluar [68]. Este método también se ha usado para cuantizar teorías de Yang-Mills sin la presencia del RES [69].

Dentro de los objetivos de esta tesis, podemos destacar el interés en determinar las señales de nueva física en el contexto de los modelos 331. Es por ello que nos enfocaremos en el estudio del sector de norma de dicho modelo, el cual predice la existencia de dos bosones de norma llamados bileptones, a los que se les denomina de esta manera porque poseen dos unidades de número leptónico.² A fin de que los nuevos bosones de norma adquieran masa, se requiere un cierto número de multipletes de Higgs que permitan que el grupo de norma $SU_L(3) \times U_X(1)$ se rompa en el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$, lo que ocurre a la escala de energía u . En esta etapa se generan las masas de los cinco bosones de norma asociados con los generadores rotos del grupo $SU_L(3) \times U_X(1)$. En la siguiente etapa del RES, que ocurre a la escala de Fermi v , el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ se rompe en el grupo $U_e(1)$. En esta etapa es en donde se generan las masas de todas las partículas del ME, así como la de nuevos bosones de Higgs característicos del modelo. Los vértices $WW\gamma^*$ y WWZ^* reciben contribuciones de los bileptones, los cuales aparecen en un doblete de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ y cuyas masas están degeneradas a la escala de energía u . Debido a que nuestro principal objetivo consiste en estimar la sensibilidad del vértice WWV^* a los bileptones, introduciremos un procedimiento de fijación de la norma para los bileptones que sea covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Puesto que este procedimiento está sustentado en el formalismo BRST [46], nos llevará a una acción cuántica invariante de norma. Dicho esquema de cuantización incorpora los requerimientos esenciales del MCF, por lo que podremos obtener la función de Green del vértice WWV^* a nivel de un lazo.

3.2. Procedimiento de fijación de la norma no-lineal

La principal desventaja del MFP reside en que es inaplicable en el contexto de normas covariantes debido a que la teoría resultante es no renormalizable [67]. Esto se debe a que el MFP conduce a una acción bilineal en los campos fantasmas y antifantasmas, ya que éstos se originan primordialmente de la representación integral de un determinante.³ Sin embargo, éste caso no es el más general puesto que una acción que incluye interacciones cuárticas entre fantasmas a nivel de árbol es consistente con la simetría BRST y el criterio de conteo de potencias de la teoría de renormalización. El MFP es aplicable cuando se utilizan normas lineales ya que en este caso no surgen interacciones cuárticas de fantasmas a nivel de un lazo debido a que se violaría la invarianza ante traslaciones de campos antifantasmas,⁴ lo que a su vez tiene su origen en el hecho de que los campos antifantasmas están presentes solo a través de sus derivadas. Sin embargo, esta simetría es destruida en el caso de normas no lineales ya que las funciones que fijan la norma dependen bilinealmente de los campos de norma. Este tipo de términos son los responsables de la presencia de interacciones cuárticas entre fantasmas, las cuales presentan divergencias ultravioletas, lo que a su vez implica la pérdida de la renormalizabilidad de la teoría. Por lo tanto, se debe descartar el uso del MFP. En su lugar se debe construir la acción más

²Estos modelos también predicen un nuevo bosón de norma neutro Z' , que no contribuye al vértice WWV .

³La forma explícita de la representación integral fue presentada al principio de este capítulo.

⁴La transformación implicada es $\bar{C}^a \rightarrow \bar{C}^a + c^a$, siendo c^a un parámetro constante arbitrario.

general que sea consistente con la simetría BRST y la teoría de renormalización. La simetría BRST ha probado ser una herramienta muy poderosa en la cuantización de sistemas de norma. En el caso de sistemas de Yang-Mills, la acción BRST más general está dada como sigue [61]:

$$S_{BRST} = S_{331} + \delta\Psi, \quad (3.8)$$

donde S_{331} es la acción clásica invariante de norma del sector de Yang-Mills en los modelos 331, δ es el operador BRST y Ψ es la acción fermiónica. La acción BRST debería ser no degenerada si se introduce un procedimiento de fijación de la norma para todos los campos de norma del modelo. Puesto que solo estamos interesados en los efectos virtuales de los bileptones, es necesario implementar un procedimiento de fijación de la norma para estos campos. De este modo, nuestra acción BRST es no degenerada con respecto a los campos bileptónicos, pero continua siendo degenerada con respecto a los campos electrodébiles (debemos recordar que estamos interesados en fijar la norma covariantemente ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$). Esta propiedad es fundamental en la concepción de la última parte de esta tesis, pues tiene como consecuencia la posibilidad de construir una acción cuántica invariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$, la cual será compatible con el requerimiento del MCF. Luego entonces, podríamos obtener funciones de Green bien comportadas, $\langle 0|W_\mu^+(x_1)W_\nu^-(x_2)A_\lambda(x_3)|0\rangle$ y $\langle 0|W_\mu^+(x_1)W_\nu^-(x_2)Z_\lambda(x_3)|0\rangle$, que satisfarán identidades de Ward simples. Al proseguir con la construcción de la acción BRST, debemos introducir una acción fermiónica invariante BRST, consistente con la teoría de renormalización y aplicable a normas covariantes. La siguiente acción fermiónica cumple con todas las condiciones anteriores:

$$\Psi = \int d^4x \left[\bar{C}^{\bar{a}} \left(f^{\bar{a}} + \frac{\xi}{2} B^{\bar{a}} + f^{\bar{a}bc} \bar{C}^b C^c \right) \right], \quad (3.9)$$

$$\bar{a} = 4, 5, 6, 7; \quad b, c = 1, \dots, 8,$$

donde $f^{\bar{a}}$ son las funciones que fijan la norma, $\bar{C}^{\bar{a}}$ son los campos antifantasma y $B^{\bar{a}}$ son los campos auxiliares asociados con los campos de norma $A_\mu^{\bar{a}}$. Además, C^a son los campos fantasmas asociados a los campos de norma A_μ^a , $f^{\bar{a}bc}$ son las constantes de estructura del grupo $SU_L(3)$ y ξ es el parámetro de norma. Aplicando las transformaciones usuales BRST, se obtiene la variación de la acción fermiónica

$$\delta\Psi = \int d^4x \left[\frac{\xi}{2} B^{\bar{a}} B^{\bar{a}} + (f^{\bar{a}} + 2f^{\bar{a}bc} \bar{C}^b C^c) B^{\bar{a}} - \bar{C}^{\bar{a}} (\delta f^{\bar{a}}) - \frac{1}{2} f^{\bar{a}bc} f^{cde} \bar{C}^{\bar{a}} \bar{C}^b C^d C^e \right]. \quad (3.10)$$

Puesto que los campos auxiliares $B^{\bar{a}}$ aparecen cuadráticamente, es posible eliminarlos de la teoría al integrarlos en la funcional generadora. De este modo, se obtiene una acción definida por el lagrangiano invariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$:

$$\mathcal{L}_{BRST} = \mathcal{L}_{331} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP}, \quad (3.11)$$

donde $\mathcal{L}_{331}$ es el lagrangiano invariante de norma del modelo 331, mientras que $\mathcal{L}_{GF}$ y $\mathcal{L}_{FP}$ provienen de la variación de Ψ . El lagrangiano $\mathcal{L}_{GF}$ es el término que fija la norma y puede ser escrito de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{GF} = -\frac{1}{2\xi} f^{\bar{a}} f^{\bar{a}}, \quad (3.12)$$

entretanto, $\mathcal{L}_{FP}$ identifica al sector de campos fantasma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{FP} = & -\bar{C}^{\bar{a}}(\delta f^{\bar{a}}) - \frac{2}{\xi} f^{\bar{a}bc} f^{\bar{a}} \bar{C}^b C^c \\ & - \frac{1}{2} f^{\bar{a}bc} f^{cde} \bar{C}^{\bar{a}} \bar{C}^b C^d C^e. \end{aligned} \quad (3.13)$$

El primer término de $\mathcal{L}_{FP}$ podría ser compatible con el MFP si se considerara una norma lineal, y los términos restantes podrían ser removidos después de invocar invarianza ante traslaciones de campos antifantasma.

Hasta este punto hemos discutido las generalidades del procedimiento de fijación de normas covariantes, destacando la importancia de este esquema al momento de cuantizar una acción de Yang-Mills correspondiente a los modelos 331. La consecuencia de utilizar dicho procedimiento es que se satisfacen las condiciones principales del MCF, por lo que podemos utilizar este enfoque para obtener las funciones de Green bien comportadas que corresponden a las contribuciones de los bileptones al vértice WWV^* . A continuación nos concentraremos en el cálculo explícito de estas funciones de Green en el marco del modelo 331 mínimo y en la versión con neutrinos derechos.

Capítulo 4

El vértice WWV^* en el modelo 331 mínimo

El modelo $SU_C(3) \times SU_L(3) \times U_X(1)$ ha sido estudiado extensamente en la literatura [45, 70, 71]. Una de las razones por la que este modelo ha captado la atención es porque requiere que el número de familias fermiónicas sea un múltiplo entero del número de colores de los quarks (3), lo cual brindaría la posibilidad de resolver el problema de las familias. Esto se debe a que la cancelación de anomalías se consigue solo si se suman las contribuciones de todas las familias fermiónicas.¹ Otra de las características de los modelos 331 es que el grupo $SU_L(2)$ está completamente inmerso en el grupo $SU_L(3)$, lo que induce la aparición de un par de bileptones acomodados en un doblete electrodébil. Esto ocurre después de la primera etapa del RES, es decir, cuando el grupo $SU_L(3) \times U_X(1)$ se rompe en $SU_L(2) \times U_Y(1)$. En esta fase del RES surgen los acoplamientos de los bileptones con los bosones de norma del ME. Se debe enfatizar que este tipo de interacciones no involucran ningún ángulo de mezcla, como sí ocurre en otras extensiones del ME, y además su intensidad y estructura de Lorentz son similares a sus contrapartes en los acoplamientos que hay entre los mismos bosones de norma del ME. En el siguiente análisis, nos enfocaremos en las características que son relevantes para el cálculo de las funciones vértice WWV^* . En específico, centraremos la discusión en el sector electrodébil de la teoría, es decir, estudiaremos al grupo $SU_L(3) \times U_X(1)$. Así mismo, examinaremos el espectro de masas y los acoplamientos provenientes del sector de Yang-Mills.

En lo que toca al modelo 331 mínimo, su sector de Higgs está conformado por tres tripletes y un sextete de $SU_L(3)$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_Y \\ \phi^0 \end{pmatrix} : (3, 1), \quad \phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \delta^- \end{pmatrix} : (3, 0), \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2 \\ \rho^{--} \end{pmatrix} : (3, -1), \quad (4.1)$$

$$\eta = \begin{pmatrix} T^{++} & \frac{T_1^+}{\sqrt{2}} & \frac{T^0}{\sqrt{2}} \\ \frac{T^+}{\sqrt{2}} & T'^0 & \frac{T_2^-}{\sqrt{2}} \\ \frac{T^0}{\sqrt{2}} & \frac{T_2^-}{\sqrt{2}} & T_2^{--} \end{pmatrix} : (6, 0). \quad (4.2)$$

¹Recordemos que en el ME, la cancelación de anomalías ocurre familia por familia.

El triplete escalar Φ es responsable del RES del grupo $SU_L(3) \times U_X(1)$ en el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$, mientras que Φ_Y es un doblete de $SU_L(2) \times U_X(1)$ con hipercarga $Y = 3$.

En cuanto al sector de norma, los eigenestados de masa surgen del término cinético

$$\mathcal{L}_\Phi = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) + \dots, \quad (4.3)$$

donde $\mathcal{D}_\mu$ es la derivada covariante de $SU_L(3) \times U_X(1)$, que en la representación fundamental puede ser escrita así:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a - ig_X X \frac{\lambda^9}{2} X_\mu, \quad (a = 1, \dots, 8), \quad (4.4)$$

aquí λ^a ($a = 1, \dots, 8$) son las matrices de Gell-Mann y $\lambda^9 = \sqrt{\frac{2}{3}} \text{diag}(1, 1, 1)$. Las constantes de acoplamiento g y g_X pertenecen a los grupos no abeliano y abeliano, respectivamente. Los generadores de los grupos están normalizados como $\text{Tr} \lambda^a \lambda^b = 2\delta^{ab}$. En el momento que Φ adquiere su valor de expectación de vacío $\Phi_0^\dagger = (0, 0, \frac{u}{\sqrt{2}})$, emergen los quarks exóticos (propios de los modelos 331), un escalar neutro físico y los nuevos bosones de norma. Por otra parte, los multipletes de Higgs restantes son los encargados de dar masa a las partículas del ME. A nivel de generadores, esta primera etapa del RES se resume de la siguiente forma: seis generadores son rotos ($\lambda^b \Phi_0 \neq 0$ para $b = 4, \dots, 9$), mientras que los generadores restantes dejan invariante al vacío ($\lambda^a \Phi_0 = 0$ para $a = 1, 2, 3$). La combinación lineal de generadores rotos, $\sqrt{3}(\lambda^8 + \sqrt{2}X\lambda^9)\Phi_0 = 0$, también conserva al estado de vacío, por lo que identificamos al operador de hipercarga como $\hat{Y} = \sqrt{3}(\lambda^8 + \sqrt{2}X\lambda^9)$. En esta fase del RES aparecen un par de bileptones doblemente cargados y otro par con carga simple, los cuales están dados como

$$\begin{aligned} Y_\mu^{++} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^4 - iA_\mu^5), \\ Y_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^6 - iA_\mu^7), \end{aligned} \quad (4.5)$$

ambos tipos de campos tienen la misma masa en esta etapa:

$$m_{Y^{++}} = m_{Y^+} = m_Y = \frac{gu}{2}. \quad (4.6)$$

Estos campos de norma conforman un doblete del grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$, con hipercarga 3:

$$Y_\mu = \begin{pmatrix} Y_\mu^{++} \\ Y_\mu^+ \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Los bosones de norma restantes, Z'_μ y B_μ , surgen de la mezcla entre los campos de norma A_μ^8 y X_μ [71]. A la escala u , los generadores λ^i ($i = 1, 2, 3$) de $SU_L(3)$ actúan exclusivamente sobre Φ_Y , esto implica que Φ_Y es un doblete de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ con hipercarga 3. Específicamente, Φ_Y coincide con los pseudo bosones de Goldstone asociados al doblete bileptónico:

$$\Phi_Y = \begin{pmatrix} G_Y^{++} \\ G_Y^+ \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

mientras que la tercera componente de Φ alberga al bosón de Higgs físico y al pseudobosón de Goldstone asociado con Z' :

$$\phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u + H'^0 + iG_{Z'}). \quad (4.9)$$

En la siguiente etapa del RES, la cual ocurre a la escala de Fermi v , las masas de los bileptones reciben una contribución adicional cuando el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ se rompe en $U_e(1)$. Esto se traduce en una separación entre las masas de los dos tipos de bileptones, que está acotada teóricamente de la siguiente manera:

$$|m_{Y^{++}}^2 - m_{Y^+}^2| \leq m_W^2. \quad (4.10)$$

A partir de la Ec. (4.10) se infiere que una de las masas de los bileptones ($m_{Y^{++}}$ o m_{Y^+}) no puede tomar un valor arbitrariamente grande mientras la otra masa permanece fija. Estas masas son prácticamente degeneradas cuando son mucho más grandes que m_W . En este sentido, en este modelo existe una cota teórica para las masas de los bileptones, proveniente de la condición $4 \sin^2 \theta_W \leq 1$ [64, 65], la cual se traduce en una cota superior para las masas bileptónicas del orden de 1 TeV [65, 72]. Esto justifica nuestra estimación de la función de Green del vértice WWV^* a la escala u , pues ésta no será arruinada si considerásemos las nuevas contribuciones que surgen a la escala v .

El desarrollo de este capítulo requiere del estudio detallado de los acoplamientos entre los bileptones y el bosón W . Esas interacciones son regidas por una simetría de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$ y surgen totalmente del sector de Yang-Mills asociado al grupo $SU_L(3) \times U_X(1)$. El lagrangiano correspondiente, expresado en función de los eigenestados de norma, es [45]:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}X_{\mu\nu} X^{\mu\nu} \quad (a = 1, \dots, 8), \quad (4.11)$$

donde $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c$ y $X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu$ son los tensores de intensidad de campo asociados a $SU_L(3)$ y $U_X(1)$, respectivamente.

Después de identificar a los eigenestados de masa, el lagrangiano de la Ec. (4.11) se puede descomponer en tres partes invariantes ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$:

$$\mathcal{L}_{YM} = \mathcal{L}_{ME} + \mathcal{L}_{MENF} + \mathcal{L}_{NF}, \quad (4.12)$$

donde $\mathcal{L}_{ME}$ es el lagrangiano electrodébil de Yang-Mills:

$$\mathcal{L}_{ME} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (4.13)$$

con la identificación $A_\mu^a \rightarrow W_\mu^i$ ($a = 1, 2, 3$). Asimismo, $\mathcal{L}_{MENF}$ representa las interacciones entre los bosones de norma del ME con los nuevos bosones de norma, lo cual se aprecia en la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{MENF} = & -\frac{1}{2}(D_\mu Y_\nu - D_\nu Y_\mu)^\dagger (D^\mu Y^\nu - D^\nu Y^\mu) - Y^{\dagger\mu}(ig\mathbf{W}_{\mu\nu} + ig'\mathbf{B}_{\mu\nu})Y^\nu \\ & - \frac{ig\sqrt{3}\sqrt{1-4s_W^2}}{2c_W} Z'_\mu [Y_\nu^\dagger (D^\mu Y^\nu - D^\nu Y^\mu) - (D^\mu Y^\nu - D^\nu Y^\mu)^\dagger Y_\nu], \end{aligned} \quad (4.14)$$

donde $D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{W}_\mu - ig'\mathbf{B}_\mu$ es la derivada covariante del grupo electrodébil y se han introducido las definiciones $\mathbf{W}_{\mu\nu} = \tau^i W_{\mu\nu}^i/2$ y $\mathbf{B}_{\mu\nu} = Y B_{\mu\nu}/2$. Los primeros dos términos de este lagrangiano inducen los acoplamientos entre los bileptones y los bosones de norma del ME. Adelantamos que tanto el sector de norma como el sector de Higgs serán afectados cuando se defina la norma covariante. Por ultimo, mencionamos que el lagrangiano $\mathcal{L}_{NF}$ involucra las interacciones entre el bosón Z' y los bileptones, el cual está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NF} = & -\frac{1}{4} Z'_{\mu\nu} Z'^{\mu\nu} - \frac{ig\sqrt{3}\sqrt{1-4s_W^2}}{2c_W} Z'_{\mu\nu} Y^{\dagger\mu} Y^\nu - \frac{3g^2(1-4s_W^2)}{4c_W^2} Z'_\mu Y_\nu^\dagger (Z'^\mu Y^\nu - Z'^\nu Y^\mu) \\ & + \frac{g^2}{2} \left(Y_\mu^\dagger \frac{\tau^i}{2} Y_\nu \right) \left(Y^{\dagger\mu} \frac{\tau^i}{2} Y^\nu - Y^{\dagger\nu} \frac{\tau^i}{2} Y^\mu \right) + \frac{3g^2}{4} Y_\mu^\dagger Y_\nu (Y^{\dagger\mu} Y^\nu - Y^{\dagger\nu} Y^\mu). \end{aligned} \quad (4.15)$$

De la discusión expuesta anteriormente, es claro ver que las contribuciones a un lazo al vértice WWV^* aparecen de los primeros dos términos en $\mathcal{L}_{MENF}$, por lo tanto sólo se considerara un procedimiento de fijación de la norma covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$ para el sector bileptónico.

