



UNIVERSIDAD MICHOCANA DE SAN
NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
“MAT. LUIS MANUEL RIVERA GUTIÉRREZ”

DOCTORADO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA
FÍSICA

“MOMENTOS DIPOLARES DE FERMIONES EN
MODELOS EXTENDIDOS Y EN EL MODELO
ESTÁNDAR”

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
DOCTORA EN CIENCIAS EN INGENIERÍA
FÍSICA

PRESENTA:

M.C. BRENDA QUEZADAS VIVIAN

DIRECTORES DE TESIS:
DOCTOR EN FÍSICA JAVIER MONTAÑO DOMÍNGUEZ
DOCTOR EN FÍSICA FERNANDO IGUAZÚ RAMÍREZ
ZAVALETA



MORELIA, MICHOCÁN, JUNIO DEL 2022

Declaración de Responsabilidad

- Declaro que esta tesis titulada “Momentos dipolares de fermiones en modelos extendidos y en el Modelo Estándar” es un trabajo original de mi investigación y ha sido escrita completamente por mi.
- Declaro que este trabajo de tesis de investigación no constituye en ninguna de sus partes un plagio del trabajo material o intelectual de ningún otro autor.
- Declaro que esta tesis es prácticamente en su totalidad producto de mi propio trabajo, la contribución colaborativa ha sido indicada claramente y reconocida.
- Declaro que este trabajo de tesis no contiene material que haya sido aceptado o presentado para obtener cualquier otro grado académico, otro título o diploma en una universidad o cualquier otra institución de educación superior distinta a la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo.
- Declaro que se han proporcionado las debidas referencias sobre toda la literatura y los recursos de apoyo, respetando íntegramente el contenido científico de los trabajos aquí citados, y que la presente tesis es original en su totalidad y no se deriva de ningún otro trabajo citado.

Autora



MC Brenda Quezadas Vivian

Asesor



Doctor Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

*Dedicado a mi
familia y amigos*

Agradecimientos

Quiero agradecer primero que nada a Dios por darme todo lo que tengo y lo que soy, y permitirme que a pesar de que como científicos tenemos que demostrar todo lo que existe y pasa, mantener mi fe y mi firmeza en Él, estoy convencida que ha estado presente en cada etapa de mi vida.

Agradezco enormemente a mis asesores el Dr. Fernando y el Dr. Javier, por compartir sus conocimientos conmigo, por el apoyo y paciencia que han tenido para la realización de este trabajo, por acompañarme en este caminar. Sin duda alguna habría avanzado muy poco o muy lentamente sin su ayuda. Gracias Doctor Montaña por todas sus enseñanzas y por su bonita amistad brindada durante este tiempo.

Agradezco mucho a mi familia, principalmente a mis padres José y Gracia, por todo el apoyo y amor que me han brindado a lo largo de toda mi vida académica, no les podría pagar lo mucho que me han dado y me han enseñado, gracias por motivarme a seguir siempre adelante y alentarme a dar siempre lo mejor, por mantener en mí siempre la idea de ser buena profesional pero sobre todo, mejor persona. No podría pagar todo su amor y su cariño, y no me queda más que agradecer y dedicarles todos mis esfuerzos y mis logros. A mis hermanos Fernando, Iván y Diana por la fortuna de tenerlos en mi vida y de compartir con ellos cada etapa de mi vida.

A Mi esposo Memo por acompañarme en este camino desde hace 10 años, por compartir conmigo este amor e interés por la ciencia, en especial por la Física, por motivarme en los momentos de desánimo y reanimarme a continuar. Gracias por todo tu amor y cariño.

Agradezco a mis amigos encontrados en este duro y bello caminar de mis estudios universitarios, que a pesar del tiempo y la distancia permanecen ahí y que sin duda alguna se han convertido en los mejores, de todo corazón permanezcan para siempre, para seguir compartiendo sus éxitos, con ustedes la vida universitaria fue llevadera y excepcional. A mis compañeros y amigos de doctorado por recorrer juntos este camino e interés y ayudarnos estando unos para otros en la medida de lo posible. Gracias por su apoyo y por las risas y momentos compartidos en cada congreso que fuimos, por los conocimientos compartidos en cada trabajo y tarea que hacíamos, y también por los momentos de angustia y desánimo cuando no nos salían las cosas.

Por último pero no menos importante agradezco a mis sinodales por estar presentes cada semestre en mis presentaciones y por darse el espacio y tiempo de poder orientarme.

Agradezco también a CONACyT por la beca otorgada durante la realización de mis estudios de doctorado.

Resumen

Se presenta como primera parte la contribución al momento dipolar cromomagnético anómalo (MDCM $\hat{\mu}_{qi}$) de los quarks en el Modelo Estándar (ME) a nivel de 1 lazo, donde se toman en cuenta las contribuciones de los procesos electrodébiles y fuertes. Se demuestra que la contribución no-Abeliana del triple vértice del gluon contiene una divergencia infrarroja cuando se trabaja con el gluon en capa de masa $q^2 = 0$. Regularizamos dimensionalmente la problematica función escalar de Passarino-Veltman de dos puntos, para revelar el polo infrarojo $1/\epsilon_{IR}$. Consecuentemente, el dipolo no debe ser evaluado perturbativamente en $q^2 = 0$ por lo que evaluamos el MDCM de los quarks fuera de capa de masa, con un momento transferido del gluon en una escala de energía correspondiente a la masa del bosón Z al igual que $\alpha_s(m_Z)$, en su valor espacialoide $q^2 = -m_Z^2$ y temporaloide $q^2 = m_Z^2$. Predecimos en nuestros cálculos un valor para el MDCM del top de $\hat{\mu}_t(m_Z^2) = -0.0133 - 0.0267i$ y $\hat{\mu}_t(-m_Z^2) = -0.0224 - 0.000925i$, cuya parte real de $\hat{\mu}_t(-m_Z^2)$ coincide con el reciente reporte experimental reportado por CMS de $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0.024_{-0.009}^{+0.013}(Est.)_{-0.011}^{+0.016}(Sist.)$, mientras que nuestra predicción para la parte imaginaria es debida a la parte electrodébil de $\hat{\mu}_t(-m_Z^2)$, que se da mediante la interacción del bosón W. Estos valores y los respectivos a las contribuciones del MDCM de los demás quarks (u,d,c,s y b) se evalúan en las masas corredoras en la escala del bosón Z.

Por otro lado, más allá de estudiar las propiedades electromagnéticas de un fermión existe también gran interés en conocer sus propiedades débiles estáticas, que están asociadas con la interacción del bosón Z. Es por ello que en este trabajo se presenta el cálculo analítico de los momentos dipolares electromagnéticos débiles para cualquier fermión cargado del ME, en el contexto de modelos con sectores de corrientes generalizados en donde se predice la existencia de un nuevo bosón de norma neutro masivo de espín 1. En específico, se calcula el impacto de corrientes neutras que cambian sabor mediadas por un nuevo bosón conocido como Z' , sobre el momento dipolar magnético y eléctrico débil. Los cálculos numéricos se enfocan en el leptón tau y en el quark top. Se comparan nuestros resultados con las predicciones teóricas en el ME y con las restricciones experimentales actuales. Para los diferentes bosones de norma Z' considerados, encontramos que para el lepton τ la mejor predicción para la parte real del momento dipolar magnético débil (MDMD), a_τ^w es del orden de 10^{-9} , mientras que la parte imaginaria se encuentra cuatro ordenes de magnitud abajo. El valor más grande para el momento dipolar eléctrico débil (MDED) d_τ^w corresponde a $10^{-26} e \text{ cm}$ para su parte real, y la parte imaginaria es tres ordenes de magnitud menor. Por otro lado, para el quark top encontramos que la mejor predicción para su

parte real de a_t^w es del orden de 10^{-7} , y su parte imaginaria es del orden de 10^{-11} . Encontramos también que d_t^w es del orden de 10^{-26} e cm para su parte real, y su parte imaginaria alcanza valores del orden de 10^{-31} e cm.

Finalmente, se calcula el momento dipolar magnético anómalo débil del quark top debido a las contribuciones cuánticas a nivel de un lazo, en el modelo de extensión conocido como el modelo más simple con un bosón de Higgs ligero (simplest little Higgs model, SLHM), en donde se predice la existencia de una nueva partícula pseudoescalar masiva neutra η . Este modelo es interesante ya que ofrece una solución al problema de la jerarquía y además predice una fenomenología muy interesante en una escala de energía de TeV, ya que la existencia de nuevas partículas cuyas masas se podrían encontrar en la región de los TeVs son predichas por extensiones del ME, entre ellas el SLHM.

Encontramos en nuestros cálculos predicciones para la parte real del orden de 10^{-5} , estando dos ordenes de magnitud por debajo del valor reportado para el ME.

Mediante estos estudios se pretende encontrar indicios que nos puedan arrojar información importante para descubrir efectos de nueva física.

Palabras clave: Bosón Z' , cambio de sabor, quark top, divergencias, Simplest little Higgs model.

Abstract

The contribution to the anomalous chromomagnetic dipole moment (CMDM $\hat{\mu}_{qi}$) of the quarks in the Standard Model (SM) is presented as the first part, at one loop level, where the contributions of electroweak and strong processes are taken into account. We demonstrate that its non-Abelian triple gluon vertex diagram with the on-shell gluon $q^2 = 0$ is infrared divergent. We dimensionally regulate the problematic two point Passarino-Veltman scalar function that generates such divergence to expose its $1/\epsilon_{IR}$ infrared pole. Consequently, the dipole should not be evaluated perturbatively at $q^2 = 0$. Therefore, we evaluate the CMDM of the quarks with the off-shell gluon at a large momentum transfer, just as the $\alpha_s(m_Z^2)$ convention scale, at the spacelike value $q^2 = -m_Z^2$ and at the timelike one $q^2 = m_Z^2$. We predict in our calculations a value for the CMDM of the top of $\hat{\mu}_t(m_Z^2) = -0.0133 - 0.0267i$ and $\hat{\mu}_t(-m_Z^2) = -0.0224 - 0.000925i$, whose real part of $\text{Re } \hat{\mu}_t(-m_Z^2)$ matches with the current experimental value reported by CMS of $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0.024_{-0.009}^{+0.013}(stat)_{-0.011}^{+0.016}(syst)$, while our prediction for the imaginary part $\text{Im } \hat{\mu}_t(-m_Z^2)$ arises from an electroweak effect due to the W gauge boson diagram. These values and the respective contribution of the CMDM of the other quarks (u,d,c,s and b) are evaluated in the running masses on the scale of the Z boson.

On the other hand, beyond the electromagnetic properties of a fermion, there is also great interest in its static weak properties, which are associated with the interaction of the boson Z. Thus in this work, the analytical calculation of weak electromagnetic dipole moments for any charged fermion of the Standard Model in the context of models with generalized currents sectors is presented, where the existence of a new neutral massive gauge boson of spin 1 is predicted. Specifically, the impact of flavor changing neutral currents mediated by this boson, known as Z' , on the weak electromagnetic dipole moments are calculated. The numerical evaluations are carried out in the tau lepton and top quark. We compare our results with the theoretical prediction in the SM and the current experimental bounds. For several Z' gauge bosons considered, we found that, for the τ lepton, the best prediction for the real part of the weak magnetic dipole moment (WMDM), a_τ^w is of the order of 10^{-9} , while the imaginary part is four orders of magnitude below. The highest value for the weak electric dipole moment (WEDM), d_τ^w , corresponds to 10^{-26} e cm, for its real part, and the imaginary part is three orders of magnitude below. On the other hand, we found for the top quark, that the best prediction for the real part of a_t^w is of the order of 10^{-7} , and its imaginary part is of the order of 10^{-11} . We also found that d_t^w is of the order of 10^{-26} e cm for its real part, and its imaginary part can be as high as 10^{-31}

e cm.

Finally, the weak anomalous magnetic moment of the top quark is calculated, due to quantum contributions at one loop level, in the extended model known as the simplest little Higgs model (SLHM), where the existence of a new neutral massive pseudoscalar particle η is predicted. This model is interesting since it offers a solution to the hierarchy problem and also predicts a very interesting phenomenology on a TeV energy scale, being that the existence of new particles whose masses could be found in the TeV region are predicted by extensions of the ME, including the SLHM. We found in our calculations predictions of the order of 10^{-5} , being two orders of magnitude below to the value reported for the ME.

Through these studies it is pretended to find clues that can give us important information to discover effects of new physics.

Índice general

Índice general	vii
Introducción	1
1. Modelo Estándar	7
1.1. Teoría electrodébil	9
1.1.1. Sector de Higgs	11
1.1.2. Sector de Yukawa	13
1.1.3. Sector de Yang-Mills	13
1.1.4. Sector de corrientes	14
1.2. Cromodinámica cuántica	16
1.3. Electrodinámica cuántica	17
1.4. Momento magnético anómalo	18
2. Momentos dipolares cromomagnéticos de los quarks en el Modelo Estándar	21
2.1. MDCM de los quarks a nivel de un lazo en el ME	22
2.1.1. Contribución del fotón al MDCM de los quarks	23
2.1.2. Contribución del bosón Z al MDCM de los quarks	25
2.1.3. Contribución del bosón W al MDCM de los quarks	25
2.1.4. Contribución del bosón escalar higgs al MDCM de los quarks	27
2.1.5. Contribución del gluon al MDCM de los quarks	28
2.1.6. Contribución del trivértice del gluon al MDCM de los quarks en el ME	29
2.2. Resultados	35
3. Momentos dipolares electromagnéticos débiles de fermiones pesados con violación de sabor inducidos por Z'	41
3.1. El modelo de extensión	42
3.2. Contribución a los MDEMMD mediados por Z' a nivel de un lazo	42
3.3. Momentos electromagnéticos débiles del leptón tau	46
3.3.1. MDMD del leptón tau	46
3.3.2. MDED del leptón tau	48
3.4. Momentos electromagnéticos débiles del quark top	49
3.4.1. MDMD del quark top	50

3.4.2. MDED del quark top	52
4. Momento dipolar magnético débil del quark top en el modelo SLHM	55
4.1. El modelo más simple con un bosón de Higgs ligero (SLHM)	55
4.1.1. Sector de quarks	56
4.1.2. Sector de Yukawa para quarks	57
4.1.3. Sector de quarks y bosones de norma	58
4.1.4. El Simplest Little Higgs Model con término μ	59
4.2. Resultados	60
5. Conclusiones	71
A. Valores utilizados	73
B. Factores de forma de los MDEMD	75
Bibliografía	77

Introducción

El ME de interacciones fundamentales es una teoría bastante exitosa debido a que sus predicciones teóricas han concordado con las mediciones experimentales a una precisión sin precedentes, donde los resultados teóricos han sido escrutados mediante los colisionadores de partículas en las últimas décadas; sin embargo, a pesar del descubrimiento del bosón de Higgs en el año 2012, que significó su máximo triunfo teórico-experimental, el ME no ha sido capaz de explicar diversas cuestiones fundamentales que suceden en el universo. Por ejemplo, el fenómeno de violación de sabor, el hecho de que el ME no incorpora la interacción gravitacional, el problema de la jerarquía, etc.

El ME es quizá la parte efectiva de una teoría más fundamental que podría manifestar sus efectos a energías mucho mayores que las alcanzadas en los colisionadores actuales. Es así que surge la motivación por entender qué fenómenos están presentes más allá del ME y que no pueden ser explicados por este.

Una estrategia a propósito de esto consiste en buscar efectos de nueva física en decaimientos y dispersiones de partículas elementales, que según el ME, serían efectos muy suprimidos o prácticamente inobservables, es decir, ocurrirían con muy baja probabilidad o incluso estarían prohibidos.

Por otro lado, dentro de los éxitos del ME, se encuentran las mediciones teóricas y experimentales que se realizan a los momentos magnéticos anómalos de partículas elementales cargadas, como lo han sido para el electrón y el muón [1–3], ya que una de las propiedades electromagnéticas mejor estudiadas es el momento dipolar magnético anómalo del electrón, en el cual su experimento concuerda en 9 cifras significativas con la teoría [1], dicho momento dipolar está relacionado directamente con su razón giromagnética, g_e . El cálculo al primer orden subdominante de g_e y la posterior medición de esta nueva predicción teórica [4] dio lugar al nacimiento de la electrodinámica cuántica (EDC), pues el antiguo modelo de Dirac predecía que para una partícula cargada sin estructura (puntual) $g_e = 2$. Sin embargo, la teoría de EDC introducida por Schwinger-Feynman-Tomonaga predijo que el electrón poseía cierta estructura y que por tanto, no era adecuado considerarlo como una partícula puntual en el sentido estricto de la palabra. La relación entre el espín de la partícula que se está tratando y su momento magnético está dada por la siguiente ecuación [5]

$$\vec{\mu} = g \frac{c_e}{2m} \vec{s}, \quad (1)$$

donde c_e es la carga de la partícula y m es su masa. El coeficiente g es también conocido como factor de Landé, el cual está dado por

$$g = 2(F_1(0) + F_2(0)) = 2 + 2F_2(0). \quad (2)$$

En el contexto de la EDC, $F_1(0) = 2$, sin embargo, como la partícula cargada (electrón o cualquier fermión cargado) puede emitir o reabsorber fotones virtuales, esto genera un incremento en g ligeramente arriba de 2. Convencionalmente, se cuantifica la discrepancia entre g y 2 por medio de una cantidad adimensional conocida como momento magnético anómalo, la cual está definida como $\alpha = \frac{g-2}{2}$.

A pesar de ello, aún no está determinado el momento magnético anómalo del leptón tau y de los quarks, únicamente se tienen cotas experimentales, lo que nos permite abrir una línea de investigación sobre las propiedades electromagnéticas y cromomagnéticas de los leptones y quarks y su relación con efectos de nueva física. De ahí entonces que la cantidad correspondiente para QCD (momento dipolar electromagnético en QED), el momento dipolar cromomagnético anómalo (CMDM) de quarks, no se conoce con tanta precisión.

Se estudia en el capítulo 1, el cálculo de los momentos dipolares cromomagnéticos de los quarks en el ME, a nivel de un lazo, donde encontramos una divergencia de tipo infraroja (IR) proveniente de la contribución del tri-vértice del gluon, cuando se trabaja con el gluon en capa de masa $q^2 = 0$, característica ya identificada en la literatura [6, 7]. Los autores de [6] fueron los primeros en mostrar la presencia de tal divergencia IR en la contribución del MDCM de quark top con el gluon en capa de masa. Ellos usaron el método de Parametrización de Feynman, y reportaron que el cálculo correspondiente realizado con el mismo método y reportado como finito en la Ref [8] es incorrecto. Sin embargo, es considerado aún, por la comunidad de Física de Partículas, como la correcta predicción de la contribución al MDCM del quark top, en el ME [9–13]. También en la Ref. [7], basados en la técnica de integración por partes, fué indicada la misma divergencia.