4.1. Fijación de la norma y reglas de Feynman

El siguiente paso en nuestro trabajo consiste en aplicar el procedimiento de fijación de la norma con el objeto de identificar los lagrangianos que describen los acoplamientos WYY , VYY , $WWYY$ y $WVYY$. Tales interacciones contribuyen a la función vértice WWV^* dentro del sector de Yang-Mills. La dinámica entre los bosones de norma del ME con los pseudobosones de Goldstone y los campos fantasma está resumida en los acoplamientos $WG_Y G_Y$, $VG_Y G_Y$, $WWG_Y G_Y$, $WVG_Y G_Y$, $WC_Y \bar{C}_Y$, $VC_Y \bar{C}_Y$, $WWC_Y \bar{C}_Y$ y $WVC_Y \bar{C}_Y$.

Para construir las funciones que fijan la norma covariantemente, se requiere de un esquema de prueba y error, ya que no existe método o mecanismo alguno que nos permita obtenerlas de manera directa. Las propiedades que deben poseer estas funciones son la covarianza de Lorentz y la invarianza ante el grupo electrodébil. Además, se considera el hecho de que la libertad de norma permite la introducción de los pseudobosones de Goldstone debido a que la matriz S permanece inalterada. De este modo, las funciones más generales renormalizables que fijan la norma y que son consistentes con la simetría electrodébil pueden ser escritas como

$$\begin{aligned} f^{\bar{a}} = & (\delta^{\bar{a}b} \partial_\mu - g f^{\bar{a}bi} A_\mu^i) A^{\mu b} - \frac{\xi g}{\sqrt{3}} f^{\bar{a}b8} \Phi^\dagger \lambda^b \Phi, \\ & \bar{a} = 4, 5, 6, 7; \quad i = 1, 2, 3, 8. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Enfatizamos que las funciones representadas por la Ec. (4.16) son no lineales en los campos de norma y en el triplete escalar Φ . Es importante hacer explícita la estructura covariante electrodébil de nuestras funciones que fijan la norma ya que debemos preservar dicha simetría para hacer uso del MCF en la norma de Feynman-'t Hooft. Para tal fin, es necesario expresar las funciones en términos de eigenestados de masa:

$$\begin{aligned} f_Y^{++} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(f^4 - if^5), \\ f_Y^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(f^6 - if^7). \end{aligned} \quad (4.17)$$

De este modo, podemos identificar el doblete

$$f_Y = \begin{pmatrix} f_Y^{++} \\ f_Y^+ \end{pmatrix} = \left(D_\mu - \frac{ig\sqrt{3}\sqrt{1-4s_W^2}}{2c_W} Z'_\mu \right) Y^\mu - \frac{ig\xi}{\sqrt{2}} \phi^{0*} \Phi_Y, \quad (4.18)$$

donde D_μ es la derivada covariante del grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. De la Ec. (4.18) se deduce que f_Y se transforma como un doblete de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ con hipercarga 3, del mismo modo que lo hacen Y_μ y Φ_Y . Al momento de insertar la Ec. (4.18) en (3.12), se hace evidente que el lagrangiano $\mathcal{L}_{GF}^m$ es invariante ante el grupo electrodébil. Una vez realizada esta etapa, podemos descomponer este lagrangiano en tres partes invariantes ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$:

$$\mathcal{L}_{GF}^m = \mathcal{L}_{GF1}^m + \mathcal{L}_{GF2}^m + \mathcal{L}_{GF3}^m, \quad (4.19)$$

con

$$\mathcal{L}_{GF1}^m = -\frac{1}{\xi} (D_\mu Y^\mu)^\dagger (D_\nu Y^\nu) - \frac{\xi g^2}{2} (\phi^{0*} \phi^0) (\Phi_Y^\dagger \Phi_Y), \quad (4.20)$$

$$\mathcal{L}_{GF2}^m = \frac{ig}{\sqrt{2}} \left[\phi^{0*} (D_\mu Y^\mu)^\dagger \Phi_Y - \phi^0 \Phi_Y^\dagger (D_\mu Y^\mu) \right], \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GF3}^m &= \frac{ig\sqrt{3}\sqrt{1-4s_W^2}}{2c_W\xi} Z'_\mu [(D_\nu Y^\nu)^\dagger Y^\mu - Y^{\mu\dagger} (D_\nu Y^\nu)] \\ &\quad - \frac{g^2\sqrt{3}\sqrt{1-4s_W^2}}{2\sqrt{2}c_W} Z'_\mu (\phi^{0*} Y^{\mu\dagger} \Phi_Y + \phi^0 \Phi_Y^\dagger Y^\mu) \\ &\quad - \frac{3g^2(1-4s_W^2)}{4c_W^2\xi} Z'_\mu Z'_\nu Y^{\mu\dagger} Y^\nu. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Del análisis de la estructura del lagrangiano $\mathcal{L}_{GF1}^m$, se observa que el primer término permite definir a los propagadores bileptónicos y modifica las interacciones entre los bileptones y los bosones de norma del ME, que están dadas por $\mathcal{L}_{MENF}$. Después de conjuntar estos términos en un sólo lagrangiano de interacción, obtenemos las interacciones trilineales y cuárticas:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{WYY} = ie_W \Big\{ & W^{+\mu}(Y_{\mu\nu}^{--}Y^{+\nu} - Y_{\mu\nu}^{+-}Y^{--\nu}) - W_{\mu\nu}^{+}Y^{--\mu}Y^{+\nu} - W^{-\mu}(Y_{\mu\nu}^{++}Y^{-\nu} - Y_{\mu\nu}^{-}Y^{++\nu}) \\ & + W_{\mu\nu}^{-}Y^{++\mu}Y^{-\nu} + \frac{1}{\xi} \Big[W^{+\mu}(Y_{\mu}^{+}\partial_{\nu}Y^{--\nu} - Y_{\mu}^{--}\partial_{\nu}Y^{+\nu}) \\ & - W^{-\mu}(Y_{\mu}^{-}\partial_{\nu}Y^{++\nu} - Y_{\mu}^{++}\partial_{\nu}Y^{-\nu}) \Big] \Big\},\end{aligned}\quad (4.23)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{VYY} = ie_V \Big\{ & Q_{Y+}^V \Big[V^{\mu}(Y_{\mu\nu}^{-}Y^{+\nu} - Y_{\mu\nu}^{+}Y^{-\nu}) - V_{\mu\nu}Y^{-\mu}Y^{+\nu} + \frac{1}{\xi}V^{\mu}(Y_{\mu}^{+}\partial_{\nu}Y^{-\nu} - Y_{\mu}^{-}\partial_{\nu}Y^{+\nu}) \Big] \\ & + Q_{Y++}^V \Big[V^{\mu}(Y_{\mu\nu}^{--}Y^{++\nu} - Y_{\mu\nu}^{++}Y^{--\nu}) - V_{\mu\nu}Y^{--\mu}Y^{++\nu} \\ & + \frac{1}{\xi}V^{\mu}(Y_{\mu}^{++}\partial_{\nu}Y^{--\nu} - Y_{\mu}^{--}\partial_{\nu}Y^{++\nu}) \Big] \Big\},\end{aligned}\quad (4.24)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{WWYY} = -e_W^2 \Big\{ & W_{\mu}^{-}W^{+\mu}(Y_{\nu}^{-}Y^{+\nu} + Y_{\nu}^{--}Y^{++\nu}) \\ & - W_{\mu}^{-}W_{\nu}^{+}(2Y^{+\mu}Y^{-\nu} - Y^{-\mu}Y^{+\nu} + 2Y^{--\mu}Y^{++\nu} - Y^{--\nu}Y^{++\mu}) \\ & + \frac{1}{\xi}W_{\mu}^{-}W_{\nu}^{+}(Y^{-\mu}Y^{+\nu} + Y^{--\nu}Y^{++\mu}) \Big\},\end{aligned}\quad (4.25)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{VWYY} = -e_W e_V V^{\mu} \Big\{ & (Q_{Y+}^V + Q_{Y++}^V) \Big[Y^{--\nu}(W_{\mu}^{+}Y_{\nu}^{+} - W_{\nu}^{+}Y_{\mu}^{+}) + Y^{++\nu}(W_{\mu}^{-}Y_{\nu}^{-} - W_{\nu}^{-}Y_{\mu}^{-}) \Big] \\ & + (Q_{Y++}^V - 2Q_{Y+}^V) \Big[W^{+\nu}(Y_{\mu}^{--}Y_{\nu}^{+} - Y_{\nu}^{--}Y_{\mu}^{+}) \\ & + W^{-\nu}(Y_{\mu}^{++}Y_{\nu}^{-} - Y_{\nu}^{++}Y_{\mu}^{-}) \Big] + \frac{1}{\xi} \Big[Q_{Y+}^V(Y_{\nu}^{--}W^{+\nu}Y_{\mu}^{+} + Y_{\nu}^{++}W^{-\nu}Y_{\mu}^{-}) \\ & + Q_{Y++}^V(Y_{\mu}^{--}W_{\nu}^{+}Y^{+\nu} + Y_{\mu}^{++}W_{\nu}^{-}Y^{-\nu}) \Big] \Big\},\end{aligned}\quad (4.26)$$

donde $e_V = e$, $Q_{Y+}^V = 1$ y $Q_{Y++}^V = 2$ para $V = \gamma$, mientras que $e_V = \frac{g}{2c_W}$, $Q_{Y+}^V = -(1 + 2s_W^2)$ y $Q_{Y++}^V = 1 - 4s_W^2$ para $V = Z$. Además, $e_W = \frac{g}{\sqrt{2}}$. Las reglas de Feynman que representan a los acoplamientos trilineales y cuárticos entre los bileptones y los bosones de norma del ME se muestran en la Fig. 4.1. Las funciones vértice asociadas a las interacciones trilineales WYY y VYY ,² se deducen de las Ecs. (4.23) y (4.24). La estructura de Lorentz correspondiente es:

$$\Gamma_{\alpha\mu\nu}(k, k_1, k_2) = (k_2 - k_1)_{\alpha} g_{\mu\nu} + \left(k - k_2 - \frac{1}{\xi}k_1 \right)_{\mu} g_{\alpha\nu} - \left(k - k_1 - \frac{1}{\xi}k_2 \right)_{\nu} g_{\alpha\mu}. \quad (4.27)$$

Por lo que respecta a los vértices cuárticos $WWYY$ y $WVYY$, las funciones vértice tienen la siguiente estructura:

²Es importante señalar que las funciones vértice WYY y VYY tienen la misma estructura de Lorentz, de acuerdo con el requerimiento de invarianza ante la simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$.

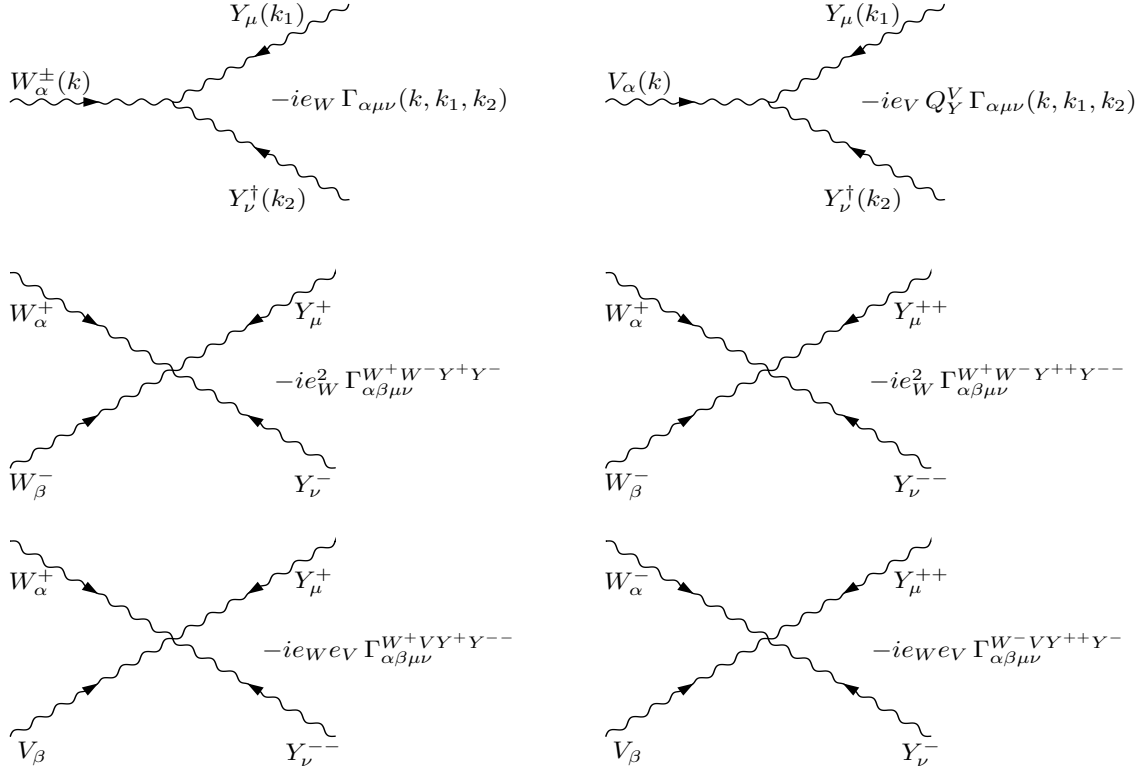


Figura 4.1: Reglas de Feynman para los vértices trilineales y cuárticos que involucran a los bileptones del modelo 331 mínimo y los bosones de norma del ME, en la norma R_ξ covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$.

$$\Gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^{WWYY} = g_{\alpha\beta} g_{\mu\nu} - 2g_{\alpha\nu} g_{\beta\mu} + \left(1 + \frac{1}{\xi}\right) g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu}, \quad (4.28)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^{VWYY} = & (Q_{Y^+}^V + Q_{Y^{++}}^V)(g_{\alpha\beta} g_{\mu\nu} - g_{\alpha\nu} g_{\beta\mu}) + 3\delta_{VZ}(g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu} - g_{\alpha\nu} g_{\beta\mu}) \\ & + \frac{1}{\xi}(Q_{Y^+}^V g_{\alpha\nu} g_{\beta\mu} + Q_{Y^{++}}^V g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu}). \end{aligned} \quad (4.29)$$

Por otra parte, si consideramos el análisis del término cinético de $\mathcal{L}_\Phi$, notamos que cuando Φ adquiere el valor de expectación de vacío Φ_0 , se rompe el grupo $SU_L(3) \times U_X(1)$ en $SU_L(2) \times U_Y(1)$. En esta etapa de RES, el lagrangiano resultante puede ser descompuesto convenientemente en tres partes que son invariantes ante el grupo electrodébil:

$$\mathcal{L}_{K\Phi} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) = \mathcal{L}_{K\Phi 1} + \mathcal{L}_{K\Phi 2} + \mathcal{L}_{K\Phi 3}, \quad (4.30)$$

donde

$$\mathcal{L}_{K\Phi 1} = (D_\mu \Phi_Y)^\dagger (D^\mu \Phi_Y) + \partial_\mu \phi^{0*} \partial^\mu \phi^0 + \frac{g^2}{2} [\phi^{0*} \phi^0 Y_\mu^\dagger Y^\mu + (\Phi_Y^\dagger Y_\mu)(Y^{\mu\dagger} \Phi_Y)], \quad (4.31)$$

$$\mathcal{L}_{K\Phi 2} = ie_W \left[\phi^{0*} Y_\mu^\dagger (D^\mu \Phi_Y) + \Phi_Y^\dagger Y_\mu \partial^\mu \phi^0 - H.c. \right]. \quad (4.32)$$

El lagrangiano $\mathcal{L}_{K\Phi 3}$ no es relevante para esta tesis puesto que éste incluye exclusivamente a las interacciones del bosón Z' . Al combinar los lagrangianos de las Ecs. (4.12), (4.19) y (4.30), considerando únicamente los términos bilineales en Y , tenemos que [82]

$$\mathcal{L}^{YY} = \mathcal{L}_{YM}^{YY} + \mathcal{L}_{GF}^{YY} + \mathcal{L}_{K\Phi}^{YY}, \quad (4.33)$$

donde

$$\mathcal{L}_{YM}^{YY} = -\frac{1}{2}(Y_{\mu\nu}^{--}Y^{++\mu\nu} + Y_{\mu\nu}^{-}Y^{+\mu\nu}), \quad (4.34)$$

$$\mathcal{L}_{GF}^{YY} = -\frac{1}{\xi}(\partial_\mu Y^\mu)^\dagger(\partial_\nu Y^\nu), \quad (4.35)$$

$$\mathcal{L}_{K\Phi}^{YY} = m_Y^2 Y_\mu^\dagger Y^\mu. \quad (4.36)$$

Los tres lagrangianos anteriores inducen las funciones vértice de dos puntos $\Pi_{\mu\nu}^{Y^\dagger Y^\dagger}(k_2)$ y $\Pi_{\mu\nu}^{YY}(k_1)$, cuya forma genérica es:

$$\Pi_{\mu\nu}^{YY}(k) = (-k^2 + m_Y^2)g_{\mu\nu} - \left(\frac{1}{\xi} - 1\right)k_\mu k_\nu. \quad (4.37)$$

De aquí podemos obtener el propagador bileptónico, pues la función anterior es precisamente la matriz inversa de dicho propagador, el cual está dado por

$$D_{\mu\nu}^Y(k) = \frac{-i}{k^2 - m_Y^2} \left(g_{\mu\nu} - \frac{1 - \xi}{k^2 - \xi m_Y^2} k_\mu k_\nu \right). \quad (4.38)$$

A partir de la Ec. (4.37), es sencillo mostrar que se satisface la identidad de Ward simple:

$$k^\alpha \Gamma_{\alpha\mu\nu}(k, k_1, k_2) = \Pi_{\mu\nu}^{Y^\dagger Y^\dagger}(k_2) - \Pi_{\mu\nu}^{YY}(k_1). \quad (4.39)$$

Por otra parte, retomando el estudio del sector cinético escalar, notamos que el lagrangiano $\mathcal{L}_{GF2}$ tiene un fuerte impacto en el sector cinético de Higgs asociado con el triplete Φ pues ayuda a la remoción de algunos vértices no físicos. En esta dirección, lo destacable de nuestro procedimiento de fijación de la norma es que permite eliminar los términos bilineales $Y_\mu^{\pm\pm}G_Y^{\mp\mp}$ y $Y_\mu^\pm G_Y^\mp$, y también los siguientes acoplamientos no físicos trilineales y cuárticos: $Y_\mu^{\pm\pm}W^\mp G_Y^\mp$, $Y_\mu^\pm W^\pm G_Y^{\mp\mp}$, $H'Y_\mu^{\pm\pm}W^\mp G_Y^\mp$ y $H'Y_\mu^\pm W^\pm G_Y^{\mp\mp}$. Todos estos vértices provienen del término cinético $\mathcal{L}_{K\Phi 2}$. La remoción de estos vértices ocurre en el momento de sumar los lagrangianos $\mathcal{L}_{GF2}$ y $\mathcal{L}_{K\Phi 2}$ e integrar por partes (ignorando algunos términos de superficie):

$$\mathcal{L}_{K\Phi 2} + \mathcal{L}_{GF2} = ie_W [\phi^{0*} \partial_\mu (Y^{\mu\dagger} \Phi_Y) + \Phi_Y^\dagger Y_\mu \partial^\mu \phi^0 - h.c.]. \quad (4.40)$$

No está de más comentar que la ausencia de todos estos acoplamientos simplifican significativamente nuestro cálculo, puesto que se reducirá considerablemente el número de diagramas de Feynman que debemos calcular.