En este trabajo demostramos por regularización dimensional, la naturaleza de tal divergencia, mostrando su polo infrarojo $1/\epsilon_{IR}$, el cual proviene de la función escalar Passarino-Veltman de dos puntos $B_0(q^2, 0, 0)$ cuando $q^2 = 0$. Debido a esto, no es posible establecer una analogía de QCD perturbativa con el correspondiente de QED, donde se da el momento dipolar magnético anómalo definido con el fotón en capa de masa $q^2 = 0$. Trabajar entonces con esta definición de capa de masa es problemática, ya que requiere el uso de la teoría de perturbaciones a energía cero, donde no es válida para interacciones fuertes. Un problema relacionado es que los valores medidos de las constantes físicas y las masas relacionadas con las interacciones fuertes se conocen a altas energías, no en $q^2 = 0$, tal es el caso de la constante de la constante de acoplamiento perturbativa fuerte α_s que es evaluada en m_Z^2 . Por lo que, usamos las mismas técnicas, como lo hicieron en Ref. [6], para calcular el MDCM de los quarks en una escala de energía más alta, correspondiente a la masa de bosón Z, es decir, en un momento de transferencia del gluon con los valores espaciales $q^2 = -m_Z^2$ y temporales $q^2 = m_Z^2$. Verificamos también por distintos métodos la divergencia encontrada.

Respecto al momento dipolar cromomagnético (MDCM) del quark top, podemos decir que, recientemente la colaboración CMS ha reportado un valor experimental, el cual ha sido medido en el LHC usando la colisión pp , con un centro de masa de energía de 13 TeV y con una luminosidad integrada de 35.9 fb^{-1} , dicho valor es [14]

$$\hat{\mu}_t^{Exp} = -0.024_{-0.009}^{+0.013}(stat)_{-0.011}^{+0.016}(syst), \quad (3)$$

y para el momento dipolar cromoelectrico (MDCE) se reportó el límite

$$|\hat{d}_t^{Exp}| < 0.03, \quad (4)$$

al 95 % C.L.

Por otro lado, el estudio de la violación de sabor ha cobrado interés debido al descubrimiento de oscilaciones de neutrinos [1, 15], donde un neutrino creado con un sabor leptónico específico (electrón, muon o tau) es posteriormente medido con un sabor distinto. Lo que nos indica que la propiedad de conservación de sabor en el ME está violada en la naturaleza, por lo que es justificable estudiar fenómenos que violan sabor como posibles precursores de nuevas teorías que nos permitan explicar con mayores detalles la naturaleza de las partículas elementales.

Una de las posibles manifestaciones de nueva física, las cuales se están intentando medir experimentalmente a gran precisión, es el fenómeno de corrientes neutras que cambian sabor (CNCS) en acoplamientos entre fermiones cargados de distinto sabor. Como es sabido, este fenómeno está prohibido en el ME cuando se consideran interacciones entre leptones o quarks, luego entonces, de manera natural se abre una brecha para búsqueda de nueva física en CNCS tanto en el sector leptónico como en el sector de quarks. Dado que este tipo de acoplamientos constituyen predicciones puras a nivel de fluctuación cuántica, podrían dar lugar a manifestaciones de nueva física a energías alcanzables por los experimentos actuales. En el sector de quarks del ME las CNCS constituyen un fenómeno que está altamente suprimido; a nivel de un lazo se pueden inducir transiciones electromagnéticas que involucran violación de sabor leptónico en presencia de neutrinos masivos [1], etc.

Por lo que, en este proyecto de tesis se pretende estudiar como un segundo paso, en el capítulo 2, los efectos de violación de sabor en los fermiones, en el contexto de las CNCS, en específico, sus propiedades electromagnéticas débiles, a saber, su momento dipolar magnético anómalo debil y su momento dipolar eléctrico débil. Se pretende realizar un análisis exhaustivo de estos procesos que aún son preguntas abiertas y de interés para su búsqueda, así como comparar predicciones teóricas a partir del ME y de sus extensiones con datos experimentales obtenidos en los colisionadores de partículas, ya que la información derivada de estos análisis es esencial para encaminarnos hacia una mejor comprensión de la estructura íntima de la materia y de las fuerzas que las gobiernan.

Para ello se analizará el diagrama de Feynman correspondiente al vértice $Z f_i f_i$ mediado por el bosón Z' . La existencia del bosón Z' es predicha en varias extensiones del ME [16–20]. El más simple consiste en agregar un grupo de simetría extra $U'(1)$ al ME [21].

Una vez conseguidos los resultados analíticos, el análisis numérico se dirigirá al leptón tau y al quark top. Una de las características importantes del quark top es ser la partícula más pesada ($m_t = 172.76 \text{ GeV}$ [3]) que predice el ME. Es tan pesada que por sí misma podría constituir un vínculo con nueva física presente más allá de la escala de Fermi ($v = 246 \text{ GeV}$). Un escenario donde los efectos de nueva física se harían evidentes es por medio de sus acoplamientos con los bosones de norma de la teoría, como por ejemplo, su acoplamiento a orden de un lazo con los bosones de norma neutros del ME, a saber, el fotón, el bosón de norma débil Z y los gluones de la interacción fuerte, g . Por lo tanto, en esta tesis daremos detalles de como es que impactan las CNCs mediadas por el bosón Z' sobre las anomalías electromagnéticas débiles de fermiones cargados, haciendo énfasis en el momento dipolar magnético y eléctrico débil del lepton tau y el momento dipolar eléctrico y magnético débil del quark top.

Finalmente, el problema de la jerarquía afecta seriamente a la masa del bosón de Higgs, y el estudio de la fenomenología del bosón de Higgs es de gran interés, ya que juega un rol muy importante en el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, puesto que el bosón de Higgs es el responsable de dotar de masa a las demás partículas elementales. Dicho problema se origina debido a que la masa del bosón de Higgs recibe correcciones a nivel de uno o mas lazos debidas a los bosones de norma y los fermiones, pero estas correcciones contienen divergencias cuadráticas que ocasionarían que la masa del bosón de Higgs fuera muy grande, del orden de la escala de Planck [22]. Sin embargo, recientemente se ha encontrado un bosón de Higgs con una masa de alrededor de 125 GeV , muy por debajo de la escala de Planck. Una posible solución al problema de la jerarquía consiste en que haya cancelaciones muy grandes entre diversos parámetros del modelo, lo que se conoce como ajuste fino. Sin embargo esta solución se considera poco atractiva y desde los años setentas se han postulado algunos modelos de extensión que ofrecen una solución al problema de la jerarquía sin recurrir al ajuste fino. Entre estos nuevos modelos, se encuentran los modelos supersimétricos y los modelos con un bosón de Higgs ligero. En los modelos con un bosón de Higgs ligero se considera al bosón de Higgs como un pseudo-bosón de Goldstone que surge del rompimiento de una simetría global, además de aumentar el grupo de norma de manera que los bosones de norma del ME tienen un compañero pesado. También se debe incluir un compañero pesado para el top quark. El complejo mecanismo de rompimiento de la simetría global y local logra que las contribuciones de los compañeros pesados cancelen exactamente las divergencias cuadráticas producidas por los diagramas de un lazo que contienen las partículas del ME [23]. Por lo que respecta a las divergencias cuadráticas ocasionadas por los fermiones más ligeros, éstas no son importantes ya que son proporcionales a la masa del fermión y por ende no se requiere un compañero pesado para estos fermiones.

Es por ello, que en el capítulo 4, nos interesamos en estudiar las propiedades magnéticas débiles del quark top, en este modelo del SLHM.

El contenido de la tesis está organizado de la siguiente manera: en el Capítulo 1, se describe con detalle al Modelo Estándar de las interacciones fundamentales y sus sectores. En el Capítulo 2, se hacen los cálculos analíticos y numéricos para

obtener los factores de forma que nos darán la información de los momentos dipolares cromomagnéticos de los quarks en el ME. En el Capítulo 3, presentamos los cálculos relacionados con el momento magnético y eléctrico débil de fermiones cargados, así como el lagrangiano renormalizable más general que incluye CNCS mediados por el bosón Z' . En el Capítulo 4, se presentan los resultados obtenidos para el momento dipolar magnético débil para el quark top, en el modelo del SLHM. Finalmente, en el Capítulo 5, se presentan las conclusiones de este trabajo de tesis.

Capítulo 1

Modelo Estándar

La búsqueda del conocimiento de los constituyentes fundamentales de la materia y de las interacciones que rigen su dinámica ha impulsado el desarrollo de la física de altas energías, y con ello ha generado modelos que explican las observaciones experimentales.

Así surgió precisamente el Modelo Estándar, de la búsqueda de encontrar los constituyentes fundamentales que forman el universo y la manera en que interaccionan. El Modelo Estándar de las partículas elementales, fue desarrollado a lo largo de la segunda mitad del siglo XX, el cual se elaboró y corroboró con gran precisión, y constituye hasta ahora la teoría más exitosa para describir las componentes fundamentales de la materia y sus interacciones, su formulación actual se terminó en la década de 1970, después de la confirmación experimental de la existencia de los quarks. El ME asegura que la materia en el universo está constituida por fermiones elementales que interactúan a través de campos, de los cuales ellos mismos son las fuentes, y tales campos de interacción tienen asociadas partículas llamadas bosones de norma. El teorema de Noether nos dice que para cada simetría continua de la naturaleza hay una correspondiente ley de conservación. Las simetrías y el rompimiento de éstas juegan un papel muy importante en el ME.

El ME es una teoría consistente con la mecánica cuántica y la relatividad especial, es decir, es una teoría cuántica relativista, la cual describe a las partículas como excitaciones o cuantos de un campo (como el eléctrico o magnético) y que además toma en cuenta que el número de estas partículas puede cambiar en un proceso. ¿Cómo sucede esto? La experimentación nos dice que en algunos procesos unas partículas pueden decaer (transformarse) en otras, pero también nuevas partículas pueden ser creadas. Matemáticamente, el ME está basado en el grupo de simetría gauge $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ y logra describir con bastante precisión tres de las cuatro fuerzas que hasta ahora se han descubierto en la naturaleza, que son, la fuerza fuerte, la débil y la fuerza electromagnética (a energías del orden de 10^2 GeV) mediante el intercambio de los correspondientes campos de spin 1 (bosones de gauge): 8 gluones sin masa para las interacciones fuertes pertenecientes al grupo $SU_C(3)$, 1 fotón (γ) sin masa para las interacciones electromagnéticas, y 3 bosones masivos (W^\pm y Z) para la interacción débil, que juntos estos dos últimos forman el grupo electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1)$ [24].

La gravedad no es descrita por el ME debido a que la interacción es muy débil, y

como resultado de ello no tiene efectos medibles a la escala de la física de partículas ni manifestaciones que nos puedan guiar a una teoría cuántica de campos.

Como se dijo anteriormente, la materia se compone de fermiones, que son partículas de espín $\frac{1}{2}$, en unidades de \hbar , que cumplen el principio de exclusión de Pauli y en aislamiento podrían ser descritos por la ecuación de Dirac. En el ME existen 12 fermiones elementales. La ecuación de Dirac para fermiones masivos cargados predice la existencia de una antipartícula de la misma masa y con el mismo espín, pero carga opuesta, y momento magnético opuesto relativo a la dirección del espín, así que cada fermión tiene una antipartícula correspondiente. Los fermiones se clasifican de acuerdo a la forma en la que interactúan. Actualmente se conoce la existencia de 6 quarks, por lo que se dice que poseen 6 grados de libertad llamados “sabores”. Un sabor de quark puede cambiar a otro sabor a través de las interacciones débiles mediadas por los bosones débiles cargados W^\pm ; además los quarks tienen otro grado de libertad llamado color. Las interacciones entre quarks debidas a la carga de color, la cual no es nada más que la interacción fuerte, es mediada por los gluones, pero los quarks también interactúan a través de la fuerza electromagnética. Una de las dificultades en la investigación experimental de los quarks es que los quarks individuales jamás han sido observados. Los quarks siempre están confinados en sistemas compuestos que se extienden sobre distancias de alrededor 1 fm. Los quarks se pueden agrupar formando bariones, compuestos por tres quarks, y los mesones, formados por un par de quarks (quark-antiquark). Los otros 6 fermiones elementales son los llamados leptones, los cuales interactúan solamente a través de la interacción electromagnética (si están cargados eléctricamente) y débil. La producción y decaimiento de los leptones es descrita satisfactoriamente por el ME de las interacciones electrodébiles. En el ME los fermiones se clasifican en tres generaciones o familias: cada generación contiene un par de leptones y un par de quarks. Las tres familias de quarks y leptones tienen las mismas propiedades (interacciones gauge), sólo difieren en las masas y en el número cuántico de sabor de sus campos. Cada miembro de una generación tiene una masa mayor que las partículas correspondientes a las generaciones anteriores [25]. Algunas propiedades de los quarks y leptones aparecen en las tablas 1.1 y 1.2 respectivamente [3].

<i>Quark</i>	Carga eléctrica (e)	<i>Masa</i> ($\times c^{-2}$)
Up (u)	+2/3	$2.2^{+0.6}_{-0.4}$ MeV
Down (d)	-1/3	$4.7^{+0.5}_{-0.4}$ MeV
Charm (c)	+2/3	1.28 ± 0.03 GeV
Strange (s)	-1/3	96^{+8}_4 MeV
Top (t)	+2/3	173.1 ± 0.6 GeV
Bottom (b)	-1/3	$4.18^{+0.04}_{-0.03}$ GeV

Tabla 1.1: Propiedades de los quarks.

Los campos se agrupan en multipletes (representaciones irreducibles) bajo las trans-

	Masa($\times c^{-2}$)	Vida media	Momento magnético anómalo
Electrón	0.5110 MeV	$< 6.6 \times 10^{-28}$ yr	1159.6521×10^{-6}
Muón (μ^-)	105.658 MeV	2.197×10^{-6} s	11659209×10^{-10}
Tau (τ^-)	1777 MeV	$(291.0 \pm 0.5) \times 10^{-15}$ s	$-0.052 < a_\tau < 0.013$

Tabla 1.2: Propiedades de los leptones.

formaciones del grupo. Los quarks son tripletes y los leptones son singletes bajo el grupo $SU_C(3)$ de color. Bajo el grupo $SU_L(2)$ las componentes levógiras (left) se transforman de forma distinta que las dextrógiras (right): los campos left son dobletes y los right son singletes de isospin débil T . El índice Y se refiere a la hipercarga. La carga eléctrica, el isospin y la hipercarga de los campos están relacionados mediante $Q = T_3 + Y$ [24].

El ME integra dos teorías de norma: una para la interacción fuerte, denominada cromodinámica cuántica, desarrollada por Murray Gell-Mann, y otra que unifica las interacciones electromagnética y débil, la cual esté sustentada por el trabajo de S. Weinber, A. Salam y S. Glashow. La cromodinámica cuántica está basada en una simetría de norma no abeliana. Los mediadores de esta interacción, llamados gluones no tienen masa, aparecen confinados, y no se presentan en estado libre. El carácter de la interacción fuerte está determinado por una simetría especial entre las cargas de color de los quarks. Por otra parte, el modelo electrodébil incorpora campos de norma no abelianos, campos de Yang-Mills, que adquieren masa mediante el proceso de la ruptura espontánea de la simetría llevada a cabo por el bosón de Higgs. En el ME la dinámica de los fermiones está descrita mediante un lagrangiano de Dirac generalizado adecuadamente para que sea invariante bajo el grupo de norma. La teoría permite explicar la desintegración de quarks y leptones [26].

1.1. Teoría electrodébil

La teoría de Glashow–Weinberg–Salam (abreviada GWS), cuando fue propuesta, fue revolucionaria porque unificaba la interacción débil y electromagnética. Sin embargo, para ser una teoría exitosa en física, la completez matemática no es suficiente, pues tiene que describir fenómenos que realmente están sucediendo. Por su construcción, fue hecha para reproducir la interacción de Fermi en los límites de bajas energías. Por lo tanto, cubre la menor cantidad de datos experimentales que han sido observados hasta el momento de su propuesta. Su verificación tiene que hacerse bien mediante la reproducción de los procesos de altas energías que aún no se han llevado a cabo correctamente, o nuevos fenómenos que no fueron incluidos en la teoría de Fermi. La teoría GWS requería la existencia de las corrientes neutras y predijo la masa de los bosones de gauge, los cuales no se encontraron cuando fue propuesta.

En esta teoría electrodébil la dinámica de los fermiones es descrita mediante un lagrangiano de Dirac invariante de norma bajo el grupo $SU(2) \times U(1)$. Una de las características primordiales de dicho modelo es que la interacción electrodébil actúa sobre fermiones derechos e izquierdos de manera distinta, por lo que las corrientes cargadas de Yang-Mills incluyen solo fermiones izquierdos. Además, no se incluye a los neutrinos derechos dado que experimentalmente no se han observado. De esta forma, los campos fermiónicos izquierdos se agrupan en dobletes y los campos derechos en singletes del grupo $SU(2)_L$, con simetría de isospín, donde L (izquierdo) indica la asimetría existente entre fermiones de distinta helicidad. Los campos fermiónicos entonces estarán dados de la siguiente forma

Leptones:

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, e_R, \mu_R, \tau_R,$$

Quarks:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

En el modelo no se introducen términos con masa en el lagrangiano fermiónico a menos que se rompa explícitamente la simetría de norma.

Por otro lado las fuerzas electromagnéticas y débil no pueden ser descritas por separado ya que actúan sobre los mismos campos fermiónicos, por ello el grupo de norma que describe la interacción electrodébil es $SU(2)_L \times U(1)_Y$, el cual es el mínimo grupo de norma posible que permite describir lo observado en la naturaleza. La exigencia de que la lagrangiana de los campos fermiónicos sea invariante bajo transformaciones del grupo antes mencionado, introduce de forma natural cuatro campos bósónicos no masivos, $W_\mu^k (k = 1; 2; 3)$ y $B_\mu(x)$ asociados a los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente.

El lagrangiano de la teoría electrodébil se divide en dos partes, una contiene solamente los campos bósónicos y otra que contiene campos fermiónicos y bósónicos. La parte bósónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills. El sector bósónico-fermiónico está comprendido por los sectores de corrientes y de Yukawa, por lo que el Lagrangiano electrodébil se puede escribir como

$$\mathcal{L}^{ED} = \mathcal{L}^{fer} + \mathcal{L}^{boson}, \quad (1.1)$$

donde

$$\mathcal{L}^{fer} = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \quad (1.2)$$

$$\mathcal{L}^{boson} = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \quad (1.3)$$

donde \mathcal{L}_C , \mathcal{L}_Y , \mathcal{L}_H , \mathcal{L}_{YM} , representan los sectores de corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente. En seguida se describen de manera breve cada uno de los sectores.

1.1.1. Sector de Higgs

La simetría gauge está rota espontáneamente, lo que exige la introducción de un campo escalar (el campo de Higgs) y permite que los bosones débiles y los fermiones sean masivos, tal y como los observamos en la naturaleza.