Del primer término del sector cinético de Higgs surgen las interacciones entre los pseudobosones de Goldstone y los bosones de norma electrodébiles. Esos acoplamientos contribuyen al vértice WWV^* a nivel de un lazo, lo cual se hace explícito en los siguientes lagrangianos:

$$\mathcal{L}_{K\Phi 1}^{WGG} = -ie_W \{ W^{+\mu} (\partial_\mu G_Y^{--} G_Y^+ - G_Y^{--} \partial_\mu G_Y^+) + W^{-\mu} (\partial_\mu G_Y^- G_Y^{++} - G_Y^- \partial_\mu G_Y^{++}) \}, \quad (4.41)$$

$$\mathcal{L}_{K\Phi 1}^{VGG} = -ie_V V^\mu \{ Q_{Y++}^V (\partial_\mu G_Y^{--} G_Y^{++} - G_Y^{--} \partial_\mu G_Y^{++}) + Q_{Y+}^V (\partial_\mu G_Y^- G_Y^+ - G_Y^- \partial_\mu G_Y^+) \}, \quad (4.42)$$

$$\mathcal{L}_{K\Phi 1}^{WWGG} = e_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \{ G_Y^{--} G_Y^{++} + G_Y^- G_Y^+ \}, \quad (4.43)$$

$$\mathcal{L}_{K\Phi 1}^{WVGG} = e_W e_V (Q_{Y+}^V + Q_{Y++}^V) V_\mu \{ W^{-\mu} G_Y^- G_Y^{++} + W^{+\mu} G_Y^{--} G_Y^+ \}. \quad (4.44)$$

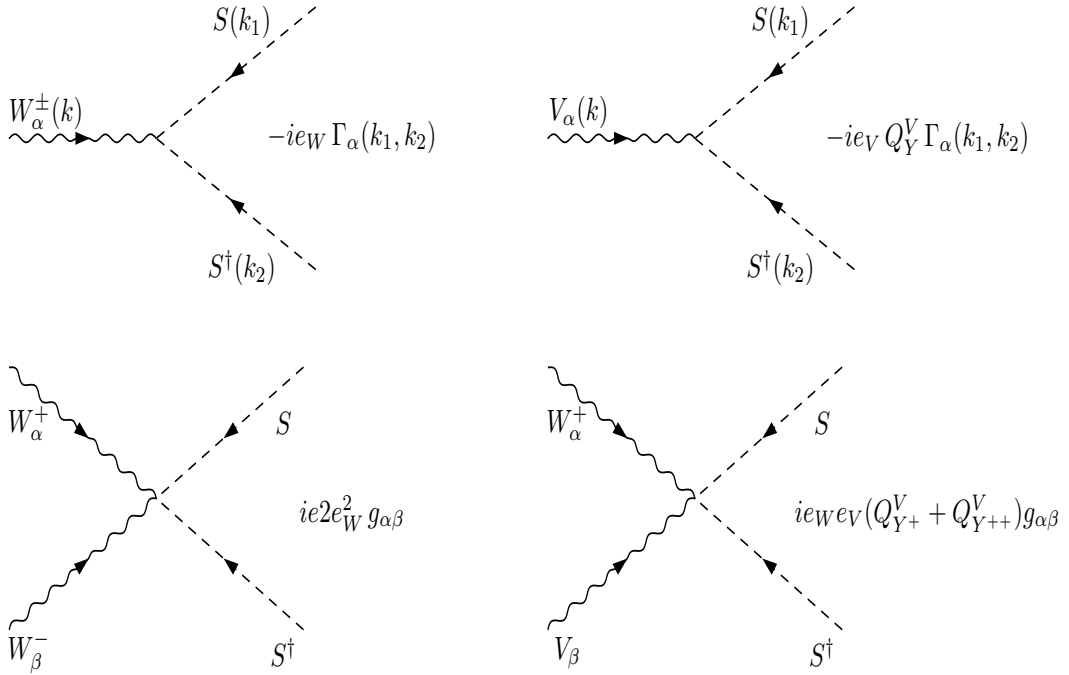


Figura 4.2: Reglas de Feynman, en la norma R_ξ covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$, para los acoplamientos trilineales y cuárticos que conforman los bosones de norma del ME y las partículas escalares no físicas (pseudobosones de Goldstone y campos fantasma) del modelo 331 mínimo.

Las reglas de Feynman concernientes a estos acoplamientos se muestran en la Fig. 4.2. La estructura de Lorentz vinculada a los acoplamientos trilineales es:

$$\Gamma_\alpha^{VS^\dagger S} = (k_1 - k_2)_\alpha. \quad (4.45)$$

De la misma manera que en el sector de Yang-Mills, al combinar los términos bilineales en los pseudobosones de Goldstone que se encuentran dentro de los lagrangianos $\mathcal{L}_{K\Phi}$ y $\mathcal{L}_{GF}$, tenemos que

$$\mathcal{L}^{GG} = \mathcal{L}_{K\Phi}^{GG} + \mathcal{L}_{GF}^{GG}, \quad (4.46)$$

donde

$$\mathcal{L}_{K\Phi}^{GG} = \partial_\mu G_Y^{--} \partial^\mu G_Y^{++} + \partial_\mu G_Y^- \partial^\mu G_Y^+, \quad (4.47)$$

$$\mathcal{L}_{GF}^{GG} = -\xi m_Y^2 (G_Y^{--} G_Y^{++} + G_Y^- G_Y^+). \quad (4.48)$$

Por medio de estos dos últimos lagrangianos, es posible obtener la función vértice de dos puntos para los pseudobosones de Goldstone:

$$\Pi^{SS}(k_i) = k_i^2 - \xi m_Y^2, \quad (4.49)$$

de donde se puede deducir de manera trivial el propagador correspondiente. La etiqueta S simboliza un campo escalar, tal como se aprecia en la Fig. 4.2. Una implicación inmediata es que los vértices trilineales $WG_Y G_Y$ satisfacen la siguiente identidad de Ward simple:

$$k^\alpha \Gamma_\alpha^{VS^\dagger S} = \Pi^{S^\dagger S^\dagger}(k_2) - \Pi^{SS}(k_1). \quad (4.50)$$

En lo que se refiere al sector de campos fantasma, en analogía con el sector de Yang-Mills, podemos escribir al lagrangiano $\mathcal{L}_{FP}$ en términos de los eigenestados de masa:

$$C_Y^{\pm\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(C^4 \mp iC^5), \quad (4.51)$$

$$C_Y^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(C^6 \mp iC^7). \quad (4.52)$$

Después de considerar unas expresiones similares para los campos antifantasma, el lagrangiano $\mathcal{L}_{FP}$ adquiere la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{FP}^m = & (D_\mu C_Y)^\dagger (D^\mu \bar{C}_Y) + \frac{g^2}{4} \left[(Y_\mu^\dagger \sigma^i Y^\mu) (C_Y^\dagger \sigma^i \bar{C}_Y) + 3(Y_\mu^\dagger Y^\mu) (C_Y^\dagger \bar{C}_Y) - 4(Y_\mu^\dagger C_Y) (Y^{\mu\dagger} \bar{C}_Y) \right] \\ & + \frac{ig}{\sqrt{2}} Y_\mu^\dagger M_C D^\mu \bar{C}_Y + \frac{ig}{2} Y_\mu^\dagger \mathcal{M}_C \bar{C}_Y - \frac{\xi g}{2} \left[\phi^{0*} \phi^0 C_Y^\dagger \bar{C}_Y + \phi^0 \Phi_Y^\dagger M_C \bar{C}_Y \right. \\ & \left. - (C_Y^\dagger \Phi_Y) (\Phi_Y^\dagger \bar{C}_Y) \right] + \frac{i\sqrt{2}}{\xi} \left[(\bar{M}_C C_Y + M_C \bar{C}_Y)^\dagger (D_\mu Y^\mu) \right. \\ & \left. - (D_\mu Y^\mu) (\bar{M}_C C_Y + M_C \bar{C}_Y) \right] - g \left[\Phi_Y^\dagger (\bar{M}_C C_Y + M_C \bar{C}_Y) \phi^0 \right. \\ & \left. + \phi^{0*} (\bar{M}_C C_Y + M_C \bar{C}_Y)^\dagger \Phi_Y \right] + H.c., \end{aligned} \quad (4.53)$$

donde

$$C_Y = \begin{pmatrix} C_Y^{++} \\ C_Y^+ \end{pmatrix}, \quad \bar{C}_Y = \begin{pmatrix} \bar{C}_Y^{++} \\ \bar{C}_Y^+ \end{pmatrix}. \quad (4.54)$$

Los dobletes C_Y y $\bar{C}_Y$ poseen los mismos números cuánticos que Y_μ y Φ_Y . También tenemos que

$$M_C = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(C^3 + \sqrt{3}C^8) & \frac{1}{\sqrt{2}}(C^1 - iC^2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(C^1 + iC^2) & -\frac{1}{\sqrt{2}}(C^3 - \sqrt{3}C^8) \end{pmatrix}, \quad (4.55)$$

$$\mathcal{M}_C = \begin{pmatrix} (\mathcal{D}_\mu^{3i} + \sqrt{3}\mathcal{D}_\mu^{8i})C^i & (\mathcal{D}_\mu^{1i} - i\mathcal{D}_\mu^{2i})C^i \\ (\mathcal{D}_\mu^{1i} + i\mathcal{D}_\mu^{2i})C^i & -(\mathcal{D}_\mu^{3i} - \sqrt{3}\mathcal{D}_\mu^{8i})C^i \end{pmatrix}, \quad (4.56)$$

con $i = 1, 2, 3, 8$, mientras que $\mathcal{D}_\mu^{ij} = \delta^{ij}\partial_\mu - gf^{ija}A_\mu^a$ es la derivada covariante dada en la representación adjunta de $SU_L(3)$. La matriz $\bar{M}_C$ se construye al sustituir los campos fantasmas por los campos antifantasmas. Ante el grupo electrodébil, la matriz M_C se transforma como $M_C \rightarrow UM_CU^\dagger$ ($\bar{M}_C$ y $\mathcal{M}_C$ se transforman análogamente), con $U \in SU_L(2) \times U_Y(1)$. Esto significa que el lagrangiano $\mathcal{L}_{FP}^m$ es manifestantemente invariante bajo el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Esta característica tiene su origen en el alto contenido de simetría inherente al procedimiento de fijación de la norma.

Lo que resta es obtener los lagrangianos de interacción trilineales y cuárticos entre los bosones de norma del ME y los campos fantasma, que son semejantes a los obtenidos en el sector escalar, como se mostrará a continuación. Estas interacciones, que contribuyen al vértice WWV^* a nivel de un lazo, surgen del primer término de la Ec. (4.53) y se encuentran dadas explícitamente de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m^{WC\bar{C}} = & -ie_W\{W^{+\mu}(\partial_\mu C_Y^{--}\bar{C}_Y^+ - C_Y^{--}\partial_\mu \bar{C}_Y^+) \\ & + W^{-\mu}(\partial_\mu C_Y^-\bar{C}_Y^{++} - C_Y^-\partial_\mu \bar{C}_Y^{++})\} + H.c. \end{aligned} \quad (4.57)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m^{VC\bar{C}} = & -ie_V V^\mu\{Q_{Y++}^V(\partial_\mu C_Y^{--}\bar{C}_Y^{++} - C_Y^{--}\partial_\mu \bar{C}_Y^{++}) \\ & + Q_{Y+}^V(\partial_\mu C_Y^-\bar{C}_Y^+ - C_Y^-\partial_\mu \bar{C}_Y^+)\} + H.c. \end{aligned} \quad (4.58)$$

$$\mathcal{L}_m^{WWC\bar{C}} = e_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu}\{C_Y^-\bar{C}_Y^+ + C_Y^{--}\bar{C}_Y^{++}\} + H.c. \quad (4.59)$$

$$\mathcal{L}_m^{WVC\bar{C}} = e_W e_V (Q_{Y+}^V + Q_{Y++}^V) V_\mu\{W^{-\mu}C_Y^-\bar{C}_Y^{++} + W^{+\mu}C_Y^{--}\bar{C}_Y^+\} + H.c. \quad (4.60)$$

A partir de este conjunto de ecuaciones es evidente que los lagrangianos de interacción para los pseudobosones de Goldstone y los fantasmas tienen la misma estructura. Por ende, tanto los pseudobosones de Goldstone como los fantasmas poseen las mismas reglas de Feynman (ver Fig. 4.2). Esto se debe a que ambos sectores son invariantes ante la simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$ por separado. Otra similitud evidente entre campos fantasma y pseudobosones de Goldstone es que ambos satisfacen la misma identidad de Ward.

4.2. Propiedades dinámicas del bosón W

4.2.1. La función vértice WWV^* a un lazo

En esta sección presentaremos el cálculo de la contribución de los bileptones del modelo 331 mínimo al vértice WWV^* . La motivación reside principalmente en los experimentos futuros referentes al proceso $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ [21]. Volvemos a enfatizar que este tipo de vértices, con los dos bosones W en capa de masa y el bosón V virtual, contribuirían a este proceso de producción de pares W . En el capítulo 1 se introdujo la expresión más general para la función vértice WWV^* , la cual está dada por la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu\alpha\beta}^{V^*} = & -ig_V \left\{ A[2p_\mu g_{\alpha\beta} + 4(q_\beta g_{\mu\alpha} - q_\alpha g_{\mu\beta})] \right. \\ & + 2\Delta\kappa_V^m (q_\beta g_{\mu\alpha} - q_\alpha g_{\mu\beta}) \\ & \left. + \frac{4\Delta Q_V^m}{m_W^2} (p_\mu q_\alpha q_\beta - \frac{q^2}{2} p_\mu g_{\alpha\beta}) \right\} + \dots, \end{aligned} \quad (4.61)$$

donde el superíndice m en los factores de forma indica que éstos se refieren al modelo 331 mínimo. Este índice se ha introducido para diferenciar el resultado que se presentará en el caso del modelo 331 con neutrinos derechos. Por otra parte

$$g_V = e_V(Q_{Y++}^V - Q_{Y+}^V) = \begin{cases} g_{SW}, & V = \gamma \\ g_{cW}, & V = Z \end{cases}. \quad (4.62)$$

Los puntos suspensivos indican que no hemos considerado los términos que violan CP , ya que éstos no aparecen a nivel de un lazo en el modelo 331 mínimo. La notación para los cuádrimomentos y la configuración del vértice WWV^* están dadas en la Fig. 1.1. Recalcamos también que en la expresión anterior para la función vértice WWV^* no se han incluido los términos longitudinales del bosón W .

De acuerdo a la discusión anterior, nuestro objetivo es determinar el impacto de los bileptones en los factores de forma $\Delta\kappa_V^m$ y ΔQ_V^m . Los resultados obtenidos serán una estimación en el sentido de que consideraremos los efectos de nueva física a la escala u . En la sección anterior se presentaron las reglas de Feynman en la norma R_ξ , y se mostró que poseen una estructura covariante ante el grupo electrodébil, la que queda plasmada en identidades de Ward simples. Para obtener la función de Green del vértice WWV^* , hemos aplicado el MCF, que en principio da lugar a una función de Green invariante de norma pero dependiente del parámetro de norma ξ . Sin embargo, enfatizamos que la conexión existente entre la TP y el MCF nos permitirá obtener una función de Green que sea invariante de norma e independiente del parámetro ξ . Para ello será necesario realizar nuestro cálculo utilizando el MCF en la norma de Feynman-t'Hooft. La función de Green que obtengamos por este medio coincidirá con aquella que se obtendría mediante la TP, que a su vez poseería las propiedades que deseamos.

Los diagramas de Feynman genéricos que inducen el vértice WWV^* se muestran en la Fig. 4.3, donde se resumen las contribuciones del sector de Yang-Mills, el sector escalar y el sector de fantasmas. Mientras los bileptones contribuyen al vértice WWV^* a través de todos los tipos de

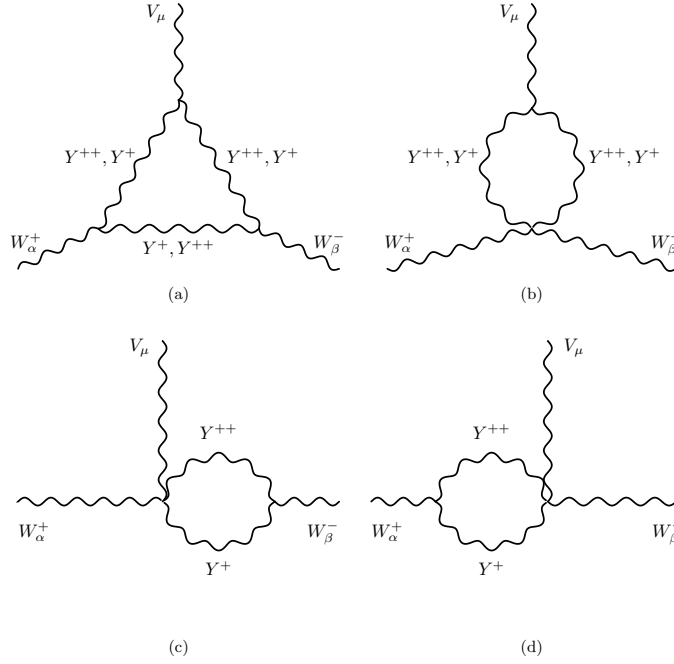


Figura 4.3: Diagramas de Feynman para el vértice WWV en la norma covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$ en el modelo 331 mínimo. Los pseudobosones de Goldstone y los campos fantasma contribuyen mediante un conjunto idéntico de diagramas, aunque sólo los triángulos ofrecen contribuciones no nulas a los factores de forma $\Delta\kappa_V^m$ y ΔQ_V^m .

diagramas de Feynman dados por la Fig. 4.3, los pseudobosones de Goldstone y los campos fantasma sólo contribuyen por medio de los diagramas de triángulo. Después de calcular las amplitudes de los lazos en cada sector, se observa que las contribuciones de los campos fantasma y antifantasma son exactamente el negativo del doble de la contribución que proviene de los pseudobosones de Goldstone. Una vez que se conjunta la totalidad de todas las contribuciones, la amplitud puede ser escrita como

$$\Gamma_{\alpha\beta\mu}^{V*} = -g_V I_{\alpha\beta\mu}, \quad (4.63)$$

donde $I_{\alpha\beta\mu}$ es la amplitud que incluye todas las contribuciones de la Fig. 4.3, y ésta es idéntica en ambos casos, es decir, es similar para $WW\gamma^*$ y para WWV^* . Esto implica que las funciones de Green asociadas a cada caso difieren solo por el factor g_V , tal como ocurre a nivel de árbol. Este resultado significa que la invarianza de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$ se preserva a nivel de un lazo. En otras palabras, la amplitud $I_{\alpha\beta\mu}$ debe satisfacer la identidad de Ward simple

$$q^\mu I_{\alpha\beta\mu} = 0. \quad (4.64)$$

Lo anterior se verifica explícitamente después de resolver todas las integrales de los lazos.³ Finalmente, en analogía con la forma en que se obtuvo el conjunto de Ecs. (1.12), encontramos que los factores de forma $\Delta\kappa_V^m$ y ΔQ_V^m están dados como

³Las integrales de los lazos fueron evaluadas mediante la técnica de Passarino-Veltman, que está implementada en el programa de cómputo FeynCalc [73].

$$\Delta\kappa_V^m = \frac{6a}{(4x_W - 1)^3} \left\{ x_W(4x_W - 1)(8x_W + 3) - 6x_W \left[x_W(1 + x_W) + 3x_Y(1 - 4x_W) \right] Q^2 C_0 \right. \\ \left. + 4x_Y(4x_W - 1)^2 \left[B_0(3) - B_0(1) \right] + \left[26x_W^2 + 32x_Y(1 - 4x_W) + x_W \right] \right. \\ \left. \times \left[B_0(1) - B_0(2) \right] \right\}, \quad (4.65)$$

$$\Delta Q_V^m = \frac{12a}{(4x_W - 1)^3} \left\{ 5x_W \left[2x_W \left(2x_W^3 - 2x_W^2(1 + 4x_Y) + x_W(1 + 6x_Y) - 3x_Y \right) + x_Y \right] Q^2 C_0 \right. \\ \left. + 4x_W \left(x_W(6x_W^2 - 5x_W + 8x_Y - 1) - 2x_Y \right) \left[B_0(1) - B_0(2) \right] + 4x_W x_Y (4x_W - 1)^2 \right. \\ \left. \times \left[B_0(2) - B_0(3) \right] - x_W(4x_W - 1)(1 + 2x_W(6x_W - 1)) \right\}, \quad (4.66)$$

donde $Q = 2q$, $a = g^2/96\pi^2$, $x_W = m_W^2/Q^2$ y $x_Y = m_Y^2/Q^2$. Los símbolos $B_0(i)$ y C_0 representan a las funciones escalares de Passarino-Veltman: $B_0(1) = B_0(m_W^2, m_Y^2, m_Y^2)$, $B_0(2) = B_0(Q^2, m_Y^2, m_Y^2)$, $B_0(3) = B_0(0, m_Y^2, m_Y^2)$ y $C_0 = C_0(Q^2, m_W^2, m_W^2, m_Y^2, m_Y^2, m_Y^2)$.

4.2.2. Análisis de resultados

A lo largo del desarrollo de esta tesis, se ha venido comentando que las correcciones radiativas al vértice WWV han despertado gran interés aun antes de que el ME quedará establecido como una teoría válida, y también hemos recalado que este tipo de correcciones esperan ser escrutadas mediante mediciones de alta precisión [21]. En lo que respecta a las propiedades dinámicas del bosón W , en el contexto del ME éstas fueron calculadas usando un esquema de cuantización convencional vía la norma de Feynman-'t Hooft [5]. También se ha mencionado que las amplitudes obtenidas en dicha referencia no son bien comportadas pues los autores no consideraron el hecho de que éstas son dependientes del parámetro de norma y, por ende, se deben calcular mediante un esquema no convencional. Esta omisión dio lugar a una función de Green mal comportada, que contiene divergencias infrarrojas, que se localizan en el factor de forma $\Delta\kappa_V$ [5]. La función de Green con las características adecuadas (invarianza e independencia de norma) fue obtenida en el estudio realizado por Papavassiliou y Philippides, que emplearon la TP [6]. Estos autores obtuvieron un factor de forma $\Delta\kappa_V$ libre de divergencias infrarrojas, aunque concordaron con los autores de la Ref. [5] en el factor de forma ΔQ_V . En el ME, las contribuciones a un lazo a $\Delta\kappa_V$ son del orden de α/π , mientras que ΔQ_V se encuentra alrededor de un orden de magnitud por abajo. En particular, $\Delta\kappa_\gamma$ adquiere valores que van desde 10^{-3} para $Q = 200$ GeV hasta 10^{-4} para $Q = 1000$ GeV [6], mientras que ΔQ_γ toma valores entre 10^{-4} y 10^{-5} para el mismo rango de energía [5, 6]. Por otra parte, las cotas experimentales obtenidas para los factores de forma son $|\Delta\kappa_V|, |\Delta Q_V| \lesssim 1/2$, las cuales fueron extraídas de los datos experimentales obtenidos en el CERN [74] y el FERMILAB [75]. En un futuro se espera que estas cotas sean mejoradas sustancialmente en los colisionadores lineales planeados.

A este respecto, se han ofrecido argumentos que indican que las desviaciones del orden 10^{-3} serían accesibles en el ILC. En cuanto al CLIC, se espera alcanzar mediciones con una sensibilidad del orden de 10^{-4} .

Ahora procederemos al análisis de los resultados. Los factores de forma $\Delta\kappa_V^m$ y ΔQ_V^m , que son idénticos tanto para el fotón como para el bosón Z , son dependientes de Q^2 , que es la energía del centro de masas elevada al cuadrado, m_Y y m_W . Motivados por el proceso $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ y las expectativas del colisionador lineal ILC, evaluaremos los factores de forma dinámicos a partir de $Q > 100$ GeV. Lo que procede es determinar el rango de m_Y que vamos a estudiar, para tal fin recordaremos que existe una cota teórica superior sobre esta masa, la cual implica que $m_Y \lesssim 1.5$ TeV [72]. Cabe mencionar que esta cota puede relajarse si se considera un sector de Higgs más complejo. Por el otro lado, la cota inferior más estricta, que es $m_Y > 850$ GeV, surge de la conversión muonio-antimuonio ($e^+\mu^- \rightarrow e^-\mu^+$) [76]. Sin embargo, esta cota podría ser desechada debido a que requiere de suposiciones bastante restrictivas [77]. Otra restricción muy fuerte se deriva de la producción de pares fermiónicos y de los decaimientos con violación de sabor leptónico [78], que implican que $m_Y > 750$ GeV. La cota inferior menos restrictiva es válida solamente para los bileptones simplemente cargados, y se obtuvo por medio de la anchura de decaimiento del muón [79], la cual nos dice que $m_{Y\pm} > 440$ GeV. La determinación de todas esas cotas está basada en varias suposiciones propias de los modelos que predicen bileptones, por lo que en principio cabría la posibilidad de la existencia de bileptones mucho más ligeros. Para tener un panorama mas amplio de nuestros resultados, nos enfocaremos en el rango de masas $2m_W < m_Y < 12m_W$. Aún cuando se espera que la contribución de los bileptones sea máxima cuando sus masas son del orden de magnitud de la energía del centro de masas, se examinará el rango de energías dado por $100 \text{ GeV} < |Q| < 3500 \text{ GeV}$.

En las Figs. 4.4 y 4.5 se muestra el comportamiento de los factores de forma $\Delta\kappa_V^m$ y ΔQ_V^m para $m_Y = 2m_W, 4m_W, 8m_W$ y $12m_W$. Cabe enfatizar que hemos seguido la misma nomenclatura de los capítulos anteriores, por lo que los valores que aparecen en las gráficas son $\Delta\kappa_V^{nd}/a$ y $\Delta Q_V^{nd}/a$. En nuestras gráficas se incluyen los valores que emergen por arriba del umbral $Q \geq 2m_Y$, aunque en este caso sería mucho más apropiado analizar la producción directa de pares bileptónicos que sus efectos virtuales. De estas gráficas se advierte que los factores de forma tienen signo contrario, una situación que también se observa en el ME. Para los valores grandes de la masa bileptónica, los factores de forma crecen conforme aumenta la energía del centro de masas, pero ambos tienden asintóticamente a cero para valores muy grandes de $|Q|$, después de alcanzar sus valores extremos. Este mismo comportamiento se observa en el ME [6]. De la Fig. 4.4 se aprecia que el valor de $\Delta\kappa_V^m$ se encuentra entre 10^{-4} y 10^{-5} cuando la masa de los bileptones está en el intervalo $2m_W - 8m_W$. Estos valores son del mismo orden de magnitud que en el ME. Por lo que respecta a ΔQ_V^m , sus valores se encuentran entre 10^{-4} y 10^{-5} , para el mismo rango de valores de la masa bileptónica. Por lo tanto, la magnitud de este factor de forma es esencialmente del mismo orden de magnitud que en el ME. Si consideramos bileptones aun más pesados, con masas entre $8m_W < m_Y < 12m_W$, ambos factores de forma toman valores del orden de 10^{-6} . Esto implica que $\Delta\kappa_V^m$ y ΔQ_V^m serían un orden de magnitud más pequeños que su contraparte del ME. Otra característica importante es que $|\Delta Q_V^m| > |\Delta\kappa_V^m|$, lo cual difiere a lo que sucede en el ME. Esta contradicción aparente se explica en el hecho de que los efectos de nueva física son de naturaleza desacoplante, es decir, los factores de forma se anulan en el

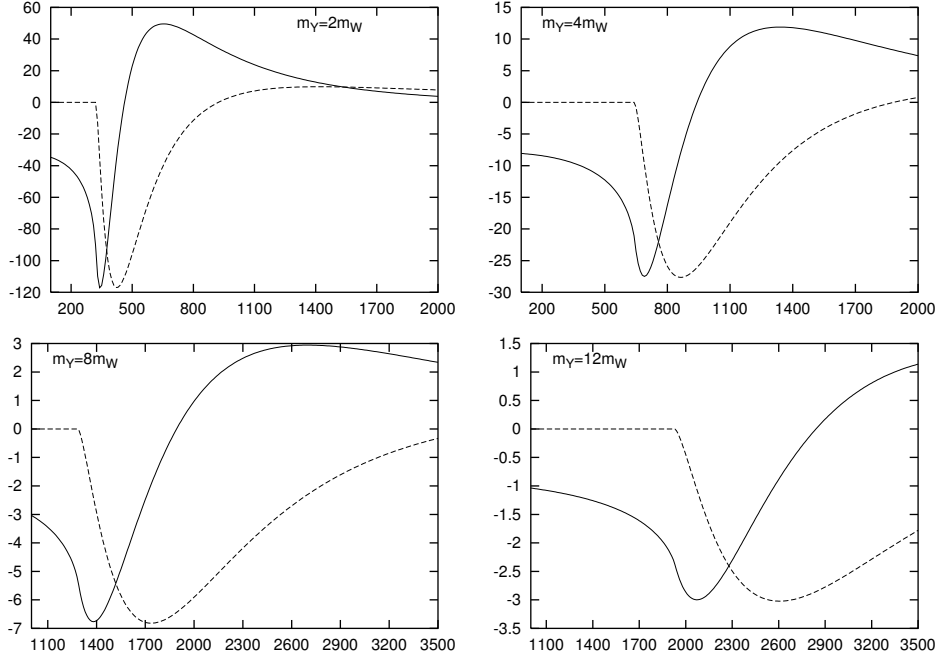


Figura 4.4: El factor de forma $\Delta\kappa_V^m$, en unidades de 10^{-6} , como función de la energía del centro de masas $|Q| = \sqrt{s}$, en unidades de GeV, para varios valores de m_Y . La línea sólida representa la parte real de $\Delta\kappa_V^m$, mientras que la línea representa la parte imaginaria.

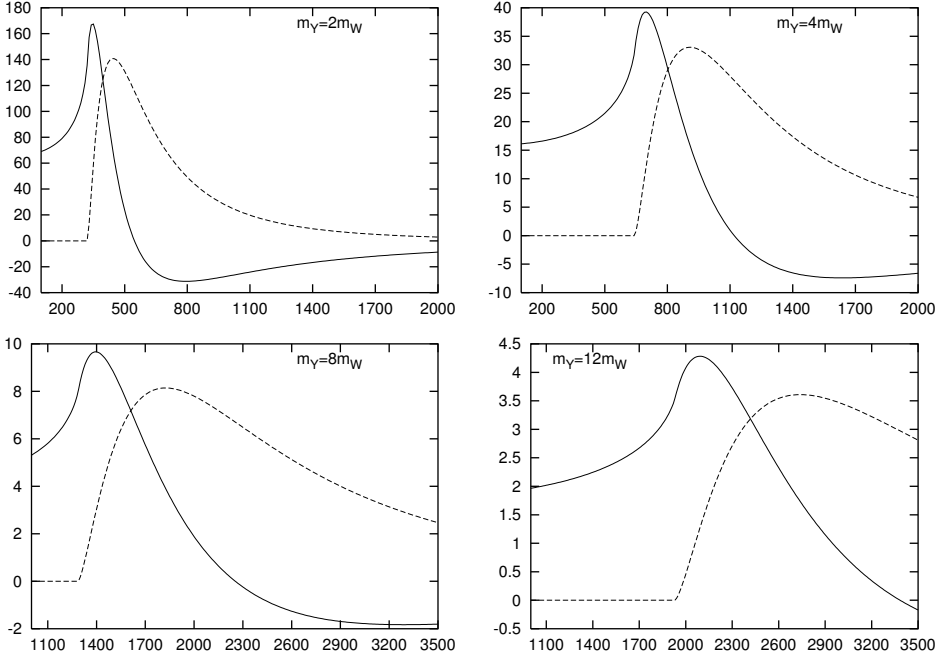


Figura 4.5: El factor de forma ΔQ_V^m con las mismas condiciones que se muestran en la Fig. 4.4.

límite de masas bileptónicas muy grandes. En particular, ΔQ_V^m siempre es de naturaleza desacoplante

debido a que surge de un operador de dimensión seis. En contraste, $\Delta\kappa_V^m$ podría ser sensible a efectos no desacoplates debido a que está asociado a un operador renormalizable de dimensión cuatro. La naturaleza no desacoplante de este factor de forma ha sido estudiada en el ME [1, 6] y algunas de sus extensiones [9, 10, 44].

Para concluir este capítulo presentaremos una comparación entre nuestros resultados con aquellos que se obtienen en el contexto de los lagrangianos efectivos. En este enfoque, el lagrangiano electrodébil se complementa con operadores no renormalizables de dimensión canónica mayor a cuatro, que respetan la simetría de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$. En concreto, las contribuciones anómalas a los factores de forma $\Delta\kappa_V^{le}$ y ΔQ_V^{le} son inducidas por los siguientes operadores de dimensión seis

$$\mathcal{O}_{WB} = \frac{\alpha_{WB}}{\Lambda^2} (\phi^\dagger \mathbf{W}_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \phi), \quad (4.67)$$

$$\mathcal{O}_W = \frac{\alpha_W}{\Lambda^2} \frac{\epsilon_{ijk}}{3!} W_\lambda^{i\mu} W_\nu^{j\lambda} W_\mu^{k\nu}, \quad (4.68)$$

donde ϕ es el doblete de Higgs del ME, $\mathbf{W}_\mu = W_\mu^i \sigma^i / 2$ y σ^i representa a las matrices de Pauli. Las constantes α , que parametrizan todos los detalles de la teoría subyacente, podrían determinarse una vez que la teoría fundamental sea establecida. Λ es la escala de la física que es la responsable de que los operadores $\mathcal{O}_{WB}$ y $\mathcal{O}_W$ induzcan contribuciones a $\Delta\kappa_V^{le}$ y ΔQ_V^{le} , respectivamente. En este sentido, se ha encontrado que ese tipo de operadores son inducidos a nivel de un lazo u ordenes más altos en la teoría fundamental [80]. Por lo tanto, asumiendo que dichos operadores se inducen a nivel de un lazo, las constantes α deben contener un factor de $\frac{1}{16\pi^2}$, además de una constante de acoplamiento g o g' por cada campo de norma. Es conveniente considerar la masa bileptónica como la escala de nueva física, de manera podemos asumir que

$$\Delta\kappa_V^{le} \sim \frac{gg'}{16\pi^2} \left(\frac{m_W}{m_Y} \right)^2 f(m_Y, m_W), \quad (4.69)$$

$$\Delta Q_V^{le} \sim \frac{g^2}{16\pi^2} \left(\frac{m_W}{m_Y} \right)^2 g(m_Y, m_W), \quad (4.70)$$

donde $f(m_Y, m_W)$ y $g(m_Y, m_W)$ son funciones adimensionales, cuya estructura depende de la teoría subyacente. Ya que los efectos de nueva física son de naturaleza desacoplante, las funciones $f(m_Y, m_W)$ y $g(m_Y, m_W)$ deben de ser del orden de la unidad a lo mucho. La estimación correspondiente indica que $\Delta\kappa_V^{le}$ toma valores desde 2.2×10^{-5} hasta 0.97×10^{-5} para $8m_W < m_Y < 12m_W$, mientras que ΔQ_V^{le} se encuentra entre 4.1×10^{-5} y 1.8×10^{-5} . La conclusión de este análisis semicuantitativo es que nuestros resultados concuerdan con los que se esperarían en un escenario en que existen efectos de nueva física desacoplates.