El bosón de Higgs es una partícula prevista en 1964 por Peter Higgs. En la interacción electrodébil existía una contradicción muy seria referente a las partículas W^+ , W^- y Z^0 . El corto alcance de sus interacciones exigía masas relativamente elevadas. Sin embargo, la simetría de ésta teoría requiere que las masas sean nulas. Esta paradoja se supera si las masas de W^+ , W^- y Z^0 , son proporcionadas por otras partículas que son los bosones de Higgs, mediante el llamado mecanismo de Higgs, el cual afirma que las partículas W y Z interactúan constantemente con campo de bosones de Higgs, lo que le proporciona masa. El mecanismo está considerado como el origen de las masas de todas las partículas elementales. Tanto las partículas W y Z , como el fotón son bosones sin masa propia. Los primeros muestran una enorme masa porque interactúan fuertemente con el campo de Higgs y el fotón no muestra ninguna masa porque no interactúa en absoluto con el campo de Higgs. El bosón de Higgs tiene espín cero, no posee carga eléctrica ni carga de color, por lo que no interactúa con el fotón ni con los gluones. Sin embargo, interactúa con todas las partículas del modelo que poseen masa: los quarks, los leptones cargados y los bosones W^+ , W^- y Z^0 .

La rotura espontánea de la simetría (RES) aparece cuando el vacío del sistema (estado de mínima energía) está degenerado. El vacío físico es uno entre los posibles estados de mínima energía conectados por las simetrías del lagrangiano. Cuando la naturaleza lo elige se rompe la simetría de los estados físicos, aunque se preserva la del lagrangiano.

El resultado del RES depende del tipo de simetrías. Si el lagrangiano es invariante bajo un grupo continuo de simetrías G , pero el vacío es invariante sólo bajo un subgrupo $H \subset G$, entonces aparecen tantos estados sin masa y spin 0 (bosones de Goldstone) como generadores de G que no lo son de H , es decir, el número de simetrías que se han roto (teorema de Goldstone). Si las simetrías del lagrangiano son locales (gauge) estos bosones de Goldstone son comidos por los bosones de gauge asociados a las simetrías rotas dotándolos de una masa (mecanismo de Higgs-Kibble) [24].

Veamos ahora cómo implementar este mecanismo para dar masa a los bosones de gauge débiles del ME. En el ME la simetría está rota del siguiente modo,

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{RES} U(1)_{QED}. \quad (1.4)$$

Para lograr este esquema de RES hemos de introducir un doblete de campos escalares complejos (cuatro campos reales: dos cargados y dos neutros),

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

y el lagrangiano invariante bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.6)$$

con $\lambda > 0$, $\mu^2 < 0$ y

$$D_\mu \Phi = [\partial_\mu - ig\tilde{W}_\mu + ig'y_\Phi B_\mu]\Phi, \quad (1.7)$$

donde $y_\Phi = Q_\Phi - T_3 = \frac{1}{2}$.

El potencial escalar es similar al anterior y el mínimo degenerado corresponde a

$$|\langle 0|\Phi(x)|0\rangle| \equiv |\Phi_0(x)| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

con $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$.

Solo los campos escalares neutros pueden adquirir un valor esperado en el vacío (vev) pues la carga es una cantidad conservada. Nótese que el fotón sólo se acopla a los campos escalares cargados, cuyo vev es nulo, lo que será crucial para que el fotón no adquiera masa, como veremos. Al elegir uno entre todos los posibles estados fundamentales (1.8), todos ellos conectados por transformaciones $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (cuatro generadores), se rompe espontáneamente esta simetría quedando como remanente $U(1)_{QED}$ (un generador), lo que da lugar a la aparición de tres escalares sin masa.

Parametrizamos ahora el doblete escalar en término de excitaciones sobre el vacío físico,

$$\Phi(x) = \exp\{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)\}\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

donde sigue habiendo cuatro campos escalares reales, $\theta^i(x)$ y $H(x)$. Los tres campos $\theta^i(x)$, son los que serían *bosones de Goldstone* pero haciendo uso de la invariancia gauge del lagrangiano podemos transformar $\Phi(x)$ en cada punto x por un campo en el que éstos desaparecen, preservándose como único campo escalar físico el bosón de Higgs $H(x)$. Así, en el llamado *gauge unitario*,

$$\Phi(x) \rightarrow^G \exp\{-i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)\}\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + H(x)] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Los tres grados de libertad que aparentemente se pierden se convierten en el estado de polarización longitudinal de W^\pm y Z pues, tras el RES, W_μ y Z_μ se convierten en campos masivos de spin 1. En efecto,

$$(D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi \rightarrow^G \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left\{ \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right\}, \quad (1.11)$$

que contiene los términos de masa para los bosones débiles,

$$M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2}vg, \quad (1.12)$$

mientras que el fotón permanece sin masa. Todo ello preservándose la simetría gauge del lagrangiano. El precio que hemos de pagar es la introducción del campo de Higgs.

El LHC anunció en julio de 2012 el descubrimiento de una partícula con propiedades consistentes con las esperadas para el bosón de Higgs del SM y una masa de unos 125 GeV. Los datos de Tevatron son compatibles con este descubrimiento [24].

1.1.2. Sector de Yukawa

El sector de Yukawa, tiene como propósito dotar de masa a los fermiones por medio de un rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Como los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como producto de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs.

Como los neutrinos no tienen helicidad derecha, no tienen representación física en el sector de Yukawa. La lagrangiana que describe la interacción de los bosones de Higgs y los fermiones está definida como:

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^u \bar{\psi}_L \phi^c \psi_R - Y_{ij}^d \bar{\psi}_L \phi \psi_R + h.c., \quad (1.13)$$

donde ϕ^c se transforma covariantemente bajo $SU_L(2)$, definido como:

$$\phi^c = i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

el isodoublet ϕ^c a veces denotado $\tilde{\phi}$ tiene hipercarga $Y = 1$, τ_2 es la segunda matriz de Pauli, ϕ^* el complejo conjugado del campo de Higgs.

Las matrices de Yukawa, Y_{ij}^u , Y_{ij}^d , son parámetros libres que definen la intensidad de los vértices y consecuentemente las reglas de Feynman de la lagrangiana, donde i, j son los índices de la familia. Esta lagrangiana es una cantidad invariante bajo el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, entonces la lagrangiana de Yukawa se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}_L^i \phi^c u_R^j - Y_{ij}^d \bar{Q}_L^i \phi d_R^j - Y_{ij}^u \bar{l}_L^i \phi^c l_R^j - Y_{ij}^d \bar{l}_L^i \phi l_R^j + L.h.c., \quad (1.15)$$

denota la lagrangiana de Yukawa para los leptones y la lagrangiana de Yukawa para los quarks, los campos de Higgs pueden ser tantos como el modelo del mecanismo de Higgs lo permita.

1.1.3. Sector de Yang-Mills

La estructura de este sector está completamente determinada por el carácter no abeliano del grupo electrodébil.

La lagrangiana de Yang-Mills tiene la propiedad de ser invariante bajo una transformación de norma local, describe a los grupos de norma del modelo estándar, $SU(3)$ para el color, $SU(2)$ para el isoespín y $U(1)$ para la hipercarga, y está dada por

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \sum_{A=1}^8 G_{\mu\nu}^A G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^a B_a^{\mu\nu}. \quad (1.16)$$

Los campos de fuerza de color están dados por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_3 f^{ijk} G_\mu^j G_\nu^k \quad (1.17)$$

$G_{\mu\nu}^a$ son los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los ocho campos $G_\mu^a(X)$ de los gluones, correspondientes a los ocho generadores de $SU(3)$, f^{ijk} las constantes de estructura del grupo $SU(3)$ y g_3 la constante de acoplamiento de color. Los campos de fuerza de isoespín,

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.18)$$

$i, j, k = 1, 2, 3$.

Con $W_{\mu\nu}^a$ los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los campos de norma $W_\mu^a(X)$ correspondientes a los tres generadores de $SU(2)$, ϵ^{ijk} es la constante de estructura del grupo $SU(2)$ que coincide con el tensor de Levi-Civita y g_2 la constante de acoplamiento del grupo de isoespín. Finalmente, el campo de fuerza de hipercarga es

$$B_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a. \quad (1.19)$$

$B_{\nu\mu}$ son los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los campos de norma $B_\mu(X)$ asociados a $U(1)$.

1.1.4. Sector de corrientes

En el sector cinético de quarks y leptones se representan las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones.

A los acoplamientos de pares de fermiones con el bosón W^\pm se le conoce como corrientes cargadas, mientras que a los acoplamientos de pares de fermiones con los bosones Z y γ se les denominan corrientes neutras. El lagrangiano asociado, con la propiedad de invariancia de norma, se puede descomponer en dos partes, mediante

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C \quad (1.20)$$

donde \mathcal{L}_q^C y \mathcal{L}_l^C y representan los sectores de quarks y leptones, respectivamente.

La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo.

Interacciones de corrientes cargadas

El lagrangiano \mathcal{L}_F dado por

$$\mathcal{L}_F = i \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j(x) \not{D} \psi_j(x), \quad (1.21)$$

contiene interacciones entre fermiones y bosones de gauge,

$$\mathcal{L}_F \supset g\bar{\psi}_1\gamma^\mu\tilde{W}_\mu\psi_1 - g'B_\mu\sum_{j=1}^3 y_j\bar{\psi}_j\gamma^\mu\psi_j. \quad (1.22)$$

El término que contiene la matriz

$$\tilde{W}_\mu = \frac{\sigma_i}{2}W_\mu^i = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^\dagger \\ \sqrt{2}W_\mu & -W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

da lugar a interacciones de corrientes cargadas con el campo vectorial cargado de las W^\pm , $W_\mu \equiv \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}}$ y su complejo conjugado $W_\mu^\dagger \equiv \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}}$,

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}}W_\mu^\dagger\bar{f}(x)\gamma^\mu(1 - \gamma^5)f'(x) + h.c. \quad (1.24)$$

Interacciones de corrientes neutras

La ecuación (1.22) también contiene interacciones con los campos de gauge neutros W_μ^3 y B_μ . Nos gustaría identificar estos bosones con el Z y el fotón. Sin embargo, como el fotón tiene las mismas interacciones con ambas quiralidades fermiónicas, el bosón de gauge singlete B_μ no puede ser el campo electromagnético A_μ . Para ello habría que imponer $y_1 = y_2 = y_3 = y$ y $g'y_j = eQ_j$, lo que no puede cumplirse simultáneamente.

Como ambos campos son neutros, podemos probar con una combinación arbitraria de ellos

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

En términos de Z_μ y A_μ el lagrangiano de corrientes neutras queda

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j\gamma^\mu(-A_\mu[gT_3\sin\theta_W + g'y_j\cos\theta_W] + Z_\mu[gT_3\cos\theta_W - g'y_j\sin\theta_W])\psi_j, \quad (1.26)$$

donde $T_3 = \sigma_3/2(0)$ es la tercera componente del isospin del doblete(singlete). Para obtener la electrodinámica cuántica (QED) de la parte con A_μ hay que imponer las condiciones

$$g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W = e, \mathcal{Y} = Q - T_3, \quad (1.27)$$

donde Q es el operador de carga eléctrica,

$$Q_1 = \begin{pmatrix} Q_f & 0 \\ 0 & Q_{f'} \end{pmatrix}, Q_2 = Q_f, Q_3 = Q_{f'}. \quad (1.28)$$

La primera igualdad relaciona los acoplamientos g y g' de $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente, con el acoplamiento electromagnético e , lo que proporciona la unificación de las interacciones electrodébiles. La segunda fija las hipercargas fermiónicas \mathcal{Y} en términos de las cargas eléctricas y los números cuánticos de isospin débil

$$y_1 = Q_f - \frac{1}{2} = Q_{f'} + \frac{1}{2}, y_2 = Q_f, y_3 = Q_{f'}. \quad (1.29)$$

Sustituyendo las cargas de los quarks y los leptones, observamos que los neutrinos *right* tienen carga e hipercarga nulas, es decir no se acoplan ni al fotón ni a la Z , y tampoco se acoplan a los W^\pm , pues sólo lo hacen los campos *left*. Por tanto los v_R son estériles y, si los neutrinos no tuvieran masa, no haría falta introducirlos.

El lagrangiano de corrientes neutras queda finalmente

$$\mathcal{L}_{NC} = \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{NC}^Z, \quad (1.30)$$

donde

$$\mathcal{L}_{QED} = -e A_\mu Q_{f^{(l)}} \bar{f}^{(l)}(x) \gamma^\mu f^{(l)}(x), \quad (1.31)$$

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = e Z_\mu \bar{f}^{(l)}(x) \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma^5) f^{(l)}(x), \quad (1.32)$$

con $v_f = (T_3^{fL} - 2Q_f \sin^2 \theta_W) / (2 \sin \theta_W \cos \theta_W)$ y $a_f = T_3^{fL} / (2 \sin \theta_W \cos \theta_W)$.

1.2. Cromodinámica cuántica

La cromodinámica cuántica (QCD), consiste en la descripción de las interacciones fuertes mediante una teoría de gauge local. La simetría en consideración está basada en el grado de libertad de color que tienen los quarks y gluones y se encuentra realizada de forma exacta. El grupo en cuestión es $SU(3)$, por lo que se denota $SU(3)_C$.

El grupo $SU(3)$ es de dimensión $N^2 - 1 = 8$, donde las matrices de Gell-Mann t^A son los generadores de dicho grupo, a los cuales se les asocian los campos de norma denominados gluones. Estos son de masa nula, dado que la simetría esté realizada en forma exacta.

La QCD, como se dijo anteriormente, es una teoría de norma renormalizable basada en el grupo $SU(3)$ con un triplete de quarks up (u), down (d) y strange (s) que fijan la densidad lagrangiana en QCD

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \sum_{A=1}^8 F^{A\mu\nu} F_{\mu\nu}^A + \sum_{j=1}^{n_f} \bar{q}_j (iD - m_j) q_j, \quad (1.33)$$

donde: q_j son los campos de quarks (de distintos sabores n_f) con masas m_j ; $D = D_\mu \gamma^\mu$, donde γ^μ son las matrices de Dirac y D_μ es la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - ie_s \sum_A t^A g_\mu^A, \quad (1.34)$$

y e_s es el acoplamiento de norma; en analogía con la Electrodinámica Cuántica QED

$$\alpha_s = \frac{e_s^2}{4\pi}, \quad (1.35)$$

(en unidades naturales $\hbar = c = 1$); g_μ^A ($A = 1, 2, 3, 4, \dots, 8$), son los campos de gluón y t^A son los generadores de grupo $SU(3)$ en la representación de triplete de quarks (t^A son matrices 3×3 actuando en q).

El grupo es no abeliano debido a que no todos los generadores conmutan entre sí $[t^A, t^B] = iC_{ABC}$ donde C_{ABC} son las constantes reales llamadas las constantes de estructura del grupo $SU(3)$ (la normalización de C_{ABC} y de e_s se especifica por $Tr[t^A, t^B] = 1/2\delta^{AB}$).

Por otra parte

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu g_\nu^A - \partial_\nu g_\mu^A - e_s C_{ABC} g_\mu^B g_\nu^C. \quad (1.36)$$

El lagrangiano en la QCD, la ecuación (1.33) es el lagrangiano para quarks interactuantes coloreados q , lo cual se sigue simplemente de pedir que el lagrangiano sea invariante bajo transformaciones de fase de color locales para los campos de quarks. Puesto que los tres campos de color de quarks pueden ser variados arbitrariamente, no es sorprendente que ocho campos vectoriales de color sean necesarios para compensar todos los posibles cambios de fase. Tal como sucede con el fotón la invariancia de norma local requiere que los gluones no tengan masa.

El tensor de campo $F_{\mu\nu}^A$ posee una gran propiedad. Imponer la simetría de norma ha requerido que el término de la energía cinética en \mathcal{L} no sea puramente cinético sino que incluya una autointeracción inducida entre los bosones de norma. Esto se observa claramente reescribiendo (1.33) de forma simbólica

$$\mathcal{L} = \bar{q}q + F^2 + e_s \bar{q}qF + q''F^3 + e_s^2 F^4. \quad (1.37)$$

Los primeros tres términos tienen sus análogos en QED. Ellos describen la propagación libre de quarks y gluones y la interacción quark-gluón. Los dos términos restantes muestran la presencia de vértices de tres y cuatro gluones en QCD y reflejan el hecho de que los gluones en sí mismos no transportan carga de color. Estos no tienen paralelo en QED y resalta el carácter no abeliano del grupo de norma. Teorías con invariancia de norma no abeliana son frecuentemente llamadas teorías de Yang Mills.

1.3. Electrodinámica cuántica

Un ejemplo ilustrativo de una teoría de norma lo ofrece la electrodinámica cuántica, que es la teoría que incorpora la mecánica cuántica con la relatividad especial (QED por sus siglas en inglés). El campo en este caso representa partículas cargadas de espín 1/2. La invariancia ante una transformación de norma global implica la conservación de la carga eléctrica a través de una corriente conservada. La invariancia ante una transformación de norma local implica la existencia de un campo vectorial de interacción, el campo electro-magnético, cuyo cuanto es el fotón. La constante de acoplamiento entre el campo del fotón y los otros campos es la carga eléctrica [27].

El lagrangiano de esta teoría es invariante de norma ante el grupo $U(1)$. La ley de transformación para los campos es

$$\psi' = U_r \psi, \quad (1.38)$$

donde $U_r = e^{iq\theta} \in U(1)$. Haciendo variaciones infinitesimales de θ en el espacio-tiempo obtenemos

$$\psi' = U_r \psi \approx (1 + iq\theta)\psi. \quad (1.39)$$

La densidad lagrangiana correspondiente al campo de Dirac para un fermión libre es

$$\mathcal{L}_D = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (1.40)$$

la cual es invariante bajo (1.40), siempre y cuando intercambiemos la derivada ordinaria ∂_μ por la derivada covariante D_μ , la cual debe satisfacer la relación siguiente

$$(D_\mu\psi)' = UD_\mu\psi, \quad (1.41)$$

donde

$$(D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu), \quad (1.42)$$

siendo A_μ el campo electromagnético, que se debe transformar de la siguiente manera

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\theta. \quad (1.43)$$

Por otro lado el tensor de intensidad del campo electromagnético $F^{\mu\nu}$ tiene asociada una densidad lagrangiana que define la dinámica de este campo

$$\mathcal{L}_N = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.44)$$

donde

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.45)$$

Esta densidad lagrangiana es invariante ante transformaciones de norma. Usando (1.41) y (1.45) se obtiene la densidad lagrangiana que describe completamente la electrodinámica cuántica (QED)

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - J^\mu A_\mu, \quad (1.46)$$

donde $J^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ es la densidad de corriente electromagnética [26].

1.4. Momento magnético anómalo

El momento magnético $\vec{\mu}$ es la cantidad que determina la fuerza y la torsión que el campo magnético ejerce sobre las corrientes eléctricas. Matemáticamente hablando, el momento magnético está dado por $|\vec{\mu}| = JS$, donde $J = qf$ es la corriente de una carga q , con frecuencia f y S es el área encerrada por la espira donde circula la carga q . La orientación de $\vec{\mu}$ es a lo largo de la normal a S . La razón giromagnética de una partícula masiva eléctricamente cargada es la constante de proporcionalidad entre su momento angular y su momento magnético y se define como [26]

$$\gamma \equiv \frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{L}|} = \frac{q}{2m}. \quad (1.47)$$

Clásicamente, el Hamiltoniano de una partícula de carga $-q$ moviéndose en un campo magnético $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ se expresa de la siguiente forma

$$H = \frac{1}{2m}(p^2 + 2\frac{q}{c}\vec{p} \cdot \vec{A} + \frac{q^2}{c^2}A^2), \quad (1.48)$$

donde $p = |\vec{p}|$ es el momento lineal de la partícula. Si se desprecia $|\vec{A}|^2$ y se toma $\vec{A} = \frac{1}{2}(\vec{B} \times \vec{r})$ el Hamiltoniano toma la forma

$$H = \frac{p^2}{2m} + \vec{\mu} \cdot \vec{B} = H_0 + H_I, \quad (1.49)$$

con $\vec{\mu} = (\frac{q}{2mc})\vec{L}$ y $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$. Podemos definir entonces a la energía de la interacción magnética como el producto punto del momento magnético y el campo magnético.

En el caso cuántico no relativista, el momento lineal es remplazado por su respectivo operador, $\hat{p} \rightarrow -i\hbar\vec{\nabla}$, mientras que el momento angular orbital y el momento magnético son reemplazados por operadores tal que: $\vec{B} = B\hat{k}$, $\hat{H} = \mu_B B \hat{L}_Z$, y $\hat{L}_Z \phi = m\phi$, siendo μ_B el magnetón de Bohr. De esta forma la ecuación de eigenvalores para la energía de interacción magnética es

$$\begin{aligned} \hat{H}_I \Psi &= \mu_B B m \Psi = E \Psi, \\ E &= \mu_B B m. \end{aligned} \quad (1.50)$$

Este resultado se hace presente en las mediciones del efecto Zeeman, desdoblando los niveles de energía atómicos de los sistemas inmersos en un campo magnético. La interpretación correcta de este desdoblamiento surgió de la idea de tener un cuarto número atómico relacionado con un momento angular intrínseco con valor semi-entero. A este momento angular intrínseco se le llama espín \hat{S} .

En una visión moderna, el momento magnético anómalo de una partícula se entiende como una contribución al momento magnético de esa partícula debida a los efectos cuánticos. Esta contribución está expresada a través de los diagramas de Feynman a uno o varios lazos. El descubrimiento del espín del electrón ayudó a mejorar el entendimiento de las propiedades magnéticas de partículas elementales. Entre los primeros intentos tenemos la derivación de la energía de interacción para una partícula de Dirac en un campo magnético externo. Ilustrando un poco ésto, partamos de la ecuación explícita de Dirac [26]

$$(i\frac{\partial}{\partial t} + i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} - e\vec{\alpha} \cdot \vec{A} - m\beta) \begin{pmatrix} \tilde{\varphi}(x, t) \\ \tilde{\chi}(x, t) \end{pmatrix} = 0, \quad (1.51)$$

donde $\vec{\alpha}$ y β son las matrices de Dirac. Si hacemos un poco de álgebra llegamos a

$$i\frac{\partial}{\partial t}\varphi - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\chi - e\vec{\sigma} \cdot \vec{A}\chi + m\varphi = 0, \quad (1.52)$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\chi - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\varphi - e\vec{\sigma} \cdot \vec{A}\varphi + m\chi = 0. \quad (1.53)$$

Tomemos el límite no relativista, suponiendo que $i\frac{\partial\chi}{\partial t} \rightarrow 0$, tras lo cual se combinan las ecuaciones anteriores para obtener

$$i\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{\vec{\sigma} \cdot (-i\vec{\nabla} - e\vec{A})\vec{\sigma} \cdot (-i\vec{\nabla} - e\vec{A})\varphi}{2m}, \quad (1.54)$$

la cual es la ecuación de Schrödinger que incluye el espín de la partícula y que puede escribirse como

$$2m_i \frac{\partial \varphi}{\partial t} = (-i\vec{\nabla} - e\vec{A})(-i\vec{\nabla} - e\vec{A})\varphi + i\epsilon_{ijk}(-i\vec{\nabla} - eA_i)(-i\vec{\nabla} - eA_j)\sigma_k\varphi. \quad (1.55)$$

Ahora reemplacemos $-\vec{\nabla} \rightarrow \vec{p}$ y tomemos $\vec{A} \cdot \vec{A} \rightarrow 0$ para campos débiles. El primer término de (2.9) queda expresado como

$$p^2\varphi - e\vec{B} \cdot \vec{L}\varphi, \quad (1.56)$$

donde se supuso la existencia de un campo externo $\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{B}$. La ecuación (2.10) se entiende como la interacción del momento angular orbital del electrón con un campo magnético externo. Del segundo término de (2.9) se tiene

$$i2e\vec{B} \cdot \vec{S}\varphi. \quad (1.57)$$

Al sumar (2.10) con (2.11) y combinar con (2.9) se obtiene

$$i\frac{\partial}{\partial t}\varphi = \frac{p^2}{2m}\varphi - \frac{e}{2m}(\vec{L} + 2\vec{S}) \cdot \vec{B}\varphi. \quad (1.58)$$

Hay una diferencia en el acoplamiento de \vec{L} y \vec{S} con \vec{B} , dada por el factor de Landé $g = 2$, que corresponde a la razón giromagnética de la partícula. Si no hubiera correcciones radiativas, g sería exactamente 2. Por lo tanto, el valor $g = 2$ es consecuencia de la interacción de una partícula de Dirac con el campo electromagnético clásico [26].

Capítulo 2

Momentos dipolares cromomagnéticos de los quarks en el Modelo Estándar

El factor de forma μ_q , que nos da la información del momento dipolar cromomagnético anómalo (MDCM) de los quarks, recibe contribuciones de los procesos electrodébiles (EW) y fuertes (QCD). Las contribuciones EW están determinadas a partir de los diagramas de Feynman mostrados en las figuras 2.2 (a)-(d), y son completamente similares a las correcciones para la contribución del momento dipolar electromagnético en electrodinámica cuántica (QED), a nivel de un lazo. El diagrama en la fig. 2.2 (e) es la contribución Abelian, y el de la fig. 2.2 (f) es esencialmente no-Abeliano y aparece debido a la auto interacción de gluon.

El Lagrangiano efectivo para obtener el momento dipolar cromoelectromagnético (MDCM) está dado por [28–30]

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{1}{2}\bar{q}_A\sigma^{\mu\nu}(\mu_q + id_q\gamma^5)q_B G_{\mu\nu}^a T_{AB}^a, \quad (2.1)$$

donde T_{AB}^a es el generador de color de $SU(3)_C$, A y B son los índices de color, $\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ representa el momento angular de espín 1/2, μ_q es el factor de forma cromomagnético, d_q es el factor de forma cromoelectrico (MDCE), y $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu g_\nu^a - \partial_\nu g_\mu^a - g_s f_{abc} g_\mu^b g_\nu^c$ es el campo de fuerza del gluon.

En el ME el MDCM es inducido perturbativamente como una fluctuación cuántica o corrección radiativa a nivel de un lazo [6–8], mientras que el MDCE surge al nivel de tres lazos [31]. Podemos definir los momentos dipolares cromoelectromagnéticos de manera adimensional de la siguiente forma [3, 28–30]

$$\hat{\mu}_q \equiv \frac{m_q}{g_s}\mu_q, \quad \hat{d}_q \equiv \frac{m_q}{g_s}d_q, \quad (2.2)$$

donde m_q es la masa del quark y $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$, siendo α_s la constante de acoplamiento perturbativa fuerte en la escala de masa del boson Z, siendo $\alpha_s(m_Z^2) = 0.1179$ [3].

El vértice del MDCM o regla de Feynman se muestra en la fig. (2.1) y está dado mediante

$$\Gamma^\mu = \sigma^{\mu\nu}q_\nu (\mu_q + id_q\gamma^5) T_{AB}^a, \quad (2.3)$$

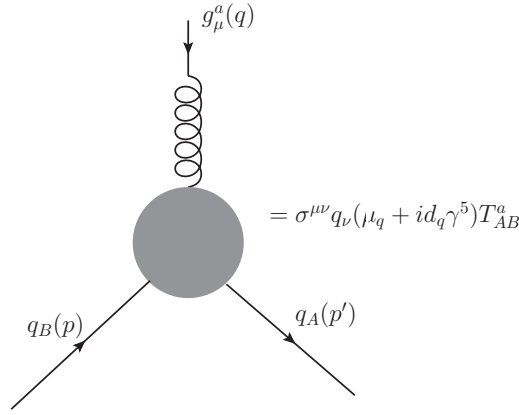


Figura 2.1: Momentos dipolares cromoelectromagnéticos.

donde q_ν es el momento transferido del gluon, $p + q = p'$. Su amplitud invariante es

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}^\mu \epsilon_\mu^a(\vec{q}) , \quad (2.4)$$

con la estructura de Lorentz

$$\mathcal{M}^\mu = \bar{u}(p') \Gamma^\mu u(p). \quad (2.5)$$

2.1. MDCM de los quarks a nivel de un lazo en el ME

El MDCM de cualquier quark del ME, está formado por la suma de seis contribuciones

$$\hat{\mu}_{q_i}(q^2) = \hat{\mu}_{q_i}(\gamma) + \hat{\mu}_{q_i}(Z) + \hat{\mu}_{q_i}(W) + \hat{\mu}_{q_i}(H) + \hat{\mu}_{q_i}(g) + \hat{\mu}_{q_i}(3g) , \quad (2.6)$$

cada una de las cuales corresponden a (a) $\hat{\mu}_{q_i}(\gamma)$ el fotón tipo Schwinger, (b) $\hat{\mu}_{q_i}(Z)$ a la interacción del bosón neutro Z , (c) $\hat{\mu}_{q_i}(W)$ al bosón cargado W , (d) $\hat{\mu}_{q_i}(H)$ al bosón escalar Higgs, (e) $\hat{\mu}_{q_i}(g)$ al gluon tipo Schwinger, y (f) $\hat{\mu}_{q_i}(3g)$ al trivértice de gluones. Sus respectivos diagramas de Feynman se muestran en la fig. 2.2.

Analizamos a continuación cada uno de los diagramas presentando las formas analíticas para cada contribución. De manera particular y detallada se examina el diagrama de la fig. 2.2 (f), correspondiente al trivértice de gluones, debido a que se porta problematico al mostrar una divergencia de tipo infrarroja cuando se trabaja con el gluon en capa de masa $q^2 = 0$. Dicho diagrama se analiza por tres métodos distintos para mostrar la divergencia y su naturaleza, los cuales fueron

- i) parametrización de Feynman,
- ii) regularización dimensional de la funcion escalar de Passarino-Veltman problemática,
- y iii) el artificio de masa ficticia para los gluones virtuales.

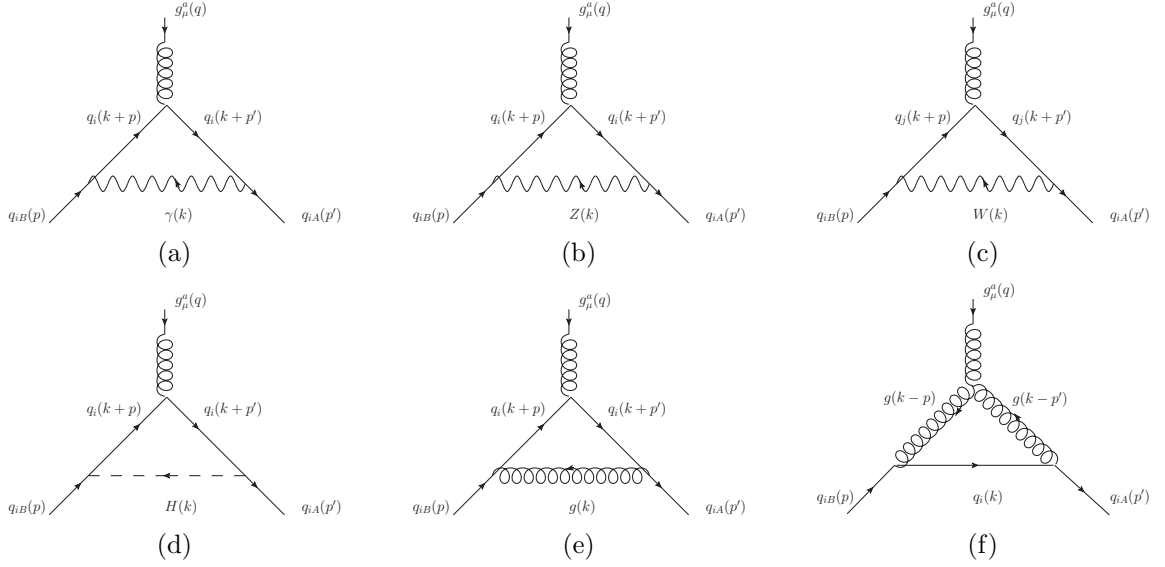


Figura 2.2: MDCM de los quarks a nivel de un lazo en el ME: la contribución electrodébil es la suma de los diagramas (a)-(d), y la parte de QCD es la suma del diagrama de la contribución (e) Abelian y de la (f) no-Abeliana.

Debido a la divergencia encontrada, evaluamos todos nuestros resultados con el gluon fuera de capa de masa, esto es, con su momento de transferencia específicamente en dos escenarios: el espacialoide $q^2 = -m_Z^2$ y el temporaloide $q^2 = +m_Z^2$, esto tomando como referencia la constante de acoplamiento perturbativa fuerte $\alpha_s(m_Z^2)$ que está evaluada en la escala de energía de la masa del bosón Z .

Los cálculos correspondientes se hicieron usando el método de parametrización de Feynman en algunos casos, y en algunos otros cuando los cálculos son más engorrosos se utilizó el método de descomposición tensorial usando las funciones escalares de Passarino-Veltman (PaVe), ayudandonos de las paqueterías FeynCal [32] y Package-X [33] de Mathematica.

2.1.1. Contribución del fotón al MDCM de los quarks

El primer cálculo que se realizó fue el de la contribución del fotón γ al MDCM, cuyo respectivo diagrama se muestra en la fig. 2.2 (a), de donde se obtuvo la amplitud tensorial

$$\mathcal{M}_{q_i}^\mu(\gamma) = e^2 Q_{q_i}^2 g_s T_{AB}^a \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') \gamma^{\alpha_1} (\not{k} + \not{p}' + m_{q_i}) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_{q_i}) \gamma^{\alpha_2} u(p)}{(k^2 + i\varepsilon) [(k+p')^2 - m_{q_i}^2 + i\varepsilon] [(k+p)^2 - m_{q_i}^2 + i\varepsilon]} (-g_{\alpha_1 \alpha_2}). \quad (2.7)$$

La integral tensorial anterior se resolvió usando el método de la parametrización de Feynman [34], con sus respectivas condiciones cinemáticas y de transversalidad.

Se realizó primero la correspondiente contracción de índices en el numerador de la Ec. (2.7), se aplicaron las ecuaciones de Dirac, se utilizó el corrimiento encontrado en la parametrización de Feynman, se simplificaron los resultados y finalmente se

implementó la identidad de Gordón, de donde obtuvimos la información del fotón γ para el MDCM de los quarks, la cual está dada mediante

$$\hat{\mu}_{q_i}(\gamma) = \frac{m_{q_i}}{g_s} \frac{e^2 Q_{q_i}^2 g_s}{16\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{-2m_{q_i}(x+y-1)(x+y)}{m_{q_i}^2(x+y)^2 - q^2 xy}. \quad (2.8)$$

Si trabajamos en capa de masa $q^2 = 0$, la Ec. (2.8) se convierte en

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{q_i}(\gamma) &= \frac{-e^2 Q_{q_i}^2}{8\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(x+y-1)(x+y)}{(x+y)^2} \\ &= \frac{e^2 Q_{q_i}^2}{8\pi^2} \frac{1}{2} \\ &= \frac{4\pi\alpha Q_{q_i}^2}{16\pi^2} \\ &= \frac{\alpha Q_{q_i}^2}{4\pi}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Donde hemos usado que $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, siendo $\alpha(m_Z) = 1/129$ la constante de estructura fina [35]. De modo que hemos obtenido una constante para la contribución del fotón al MDCM de los quarks, cuando se trabaja en capa de masa $q^2 = 0$, dicha constante para cada quark es

$$\hat{\mu}_{q_i}(\gamma) = \frac{\alpha Q_{q_i}^2}{4\pi} = \begin{cases} \frac{\alpha}{9\pi} &= 2.74 \times 10^{-4}, \quad u_i = u, c, t \\ \frac{\alpha}{36\pi} &= 6.85 \times 10^{-5}, \quad d_i = d, s, b \end{cases}. \quad (2.10)$$

Si trabajamos fuera de capa de masa, específicamente en el momento transferido del gluon con el valor espacialoide $q^2 = -m_Z^2$ y temporaloide $q^2 = m_Z^2$, usando la Ec. (2.8), obtenemos para cada quark, los valores numéricos que se muestran en las Tablas 2.2-2.7.

Los mismos resultados se obtuvieron y se comprobaron, usando el método de regularización diensional de las funciones escalares de Passarino-Veltman, con el software **FeynCalc** [32] y **Package-X** [33]. El resultado analítico obtenido para cualquier quark del ME, cuando se trabaja fuera de capa de masa $q^2 \neq 0$, está dado por

$$\hat{\mu}_{q_i}(\gamma) = \frac{\alpha Q_{q_i}^2 m_{q_i}^2}{2\pi \sqrt{q^2 (q^2 - 4m_{q_i}^2)}} \ln \frac{\sqrt{q^2 (q^2 - 4m_{q_i}^2)} + 2m_{q_i}^2 - q^2}{2m_{q_i}^2}, \quad (2.11)$$

donde m_{q_i} es la masa del quark. La carga eléctrica es $Q_{u_i} = 2/3$ para los quarks de tipo up y $Q_{d_i} = -1/3$ para los quarks tipo down.

2.1.2. Contribución del bosón Z al MDCM de los quarks

El siguiente diagrama a analizar es el de la fig. 2.2 (b) que corresponde a la contribución del bosón Z al MDCM, y su amplitud tensorial está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{q_i}^\mu(Z) = & \frac{g_s^2 T_{AB}^a}{4c_W^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') \gamma^{\alpha_1} (g_{Vq_i} - g_{Aq_i} \gamma^5) (\not{k} + \not{p}' + m_{q_i}) \gamma^\mu}{(k^2 - m_Z^2 + i\varepsilon) [(k+p')^2 - m_{q_i}^2 + i\varepsilon] [(k+p)^2 - m_{q_i}^2 + i\varepsilon]} \\ & \times (\not{k} + \not{p} + m_{q_i}) \gamma^{\alpha_2} (g_{Vq_i} - g_{Aq_i} \gamma^5) u(p) \left(-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{k_{\alpha_1} k_{\alpha_2}}{m_Z^2} \right). \end{aligned} \quad (2.12)$$

La integral anterior se resolvió, a diferencia del primer diagrama, sólo con el método de descomposición tensorial de las PaVe, debido a que los cálculos son más largos y engorrosos si se resuelve mediante el método de parametrización de Feynman.