Capítulo 5

El vértice WWV^* en el modelo 331 con neutrinos derechos

Las propiedades generales del modelo 331 con neutrinos derechos han sido expuestas con gran detalle en la Ref. [81]. De acuerdo a la línea de exposición del capítulo anterior, solo nos concentraremos en las características que son esenciales para nuestra discusión. De manera similar a lo que ocurre en la versión mínima del modelo, el sector fermiónico tiene una representación asociada al grupo $SU_C(3)$. Por lo que respecta a las anomalías, se tiene exactamente el mismo mecanismo de cancelación que en el modelo mínimo, es decir, se debe tomar en cuenta todo el conjunto de familias fermiónicas. Sin embargo, precisamos que existen algunas diferencias tanto en el sector de leptones como en el de quarks. En particular, estos últimos tienen carga eléctrica distinta a la asociada a los quarks del modelo mínimo [81]. En cuanto al sector leptónico, la diferencia obvia es la introducción de neutrinos derechos, que no aparecen en la versión mínima.

La versión del modelo 331 con neutrinos derechos es interesante debido a que presenta el sector de Higgs más económico que se puede tener en esta clase de modelos [81]. Concretamente, solo son necesarios tres tripletes de $SU_L(3)$ para reproducir el espectro de masas del modelo. Al igual que lo expuesto en el caso del modelo 331 mínimo, centraremos el análisis en el grupo $SU_L(3) \times U_N(1)$.¹ El sector de Higgs está dado por:

$$\chi = \begin{pmatrix} \Phi_3 \\ \chi^0 \end{pmatrix} : \left(3, -\frac{1}{3}\right), \quad \rho = \begin{pmatrix} \Theta_1 \\ \rho^+ \end{pmatrix} : \left(3, \frac{2}{3}\right), \quad \eta = \begin{pmatrix} \Theta_2 \\ \eta^0 \end{pmatrix} : \left(3, -\frac{1}{3}\right), \quad (5.1)$$

donde Θ_1 , Θ_2 y Φ_3 son dobletes de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ con hipercarga $+1$, -1 y -1 , respectivamente. En la primera etapa del RES, el triplete χ alcanza su valor de expectación de vacío $\chi_0^\dagger = (0, 0, \frac{w}{\sqrt{2}})$ y rompe al grupo $SU_L(3) \times U_N(1)$ en $SU_L(2) \times U_Y(1)$. A este nivel del RES, los nuevos bosones de norma, los quarks y algunos escalares físicos adquieren masa. Este modelo predice la existencia de dos bileptones simplemente cargados, dos bileptones neutros no autoconjugados y un bosón de norma neutro autoconjugado, los cuales aparecen a la escala de energía w . Los eigenestados de masa del modelo emergen del siguiente lagrangiano:

¹Realizamos el cambio $X \rightarrow N$ para denotar al modelo 331 con neutrinos derechos.

$$\mathcal{L} = (\mathcal{D}_\mu \chi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \chi) + (\mathcal{D}_\mu \rho)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \rho) + (\mathcal{D}_\mu \eta)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \eta) \quad (5.2)$$

donde la derivada covariante $\mathcal{D}_\mu$ tiene la misma forma que la dada en la Ec. (4.4), pero debemos efectuar las siguientes sustituciones: $A_\mu^a \rightarrow \mathcal{A}_\mu^a$, $g_X \rightarrow g_N$, $X \rightarrow N$ y $X_\mu \rightarrow N_\mu$. De igual forma, se identifica al operador de hipercarga asociado como $\hat{Y} = \sqrt{3}(\lambda^8 + \sqrt{2}N\lambda^9)$. En esta etapa del RES, emergen los eigenestados de masa asociados a los cinco campos de norma, cuyos generadores fueron rotos. Primeramente, hay un par de bileptones neutros no autoconjugados y un par de bileptones simplemente cargados:

$$\begin{aligned} Y_\mu^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{A}_\mu^4 - i\mathcal{A}_\mu^5), \\ Y_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{A}_\mu^6 - i\mathcal{A}_\mu^7), \end{aligned} \quad (5.3)$$

cuyas masas están degeneradas en esta etapa:

$$m_{Y^0} = m_{Y^-} = M_Y = \frac{gw}{2}. \quad (5.4)$$

Los bileptones del modelo con neutrinos derechos se arreglan en un doblete del grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ con hipercarga -1:

$$\mathcal{Y}_\mu = \begin{pmatrix} Y_\mu^0 \\ Y_\mu^- \end{pmatrix}. \quad (5.5)$$

Los campos de norma $\mathcal{A}_\mu^3$, $\mathcal{A}_\mu^8$ y N_μ definen a los eigenestados de masa autoconjugados [81]. Es importante aclarar que ésto ocurre a la escala de Fermi v . A la escala de energía w , los generadores no rotos de $SU_L(3)$, afectan únicamente a Φ_3 , lo cual implica que Φ_3 es un doblete de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ con hipercarga -1. Φ_3 está dado en términos de los pseudo bosones de Goldstone asociados a los campos Y_μ^0 y Y_μ^- como sigue:

$$\Phi_3 = \begin{pmatrix} G_Y^0 \\ G_Y^- \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

En la segunda etapa del RES, como vimos anteriormente, los bileptones adquirirán una contribución extra a sus masas, rompiéndose así su degeneración.

Los argumentos por los cuales podemos estimar los efectos de los bileptones en el vértice WWV^* a la escala de energía en que ocurre la primera etapa del RES son similares a los que ya discutimos en el capítulo anterior. Sin embargo, una diferencia importante es que la versión con neutrinos derechos da lugar a la condición $4\sin^2 \theta_W \leq 3$, lo que implica una cota superior demasiado restrictiva para la masa de los bileptones, que debe ser menor que 3 TeV.

El desglose del sector de Yang-Mills del modelo en tres lagrangianos invariantes ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es idéntico al que ya se expuso en la primera sección del capítulo 4. En otras palabras, se sigue respetando la estructura de las Ecs. (4.13), (4.14) y (4.15). La diferencia radica en que se debe

sustituir el doblete Y_μ por el doblete $\mathcal{Y}_\mu$, que corresponde a los bileptones del modelo 331 con neutrinos derechos. Análogamente a lo realizado en el modelo mínimo, también se requiere un procedimiento de fijación de la norma para el sector bileptónico que sea covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$.

5.1. Fijación de la norma y reglas de Feynman

De forma similar a lo realizado en el caso del modelo 331 mínimo, debemos establecer los lagrangianos que determinan los acoplamientos de la forma $W\mathcal{Y}\mathcal{Y}$, $V\mathcal{Y}\mathcal{Y}$, $WW\mathcal{Y}\mathcal{Y}$ y $WV\mathcal{Y}\mathcal{Y}$. Estas interacciones son las que inducen el vértice WWV^* a nivel de un lazo en el sector de Yang-Mills. Adicionalmente, para definir la dinámica de los bosones electrodébiles con los pseudobosones de Goldstone y los campos fantasmas, debemos obtener los lagrangianos que inducen los acoplamientos $WG_Y G_Y$, $VG_Y G_Y$, $WWG_Y G_Y$, $WVG_Y G_Y$, $WC_Y \bar{C}_Y$, $VC_Y \bar{C}_Y$, $WWC_Y \bar{C}_Y$ y $WVC_Y \bar{C}_Y$.

Al implementar el procedimiento de fijación de la norma, las funciones que fijan la norma deben poseer invarianza ante el grupo electrodébil y ser covariantes de Lorentz. Por lo tanto, usando los criterios expuestos en el capítulo anterior, se puede encontrar que las funciones más generales renormalizables que fijan la norma son:

$$f^{\bar{a}} = (\delta^{\bar{a}b} \partial_\mu - g f^{\bar{a}bi} A_\mu^i) A^{\mu b} - \frac{\xi g}{\sqrt{3}} f^{\bar{a}b8} \chi^\dagger \lambda^b \chi; \\ \bar{a} = 4, 5, 6, 7; \quad i = 1, 2, 3, 8. \quad (5.7)$$

Las funciones dadas en la Ec. (5.7) son no lineales en los campos de norma y el campo escalar χ . Si agrupamos convenientemente dichas funciones, se evidencian los eigenestados de masa, tal como se muestra a continuación:

$$f_Y^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(f^4 - i f^5), \quad (5.8)$$

$$f_Y^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(f^6 - i f^7). \quad (5.9)$$

Las funciones f_Y^0 y f_Y^- se pueden agrupar en un doblete de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ con hipercarga -1:

$$f_Y = \begin{pmatrix} f_Y^0 \\ f_Y^- \end{pmatrix} = \left(D_\mu - \frac{ig\sqrt{3}\sqrt{1-4s_W^2}}{2c_W} Z'_\mu \right) \mathcal{Y}^\mu - \frac{ig\xi}{\sqrt{2}} \chi^{0*} \Phi_3. \quad (5.10)$$

La función que fija la norma f_Y tiene la misma estructura que la función f_Y del modelo mínimo, la diferencia radica en los intercambios del doblete bileptónico $Y_\mu \rightarrow \mathcal{Y}_\mu$, el doblete escalar $\Phi_Y \rightarrow \Phi_3$ y el singulete escalar $\phi^{0*} \rightarrow \chi^{0*}$. Del mismo modo, se puede verificar que el lagrangiano $\mathcal{L}_{GF}^{nd}$ asociado al modelo 331 con neutrinos derechos es invariante ante el grupo electrodébil. Por lo tanto, en analogía con lo expuesto en el caso de la versión mínima, podemos descomponer este sector en tres términos invariantes ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$:

$$\mathcal{L}_{GF}^{nd} = \mathcal{L}_{GF1}^{nd} + \mathcal{L}_{GF2}^{nd} + \mathcal{L}_{GF3}^{nd}, \quad (5.11)$$

$$\mathcal{L}_{GF1}^{nd} = -\frac{1}{\xi}(D_\mu \mathcal{Y}^\mu)^\dagger (D_\nu \mathcal{Y}^\nu) - \frac{\xi g^2}{2}(\chi^{0*} \chi^0)(\Phi_3^\dagger \Phi_3), \quad (5.12)$$

$$\mathcal{L}_{GF2}^{nd} = \frac{ig}{\sqrt{2}} \left[\chi^{0*} (D_\mu \mathcal{Y}^\mu)^\dagger \Phi_3 - \chi^0 \Phi_3^\dagger (D_\mu \mathcal{Y}^\mu) \right]. \quad (5.13)$$

Se ha omitido la expresión de $\mathcal{L}_{GF3}^{nd}$ debido a que contiene exclusivamente las interacciones del bosón Z' . En el primer término del lagrangiano $\mathcal{L}_{GF1}^{nd}$ se aprecia un acoplamiento bilineal en los bileptones. Este acoplamiento, junto con el término bilineal proveniente del sector cinético escalar, permiten obtener el propagador de $\mathcal{Y}_\mu$. Por otra parte, el mismo término dado en (5.12) contribuye a las interacciones entre los bileptones y los bosones de norma del ME. El lagrangiano que incluye estos acoplamientos es $\mathcal{L}_{MENF}$. Luego entonces, podemos escribir las interacciones trilineales y cuárticas, que se originan de la suma de los lagrangianos $\mathcal{L}_{GF1}^{nd}$ y $\mathcal{L}_{MENF}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{W\mathcal{Y}\mathcal{Y}} = ie_W \Big\{ & Y^{0\nu} (W_{\mu\nu}^- Y^{+\mu} - Y_{\mu\nu}^+ W^{-\mu}) + Y_{\mu\nu}^0 W^{-\mu} Y^{+\nu} + Y^{0*\nu} (Y_{\mu\nu}^- W^{+\mu} \\ & - W_{\mu\nu}^+ Y^{-\mu}) + Y_{\mu\nu}^{0*} Y^{-\mu} W^{+\nu} + \frac{1}{\xi} \left[W_\mu^+ (Y^{-\mu} \partial_\nu Y^{0*\nu} - Y^{0*\mu} \partial_\nu Y^{-\nu}) \right. \\ & \left. - W_\mu^- (Y^{+\mu} \partial_\nu Y^{0\nu} - Y^{0\mu} \partial_\nu Y^{+\nu}) \right] \Big\}, \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{V\mathcal{Y}\mathcal{Y}} = ie_V \Big\{ & Q_{Y^-}^V \left[V^\mu (Y_{\nu\mu}^- Y^{+\nu} - Y_{\nu\mu}^+ Y^{-\nu}) + V_{\mu\nu} Y^{-\mu} Y^{+\nu} + \frac{1}{\xi} V^\mu (Y_\mu^- \partial_\nu Y^{+\nu} \right. \\ & \left. - Y_\mu^+ \partial_\nu Y^{-\nu}) \right] + Q_{Y^0}^V \left[V^\mu (Y_{\nu\mu}^0 Y^{0*\nu} - Y_{\nu\mu}^{0*} Y^{0\nu}) + V_{\mu\nu} Y^{0\mu} Y^{0*\nu} \right. \\ & \left. + \frac{1}{\xi} V^\mu (Y_\mu^0 \partial_\nu Y^{0*\nu} - Y_\mu^{0*} \partial_\nu Y^{0\nu}) \right] \Big\}, \end{aligned} \quad (5.15)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WW\mathcal{Y}\mathcal{Y}} = -e_W^2 \Big\{ & W_\mu^+ W^{-\mu} (Y_\nu^- Y^{+\nu} + Y_\nu^0 Y^{0*\nu}) - W_\mu^- W_\nu^+ (2Y^{+\nu} Y^{-\mu} \\ & - Y^{+\mu} Y^{-\nu} + 2Y^{0\nu} Y^{0*\mu} - Y^{0\mu} Y^{0*\nu}) + \frac{1}{\xi} W_\mu^- W_\nu^+ (Y^{-\nu} Y^{+\mu} \\ & + Y^{0*\nu} Y^{0\mu}) \Big\}, \end{aligned} \quad (5.16)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{W\gamma\mathcal{Y}\mathcal{Y}} = -e_W e_\gamma \Big\{ & 2W^{-\mu} Y_\mu^+ A^\nu Y_\nu^0 - W^{-\mu} A_\mu Y^{0\nu} Y_\nu^+ - W^{-\mu} Y_\mu^0 A^\nu Y_\nu^+ \\ & - \frac{1}{\xi} W^{-\mu} Y_\mu^0 A^\nu Y_\nu^+ \Big\} + H.c., \end{aligned} \quad (5.17)$$

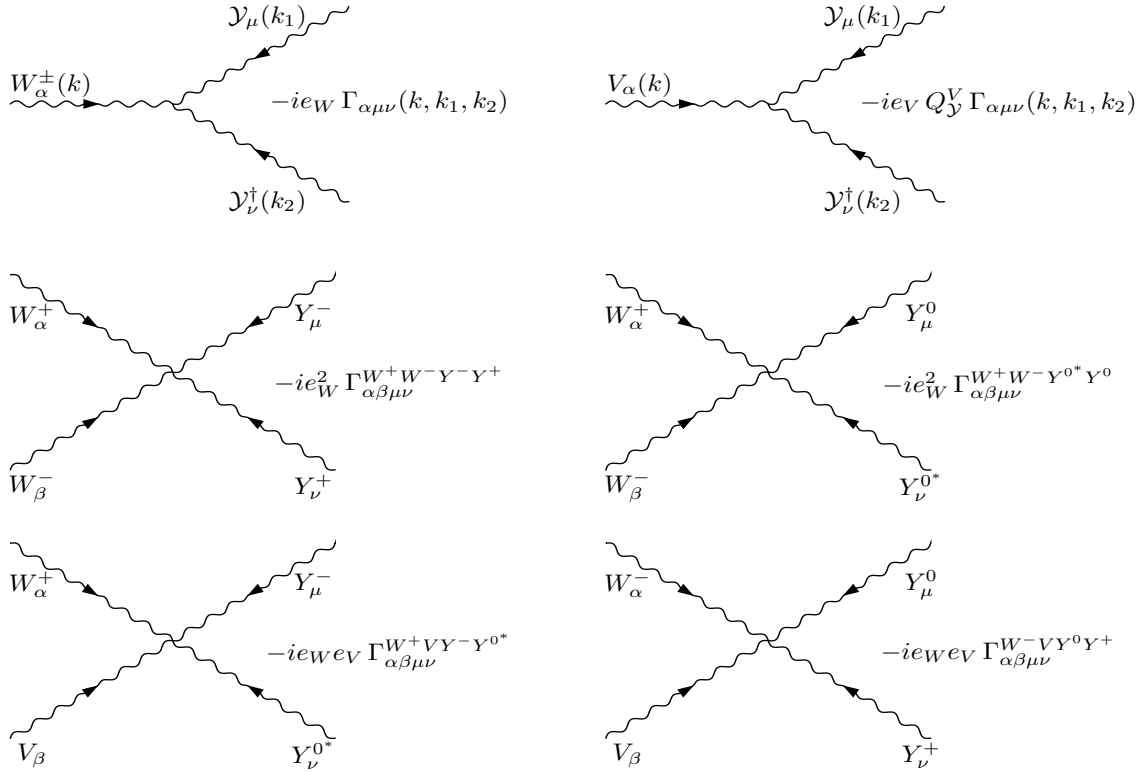


Figura 5.1: Reglas de Feynman para los vértices trilineales y cuárticos que involucran a los bileptones del modelo 331 con neutrinos derechos y a los bosones de norma del ME, en la norma R_ξ covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{WZY\mathcal{Y}} = & -e_W e_Z \left\{ s_W^2 \left[2W^{-\mu} Z_\mu Y^{+\nu} Y_\nu^0 - W^{-\mu} Y_\mu^+ Y^{0\nu} Z_\nu + \frac{1}{\xi} W^{-\mu} Y_\mu^0 Y^{+\nu} Z_\nu \right] \right. \\
& - c_W^2 \left[2W^{-\mu} Y_\mu^0 Y^{+\nu} Z_\nu - 3W^{-\mu} Y_\mu^+ Y^{0\nu} Z_\nu + \frac{1}{\xi} W^{-\mu} Y_\mu^0 Y^{+\nu} Z_\nu \right] \\
& \left. - W^{-\mu} Y_\mu^0 Y^{+\nu} Z_\nu + \frac{1}{\xi} W^{-\mu} Y_\mu^+ Y^{0\nu} Z_\nu \right\} + H.c., \tag{5.18}
\end{aligned}$$