Se trabajó de la misma manera en capa de masa $q^2 = 0$, y fuera de capa de masa $q^2 = \pm m_Z^2$. Los resultados analíticos obtenidos para el MDCM inducidos por el bosón neutro Z , se muestran en la siguiente ecuación

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{q_i}(Z) = & \frac{1}{64\pi^2 c_W^2 m_{q_i}^2 (q^2 - 4m_{q_i}^2)^2} \{ 4m_{q_i}^4 [2q^2(m_Z^2(3g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) - 7g_{Aq_i}^2 m_{q_i}^2 + g_{Aq_i}^2 q^2) \\ & - 2m_{q_i}^2 m_Z^2 (9g_{Aq_i}^2 + 4g_{Vq_i}^2) + 3m_Z^4 (g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) + 24g_{Aq_i}^2 m_{q_i}^4] \\ & \times C_0(m_{q_i}^2, m_{q_i}^2, q^2, m_{q_i}^2, m_Z^2, m_{q_i}^2) - 2m_{q_i}^2 (4m_{q_i}^2 - q^2) (m_Z^2 (g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) + 2g_{Aq_i}^2 m_{q_i}^2) \\ & + \frac{1}{m_Z^2 q^2} 2m_{q_i}^4 \sqrt{q^2(q^2 - 4m_{q_i}^2)} \ln \left(\frac{\sqrt{q^2(q^2 - 4m_{q_i}^2)} + 2m_{q_i}^2 - q^2}{2m_{q_i}^2} \right) \\ & \times [q^2(m_Z^2(9g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) - 2g_{Aq_i}^2 m_{q_i}^2) - 4m_{q_i}^2 m_Z^2 (6g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) + 6m_Z^4 (g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) \\ & + 8g_{Aq_i}^2 m_{q_i}^4] - 2\sqrt{m_Z^4 - 4m_{q_i}^2 m_Z^2} \ln \left(\frac{\sqrt{m_Z^4 - 4m_{q_i}^2 m_Z^2} + m_Z^2}{2m_{q_i} m_Z} \right) [-4m_{q_i}^4 (5g_{Aq_i}^2 + 2g_{Vq_i}^2) \\ & + q^2 (2m_{q_i}^2 (4g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) - m_Z^2 (g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2)) + 10m_{q_i}^2 m_Z^2 (g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2)] + \ln \left(\frac{m_{q_i}^2}{m_Z^2} \right) \\ & \times [4m_{q_i}^4 m_Z^2 (7g_{Aq_i}^2 + 4g_{Vq_i}^2) - 10m_{q_i}^2 m_Z^4 (g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) + q^2 (-2m_{q_i}^2 m_Z^2 (5g_{Aq_i}^2 + 2g_{Vq_i}^2) \\ & + m_Z^4 (g_{Aq_i}^2 + g_{Vq_i}^2) - 4g_{Aq_i}^2 m_{q_i}^4) + 16g_{Aq_i}^2 m_{q_i}^6] \}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde las cargas débiles son $g_{Vu_i} = (3 - 8s_W^2)/6$ y $g_{Au_i} = 1/2$, para los quarks tipo up, y $g_{Vd_i} = -(3 - 4s_W^2)/6$ y $g_{Ad_i} = -1/2$ para los quarks tipo down.

Los resultados numéricos de esta contribución para cada quark, se muestran en las Tablas 2.2 - 2.7.

2.1.3. Contribución del bosón W al MDCM de los quarks

Llevamos a cabo en esta sección, la contribución del bosón cargado W al MDCM de los quarks en el ME. Su diagrama de Feynman se muestra en la fig. 2.2 (c), y su

respectiva amplitud tensorial está dada por

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{q_i}^\mu &= \frac{g^2 g_s T_{AB}^a}{2} \sum_{j=1}^3 |V_{q_i q_j}|^2 \\
 &\times \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') \gamma^{\alpha_1} P_L (\not{k} + \not{p}' + m_{q_j}) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_{q_j}) \gamma^{\alpha_2} P_L u(p)}{(k^2 - m_W^2 + i\varepsilon) \left[(k + p')^2 - m_{q_j}^2 + i\varepsilon \right] \left[(k + p)^2 - m_{q_j}^2 + i\varepsilon \right]} \\
 &\times \left(-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{k_{\alpha_1} k_{\alpha_2}}{m_W^2} \right). \tag{2.14}
 \end{aligned}$$

Si un quark tipo up u_i está saliendo, entonces W^- y los quarks tipo down d_j están entrando con $\sum_{j=1}^3 V_{u_i d_j} V_{u_i d_j}^* = \sum_{j=1}^3 |V_{u_i d_j}|^2$. Por otro lado, si un quark tipo down d_i está saliendo, entonces W^+ y u_j están entrando con $\sum_{j=1}^3 V_{u_j d_i}^* V_{u_j d_i} = \sum_{j=1}^3 |V_{u_j d_i}|^2$.

Tomando estas consideraciones, encontramos que fuera de capa de masa $q^2 \neq 0$, la contribución del boson W al MDCM de los quarks, está dado por

$$\begin{aligned}
 \hat{\mu}_{q_i}(W) &= \sum_{j=1}^3 \hat{\mu}_{q_i}(W, q_j) \\
 &= \left\{ \frac{\alpha \sum_{j=1}^3 |V_{q_i} V_{q_j}|^2}{32\pi s_W^2 m_{q_i}^2 m_W^2 (q^2 - 4m_{q_i}^2)^2} \left\{ -4m_{q_i}^4 \left[m_{q_i}^6 - m_{q_i}^4 (5m_{q_j}^2 + 12m_W^2) \right. \right. \right. \\
 &+ m_{q_i}^2 (7m_{q_j}^4 - 12m_{q_j}^2 m_W^2 + 17m_W^4) - q^2 (m_{q_i}^4 - 2m_{q_i}^2 (m_{q_j}^2 + 4m_W^2) \\
 &+ m_{q_j}^4 - 6m_{q_j}^2 m_W^2 + 8m_W^4) - 3(m_{q_j}^6 - 3m_{q_j}^2 m_W^4 + 2m_W^6) - 2m_W^2 (q^2)^2 \left. \right] C_0 \\
 &- 2m_{q_i}^2 (4m_{q_i}^2 - q^2) (m_{q_i}^4 + 3m_{q_i}^2 m_W^2 - m_{q_j}^4 - m_{q_j}^2 m_W^2 + 2m_W^4) \\
 &- \frac{1}{q^2} \left[2m_{q_i}^4 \sqrt{q^2 (q^2 - 4m_{q_j}^2)} \log \left(\frac{\sqrt{q^2 (q^2 - 4m_{q_j}^2)} + 2m_{q_j}^2 - q^2}{2m_{q_j}^2} \right) \right. \\
 &\times [-q^2 (m_{q_i}^2 - 3m_{q_j}^2 + 10m_W^2) - 2(m_{q_i}^4 + m_{q_i}^2 (6m_{q_j}^2 - 11m_W^2) \\
 &- 3(m_{q_j}^4 + m_{q_j}^2 m_W^2 - 2m_W^4))] - 2\sqrt{m_{q_i}^4 - 2m_{q_i}^2 (m_{q_j}^2 + m_W^2) + (m_{q_j}^2 - m_W^2)^2} \\
 &\times [q^2 (m_{q_i}^4 + m_{q_i}^2 (9m_W^2 - 2m_{q_j}^2) + m_{q_j}^4 + m_{q_j}^2 m_W^2 - 2m_W^4) \\
 &+ 2(m_{q_i}^6 + m_{q_i}^4 (4m_{q_j}^2 - 9m_W^2) - 5m_{q_i}^2 (m_{q_j}^4 + m_{q_j}^2 m_W^2 - 2m_W^4))] \left. \right] \\
 &\times \log \left(\frac{-m_{q_i}^2 + \sqrt{m_{q_i}^4 - 2m_{q_i}^2 (m_{q_j}^2 + m_W^2) + (m_{q_j}^2 - m_W^2)^2} + m_{q_j}^2 + m_W^2}{2m_{q_j} m_W} \right) \\
 &- \log \left(\frac{m_{q_j}^2}{m_W^2} \right) \left[q^2 (m_{q_i}^6 - 3m_{q_i}^4 (m_{q_j}^2 - 4m_W^2) + m_{q_i}^2 (3m_{q_j}^4 - 8m_{q_j}^2 m_W^2 + 11m_W^4) \right. \\
 &- m_{q_j}^6 + 3m_{q_j}^2 m_W^4 - 2m_W^6) + 2(m_{q_i}^8 + 3m_{q_i}^6 (m_{q_j}^2 - 4m_W^2) \\
 &+ m_{q_i}^4 (-9m_{q_j}^4 + 4m_{q_j}^2 m_W^2 - 7m_W^4) + 5m_{q_i}^2 (m_{q_j}^6 - 3m_{q_j}^2 m_W^4 + 2m_W^6)) \left. \right] \left. \right\} \Big\}, \tag{2.15}
 \end{aligned}$$

donde C_0 , es la función escalar PaVe $C_0(m_{f_i}^2, m_{f_i}^2, q^2, m_{f_j}^2, m_W^2, m_{f_j}^2)$.

El $\hat{\mu}_{u_i}(W)$ de un quark tipo up $u_i = u, c, t$, es dado por la suma de tres quarks tipo down $d_j = d, s, b$. Dicha suma la podemos escribir mediante

$$\hat{\mu}_{u_i}(W) = \sum_{j=1}^3 \hat{\mu}_{u_i}(W, q_j) = \hat{\mu}_{u_i}(W, d) + \hat{\mu}_{u_i}(W, s) + \hat{\mu}_{u_i}(W, b). \quad (2.16)$$

De manera análoga, el $\hat{\mu}_{d_i}(W)$ de un quark tipo down $d_i = d, s, b$, es dado por la suma de tres quarks tipo up $u_j = u, c, t$.

$$\hat{\mu}_{d_i}(W) = \sum_{j=1}^3 \hat{\mu}_{d_i}(W, q_j) = \hat{\mu}_{d_i}(W, u) + \hat{\mu}_{d_i}(W, c) + \hat{\mu}_{d_i}(W, t). \quad (2.17)$$

Los resultados numéricos para cada quark, pertenecientes a la contribución del bosón W al MDCM, en capa de masa $q^2 = 0$ y fuera de capa de masa $q^2 = \pm m_Z^2$, los podemos observar en los valores dados en las Tablas 2.2 - 2.7. La matriz CKM utilizada en estos cálculos se muestra en el Apéndice A.

2.1.4. Contribución del bosón escalar higgs al MDCM de los quarks

En este apartado se calcula la contribución del bosón escalar higgs al MDCM de los quarks. Su diagrama se muestra en la fig. 2.2 (d) y su amplitud tensorial está dada por

$$\mathcal{M}_{q_i}^\mu(H) = \frac{g^2 m_{q_i}^2 g_s T_{AB}^a}{4m_W^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p')(\not{k} + \not{p}' + m_{q_i})\gamma^\mu(\not{k} + \not{p} + m_{q_i})u(p)}{(k^2 - m_H^2 + i\varepsilon) [(k + p')^2 - m_{q_i}^2 + i\varepsilon] [(k + p)^2 - m_{q_i}^2 + i\varepsilon]}. \quad (2.18)$$

La integral tensorial anterior se resolvió de manera análoga a la de la Sec. 2.1.1, usando el método de la parametrización de Feynman [34], con sus respectivas condiciones cinemáticas y de transversalidad, de donde se obtuvo la contribución del bosón escalar higgs al MDCM de los quarks, dada mediante

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{q_i}(H) &= \frac{-g^2 m_{q_i}^4 T_{AB}^a}{64\pi^2 m_W^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(x+y-2)(x+y)}{m_{q_i}^2 (x+y)^2 - q^2 xy + m_H(1-x-y)} \\ &= \frac{-\alpha m_{q_i}^4 T_{AB}^a}{16\pi s_W^2 m_W^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(x+y-2)(x+y)}{m_{q_i}^2 (x+y)^2 - q^2 xy + m_H(1-x-y)}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

donde hemos usado en esta última igualdad $g = e/s_W$, siendo $s_W \equiv \sin \theta_W(m_Z) = \sqrt{0.23121}$, el ángulo de mezcla débil.

Los resultados obtenidos de la integral 2.19, se trabajaron como en los casos anteriores, en capa de masa $q^2 = 0$, y fuera de capa de masa $q^2 = \pm m_Z^2$. Los valores numéricos para cada quark se muestran en las Tablas 2.2 - 2.6.

Los mismos resultados se comprobaron usando el método de descomposición tensorial de las funciones escalares de Passarino-Veltman. La solución analítica encontrada para cada quark, cuando se trabaja fuera de capa de masa $q^2 \neq 0$ es

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_{qi}(H) = & \frac{\alpha}{32\pi s_W^2 m_W^2 (q^2 - 4m_{qi}^2)^2} [12m_{qi}^4 m_H^2 (-4m_{qi}^2 + m_H^2 + q^2) \\
& \times C_0(m_{qi}^2, m_{qi}^2, q^2, m_{qi}^2, m_H^2, m_{qi}^2) + 2m_{qi}^2 m_H^2 (q^2 - 4m_{qi}^2) \\
& + \frac{6m_{qi}^4 \sqrt{q^2(q^2 - 4m_{qi}^2)} (-4m_{qi}^2 + 2m_H^2 + q^2) \ln(\frac{\sqrt{q^2(q^2 - 4m_{qi}^2)} + 2m_{qi}^2 - q^2}{2m_{qi}^2})}{q^2} \\
& + m_H^2 (24m_{qi}^4 + q^2(m_H^2 - 6m_{qi}^2) - 10m_{qi}^2 m_H^2) \ln(\frac{m_{qi}^2}{m_H^2}) \\
& - 2\sqrt{m_H^4 - 4m_{qi}^2 m_H^2} (-16m_{qi}^4 + q^2(4m_{qi}^2 - m_H^2) + 10m_{qi}^2 m_H^2) \\
& \times \ln(\frac{\sqrt{m_H^4 - 4m_{qi}^2 m_H^2} + m_H^2}{2m_{qi} m_H})],
\end{aligned} \tag{2.20}$$

donde $m_H = 125.1$ GeV es la masa del bosón de Higgs.

2.1.5. Contribución del gluon al MDCM de los quarks

El cálculo correspondiente a este apartado es el de la contribución del gluon al MDCM de los quarks, su diagrama se muestra en la fig. 2.2 (e) y su amplitud tensorial está dada por

$$\mathcal{M}_{qi}^\mu(g) = -\frac{g_s^3}{6} T_{AB}^a \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') \gamma^{\alpha_1} (\not{k} + \not{p}' + m_{qi}) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_{qi}) \gamma^{\alpha_2} u(p)}{(k^2 + i\varepsilon) [(k + p')^2 - m_{qi}^2 + i\varepsilon] [(k + p)^2 - m_{qi}^2 + i\varepsilon]} (-g_{\alpha_1 \alpha_2}). \tag{2.21}$$

La integral anterior se resolvió de manera análoga a la de la Sec. 2.1.1 y 2.1.4, usando el método de la parametrización de Feynman [34], con sus respectivas condiciones cinemáticas y de transversalidad, de donde se obtuvo la información de la contribución del gluon al MDCM de los quarks, que resultó ser

$$\hat{\mu}_{qi}(g) = \frac{m_{qi}}{g_s} \frac{g_s^3 m_{qi}}{48\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(x+y-1)(x+y)}{m_{qi}^2 (x+y)^2 - q^2 xy}. \tag{2.22}$$

Si trabajamos en capa de masa $q^2 = 0$, la Ec. (2.22) se convierte en

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_{qi}(g) &= \frac{g_s^2}{48\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(x+y-1)(x+y)}{(x+y)^2} \\
&= \frac{-g_s^2}{48\pi^2} \frac{1}{2} \\
&= \frac{-4\pi\alpha_s}{96\pi^2} \\
&= \frac{-\alpha_s}{24\pi}.
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Donde hemos usado $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$, por lo que hemos obtenido una constante para la contribución del gluon al MDCM de los quarks, cuando se trabaja en capa de masa. De modo que para cualquier quark obtendremos el valor constante

$$\hat{\mu}_{q_i}(g) = \frac{-\alpha_s}{24\pi} = -1.56 \times 10^{-3} \quad (2.24)$$

Trabajando fuera de capa de masa, con en el momento transferido del gluon en el valor espacialoide $q^2 = -m_Z^2$ y temporaloide $q^2 = m_Z^2$, usando la Ec. (2.22), obtenemos para cada quark las contribuciones numéricas que se muestran en las Tablas 2.2 - 2.7.

Los mismos resultados se obtuvieron trabajando con el método de las funciones escalares de Passarino-Veltman usando el software **FeynCalc** [32] y **Package-X** [33]. Con esto podemos mostrar, que el resultado analítico obtenido para cualquier quark del ME, cuando se trabaja fuera de capa de masa $q^2 \neq 0$, es

$$\hat{\mu}_{q_i}(g) = -\frac{\alpha_s m_{q_i}^2}{12\pi \sqrt{q^2 (q^2 - 4m_{q_i}^2)}} \ln \frac{\sqrt{q^2 (q^2 - 4m_{q_i}^2)} + 2m_{q_i}^2 - q^2}{2m_{q_i}^2}, \quad (2.25)$$

donde podemos observar, que el resultado obtenido, salvo por una constante, es completamente similar al de la contribución del fotón, mostrado en la Ec. (2.11).

Los valores numéricos obtenidos de esta contribución para cada quark, se muestran de igual manera en las Tablas 2.2 - 2.7.

2.1.6. Contribución del trivértice del gluon al MDCM de los quarks en el ME

En este apartado se realizaron los cálculos correspondientes a las contribuciones del trivértice del gluon al MDCM, mostrado en la fig. 2.2 (f), y se obtuvo la siguiente amplitud tensorial

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{q_i}^\mu(3g) = & \frac{-3gs^3}{2} T_{AB}^a \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \frac{\gamma^{\alpha_1} (\not{k} + m_{q_i}) \gamma^{\alpha_4} g^{\alpha_1\alpha_2}}{(k^2 - m_{q_i}^2)(k - p')^2(k - p)^2} \\ & \times [(k - 2p + p')^{\alpha_2} g^{\mu\alpha_3} + (-2k + p + p')^\mu g^{\alpha_3\alpha_2} + (k + p - 2p')^{\alpha_3} g^{\alpha_2\mu}] g^{\alpha_3\alpha_4} u(p). \end{aligned} \quad (2.26)$$

La integral anterior se resolvió usando el método de la parametrización de Feynman [34], así como las condiciones cinemáticas y de transversalidad.