donde $e_V = e$, $Q_{Y^-}^V = -1$ y $Q_{Y^0}^V = 0$ para $V = \gamma$, mientras que $e_V = \frac{g}{2c_W}$, $Q_{Y^-}^V = 2s_W^2 - 1$ y $Q_{Y^0}^V = 1$ para $V = Z$. Además, $e_W = \frac{g}{\sqrt{2}}$. Las reglas de Feynman para los acoplamientos entre los bileptones y los bosones de norma del ME, que se pueden extraer de los cinco lagrangianos anteriores, se muestran en la Fig. 5.1. Las funciones vértice que representan las interacciones trilineales, $W\mathcal{Y}\mathcal{Y}$ y $V\mathcal{Y}\mathcal{Y}$, se obtienen de las Ecs. (5.14) y (5.15). La estructura de Lorentz asociada a estas interacciones es idéntica a la de la Ec. (4.27). En lo que respecta a los vértices cuárticos, $WW\mathcal{Y}\mathcal{Y}$ y $WV\mathcal{Y}\mathcal{Y}$, la estructura de Lorentz de la función vértice $\Gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^{WW\mathcal{Y}\mathcal{Y}}$ coincide con la función $\Gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^{WWYY}$, cuya expresión se muestra en la Ec. (4.28). La única discrepancia reside en la función vértice $\Gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^{WV\mathcal{Y}\mathcal{Y}}$, que se extrae de las Ecs. (5.17) y (5.18):

$$\begin{aligned}\Gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^{WV\mathcal{Y}\mathcal{Y}} &= (Q_{Y^-}^V + Q_{Y^0}^V)g_{\alpha\beta}g_{\mu\nu} + \left[\left(1 + \frac{1}{\xi}\right)Q_{Y^0}^V - 2Q_{Y^-}^V \right] g_{\alpha\mu}g_{\beta\nu} \\ &+ \left[\left(1 + \frac{1}{\xi}\right)Q_{Y^-}^V - 2Q_{Y^0}^V \right] g_{\alpha\nu}g_{\beta\mu}.\end{aligned}\quad (5.19)$$

La relación entre el sector de Yang-Mills y el sector escalar da lugar a los propagadores de los bileptones. Por fortuna, tanto el primer término del lagrangiano $\mathcal{L}$ como el primer término de $\mathcal{L}_{GF1}^{nd}$ poseen la misma forma que el primer término de $\mathcal{L}_{K\Phi}$ y el primer término de $\mathcal{L}_{GF1}^m$, respectivamente. Por ende, al considerar los términos bilineales en $\mathcal{Y}$ llegaremos a unas expresiones similares a (4.34), (4.35) y (4.36). Es por ello que se llega a un propagador bileptónico idéntico al del modelo 331 mínimo, como consecuencia permanece válida la identidad de Ward simple.

Ahora proseguiremos con el estudio del RES a la escala w , cuando se rompe la simetría $SU_L(3) \times U_N(1)$ en $SU_L(2) \times U_Y(1)$. En esta etapa podemos reagrupar al primer término de $\mathcal{L}$ en tres partes covariantes ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$:

$$\mathcal{L}_{K\chi} = (\mathcal{D}_\mu \chi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \chi) = \mathcal{L}_{K\chi 1} + \mathcal{L}_{K\chi 2} + \mathcal{L}_{K\chi 3}, \quad (5.20)$$

donde

$$\mathcal{L}_{K\chi 1} = (D_\mu \Phi_3)^\dagger (D^\mu \Phi_3) + \partial_\mu \chi^{0*} \partial^\mu \chi^0 + \frac{g^2}{2} [\chi^{0*} \chi^0 \mathcal{Y}_\mu^\dagger \mathcal{Y}^\mu + (\Phi_3^\dagger \mathcal{Y}_\mu) (\mathcal{Y}^{\mu\dagger} \Phi_3)], \quad (5.21)$$

$$\mathcal{L}_{K\chi 2} = i \frac{g}{\sqrt{2}} [\chi^{0*} \mathcal{Y}_\mu^\dagger (D^\mu \Phi_3) + \Phi_3^\dagger \mathcal{Y}_\mu \partial^\mu \chi^0 - H.c.]. \quad (5.22)$$

La cantidad $\mathcal{L}_{K\chi 3}$ es irrelevante, puesto que sólo contiene las interacciones del bosón Z' . De acuerdo a la discusión del capítulo anterior, es inmediato establecer el mecanismo que permite remover los vértices no físicos $Y_\mu^{0,0*} G_Y^{0*,0}$ y $Y_\mu^\pm G_Y^\mp$, así como los acoplamientos trilineales $Y_\mu^{0,0*} W^{-, +} G_Y^{+, -}$ y $Y^{+, -} W^{-, +} G_Y^{0,0*}$, y los vértices cuárticos $H' Y_\mu^{0,0*} W^{-, +} G_Y^{+, -}$ y $H' Y^{+, -} W^{-, +} G_Y^{0,0*}$, todos ellos provenientes de $\mathcal{L}_{K\chi 2}$. Este mecanismo es similar al de la versión mínima del modelo 331.

A partir del primer término de $\mathcal{L}_{K\chi 1}$ emergen los acoplamientos entre los pseudobosones de Goldstone y los bosones de norma del ME:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{K\chi 1}^{WGG} &= -ie_W \{ W^{+\mu} (\partial_\mu G_Y^{0*} G_Y^- - G_Y^{0*} \partial_\mu G_Y^-) \\ &+ W^{-\mu} (\partial_\mu G_Y^+ G_Y^0 - G_Y^+ \partial_\mu G_Y^0) \},\end{aligned}\quad (5.23)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{K\chi 1}^{VGG} &= -ie_V V^\mu \{ Q_{Y^0}^V (\partial_\mu G_Y^{0*} G_Y^0 - G_Y^{0*} \partial_\mu G_Y^0) \\ &+ Q_{Y^-}^V (\partial_\mu G_Y^+ G_Y^- - G_Y^+ \partial_\mu G_Y^-) \},\end{aligned}\quad (5.24)$$

$$\mathcal{L}_{K\chi 1}^{WWGG} = e_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \{ G_Y^+ G_Y^- + G^{0*} G_Y^0 \}, \quad (5.25)$$

$$\mathcal{L}_{K\chi 1}^{WVGG} = e_W e_V (Q_{Y^-}^V + Q_{Y^0}^V) V_\mu \{ W^{-\mu} G_Y^+ G_Y^0 + W^{+\mu} G^{0*} G_Y^- \}. \quad (5.26)$$

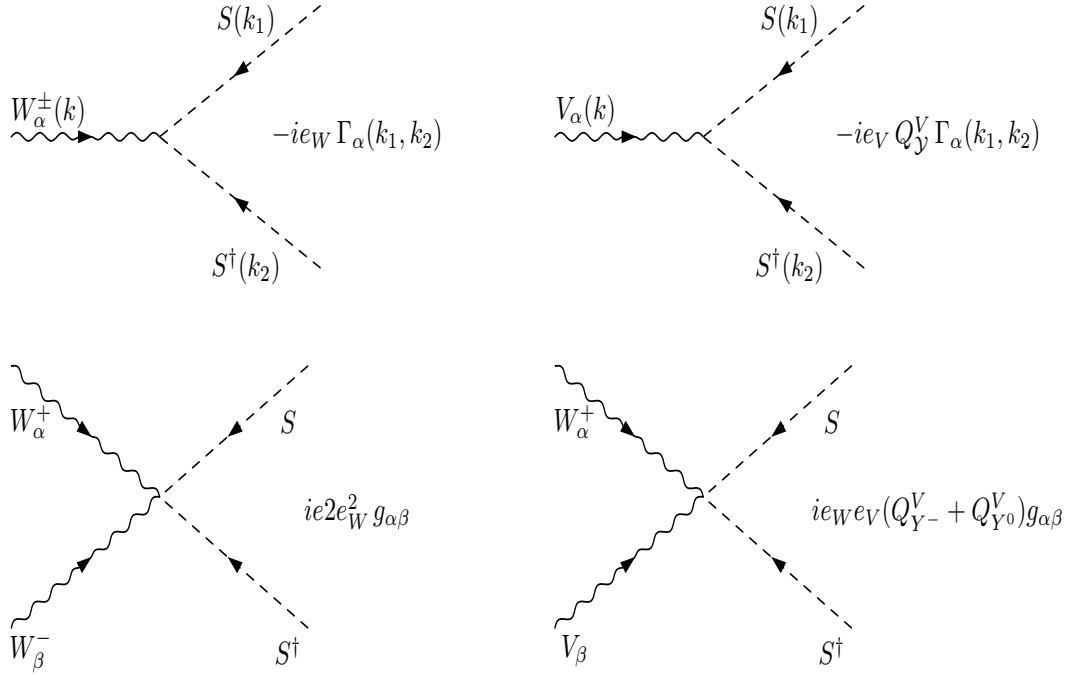


Figura 5.2: Reglas de Feynman, en la norma R_ξ covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$, de los acoplamientos trilineales y cuárticos que involucran a los bosones de norma del ME y las partículas escalares no físicas (pseudobosones de Goldstone y fantasmas) en el modelo 331 con neutrinos derechos.

Las reglas de Feynman de estos acoplamientos se muestran en la Fig. 5.2. La estructura de Lorentz asociada a estas reglas de Feynman es idéntica a la que aparece en la Ec. (4.45). La determinación del propagador de los pseudobosones de Goldstone se da del mismo modo que se hizo en el capítulo anterior. Por lo tanto, se cumple la identidad de Ward simple asociada a este sector en el modelo con neutrinos derechos.

Finalmente, en el sector de campos fantasma, el lagrangiano $\mathcal{L}_{FP}$ se puede expresar en términos de los siguientes eigenestados de masa:

$$C_Y^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{C}^4 - i\mathcal{C}^5), \quad (5.27)$$

$$C_Y^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{C}^6 - i\mathcal{C}^7), \quad (5.28)$$

que están acomodados en un doblete de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ con hipercarga -1.²

$$C_Y = \begin{pmatrix} C_Y^0 \\ C_Y^- \end{pmatrix}, \quad \bar{C}_Y = \begin{pmatrix} \bar{C}_Y^0 \\ \bar{C}_Y^- \end{pmatrix}. \quad (5.29)$$

Al insertar los eigenestados de masa de los campos fantasma y antifantasma en el lagrangiano genérico $\mathcal{L}_{FP}$, tenemos que

²Las expresiones para los eigenestados de masa de los campos antifantasmas son similares a las Ecs. (5.27) y (5.28).

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{FP}^{nd} = & (D_\mu C_Y)^\dagger (D^\mu \bar{C}_Y) + \frac{g^2}{4} \left[(\mathcal{Y}_\mu^\dagger \sigma^i \mathcal{Y}^\mu) (C_Y^\dagger \sigma^i \bar{C}_Y) + 3(\mathcal{Y}_\mu^\dagger \mathcal{Y}^\mu) (C_Y^\dagger \bar{C}_Y) \right. \\
& - 4(\mathcal{Y}_\mu^\dagger C_Y) (\mathcal{Y}^{\mu\dagger} \bar{C}_Y) \left. \right] + \frac{ig}{\sqrt{2}} \mathcal{Y}_\mu^\dagger N_C D^\mu \bar{C}_Y + \frac{ig}{2} \mathcal{Y}_\mu^\dagger \mathcal{N}_C \bar{C}_Y \\
& - \frac{\xi g}{2} \left[\chi^{0*} \chi^0 C_Y^\dagger \bar{C}_Y + \chi^0 \Phi_3^\dagger N_C \bar{C}_Y - (C_Y^\dagger \Phi_3) (\Phi_3^\dagger \bar{C}_Y) \right] + H.c., \tag{5.30}
\end{aligned}$$

donde

$$N_C = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{C}^3 + \sqrt{3}\mathcal{C}^8) & \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{C}^1 - i\mathcal{C}^2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{C}^1 + i\mathcal{C}^2) & -\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{C}^3 - \sqrt{3}\mathcal{C}^8) \end{pmatrix}, \tag{5.31}$$

$$\mathcal{N}_C = \begin{pmatrix} (\mathcal{D}_\mu^{3i} + \sqrt{3}\mathcal{D}_\mu^{8i})\mathcal{C}^i & (\mathcal{D}_\mu^{1i} - i\mathcal{D}_\mu^{2i})\mathcal{C}^i \\ (\mathcal{D}_\mu^{1i} + i\mathcal{D}_\mu^{2i})\mathcal{C}^i & -(\mathcal{D}_\mu^{3i} - \sqrt{3}\mathcal{D}_\mu^{8i})\mathcal{C}^i \end{pmatrix}, \tag{5.32}$$

con $i = 1, 2, 3, 8$, mientras que $\mathcal{D}_\mu^{ij} = \delta^{ij}\partial_\mu - gf^{ija}A_\mu^a$ es la derivada covariante dada en la representación adjunta de $SU_L(3)$. Al igual que en el modelo 331 mínimo, las matrices N_C , $\bar{N}_C$ y $\mathcal{N}_C$ se transforman ante el grupo electrodébil como $\mathfrak{N}_C \rightarrow U\mathfrak{N}_CU^\dagger$,³ donde $U \in SU_L(2) \times U_Y(1)$. Por lo tanto, el lagrangiano $\mathcal{L}_{FP}^{nd}$ es invariante ante las transformaciones del grupo electrodébil.

Solo resta extraer las interacciones trilineales y cuárticas entre los bosones de norma del ME y los campos fantasma, ya que estos acoplamiento también contribuyen al vértice WWV^* a nivel de un lazo. Del primer término de $\mathcal{L}_{FP}^{nd}$ se obtiene que

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{nd}^{W\bar{C}\bar{C}} = & -ie_W \{ W^{+\mu} (\partial_\mu C_Y^{0*} \bar{C}_Y^- - C_Y^{0*} \partial_\mu \bar{C}_Y^-) \\
& + W^{-\mu} (\partial_\mu C_Y^+ \bar{C}_Y^0 - C_Y^+ \partial_\mu \bar{C}_Y^0) \} + H.c., \tag{5.33}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{nd}^{V\bar{C}\bar{C}} = & -ie_V V^\mu \{ Q_{Y^0}^V (\partial_\mu C_Y^{0*} \bar{C}_Y^0 - C_Y^{0*} \partial_\mu \bar{C}_Y^0) \\
& + Q_{Y^-}^V (\partial_\mu C_Y^+ \bar{C}_Y^- - C_Y^+ \partial_\mu \bar{C}_Y^-) \} + H.c., \tag{5.34}
\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{nd}^{WW\bar{C}\bar{C}} = e_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \{ C_Y^+ \bar{C}_Y^- + C_Y^{0*} \bar{C}_Y^0 \} + H.c., \tag{5.35}$$

$$\mathcal{L}_{nd}^{WV\bar{C}\bar{C}} = e_W e_V (Q_{Y^-}^V + Q_{Y^0}^V) V_\mu \{ W^{-\mu} C_Y^+ \bar{C}_Y^0 + W^{+\mu} C_Y^{0*} \bar{C}_Y^- \} + H.c. \tag{5.36}$$

Este conjunto de lagrangianos tiene una estructura semejante a la del conjunto de lagrangianos correspondientes a las interacciones de los pseudobosones de Goldstone con los bosones de norma del ME. Por lo tanto, es directo concluir que los campos fantasma poseen las mismas reglas de Feynman que los pseudobosones de Goldstone (ver Fig. 5.2). Además, estas reglas de Feynman coinciden en estructura de Lorentz con las obtenidas en el modelo 331 mínimo. En consecuencia, emplearemos la misma notación para denotar a las partículas pseudoescalares (los campos fantasma y antifantasma). Otra coincidencia interesante es que en el sector de campos fantasma se satisface la misma identidad de Ward que en el caso de los pseudobosones de Goldstone.

³ $\mathfrak{N}$ representa a las matrices N_C , $\bar{N}_C$ y $\mathcal{N}_C$.

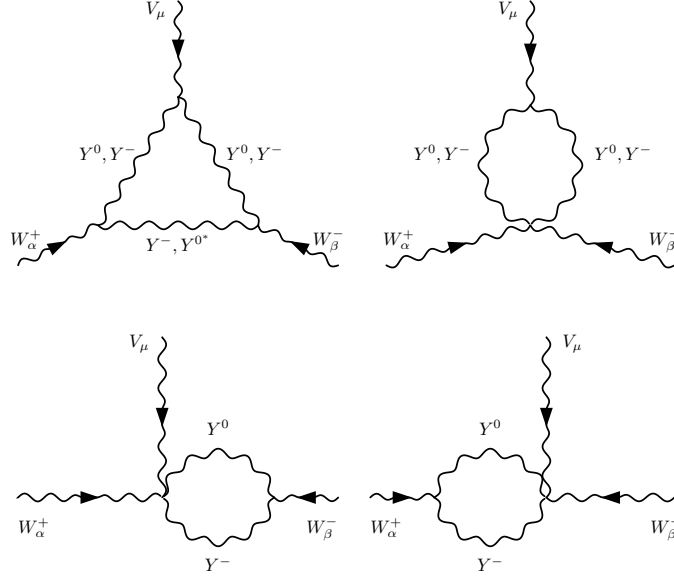


Figura 5.3: Diagramas de Feynman para el vértice WWV en la norma R_ξ covariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Los pseudobosones de Goldstone y los campos fantasma contribuyen a través de un conjunto idéntico de diagramas, pero sólo los diagramas de triángulo dan contribuciones no nulas a los factores de forma $\Delta\kappa_V^{nd}$ y ΔQ_V^{nd} .