Se realizó primero la correspondiente contracción de índices en el numerador de la Ec. (2.26), se aplicaron las ecuaciones de Dirac, se utilizó el corrimiento encontrado en la parametrización de Feynmann, se simplificaron los resultados y finalmente se implementó la identidad de Gordón, de donde obtuvimos la información para el MDCM de los quarks, dada mediante

$$\hat{\mu}_{q_i}(3g) = \frac{m_{q_i}}{gs} \frac{6gs^3}{32\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \int_0^1 dz \delta(1 - x - y - z) \frac{m_{q_i}(x + y - 1)(x + y)}{m_{q_i}^2(x + y - 1)^2 - q^2 xy}. \quad (2.27)$$

Después de realizar algunas simplificaciones de la ecuación anterior llegamos a

$$\hat{\mu}_{qi}(3g) = m_{qi}^2 \frac{3}{4\pi} \alpha_s \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dx \frac{z(z-1)}{m_{qi}^2 z^2 + q^2 x(x+z-1)}. \quad (2.28)$$

Dicho integrando es inestable, característica ya identificada en la literatura en las Refs. [6, 7], ya que si resolvemos la integral primeramente para el caso del gluon en capa de masa, es decir, en $q^2 = 0$, la integral de la Ec. (2.28) se reduce a:

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{qi}(3g) &= m_{qi}^2 \frac{3}{4\pi} \alpha_s \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dx \frac{(z-1)^2}{m_{qi}^2 z} \\ &= \frac{3\alpha_s}{4\pi} \int_0^1 dz \frac{(1-z)(z-1)}{z} \\ &= \frac{3\alpha_s}{4\pi} \left[-\frac{z^2}{2} + 2z - \log(z) \right]_0^1, \end{aligned} \quad (2.29)$$

donde podemos observar que el resultado no converge en $\{0\}$, por lo que tenemos una divergencia para cualquier quark cuando se toma $q^2 = 0$, obteniendo concordancia con los resultados mostrados en las Refs. [6, 7], donde señalan esta divergencia. Esta definición es entonces problemática, ya que requiere el uso de la teoría de perturbaciones a energía cero (momento de transferencia del gluon), donde no es válida para interacciones fuertes. Un problema relacionado es que los valores medidos de las constantes físicas y las masas relacionadas con las interacciones fuertes se conocen a altas energías, no en $q^2 = 0$. Sin embargo, podemos usar las mismas técnicas para calcular el factor de forma anómalo cromomagnético y, por lo tanto, el MDCM en una escala de energía más alta [6]. Calculamos entonces el $\hat{\mu}_{qi}$ en una energía correspondiente a la masa del bosón Z , es decir, en un momento de transición del gluon en $q^2 = -m_Z^2$ y $q^2 = +m_Z^2$. Los valores numéricos para el MDCM de los quarks, tomando estas consideraciones, se calcularon de acuerdo a la Ec. (2.28) y se obtuvieron los siguientes resultados

$\hat{\mu}_{qi}(3g)$	$q^2 = -m_Z^2$	$q^2 = 0$	$q^2 = +m_Z^2$
Up	-1.05×10^{-10}	indeterminado	$1.05 \times 10^{-10} - 1.61 \times 10^{-11}i$
Down	-4.52×10^{-10}	indeterminado	$4.52 \times 10^{-10} - 7.52 \times 10^{-11}i$
Strange	-1.23×10^{-7}	indeterminado	$1.23 \times 10^{-7} - 2.98 \times 10^{-8}i$
Charm	-1.04×10^{-5}	indeterminado	$1.04 \times 10^{-5} - 4.07 \times 10^{-6}i$
Bottom	-1.40×10^{-4}	indeterminado	$1.36 \times 10^{-4} - 8.56 \times 10^{-5}i$
Top	-2.12×10^{-2}	indeterminado	$-1.22 \times 10^{-2} - 2.55 \times 10^{-2}i$

Tabla 2.1: Contribución del trivértice del gluon al MDCM de los quarks.

Podemos decir que en general los MDCM de los quarks, son cantidades complejas,

y que dicha contribución tiene buen comportamiento para los casos en los que se toma el momento de transición del gluon como $q^2 = +m_Z^2$ y $q^2 = -m_Z^2$, es decir, el resultado es finito, pero cuando $q^2 = 0$ se obtiene una divergencia.

MDCM con parametrización de Feynman usando un propagador de gluon masivo

Usaremos ahora en nuestro siguiente cálculo, el artificio de agregar masas pequeñas (m_g) a los gluones virtuales, esto para corroborar nuestros resultados y la divergencia obtenida en la sección anterior. Trabajaremos para ello el diagrama del tri-vértice del gluon mostrado en la fig. 2.2 (f), cuya amplitud tensorial quedará expresada de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{q_i}^\mu(3g) = & \frac{-3gs^3}{2} T_{AB}^a \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \frac{\gamma^{\alpha_1} (\not{k} + m_{q_i}) \gamma^{\alpha_4} g^{\alpha_1 \alpha_2}}{(k^2 - m_{q_i}^2) [(k-p')^2 - m_g^2] [(k-p)^2 - m_g^2]} \\ & \times [(k-2p+p')^{\alpha_2} g^{\mu \alpha_3} + (-2k+p+p')^\mu g^{\alpha_3 \alpha_2} + (k+p-2p')^{\alpha_3} g^{\alpha_2 \mu}] g^{\alpha_3 \alpha_4} u(p). \end{aligned} \quad (2.30)$$

La integral anterior la resolvemos de manera análoga a la tratada en la Ec. (2.26), tomando para ello las condiciones cinemáticas y de transversalidad involucradas, así como las respectivas contracciones de índices de Lorentz y corrimiento encontrado.

Después de realizar las álgebras necesarias y usando el método de parametrización de Feynman, encontramos que la contribución al MDCM del tri-vértice del gluon está dado por

$$\hat{\mu}_{q_i}(3g) = \frac{m_{q_i}}{gs} \frac{6gs^3}{32\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \int_0^1 dz \delta(1-x-y-z) \frac{m_{q_i}(x+y-1)(x+y)}{m_{q_i}^2(x+y-1)^2 - q^2xy + m_g^2(x+y)}. \quad (2.31)$$

Al realizar algunas simplificaciones de la ecuación anterior, sustituyendo $y = 1-x-z$, encontramos que podemos expresar (2.31) como

$$\hat{\mu}_{q_i}(3g) = m_{q_i}^2 \frac{3}{4\pi} \alpha_s \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dx \frac{z(z-1)}{m_{q_i}^2 z^2 + q^2 x(x+z-1) + m_g^2(z-1)}. \quad (2.32)$$

Ahora, considerando que estamos trabajando en capa de masa, es decir en $q^2 = 0$, la ecuación anterior toma la forma

$$\hat{\mu}_{q_i}(3g) = m_{q_i}^2 \frac{3}{4\pi} \alpha_s \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dx \frac{z(z-1)}{m_{q_i}^2 z^2 + m_g^2(z-1)}. \quad (2.33)$$

De modo que, cuando hacemos tender $m_g \rightarrow 0$, el MDCM queda expresado como

$$\hat{\mu}_{q_i}(3g) = m_{q_i}^2 \frac{3}{4\pi} \alpha_s \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dx \frac{z(z-1)}{m_{q_i}^2 z^2}, \quad (2.34)$$

obteniendo la misma forma y solución que la Ec. (2.29), es decir, obtenemos que

$$\hat{\mu}_{q_i}(3g) = \frac{3\alpha_s}{4\pi} \left[-\frac{z^2}{2} + 2z - \log(z) \right]_0^1, \quad (2.35)$$

donde observamos que el resultado diverge al querer evaluar el logaritmo en $\{0\}$, por lo que tenemos que la divergencia aparece considerando al gluon en capa de masa, y a los gluones virtuales con un propagador masivo, masa que tenderá a 0. Obtenemos entonces con esta forma, concordancia con los resultados mostrados en la sección anterior y con los reportados en la Ref. [6] donde lo hacen por este método y señalan esta divergencia, realizando después sus cálculos fuera de capa de masa, considerando $q^2 = m_Z^2$.

MDCM usando las funciones escalares PaVe para indicar la divergencia infraroja

En este apartado resolvemos la integral tensorial de la Ec. (2.26), ahora mediante el método de regularización dimensional de las funciones escalares de Passarino-Veltman, ya que dicha función es la que nos causa problemas, al presentar una divergencia cuando se trabaja con el gluón en capa de masa. Al resolver la integral obtenemos que la contribución del trivértice del gluón al MDCM fuera de capa de masa $q^2 \neq 0$, está dado por

$$\hat{\mu}_{q_i}(3g) = \frac{3\alpha_s}{4\pi} \frac{m_{q_i}^4}{(q^2 - 4m_{q_i}^2)^2} \left[8 - \frac{2q^2}{m_{q_i}^2} + \left(8 + \frac{q^2}{m_{q_i}^2} \right) (B_{01}^{3g} - B_{02}^{3g}) - 6q^2 C_0^{3g} \right], \quad (2.36)$$

donde $B_{01}^{3g} \equiv B_0(m_{q_i}^2, 0, m_{q_i}^2)$, $B_{02}^{3g} \equiv B_0(q^2, 0, 0)$ y $C_0^{3g} \equiv C_0(m_{q_i}^2, m_{q_i}^2, q^2, 0, m_{q_i}^2, 0)$ son las funciones escalares PaVe. El término

$$B_{01}^{3g} - B_{02}^{3g} = -\ln \frac{m_{q_i}^2}{-q^2} \quad (2.37)$$

es divergente cuando el gluón está en capa de masa $q^2 = 0$, el problema surge específicamente de B_{02}^{3g} . Considerando entonces q^2 pequeño obtenemos

$$\hat{\mu}_{q_i}(3g) \simeq \frac{3\alpha_s}{8\pi} \left(1 - \ln \frac{m_{q_i}^2}{-q^2} \right), \quad (2.38)$$

el cual diverge cuando el gluón está en capa de masa

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} \hat{\mu}_{q_i}(3g) = \text{Divergente}. \quad (2.39)$$

Este logaritmo problemático mostrado en la Ec. (2.38), fue también señalado en la Ec. (37) de la Ref. [7], pero no indicaron la topología de la PaVe que induce esta, mientras que en la Ec. (11) de la Ref. [6] la divergencia fue mostrada a través del método de Parametrización de Feynman, considerando la prescripción $+i\epsilon$, pero sólo gráficamente. Nosotros mostramos la naturaleza de dicha divergencia regularizando dimensionalmente la función escalar de dos puntos $B_0^{3g} \equiv B_0(q^2, 0, 0)$ que aparece en (2.36) y (2.37), la cual nos mostrara sus polos $1/\epsilon_{UV}$ y $1/\epsilon_{IR}$, utilizando para tal fin la forma desarrollada en [36].

La integral que da lugar a esta PaVe es

$$\begin{aligned}
 B_0(q^2, 0, 0) &= -i16\pi^2\mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{(k-p)^2(k-p')^2} \\
 &= -i16\pi^2\mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{k^2(k+q)^2} .
 \end{aligned} \tag{2.40}$$

Usamos ahora la parametrización de Feynman para dos puntos, la cual está dada mediante [34]

$$\frac{1}{AB} = \int_0^1 dx \frac{1}{[xA + (1-x)B]^2} . \tag{2.41}$$

Por lo que usando (2.41) en (2.40), tomando $A = k^2$ y $B = (k+q)^2$, y usando el corrimiento $k = l - q(1-x)$, encontramos que podemos expresar nuestra $B_0(q^2, 0, 0)$ como

$$B_0(q^2, 0, 0) = -i16\pi^2\mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \int_0^1 dx \frac{1}{[l^2 - \Delta B_0]^2}, \tag{2.42}$$

con $\Delta B_0 = -q^2 x(1-x)$. Para resolver nuestra integral anterior en l , usamos la integral D-dimensional de Minkoski [34], que está dada por

$$\int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \frac{1}{(l^2 - \Delta)^n} = \frac{(-1)^n i}{(4\pi)^{D/2}} \frac{\Gamma(n - \frac{D}{2})}{\Gamma(n)} \frac{1}{\Delta^{n-D/2}} . \tag{2.43}$$

Usando entonces (2.43) para resolver (2.42), con $n = 2$ y $D = 4 - 2\epsilon$ obtenemos

$$\begin{aligned}
 B_0(q^2, 0, 0) &= \Gamma(\epsilon)(4\pi)^\epsilon \int_0^1 dx \left(\frac{\mu^2}{\Delta B_0} \right)^\epsilon \\
 &= \Gamma(\epsilon)(4\pi)^\epsilon \int_0^1 dx \left(\frac{\mu^2}{-q^2 x(1-x)} \right)^\epsilon \\
 &= \Gamma(\epsilon)(4\pi)^\epsilon \int_0^1 dx \frac{1}{x^\epsilon(1-x)^\epsilon} \left(\frac{\mu^2}{-q^2} \right)^\epsilon \\
 &= \Gamma(\epsilon)(4\pi)^\epsilon \int_0^1 dx x^{-\epsilon}(1-x)^{-\epsilon} \left(\frac{\mu^2}{-q^2} \right)^\epsilon \\
 &= \Gamma(\epsilon)(4\pi)^\epsilon \mathcal{B}(1-\epsilon, 1-\epsilon) \left(\frac{\mu^2}{-q^2} \right)^\epsilon \\
 &= \Gamma(\epsilon)(4\pi)^\epsilon \left(\frac{\mu^2}{-q^2} \right)^\epsilon ,
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

donde $\mathcal{B}(1-\epsilon, 1-\epsilon)$ es la función beta de Euler que esta definida mediante

$$\mathcal{B}(x, y) = \int_0^1 dz z^{x-1} z^{y-1} = \frac{\Gamma(x)\Gamma(y)}{\Gamma(x+y)} . \tag{2.45}$$

Podemos observar en (2.44) que el término $\frac{1}{(-q^2)^\epsilon}$ es una indeterminación del tipo $\frac{1}{0^0}$ cuando $q^2 \rightarrow 0$ y $\epsilon \rightarrow 0$, la cual aparece en nuestra ecuación en forma de polos UV y IR. Dicha indeterminación se da desde un principio si se toma $D = 4$, proveniente de la función $\Gamma(n - D/2)$. En tal caso se debe hacer una regularización. La regularización que haremos será de la forma que se sugiere en el Cap. 8 de [36], donde usamos la integral

$$\int_{-y}^{\infty} \frac{dx}{x} x^\epsilon = (-y)^\epsilon \left(-\frac{1}{\epsilon}\right), \quad (2.46)$$

de modo que la parte $\left(\frac{\mu^2}{-q^2}\right)^\epsilon$ de la Ec.(2.44) la podemos escribir como

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mu^2}{-q^2}\right)^\epsilon &= \epsilon \int_{-q^2}^{\infty} dr^2 \frac{(\mu^2)^\epsilon}{(r^2)^{\epsilon+1}} \\ &= \epsilon \int_{-q^2}^{\mu^2} dr^2 \frac{(\mu^2)^\epsilon}{(r^2)^{\epsilon+1}} + \epsilon \int_{\mu^2}^{\infty} dr^2 \frac{(\mu^2)^\epsilon}{(r^2)^{\epsilon+1}}, \end{aligned} \quad (2.47)$$

si usamos ahora las integrales

$$\text{Region UV : } \int_a^{\infty} dx \frac{a^\epsilon}{x^{\epsilon+1}} = \frac{1}{\epsilon} \equiv \frac{1}{\epsilon_{UV}}, \quad \text{Re } \epsilon > 0, \mu > 0, \quad (2.48)$$

$$\text{Region IR : } \int_0^a dx \frac{a^\epsilon}{x^{\epsilon+1}} = -\frac{1}{\epsilon} \equiv -\frac{1}{\epsilon_{IR}}, \quad \text{Re } \epsilon < 0, \mu > 0, \quad (2.49)$$

y considerando el lím $q^2 \rightarrow 0$, obtenemos el resultado de la Ec.(2.44), que queda de la forma

$$\begin{aligned} B_0(0, 0, 0) &= \lim_{q^2 \rightarrow 0} B_0(q^2, 0, 0) \\ &= (4\pi)^\epsilon \Gamma(\epsilon) \epsilon \int_{\mu^2}^{\infty} dr^2 \frac{(\mu^2)^\epsilon}{(r^2)^{\epsilon+1}} + (4\pi)^\epsilon \Gamma(\epsilon) \epsilon \int_0^{\mu^2} dr^2 \frac{(\mu^2)^\epsilon}{(r^2)^{\epsilon+1}} \\ &= (4\pi)^{\epsilon_{UV}} \Gamma(\epsilon_{UV}) - (4\pi)^{\epsilon_{IR}} \Gamma(\epsilon_{IR}) \\ &= \Delta_{UV} - \Delta_{IR} \\ &= \frac{1}{\epsilon_{UV}} - \frac{1}{\epsilon_{IR}}, \end{aligned} \quad (2.50)$$

donde hemos encontrado de forma explícita los polos IR y UV de la divergencia que ha surgido al calcular el MDCM.

De esta manera, la expresión $B_{01}^{3g} - B_{02}^{3g}$, con $B_{01}^{3g} = B_0(m_q^2, 0, m_q^2) = \Delta_{UV} + \ln \frac{\mu^2}{m_q^2} + 2$, y la nueva B_{02}^{3g} de la Ec. (2.50), toma la forma

$$\begin{aligned} B_{01}^{3g} - B_{02}^{3g} &= B_0(m_{q_i}^2, 0, m_{q_i}^2) - B_0(0, 0, 0) \\ &= \Delta_{IR} + \ln \frac{\mu^2}{m_{q_i}^2} + 2, \end{aligned} \quad (2.51)$$

el cual exhibe la naturaleza Infrarroja de la divergencia, que contiene la contribución del trivértice del gluón al MDCM de los quarks.

Finalmente, la Ec. (2.36) que nos da la contribución de $\hat{\mu}_{q_i}$ debida al trivértice del gluón, cuando se trabaja en capa de masa $q^2 = 0$, queda de la siguiente manera

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} \hat{\mu}_{q_i}(3g) = \frac{3\alpha_s}{8\pi} \left(\Delta_{IR} + \ln \frac{\mu^2}{m_{q_i}^2} + 3 \right), \quad (2.52)$$

donde Δ_{IR} contiene el polo $1/\epsilon_{IR}$ de naturaleza Infrarroja. Este comportamiento puede ser observado numéricamente para el caso del quark top en la fig. 2.5 (g) cuando el momento del gluón $q^2 = \pm M \rightarrow 0$.

Para el caso del gluón fuera de capa de masa $q^2 = \pm m_Z^2$, el valor espacialoide $q^2 = -m_Z^2$ sólo nos proporciona parte real, mientras que el valor temporaloide $q^2 = m_Z^2$ nos da parte real e imaginaria. Estos valores para cada quark están listados en las Tablas 2.2-2.7.

Respecto al quark top, el comportamiento de $q^2 = \pm M^2$ es mostrado en la fig. 2.5 (g), y sus valores explícitos están dados en la Tabla 2.7.

2.2. Resultados

Al usar los resultados analíticos de cada contribución a $\hat{\mu}_{q_i}$ provenientes de la parametrización de Feynman y de las funciones escalares PaVe de la sección anterior, obtenemos los valores numéricos que se muestran en las gráficas de las figs. 2.3 y 2.4, donde se observa el MDCM para cada quark del ME, como función del momento transferido del gluon en su valor temporaloide $q^2 = M^2$ (fig. 2.3) y espacialoide $q^2 = -M^2$ (fig. 2.4), en un intervalo de $M = [10, 200]$ GeV. En ambas gráficas se muestra la parte real y la imaginaria. Cabe señalar, que para los valores espacialoides, el quark top es el único que nos da parte imaginaria, la cual surge del bosón W.

Como podemos apreciar el quark top nos proporciona los mayores valores, por lo que graficamos a detalle cada una de sus contribuciones como función del momento transferido del gluón, en las figs. 2.5 y 2.6, en un intervalo de $M = [0, 200]$ GeV. El valor $M = m_Z$ es mostrado con línea azul en estas gráficas. Los valores de $\hat{\mu}_{q_i}$ para el gluón en capa de masa, son bien portados para todos los diagramas, excepto para el del trivértice del gluon. La fig. 2.5 (a) muestra la contribución del fotón tipo Schwinger, y sus valores son enteramente reales y positivos. En fig. 2.5 (b) se presenta la contribución del bosón Z al MDCM el cual nos proporciona sólo valores reales negativos. En la fig. 2.5 (c) y (d) se muestra la contribución del bosón W a $\hat{\mu}_t$ en su parte real e imaginaria respectivamente. La parte real nos da valores positivos y la imaginaria negativos. En fig. 2.5 (e) observamos la contribución del bosón de Higgs, la cual nos aporta solo parte positiva y real. En la fig. 2.5 (f) la parte de la contribución del gluon es mostrada y sus valores son reales y negativos. Finalmente, en la fig. 2.5 (g) y (h) podemos apreciar la contribución del trivértice del gluón al MDCM del quark top en su parte real e imaginaria, donde ambos valores son negativos. En la fig. 2.6 (a) y (b) podemos apreciar los valores totales de las contribuciones al MDCM del quark top, en su valor espacialoide y temporaloide respectivamente. En fig. 2.6 (c)

y (d) hemos separado la contribución de la parte electrodébil y en fig. 2.6 (e) y (f) la parte de la contribución de QCD. Por último en la fig. 2.6 (g) se muestra el valor absoluto de $\hat{\mu}_t$.

Finalmente, los valores numéricos de las contribuciones totales para el MDCM de cada quark, se muestran en las Tablas 2.2-2.7, tanto en capa de masa $q^2 = 0$ como fuera de capa de masa $q^2 = \pm m_Z^2$.

Comparando las partes reales de $\text{Re } \hat{\mu}_{q_i}$ para los quarks ligeros, en $q^2 = -m_Z^2$ y $q^2 = m_Z^2$, observamos que todos tienen el mismo orden de magnitud pero son de signos opuestos. En casi todos los casos para la evaluación en el caso temporalloide, la parte $\text{Im } \hat{\mu}_{q_i}$ es del mismo orden de magnitud que $\text{Re } \hat{\mu}_{q_i}$ pero con signo opuesto.

Respecto a los ordenes de magnitud, las evaluaciones en los casos temporalloide y espacialloide, nos dan los siguientes valores para cada quark

$$|\hat{\mu}_u| \sim 10^{-10}, |\hat{\mu}_d| \sim 10^{-10}, |\hat{\mu}_s| \sim 10^{-7}, |\hat{\mu}_c| \sim 10^{-5}, |\hat{\mu}_b| \sim 10^{-4} \text{ y } |\hat{\mu}_t| \sim 10^{-2}.$$

Los valores más grandes provienen de la contribución del trivértice del gluón $\hat{\mu}_{q_i}(3g)$, mientras que los valores más pequeños son proporcionados por el bosón de Higgs $\hat{\mu}_{q_i}(H)$.

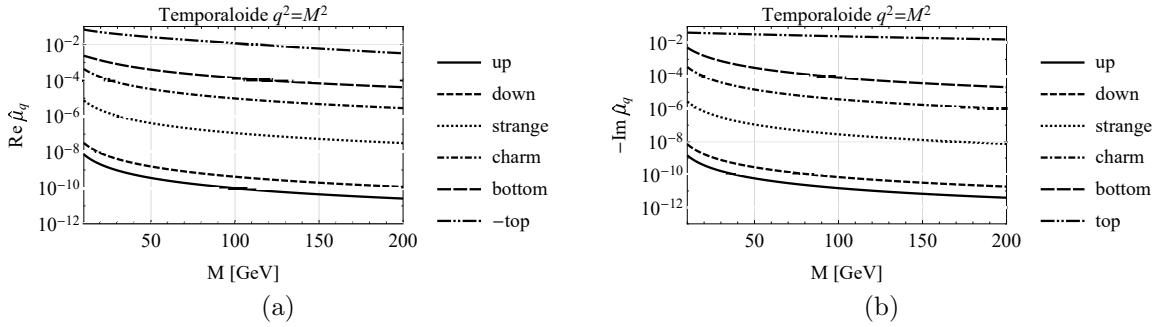


Figura 2.3: MDCM de los quarks en el ME como función del momento transferido del gluon $q^2 = M^2$, variando $M = [10, 200] \text{ GeV}$, mostrando (a) las partes reales y (b) las imaginarias.

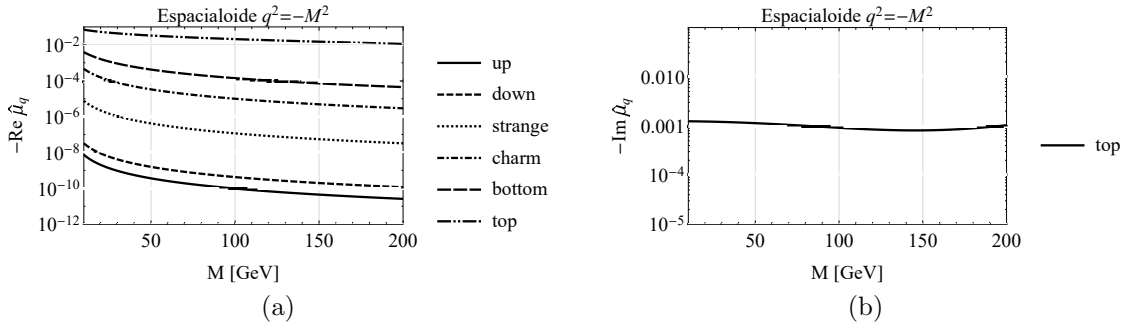


Figura 2.4: MDCM de los quarks en el ME como función del momento transferido del gluon $q^2 = -M^2$, variando $M = [10, 200] \text{ GeV}$, mostrando (a) las partes reales y (b) las imaginarias.

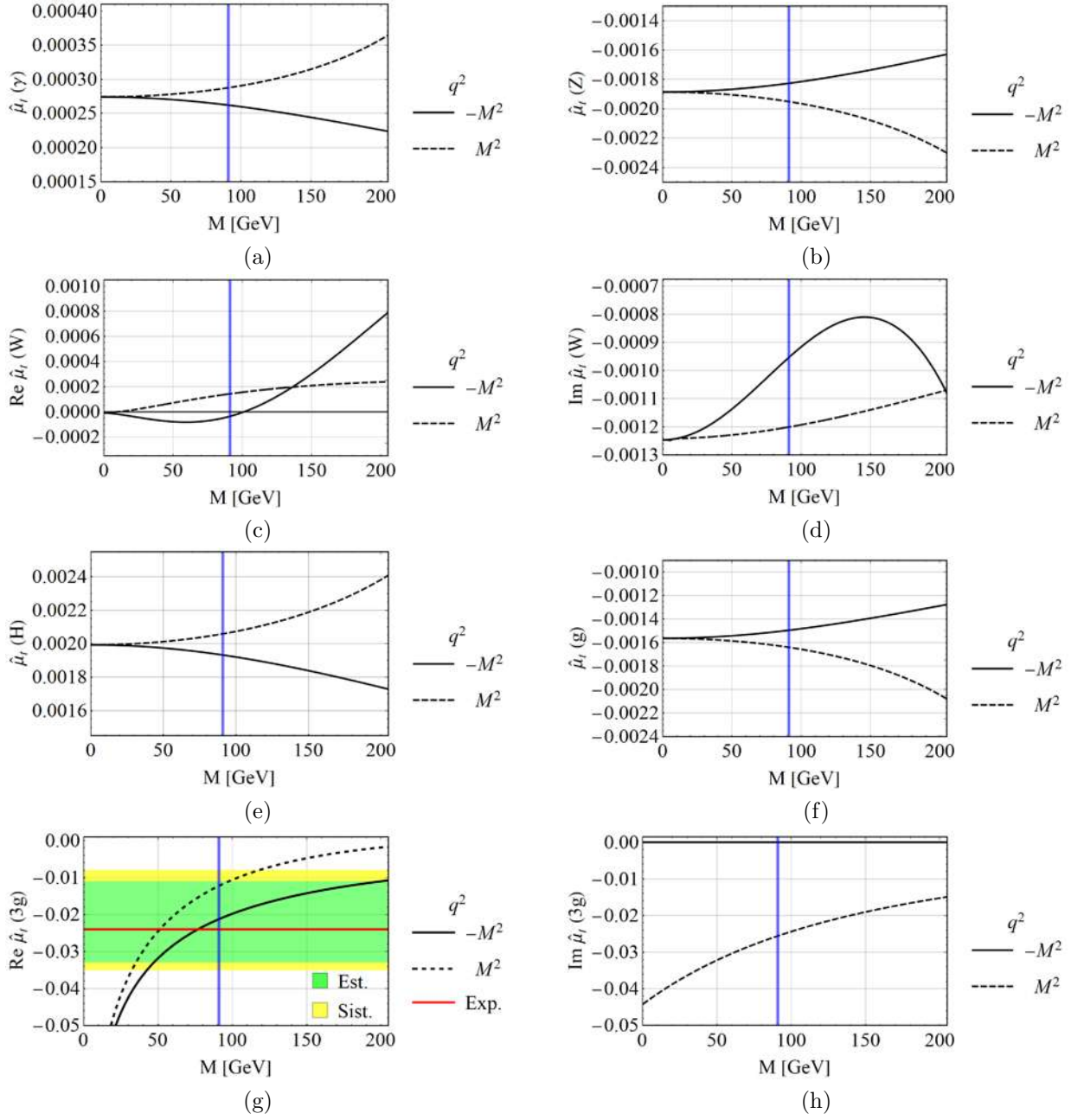


Figura 2.5: Contribución al MDCM del quark top como función del momento trasfido del gluon $q^2 = \pm M^2$, variando $M = [0, 200] \text{ GeV}$, la linea azul indica $M = m_z$. En (g) se muestra la contribución principal de la parte $\text{Re } \hat{\mu}_t(3g)$, y es comparada con la medición experimental que es de $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0.024^{+0.013}_{-0.009} (Est.)^{+0.016}_{-0.011} (Sist.)$

$\hat{\mu}_u$	$q^2 = -m_Z^2$	$q^2 = 0$	$q^2 = +m_Z^2$
γ	2.24×10^{-12}	2.74×10^{-4}	$-2.24 \times 10^{-12} + 3.13 \times 10^{-13}i$
Z	-9.51×10^{-14}	-1.30×10^{-13}	$-1.23 \times 10^{-13} - 6.05 \times 10^{-14}i$
W	-1.55×10^{-13}	-2.15×10^{-13}	$-2.03 \times 10^{-13} - 1.03 \times 10^{-13}i$
H	2.91×10^{-23}	3.31×10^{-22}	$1.89 \times 10^{-23} + 3.92 \times 10^{-23}i$
g	-1.28×10^{-11}	-1.56×10^{-3}	$1.28 \times 10^{-11} - 1.79 \times 10^{-12}i$
3g	-1.05×10^{-10}	Div. IR	$1.05 \times 10^{-10} - 1.61 \times 10^{-11}i$
Total	-1.15×10^{-10}	Div. IR	$1.15 \times 10^{-10} - 1.77 \times 10^{-11}i$

Tabla 2.2: MDCM del quark up.

$\hat{\mu}_d$	$q^2 = -m_Z^2$	$q^2 = 0$	$q^2 = +m_Z^2$
γ	2.44×10^{-12}	6.85×10^{-5}	$-2.44 \times 10^{-12} + 3.66 \times 10^{-13}i$
Z	-4.18×10^{-13}	-5.68×10^{-13}	$-5.52 \times 10^{-13} - 2.56 \times 10^{-13}i$
W	-7.23×10^{-13}	-1.00×10^{-12}	$-9.48 \times 10^{-13} - 4.83 \times 10^{-13}i$
H	6.37×10^{-22}	6.72×10^{-21}	$4.15 \times 10^{-22} + 8.57 \times 10^{-22}i$
g	-5.56×10^{-11}	-1.56×10^{-3}	$5.56 \times 10^{-11} - 8.36 \times 10^{-12}i$
3g	-4.52×10^{-10}	Div. IR	$4.52 \times 10^{-10} - 7.52 \times 10^{-11}i$
Total	-5.06×10^{-10}	Div. IR	$5.04 \times 10^{-10} - 8.4 \times 10^{-11}i$

Tabla 2.3: MDCM del quark down.

$\hat{\mu}_s$	$q^2 = -m_Z^2$	$q^2 = 0$	$q^2 = +m_Z^2$
γ	6.90×10^{-10}	6.85×10^{-5}	$-6.90 \times 10^{-10} + 1.45 \times 10^{-10}i$
Z	-1.66×10^{-10}	-2.25×10^{-10}	$-2.19 \times 10^{-10} - 1.01 \times 10^{-10}i$
W	-2.95×10^{-10}	-4.10×10^{-10}	$-3.87 \times 10^{-10} - 1.97 \times 10^{-10}i$
H	1.00×10^{-16}	7.47×10^{-16}	$6.53 \times 10^{-17} + 1.34 \times 10^{-16}i$
g	-1.57×10^{-8}	-1.56×10^{-3}	$1.57 \times 10^{-8} - 3.32 \times 10^{-9}i$
3g	-1.23×10^{-7}	Div. IR	$1.23 \times 10^{-7} - 2.98 \times 10^{-8}i$
Total	-1.38×10^{-7}	Div. IR	$1.37 \times 10^{-7} - 3.33 \times 10^{-8}i$

Tabla 2.4: MDCM del quark strange.

$\hat{\mu}_c$	$q^2 = -m_Z^2$	$q^2 = 0$	$q^2 = +m_Z^2$
γ	2.53×10^{-7}	2.74×10^{-4}	$-2.53 \times 10^{-7} + 7.95 \times 10^{-8}i$
Z	-2.41×10^{-8}	-3.30×10^{-8}	$-3.18 \times 10^{-8} - 1.53 \times 10^{-8}i$
W	-4.03×10^{-8}	-5.61×10^{-8}	$-5.28 \times 10^{-8} - 2.69 \times 10^{-8}i$
H	1.87×10^{-12}	9.54×10^{-12}	$1.22 \times 10^{-12} + 2.52 \times 10^{-12}i$
g	-1.44×10^{-6}	-1.56×10^{-3}	$1.44 \times 10^{-6} - 4.53 \times 10^{-7}i$
3g	-1.04×10^{-5}	Div. IR	$1.04 \times 10^{-5} - 4.07 \times 10^{-6}i$
Total	-1.16×10^{-5}	Div. IR	$1.15 \times 10^{-5} - 4.49 \times 10^{-6}i$

Tabla 2.5: MDCM del quark charm.

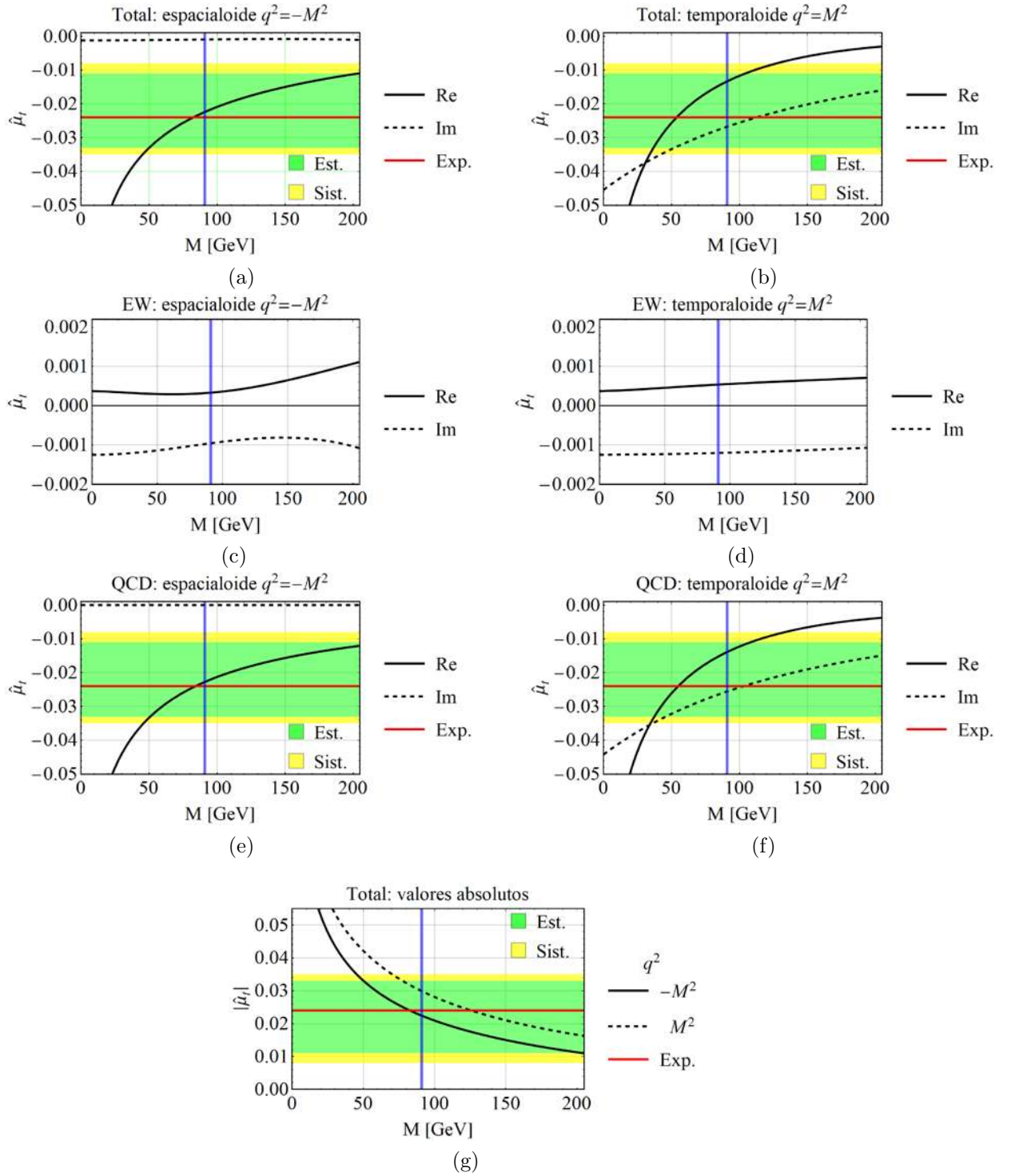


Figura 2.6: Contribución al MDCM del quark top como función del momento trasferido del gluon $q^2 = \pm M^2$, variando $M = [0, 200] \text{ GeV}$, la linea azul indica $M = m_z$. En (a) y (b) se muestra la contribución total, en (c) y (d) la contribución Electrodébil (EW), en (e) y (f) la parte de QCD y en (g) se muestra el valor absoluto total y es comparada con la medición experimental $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0.024^{+0.013}_{-0.009}(Est.)^{+0.016}_{-0.011}(Sist.)$

$\hat{\mu}_b$	$q^2 = -m_Z^2$	$q^2 = 0$	$q^2 = +m_Z^2$
γ	9.40×10^{-7}	6.85×10^{-5}	$-9.43 \times 10^{-7} + 4.29 \times 10^{-7}i$
Z	-4.89×10^{-7}	-6.62×10^{-7}	$-6.45 \times 10^{-7} - 2.99 \times 10^{-7}i$
W	-8.36×10^{-7}	-8.59×10^{-7}	$-8.84 \times 10^{-7} - 9.61 \times 10^{-10}i$
H	8.62×10^{-10}	2.98×10^{-9}	$5.73 \times 10^{-10} + 1.16 \times 10^{-9}i$
g	-2.14×10^{-5}	-1.56×10^{-3}	$2.15 \times 10^{-5} - 9.78 \times 10^{-6}i$
3g	-1.40×10^{-4}	Div. IR	$1.36 \times 10^{-4} - 8.56 \times 10^{-5}i$
Total	-1.61×10^{-4}	Div. IR	$1.55 \times 10^{-4} - 9.52 \times 10^{-5}i$

Tabla 2.6: MDCM del quark bottom.