5.2. Propiedades dinámicas del bosón W

5.2.1. La función vértice WWV^* a un lazo

En este apartado presentaremos las contribuciones de los bileptones a los vértices $WW\gamma^*$ y WWZ^* . En el capítulo anterior ya hemos discutido las motivaciones para realizar este análisis. La estructura de la función que parametriza el acoplamiento WWV^* ya se presentó en la Ec. (4.61), ahora determinaremos las contribuciones a los factores de forma dinámicos en el contexto del modelo 331 con neutrinos derechos. No se consideran los efectos provenientes de violación de CP ya que estos tampoco se inducen a nivel de un lazo en este escenario. La notación utilizada para la cinemática del vértice se muestra en la Fig. 1.1. Del mismo modo que en el caso del modelo mínimo, los resultados presentados en este apartado son una estimación de los efectos de nueva física que surgen a la escala de energía w .⁴ Las reglas de Feynman correspondientes ya se han presentado en la sección anterior, en donde se mostró que estas poseen una estructura covariante ante el grupo electrodébil vía unas identidades de Ward simples.

Siguiendo un procedimiento análogo al usado en el marco del modelo 331 mínimo, en esta sección haremos uso del MCF en la norma de Feynman-'t Hooft, con el objeto de obtener la función de Green del vértice WWV^* . Esta función de Green tendrá los atributos de invarianza e independiencia de norma. Los diagramas de Feynman que inducen las contribuciones de los sectores bileptónico,

⁴En el capítulo 1 se ha expuesto el mecanismo por el cual se induce la masa de los bileptones del modelo 331 con neutrinos derechos, que adquiere una contribución a la escala de energía w y otra contribución a la escala de Fermi.

escalar y de fantasmas se muestran en la Fig. 5.3. En coincidencia con el modelo 331 mínimo, los bileptones del modelo con neutrinos derechos contribuyen al vértice WWV^* por medio de todos los tipos de diagramas expuestos en la Fig. 5.3. En particular, los pseudobosones de Goldstone y los campos fantasma contribuyen exclusivamente a través de los diagramas de triángulo. Las amplitudes derivadas de cada sector son invariantes de norma por si mismas, un comportamiento que también se observa en el modelo 331 mínimo. De este modo, al conjuntar todas las contribuciones, es sencillo demostrar que se cumple una identidad de Ward simple semejante a la presentada en la Ec. (4.64). El resultado obtenido para la función vértice WWV^* tiene la misma estructura que la descrita por la Ec. (4.63). De este modo, para obtener el resultado en el contexto del modelo 331 con neutrinos derechos, se debe reemplazar la masa de los bileptones del modelo mínimo por la masa de los bileptones del modelo con neutrinos derechos. Se concluye entonces que la estructura de los factores de forma dinámicos $\Delta\kappa_V^{nd}$ y ΔQ_V^{nd} es similar a la que aparece en las Ecs. (4.65) y (4.66), solo es necesario efectuar el reemplazo $m_Y \rightarrow M_Y$.

5.2.2. Análisis de resultados

Ahora procedemos a analizar el comportamiento de los factores de forma $\Delta\kappa_V^{nd}$ y ΔQ_V^{nd} en el marco del modelo 331 con neutrinos derechos. Nos enfocaremos en las diferencias que existen entre los resultados obtenidos en este modelo en comparación con lo que ocurre en el modelo mínimo. En este sentido, una diferencia esencial reside en el hecho de que el modelo 331 con neutrinos derechos da lugar a la restricción $4\sin\theta_W \leq 3$, que difiere de la que se obtiene en el modelo mínimo: $4\sin\theta_W \leq 1$. Ambas restricciones inducen cotas superiores sobre las masas bileptónicas. Mientras que la masa bileptónica está acotada superiormente en 1 TeV en el modelo 331 mínimo, en el caso del modelo 331 con neutrinos derechos, la restricción anterior implica que la masa bileptónica debe satisfacer la cota $M_Y \leq 3$ TeV. En esencia, el modelo con neutrinos derechos permitiría que los bileptones fueran más pesados que en el modelo 331 mínimo. Por lo tanto, con el fin de presentar un análisis apegado a este resultado, en lo que sigue consideraremos valores para la masa M_Y mayores que los que se utilizaron en el caso del modelo 331 mínimo. En consecuencia, se deberá emplear un rango más amplio de valores de la energía del centro de masas $|Q|$. El intervalo que consideraremos para M_Y es $15m_W < M_Y < 28m_W$, mientras que el intervalo de energía será $1700 \text{ GeV} < Q < 7000 \text{ GeV}$.

En las Figs. 5.4 y 5.5 se muestra el comportamiento de los factores de forma $\Delta\kappa_V^{nd}$ y ΔQ_V^{nd} para $M_Y = 15m_W, 19m_W, 23m_W$ y $28m_W$. Cabe enfatizar que hemos seguido la misma nomenclatura de los capítulos anteriores, por lo que los valores que aparecen en las gráficas son $\Delta\kappa_V^{nd}/a$ y $\Delta Q_V^{nd}/a$. Para valores muy grandes de la masa bileptónica M_Y , los factores de forma crecen suavemente conforme aumenta la energía $|Q|$, alcanzan sus valores extremos, y posteriormente decrecen a medida que $|Q|$ aumenta. Evidentemente, aunque en este caso estamos considerando intervalos más amplios para M_Y y $|Q|$, el comportamiento de los factores de forma dinámicos en el modelo con neutrinos derechos es idéntico a lo que se observa en la versión mínima. A partir de la Fig. 5.4, se concluye que $\Delta\kappa_V^{nd}$ tiene un valor promedio de 10^{-6} para masas bileptónicas en el intervalo $15m_W - 23m_W$. En lo que respecta a ΔQ_V^{nd} , considerando el mismo intervalo para M_Y , su magnitud es de alrededor de 10^{-6} .

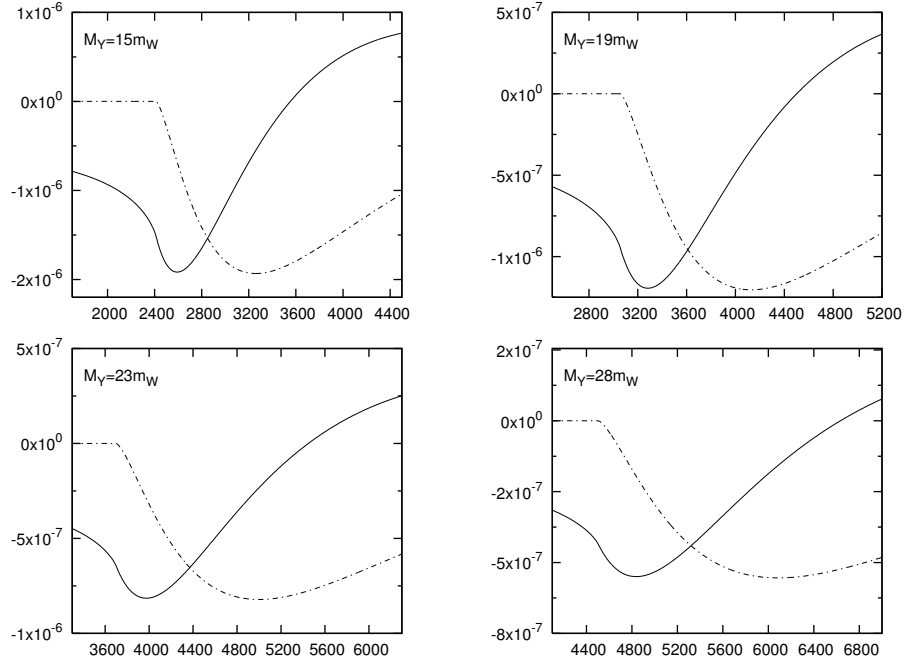


Figura 5.4: El factor de forma $\Delta\kappa_V^{nd}$ como función de la energía del centro de masas $|Q| = \sqrt{s}$, en unidades de GeV, para algunos valores de M_Y . La línea sólida representa la parte real de $\Delta\kappa_V^{nd}$ y la línea punteada representa a la parte imaginaria.

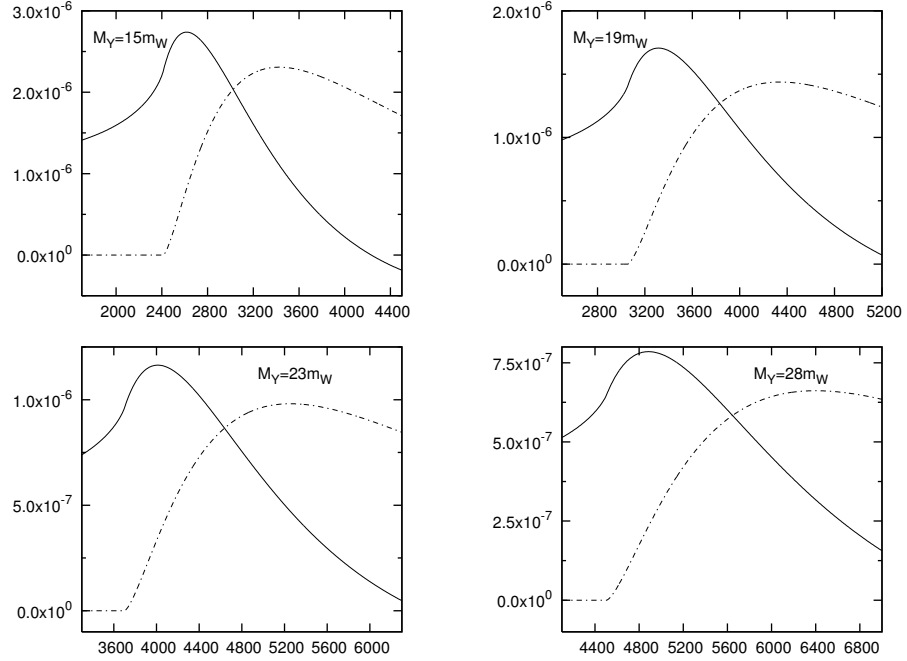


Figura 5.5: El factor de forma ΔQ_V^{nd} en el escenario descrito en la Fig. 5.4

Finalmente, si consideramos un bileptón cuya masa sea del orden de 2.5 TeV, ambos factores de

forma están suprimidos por un orden de magnitud con respecto a los valores anteriores. En resumen, los factores de forma dinámicos predichos por el modelo 331 con neutrinos derechos son dos y hasta tres ordenes de magnitud más pequeños que los predichos por el ME. Estos resultados se explican debido al caracter descoplante de los factores de forma.

Capítulo 6

Conclusiones

En esta tesis se estudiaron las propiedades electromagnéticas (asociadas al fotón) y electrodébiles (asociadas al bosón Z) del bosón de norma W . A manera de introducción, se presentó un resumen de algunas contribuciones que se han reportado en la literatura, las cuales fueron obtenidas en el marco de diversos modelos. En primer lugar discutimos el caso de las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W , y posteriormente nos enfocamos en sus propiedades dinámicas. En lo que respecta a nuestras aportaciones, primeramente consideramos el caso en que existe violación de CP en el vértice $WW\gamma$. Este análisis, que consistió en obtener la contribución del vértice HWW más general a la función vértice $WW\gamma$, fue realizado en el contexto de los lagrangianos efectivos. Posteriormente nos enfocamos en el cálculo de las propiedades dinámicas del bosón W en el marco de los modelos con simetría $SU_c(3) \times SU_L(3) \times U_X(1)$, conocidos como modelos 331. A continuación describiremos brevemente el contenido de esta tesis, y ofreceremos una conclusión del trabajo que hemos realizado.

- En la primera parte de la tesis se presenta una discusión general de los aspectos teóricos más relevantes del vértice WWV^* . Este marco teórico es necesario para poder estudiar los escenarios que son de nuestro interés.
- En cuanto al trabajo que hemos desarrollado, en primer lugar nos concentramos en el cálculo de las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W que violan CP , las cuales están caracterizadas por dos factores de forma: $\Delta\tilde{\kappa}$ y $\Delta\tilde{Q}$. En particular, estudiamos el escenario en que este tipo de efectos son inducidos por el vértice más general HWW , donde H es un bosón de Higgs tipo ME. Este análisis se desarrollo en un esquema independiente de modelo, para lo cual se tomó en consideración la técnica de los lagrangianos efectivos. El objetivo de este análisis tiene su sustento en la importancia que reviste el investigar fuentes alternativas de violación de CP . Cabe destacar que en el ME la violación de esta simetría tiene su origen en la fase de CKM, pero esta fase tiene un impacto prácticamente insignificante en el vértice $WW\gamma$: estos efectos están ausentes a nivel de un lazo en el ME. Debido a lo anterior, es importante estudiar la presencia de otras fuentes de violación de CP , que podrían inducir efectos de nueva física al alcance de los colisionadores futuros. El interés por estudiar la violación de CP inducida por el vértice HWW se fundamenta en estudios previos. En particular, si se asume la existencia

de nuevos fermiones pesados o de acoplamientos $H\bar{f}f$ con términos de helicidad izquierda y derecha, cabe la posibilidad de que se induzca violación de CP en el vértice HWW a nivel de un lazo. En el esquema de los lagrangianos efectivos, esta interacción es no renormalizable, y se genera mediante un operador de dimensión cinco invariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Este acoplamiento se puede inducir exclusivamente a nivel de un lazo, mediante el mecanismo que ya hemos discutido, por lo que las propiedades electromagnéticas del bosón W que violan CP son un efecto que se induce al nivel de dos lazos en la teoría fundamental. Dado que el cálculo explícito arrojó la aparición de divergencias en el factor de forma $\Delta\tilde{\kappa}$, se requirió de la aplicación de un esquema de renormalización. En lo concerniente al factor de forma $\Delta\tilde{Q}$, su naturaleza no divergente es una indicación de que éste no se induce a nivel de un lazo. Finalmente, asumiendo un escenario optimista para los parámetros libres, estimamos los valores de los momentos electromagnéticos del bosón W que violan CP . Esta estimación arroja que $\tilde{\mu}_W \sim 3 - 6 \times 10^{-21}$ e·cm y $\tilde{Q}_W \sim 10^{-36}$ e·cm² [83]. Estos valores están 8 y 15 ordenes de magnitud por arriba de los que predice el ME. Cabe enfatizar que la estimación para $\tilde{Q}_W$ es la primera que se ha obtenido en teorías más allá del ME. Los resultados para $\tilde{\mu}_W$ son consistentes con la cota superior derivada a partir del momento dipolar eléctrico del neutrón.

- En lo que respecta a las propiedades dinámicas del bosón W , existen suficientes motivaciones para esperar la presencia de efectos de nueva física, aunque surgiría la interrogante de cómo y en dónde se generarían esta clase de efectos. Si se asume que estos efectos provienen de nuevas partículas, cabe la posibilidad de que éstas puedan ser detectadas por producción directa, siempre y cuando exista un colisionador con la suficiente energía; otra posibilidad es que las nuevas partículas se evidencien a través de sus efectos virtuales sobre algún observable físico, un escenario que es bastante promisorio si las nuevas partículas son mucho más pesadas que la escala de Fermi. Por lo tanto, se requerirían mediciones de alta precisión con el fin de detectar cualquier desviación de las predicciones del ME. En esta tesis examinamos esta posibilidad por medio de las correcciones radiativas al vértice WWV^* , las cuales tendrían un rol especial en los próximos colisionadores lineales, tales como el ILC y el CLIC. En particular, se estudiaron las contribuciones provenientes de los nuevos bosones de norma predichos por los modelos 331, en su versión mínima y en la versión con neutrinos derechos. Para conseguir este fin, se introdujo un esquema de cuantización no lineal invariante ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Este procedimiento está basado en la simetría BRST y posee la ventaja de evaluar los efectos de nueva física sobre funciones de Green a través de una acción cuántica invariante ante el grupo electrodébil. Además, este método permite que se obtengan funciones de Green fuera de capa de masa que son invariantes e independientes de la norma. Se enfatizó también que la semejanza entre nuestro método de cuantización y el MCF radica en que se pueden construir acciones cuánticas invariantes de norma. Sin embargo, el MCF preserva la invarianza de norma respecto al grupo de norma de la teoría completa, lo que conlleva a que es válido a cualquier rango de energías, mientras que nuestro método sólo es apropiado para estudiar los efectos de nueva física sobre las funciones de Green con simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$. En el último caso, la acción cuántica sólo es invariante ante un subgrupo de la teoría completa. Por lo que respecta al cálculo,

se mostró explícitamente que las amplitudes asociadas al vértice WWV^* son invariantes de norma ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$, y se enfatizó la simplicidad inherente en los cálculos realizados. En el marco del modelo 331 mínimo, los resultados muestran que para masas bileptónicas medianamente pesadas, alrededor de $2m_W < m_Y < 6m_W$, los factores de forma dinámicos $\Delta\kappa_V^m$ y ΔQ_V^m toman valores dentro del rango de valores predicho por el ME [84]. Por otro lado, para masas bileptónicas más pesadas, del orden de $8m_W < m_Y < 12m_W$, los factores de forma están uno y dos ordenes de magnitud por debajo de las estimaciones del ME. En lo referente al modelo 331 con neutrinos derechos, encontramos que en el intervalo $15m_W < m_Y < 23m_W$, los factores de forma dinámicos son del orden de 10^{-6} [85], mientras que si se considera un bileptón con una masa de 2.5 TeV, ambos factores se encuentran suprimidos por alrededor de un orden de magnitud [85]. Por lo tanto, nuestros resultados sugieren la necesidad de una alta precisión experimental a fin de detectar efectos virtuales de los nuevos bosones de norma predichos por los modelos 331.

6.1. Perspectivas

Las perspectivas a seguir consisten en incorporar nuestros resultados al cálculo de las secciones eficaces de las reacciones $e^+e^- \rightarrow V^* \rightarrow W^+W^-$, las cuales podrían ser usadas como referencia para confrontar con los datos experimentales obtenidos en los colisionadores lineales futuros, a saber, ILC y CLIC. Una meta más complicada, pero que permitiría un análisis más realista, consistiría en determinar el ruido (background) de la señal que se desea detectar. De este modo se ofrecerían indicios de la región más promisoría para detectar el tipo de efectos que hemos estudiado.

Bibliografía

- [1] W. A. Bardeen, R. Gastmans y B. Lautrup, Nucl. Phys. B 46, (1972) 319.
- [2] K. J. F. Gaemers y G. J. Gounaris, Z. Phys. C 1, (1979) 259.
- [3] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld y K. Hikasa, Nucl. Phys. B 282, (1987) 253.
- [4] G. 't Hooft y M. Veltman, Nucl. Phys B 44, (1972) 189.
- [5] E. N. Argyres, G. Katsilieris, A. B. Lahanas, C. G. Papadopoulos y V. C. Spanos, Nucl. Phys. B 391, (1993) 23.
- [6] J. Papavassiliou y K. Philippides, Phys. Rev. D 48, (1993) 4255; 52, (1995) 2355.
- [7] G. Degrassi y A. Sirlin, Phys. Rev. D 4, (1992) 3104.
- [8] A. B. Lahanas y V. C. Spanos, Phys. Lett. B 334, (1994) 378.
- [9] E. N. Argyres, A. B. Lahanas, C. G. Papadopoulos y V. C. Spanos, Phys. Lett. B 383, (1996) 63.
- [10] A. Arhrib, J. L. Kneur y G. Moultaka, Phys. Lett. B 376, (1996) 127.
- [11] G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 65, (2001) 013005.
- [12] G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 69, (2004) 093005.
- [13] G. Couture, J. N. Ng, J. L. Hewett y T. G. Rizzo, Phys. Rev. D 36, (1987) 859.
- [14] T. Inami, C. S. Lim, B. Takeuchi y M. Tanabashi, Phys. Lett. B 381, (1996) 458.
- [15] N. A. Ky and H. N. Long, hep-ph/0103247; H. N. Long y L. P. Trung, Phys. Lett. B 502, (2001) 63; N. A. Ky, H. N. Long, D. V. Soa, L. P. Trung y V. T. Van, hep-ph/0009187.
- [16] H. N. Long, Mod. Phys. Lett. A 13, (1998) 1865.
- [17] D. Atwood, C. P. Burgess, C. Hamzaoui, B. Irwin y J. A. Robinson, Phys. Rev. D 42, (1990) 3770; C. P. Burgess, M. Franck y C. Hamzaoui, Z. Phys. C 70, (1996) 145; G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, J. Phys. G 30, (2004) 1299.
- [18] G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, J. Phys. G 30, (2004) 1299.

- [19] E. Accomando y A. Kaiser, Phys. Rev. D 73, (2006) 093006.
- [20] N. Cabibbo y R. Gatto, Phys. Rev. 124, (1961) 1577; Y. S. Tsai y A. C. Hearn, Phys. Rev. 140, (1965) 721*; O. P. Sushkov, V. V. Flambaum y I. B. Kriplovich, Soviet J. Nucl. Phys. 20, (1975) 537; W. Alles, Ch. Boyer y A. J. Buras, Nucl. Phys B 119, (1977) 125; M. A. Furman y G. J. Komen, Nucl. Phys. B 84, (1975) 323; F. Bletzacher y H. T. Niek, Nucl. Phys. B 124, (1977) 511; K. J. F. Gaemers y G. J. Gounaris, Z. Phys. C 1, (1979) 259.
- [21] E. Accomando *et al.*, CLIC Physics Working Group, hep-ph/0412251.
- [22] T. D. Lee y C. N. Yang, Phys. Rev. 128, (1962) 885.
- [23] J. F. Nieves y P. B. Pal, Phys. Rev. D 55, (1997) 3118; G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, J. Phys. G 30, (2004) 1299.
- [24] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, (1963) 531; M. Kobayashi y T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, (1973) 652.
- [25] M. Pospelov y A. Ritz, Ann. Phys. 318, (2005) 119.
- [26] M. E. Pospelov e I. B. Khriplovich, Sov. J. Nucl. Phys. 53, (1991) 638; E. P. Shabalin, Sov. J. Nucl. Phys. 28, (1978) 75.
- [27] D. Chang, W. Y. Keung y J. Liu, Nucl. Phys. B 355, (1991) 295.
- [28] M. E. Pospelov e I. B. Khriplovich, Sov. J. Nucl. Phys. 53, (1991) 638.
- [29] I. B. Khriplovich y M. E. Pospelov, Nucl. Phys. B 420, (1994) 505.
- [30] S. M. Barr y W. J. Marciano, in *CP Violation*, edited by C. Jarlskog (World Scientific, Singapore, 1989).
- [31] G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, J. Phys. G 30, (2004) 1299; Phys. Rev. D 70, (2004) 053006.
- [32] M. Sher, hep-ph/9809590; D. Atwood, L. Reina y A. Soni, in *1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High-Energy Physics (Snowmass 96)*, eConf C960625, LTH093 (1996); D. Atwood, L. Reina y A. Soni, Phys. Rev. D 55, (1997) 3156.
- [33] R. Lopez-Mobilia y T. H. West, Phys. Rev. D 51, (1995) 6495; D. Chang, W. Y. Keung y J. Liu, Nucl. Phys. B 355, (1991) 295; I. Vendramin, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. A 106, (1993) 79.
- [34] W. Buchmuller y D. Wyler, Nucl. Phys. B 268, (1986) 621; J. Wudka, Int. J. Mod. Phys. A 9, (1994) 2301.
- [35] T. Plehn, D. L. Rainwater y D. Zeppenfeld, Phys. Rev. Lett. 88, (2002) 051801.
- [36] S. S. Biswal, R. M. Godbole, R. K. Singh y D. Choudhury, Phys. Rev. D 73, (2006) 035001.

- [37] C. Artz, M. B. Einhorn y J. Wudka, Phys. Rev. D 49, (1994) 1370.
- [38] D. Chang, W. Y. Keung y J. Liu, Nucl. Phys. B 355, (1991) 295; M. J. Booth, hep-ph/9301293.
- [39] D. Atwood, C. P. Burgess, C. Hamzaoui, B. Irwin y J. A. Robinson, Phys. Rev. D 42, (1990) 3770; D. Chang, W. Y. Keung y J. Liu, Nucl. Phys. B 355, (1991) 295.
- [40] I. Vendramin, Nuovo Cim. A 105, (1992) 1649; T. H. West, Phys. Rev. D 50, (1994) 7025; T. Kadoyoshi y N. Oshimo, Phys. Rev. D 55, (1997) 1481; N. Oshimo, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 59, (1997) 231.
- [41] C. S. Huang y T. J. Li, Phys. Rev. D 50, (1994) 2127.
- [42] W. J. Marciano y A. Queijeiro, Phys. Rev. D 33, (1986) 3449.
- [43] A. Queijeiro, Phys. Lett. B 193, (1987) 354; F. Boudjema, K. Hagiwara, C. Hamzaoui y K. Numata, Phys. Rev. D 43, (1991) 2223; J. Ellison y J. Wudka, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 48, (1998) 33.
- [44] G. Couture y J. N. Ng, Z. Phys. C 35, (1987) 65; G. Couture *et al.*, Phys. Rev. D 36, (1987) 859; G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 69, (2004) 017701; C. L. Bilchak, R. Gastmans y A. Van Proeyen, Nucl. Phys. B 273, (1986) 46; G. Couture *et al.*, Phys. Rev. D 38, (1988) 860; A. B. Lahanas y V. C. Spanos, Phys. Lett. B 334, (1994) 378; T. M. Aliev, *ibid.* 155, (1985) 364; A. Arhrib, J. L. Kneur y G. Moultaka, *ibid.* 376, (1996) 127; N. K. Sharma *et al.*, Phys. Rev. D 56, (1997) 4152.
- [45] G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 65, (2002) 013005; J. L. García-Luna, G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 69, (2004) 093005.
- [46] C. Becchi, A. Rouet y A. Stora, Commun. Math. Phys. 42, (1975) 127; Ann. Phys. 98, (1976) 287; I. V. Tyutin, Preprint FIAN (P. N.: Lebedev Physical Institute of the USSR Academy of Science), No. 39, (1975).
- [47] L. D. Faddeev y V. N. Popov, Phys. Lett. B 25, (1967) 29.
- [48] B. S. DeWitt, Phys. Rev. 162, (1967) 1195; *Dynamical Theory of Groups and Fields*, Gordon y Breach, New York (1965); C. J. Isham, R. Penrose y D. W. Sciama, *Quantum Gravity 2*, Oxford University Press, Oxford (1981); G. t'Hooft, Acta Universitatis Wratislaviensis 368, (1976) 345; M. T. Grisaru, P. van Nieuwenhuizen y C. C. Wu, Phys. Rev. D 12, (1975) 3203; H. Kluberg-Stern y J. B. Zuber, Phys. Rev. D 12, (1975) 482; D. G. Boulware, Phys. Rev. D 23, (1981) 389; C. F. Hart, Phys. Rev. D 28, (1983) 1993; L. F. Abbott, Nucl. Phys. B 185, (1981) 189; Acta Phys. Pol. B 13, (1982) 33; L. F. Abbott, M. T. Grisaru y R. K. Schaefer, Nucl. Phys. B 229, (1983) 372.
- [49] La formulación del MCF en el ME se puede consultar en: A. Denner, G. Weglein y S. Dittmaier, Nucl. Phys. B 440, (1995) 95; Acta Phys. Polon. B 27, (1996) 3645.

- [50] Como ejemplo, ver: S. J. Gates Jr. *et al.*, *Superspace, Frontiers in Physics 58*, The Benjamin-Cummings Publishing Company, Advanced Book Program, Reading, Massachusetts (1983) y las referencias incluidas; S. Ichinose y M. Omote, Nucl. Phys. B203, (1982) 221; D. M. Capper y A. MacLean, Nucl. Phys. B203, (1982) 413; P. S. Howe, G. Papadopoulos y K. S. Stelle, Nucl. Phys. B296, (1988) 26; K. A. Meissner, Acta Phys. Polon. B 17, (1986) 409; J. Antikainen *et al.*, Phys. Lett. B 242, (1990) 412; K.-I. Kondo, Int. J. Mod. Phys. A 16, (2001) 1303; C. Becchi y R. Collina, Nucl. Phys. B562, (1999) 412; Qun Wang *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E 10, (2001) 483; J. P. Bornsen y A. E. M. van de Ven, Nucl. Phys. B657, (2003) 257; D. J. Toms, Phys. Rev. D 27, (1983) 1803; M. Omote y S. Ichinose, Phys. Rev. D 27, (1983) 2341; S. Mukhi, Nucl. Phys. B264, (1986) 640; A. Rebhan, Z. Phys. C 30, (1986) 309; P. A. Grassi, Nucl. Phys. B462, (1996) 524; Xiao-Yuan Li y Yi Liao, Phys. Lett. B 356, (1995) 68; P. A. Grassi, Nucl. Phys. B560, (1999) 499; A. Denner, G. Weiglein y S. Dittmaier, Phys. Lett. B 333, (1994) 420; Nucl. Phys. Proc. Suppl. B37, (1994) 87; Nucl. Phys. B440, (1995) 95; Z. Bern y A. G. Morgan, Phys. Rev. D 49, (1994) 6155; L. G. Cabral-Rosetti *et al.*, Eur. Phys. J. C 12, (2000) 633.
- [51] J. M. Cornwall, Phys. Rev. D 26, (1982) 1453; J. M. Cornwall y J. Papavassiliou, Phys. Rev. D 40, (1989) 3474; J. Papavassiliou, Phys. Rev. D 41, (1990) 3179.
- [52] J. Papavassiliou, Phys. Rev. D 51, (1995) 856.
- [53] J. Papavassiliou, Phys. Rev. D 47, (1993) 4728.
- [54] J. Papavassiliou, Phys. Rev. D 41, (1990) 3179.
- [55] G. Degrassi, B. A. Kniehl y A. Sirlin, Phys. Rev. D 48, (1993) 3963.
- [56] G. Degrassi y A. Sirlin, Phys. Rev. D 46, (1992) 3104.
- [57] A. Denner, G. Weiglein y S. Dittmaier, Phys. Lett. B 333, (1994) 420; S. Hashimoto, J. Kodaira, Y. Yasui y K. Sasaki, Phys. Rev. D 50, (1994) 7066.
- [58] J. Papavassiliou, Phys. Rev. Lett. 84, (2000) 2782; Phys. Rev. D 62, (2000) 045006.
- [59] D. Binosi y J. Papavassiliou, Phys. Rev. D 66, (2002) 076010.
- [60] D. Binosi y J. Papavassiliou, Phys. Rev. D 66, (2002) 025024.
- [61] I. A. Batalin y G. A. Vilkovisky, Phys. Rev. D 28, (1983) 2567; también se recomienda: J. Gomis, J. Paris y S. Samuel, Phys. Rep. 259, (1995) 1 y las referencias consideradas allí.
- [62] D. Binosi y J. Papavassiliou, Phys. Rev. D 66, (2002) 111901.
- [63] D. Binosi y J. Papavassiliou, J. Phys. G 30, (2004) 203; D. Binosi, J. Phys. G 30, (2004) 1021.
- [64] F. Pisano y V. Pleitez, Phys. Rev. D 46, (1992) 410.
- [65] P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett. 69, (1992) 2889.

- [66] K. Fujikawa, Phys. Rev. D 7, (1973) 393.
- [67] Las funciones que fijan la norma más generales del tipo R_ξ , no lineales en los sectores vectorial y escalar, fueron introducidas en: U. Cotti, J. L. Díaz-Cruz y J. J. Toscano, Phys. Lett. B 404, (1997) 308 y sus implicaciones en el sector de fantasmas fueron discutidas a detalle en: J. G. Méndez y J. J. Toscano, Rev. Mex. Fís. 50, (2004) 346.
- [68] M. Bace y N. D. Hari Dass, Ann. Phys. 94, (1975) 349; M. B. Gavela, G. Girardi, C. Malleville y P. Sorba, Nucl. Phys. B193, (1981) 257; N. M. Monyonko, J. H. Reid y A. Sen, Phys. Lett. B 136, (1984) 265; N. M. Monyonko y J. H. Reid, Phys. Rev. D 32, (1985) 962; G. Jikia y A. Tkabladze, Phys. Lett. B 323, (1994) 453; 332, (1994) 441; G. Jikia, Phys. Lett. B 298, (1993) 224; Nucl. Phys. B405, (1993) 24; 412, (1994) 57; D. A. Dicus y C. Kao, Phys. Rev. D 49, (1994) 1265; A. Abbasabadi, D. Bowser-Chao, D. A. Dicus y W. W. Repko, Phys. Rev. D 52, (1995) 3919; J. M. Hernández, M. A. Pérez, G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 60, (1999) 013004; U. Cotti, J. L. Díaz-Cruz y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 62, (2000) 035009; J. L. Díaz-Cruz, J. Hernández-Sánchez y J. J. Toscano, Phys. Lett. B 512, (2001) 339; J. Hernández-Sánchez, M. A. Pérez, G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 69, (2004) 095008.
- [69] H. Min, T. Lee y P. Y. Pac, Phys. Rev. D 32, (1985) 440; H. Hata y I. Niigata, Nucl. Phys. B389, (1993) 133; K.-I. Kondo, Phys. Rev. D 58, (1998) 105019; T. Shinohara, T. Imai y K.-I. Kondo, Int. J. Mod. Phys. A 18, (2003) 5733.
- [70] Algunos trabajos recientes sobre fenomenología y aspectos teóricos de los modelos 331 ver: Alex G. Dias, C. A. de S. Pires, V. Pleitez y P. S. Rodrigues da Silva, Phys. Lett. B 621, (2005) 151; Alex G. Dias, A. Doff, C. A. de S. Pires y P. S. Rodrigues da Silva, Phys. Rev. D 72, (2005) 035006; G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 70, (2004) 053006; Alex G. Dias, Phys. Rev. D 71, (2005) 015009; J. Alexis Rodríguez y M. Sher, Phys. Rev. D 70, (2004) 117702; Alex G. Dias, R. Martínez y V. Pleitez, Eur. Phys. J. C 39, (2005) 101; J. C. Montero, V. Pleitez y M. C. Rodriguez, Phys. Rev. D 70, (2004) 075004.
- [71] M. A. Pérez, G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 69, (2004) 115004.
- [72] D. Ng, Phys. Rev. D 49, (1994) 4805; J. T. Liu y D. Ng, Z. Phys. C 62, (1994) 693.
- [73] R. Merting, M. Bohm y A. Denner, Comput. Phys. Commun. 64, (1991) 345.
- [74] J. Alitti *et al.*, Phys. Lett. B 277, (1992) 194; K. Akerstaff *et al.*, Phys. Lett. B 397, (1997) 147; K. Akerstaff *et al.*, Eur. Phys. J. C 2, (1998) 597; P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B 397, (1997) 158; M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. B 398, (1997) 223; 403, (1997) 168; 413, (1997) 176; R. Barate *et al.*, *ibid.* 422, (1998) 369.
- [75] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, (1995) 1936; 75, (1995) 1017; 78, (1997) 4536; S. Abachi *et al.*, *ibid.* 75, (1995) 1034; 78, (1997) 3634; 75, (1995) 1023; 77, (1996) 3303; B. Abbott *et al.*, *ibid.* 79, (1997) 1441; S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. D 56, (1997) 6742.

- [76] L. Willmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82, (1999) 49.
- [77] V. Pleitez, Phys. Rev. D 61, (2000) 057903; P. Das y P. Jain, *ibid.* 62, (2000) 075001; P. H. Frampton y A. Rasin, Phys. Lett. B 482, (2000) 129.
- [78] M. B. Tully y G. C. Joshi, Phys. Lett. B 466, (1999) 333.
- [79] M. B. Tully y G. C. Joshi, Int. J. Mod. Phys. A 13, (1998) 5593.
- [80] C. Arzt, M. B. Einhorn y J. Wudka, Nucl. Phys. B433, (1995) 41.
- [81] R. Foot, H. N. Long y Tuan A. Tran, Phys. Rev. D 50, (1994) 34; H. N. Long, *Ibid.* 54, (1996) 4693; N. Anh Ky, H. N. Long y D. V. Soa, Phys. Lett. B 486, (2000) 140; H. N. Long y D. V. Soa, Nucl. Phys. B601, (2001) 361.
- [82] Estudio invariante de norma de los vértices $WW\gamma$ y WWZ en modelos 331, Javier Montaña Domínguez (tesis de maestría), Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (2005).
- [83] J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 72, (2005) 115009.
- [84] J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, Phys. Rev. D 72, (2005) 055023.
- [85] F. Ramírez-Zavaleta, G. Tavares-Velasco y J. J. Toscano, en preparación.