$\hat{\mu}_t$	$q^2 = -m_Z^2$	$q^2 = 0$	$q^2 = +m_Z^2$
γ	2.62×10^{-4}	2.74×10^{-4}	2.88×10^{-4}
Z	-1.82×10^{-3}	-1.88×10^{-3}	-1.95×10^{-3}
W	$3.48 \times 10^{-5} - 9.52 \times 10^{-4}i$	$-9.03 \times 10^{-6} - 1.24 \times 10^{-3}i$	$1.43 \times 10^{-4} - 1.20 \times 10^{-3}i$
H	1.86×10^{-3}	1.92×10^{-3}	1.99×10^{-3}
g	-1.49×10^{-3}	-1.56×10^{-3}	-1.64×10^{-3}
3g	-2.12×10^{-2}	Div. IR	$-1.22 \times 10^{-2} - 2.55 \times 10^{-2}i$
Total	$-2.24 \times 10^{-2} - 9.52 \times 10^{-4}i$	Div. IR	$-1.33 \times 10^{-2} - 2.67 \times 10^{-2}i$

Tabla 2.7: MDCM del quark top.

Capítulo 3

Momentos dipolares electromagnéticos débiles de fermiones pesados con violación de sabor inducidos por Z'

Más allá de estudiar las propiedades electromagnéticas de un fermión, las cuales se estudiaron en la tesis de maestría [37, 38], existe también gran interés en conocer sus propiedades débiles estáticas que están asociadas con la interacción del bosón Z . Es por ello que se presenta en este apartado, el cálculo analítico de los momentos dipolares débiles para cualquier fermión cargado del ME, en el contexto de modelos con sectores de corrientes generalizados en donde se predice la existencia de un nuevo bosón de norma neutro masivo de espín 1. En específico, se calcula el impacto de corrientes neutras que cambian sabor (CNCS) mediadas por un nuevo bosón conocido como Z' , sobre el momento dipolar magnético débil y el momento dipolar eléctrico débil.

Para realizar el cálculo de los momentos dipolares débiles de fermiones pesados en el contexto de CNCS, se requiere una estructura general del acoplamiento leptónico Zff . La estructura general del vértice de Lorentz que acopla un bosón de norma Z con fermiones en capa de masa, en términos de factores de forma independientes, se pueden expresar de la siguiente manera [39]

$$ie\bar{u}(p')\Gamma^\mu u(p) = ie\bar{u}(p') \left\{ i\sigma^{\mu\nu}q_\nu \left[F_M^Z(q^2) - iF_E^Z(q^2)\gamma^5 \right] \right\} u(p) ,$$

donde $q = p - p'$ es el momento transferido de Z , $\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ y F_M^Z y F_E^Z son funciones de q^2 a determinar llamadas factores de forma, que corresponden al factor magnético débil y al factor eléctrico débil respectivamente. Dichos factores de forma están relacionados con el momento dipolar magnético débil (MDMD a_{fi}^w) y con el momento dipolar eléctrico débil (MDED d_{fi}^w), mediante las relaciones [39]

$$a_{fi}^w = -2m_{f_i}F_M^Z(m_Z^2), \quad d_{fi}^w = -eF_E^Z(m_Z^2). \quad (3.1)$$

Las condiciones cinemáticas necesarias para el cálculo, las obtenemos de las condiciones de capa de masa para las partículas reales externas y de la conservación del

cuadrimomento, lo cual nos permite establecer que, $q^\mu \epsilon_\mu = 0$ y $q^2 = m_Z^2$.

3.1. El modelo de extensión

Dado que nos interesa conocer la intensidad del acoplamiento $Z' f_i f_j$ para determinar su impacto en los momentos dipolares electromagnéticos débiles (MDEMD), es necesario establecer el lagrangiano que comprende CNCS mediado por el bosón Z' , por lo que utilizaremos el lagrangiano renormalizable más general que incluye violación de sabor fermionica mediado por un nuevo bosón de norma masivo neutro de spín 1. El modelo más simple que predice la existencia del bosón Z' es encontrado en el grupo de norma extendido electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$, proveniente de algún modelo de gran unificación o extendido y es expresado por [18, 20, 21, 40, 41]

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_{ij} \left[\bar{f}_i \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R) f_j + \bar{f}_j \gamma^\alpha (\Omega_{L f_j f_i}^* P_L + \Omega_{R f_j f_i}^* P_R) f_i \right] Z'_\alpha, \quad (3.2)$$

donde la suma se realiza sobre f_i (f_j) que representan cualquier fermión del ME, $P_L = \frac{1-\gamma_5}{2}$ y $P_R = \frac{1+\gamma_5}{2}$ son los proyectores de quiralidad y Z'_α es el nuevo bosón de norma neutro masivo predicho por diversas extensiones del ME. Los parámetros $\Omega_{L f_i f_j}$, $\Omega_{R f_i f_j}$ representan las intensidades de los acoplamientos $Z' f_i f_j$. Por simplicidad, se asumirá que $\Omega_{L f_i f_j} = \Omega_{L f_j f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_j} = \Omega_{R f_j f_i}$. El lagrangiano en la Ec. (3.2), incluye ambos acoplamientos, violación y conservación de sabor mediados por el bosón Z' . En este trabajo consideraremos los siguientes bosones Z' : el Z'_S del modelo Z secuencial, el Z'_{LR} del modelo simétrico left-right, el Z'_χ proveniente del rompimiento de $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)$, el Z'_ψ resultante en $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)$, y el Z'_η que aparece en muchos modelos inspirados en supercuerdas [41].

Los acoplamientos que conservan sabor, $Q_{L,R}^{f_i}$ [40–42], cuyos valores se muestran en la Tabla 3.1 para los diferentes modelos de extensión, están relacionados con las constantes de acoplamiento Ω de la siguiente manera: $\Omega_{L f_i f_i} = -g_2 Q_L^{f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_i} = -g_2 Q_R^{f_i}$, donde g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' . Para varios modelos extendidos los acoplamientos de norma del Z' , son

$$g_2 = \sqrt{\frac{5}{3}} \sin \theta_W g_1 \lambda_g, \quad (3.3)$$

donde $g_1 = g / \cos \theta_W$. λ_g depende del patrón de rompimiento de simetría siendo del orden de la unidad [43] y g es la constante de acoplamiento débil. En el modelo secuencial Z, el acoplamiento de norma $g_2 = g_1$.

3.2. Contribución a los MDEMD mediados por Z' a nivel de un lazo

En esta sección presentamos los resultados analíticos a nivel de un lazo, para el MDMD y MDED para cualquier fermión cargado del ME, inducido por CNCS

Momentos dipolares electromagnéticos débiles de fermiones pesados con violación de sabor inducidos por Z'

	Z'_S	Z'_{LR}	Z'_χ	Z'_ψ	Z'_η
Q_L^u	0.3456	-0.08493	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$
Q_R^u	-0.1544	0.5038	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{2}{2\sqrt{15}}$
Q_L^d	-0.4228	-0.08493	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$
Q_R^d	0.0772	-0.6736	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{2}{2\sqrt{15}}$
Q_L^e	-0.2684	0.2548	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$
Q_R^e	0.2316	-0.3339	$\frac{-3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{15}}$
Q_L^ν	0.5	0.2548	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$

Tabla 3.1: Acoplamientos diagonales de quiralidad de los modelos extendidos.

f_j	Q_{f_j}	$g_{VA}^{f_j}$	$g_{VZ}^{f_j}$
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
e, μ, τ	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$
u, c, t	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_w$
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_w$

Tabla 3.2: Valores de los parámetros $g_{VA}^{f_j}$ y $g_{VZ}^{f_j}$ en el ME.

y mediados por el bosón de norma Z' . Debido a nuestro interés en la búsqueda de nueva física más allá del ME, sólo realizaremos estimaciones numéricas explícitas de los momentos dipolares débiles correspondientes a el lepton tau y al quark top. Para nuestro propósito, es conveniente expresar el acoplamiento $Z'f_i f_j$ de tal manera que podamos identificar los parámetros vectorial $g_{VZ'}^{f_i f_j}$ y axial $g_{AZ'}^{f_i f_j}$, de manera similar al acoplamiento del ME Zff . Con este fin, utilizamos los proyectores quirales

$$\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R = g_{VZ'}^{f_i f_j} - g_{AZ'}^{f_i f_j} \gamma^5. \quad (3.4)$$

para obtener

$$g_{VZ'}^{f_i f_j} \equiv \frac{1}{2}(\Omega_{L f_i f_j} + \Omega_{R f_i f_j}), \quad g_{AZ'}^{f_i f_j} \equiv \frac{1}{2}(\Omega_{L f_i f_j} - \Omega_{R f_i f_j})\gamma^5. \quad (3.5)$$

Los valores para $g_{VZ}^{f_j}$ y $g_{AZ}^{f_j}$ en el ME provenientes del vértice Zff , se muestran en la Tabla 3.2, donde Q_{f_j} es la carga del fermión [44].

La contribución del acoplamiento $Z'f_i f_j$ a los MDEMD a nivel de un lazo mediados por el bosón de norma Z' , la cual es mostrada en fig. 3.1, puede ser obtenida de

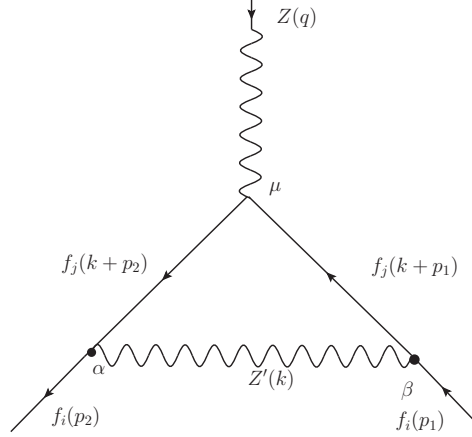


Figura 3.1: Contribución a los momentos dipolares electromagnéticos débiles inducidos por un Z' con cambio de sabor, a nivel de un lazo.

la amplitud invariante dada en la Ec. (3.6), la cual es calculada en la norma unitaria.

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{f_i}^\mu = & -i^6 \frac{g}{2c_W} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) [\gamma^\alpha (g_{VZ'}^{f_i f_j} - g_{AZ'}^{f_i f_j} \gamma^5)] (\not{k} + \not{p}_2 + m_{f_j}) \gamma^\mu (g_{VZ}^{f_j} - g_{AZ}^{f_j} \gamma^5) \\ & \times \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_{f_j}) [\gamma^\beta (g_{VZ'}^{f_i f_j^*} - g_{AZ'}^{f_i f_j^*} \gamma^5)]}{(k^2 - m_{Z'}^2) [(k + p_2)^2 - m_{f_j}^2] [(k + p_1)^2 - m_{f_j}^2]} u(p_1) \left(-g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} \right). \end{aligned} \quad (3.6)$$

La integral tensorial resultante en Ec. (3.6), se resolvió aplicando el método de descomposición tensorial mediante las funciones escalares de Passarino-Veltman, y dado que el manejo de términos que aparecen en este cálculo es muy intrincado, se utilizó la paquetería de *FeynCalc* [32] y *Package-X* [33] para agilizar la manipulación algebraica.

Al realizar los cálculos necesarios encontramos que el momento magnético anómalo débil está dado por

$$\begin{aligned} a_{f_i}^w = & g_{VZ}^{f_j} \left\{ |g_{VZ'}^{f_i f_j}|^2 F_V^a(m_{f_i}, m_{f_j}, m_Z, m_{Z'}) + |g_{AZ'}^{f_i f_j}|^2 F_A^a(m_{f_i}, m_{f_j}, m_Z, m_{Z'}) \right\} \\ & + g_{AZ}^{f_j} \left\{ g_{AZ'}^{f_i f_j} g_{VZ'}^{f_i f_j^*} + g_{AZ'}^{f_i f_j^*} g_{VZ'}^{f_i f_j} \right\} F_{VA}^a(m_{f_i}, m_{f_j}, m_Z, m_{Z'}), \end{aligned} \quad (3.7)$$

donde

$$\begin{aligned} |g_{VZ'}^{f_i f_j}|^2 &= \frac{1}{4} [(\text{Re}\Omega_{L f_i f_j} + \text{Re}\Omega_{R f_i f_j})^2 + (\text{Im}\Omega_{L f_i f_j} + \text{Im}\Omega_{R f_i f_j})^2], \\ |g_{AZ'}^{f_i f_j}|^2 &= \frac{1}{4} [(\text{Re}\Omega_{L f_i f_j} - \text{Re}\Omega_{R f_i f_j})^2 + (\text{Im}\Omega_{L f_i f_j} - \text{Im}\Omega_{R f_i f_j})^2]. \end{aligned}$$

Para la contribución al momento dipolar eléctrico débil obtuvimos

$$d_{f_i}^w = g_{VZ}^{f_j} \left\{ g_{VZ'}^{f_i f_j} g_{AZ'}^{f_i f_j^*} - g_{AZ'}^{f_i f_j} g_{VZ'}^{f_i f_j^*} \right\} F_{VA}^d(m_{f_i}, m_{f_j}, m_Z, m_{Z'}), \quad (3.8)$$

donde

$$g_{VZ'}^{f_i f_j} g_{AZ'}^{f_i f_j*} - g_{AZ'}^{f_i f_j} g_{VZ'}^{f_i f_j*} = i \left(\text{Re} \Omega_{L f_i f_j} \text{Im} \Omega_{R f_i f_j} - \text{Re} \Omega_{R f_i f_j} \text{Im} \Omega_{L f_i f_j} \right) .$$

Los factores de forma F_V^a , F_A^a , F_{VA}^a y F_{VA}^d , son mostrados explícitamente en el Apéndice B.

Verificamos que ambas contribuciones obtenidas, MDMD y MDED están libres de divergencias ultravioletas. Adicionalmente, si tomamos al bosón de norma $Z' = Z$ con los acoplamientos correspondientes a los del ME, podemos corroborar que la Ec. (3.7) reproduce los resultados del ME, calculados en Ref. [45], para la contribución $Z\tau\tau$ al ME y cuyo valor es de $a_{Z\tau\tau}^w = 4.13 \times 10^{-8} + 1.91i \times 10^{-8}$. Para convenientes y futuras discusiones, dividimos las diferentes contribuciones de MDMD y MDED de las Ecs. (3.7) y (3.8) respectivamente. Para el leptón tau vamos a tener que

$$\begin{aligned} a_\tau^w &= a_{\tau e}^w + a_{\tau\mu}^w + a_{\tau\tau}^w. \\ d_\tau^w &= d_{\tau e}^w + d_{\tau\mu}^w + d_{\tau\tau}^w. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Para el quark top tendremos

$$\begin{aligned} a_t^w &= a_{te}^w + a_{t\mu}^w + a_{tt}^w. \\ d_t^w &= d_{te}^w + d_{t\mu}^w + d_{tt}^w. \end{aligned} \tag{3.10}$$

Con estas contribuciones, analizamos los momentos dipolares débiles, en dos escenarios distintos, de acuerdo con sus propiedades de simetría CP, dependiendo si $d_{f_i}^w$ desaparece o no, y lo podemos identificar en los siguientes escenarios

i) Conservación de CP. Este caso da lugar a $a_{f_i}^w$, mientras que prohíbe $d_{f_i}^w$ y ocurre cuando $\Omega_{L f_i f_j} = 0$, ó $\Omega_{R f_i f_j} = 0$, ó $\text{Re} \Omega_{L f_i f_j} = \text{Re} \Omega_{R f_i f_j}$, ó $\text{Im} \Omega_{L f_i f_j} = \text{Im} \Omega_{R f_i f_j} = 0$, el cual ocurre para $f_i = \tau (f_j = e, \mu, \tau)$ ó $f_i = t (f_j = u, c, t)$. En general, el caso conservación de CP, surge cuando $g_{VZ'}^{f_i f_j} g_{AZ'}^{f_i f_j*} - g_{AZ'}^{f_i f_j} g_{VZ'}^{f_i f_j*} = 0$. Llevamos a cabo diferentes combinaciones de los acoplamientos $\Omega_{L,R}$, para obtener este caso de conservación de CP, y obtuvimos los mismos resultados en todos. El caso considerado para nuestros cálculos fue el de $\Omega_{L f_i f_j} \neq 0$ y $\Omega_{R f_i f_j} = 0$.

ii) Violación de CP que da lugar a ambos $a_{f_i}^w$ y $d_{f_i}^w$ y ocurre cuando $\text{Re} \Omega_{L f_i f_j} \neq 0$, $\text{Im} \Omega_{L f_i f_j} = 0$, $\text{Re} \Omega_{R f_i f_j} = 0$, $\text{Im} \Omega_{R f_i f_j} \neq 0$.

Tomando en cuenta estas consideraciones, obtuvimos los resultados numéricos que se muestran a continuación.

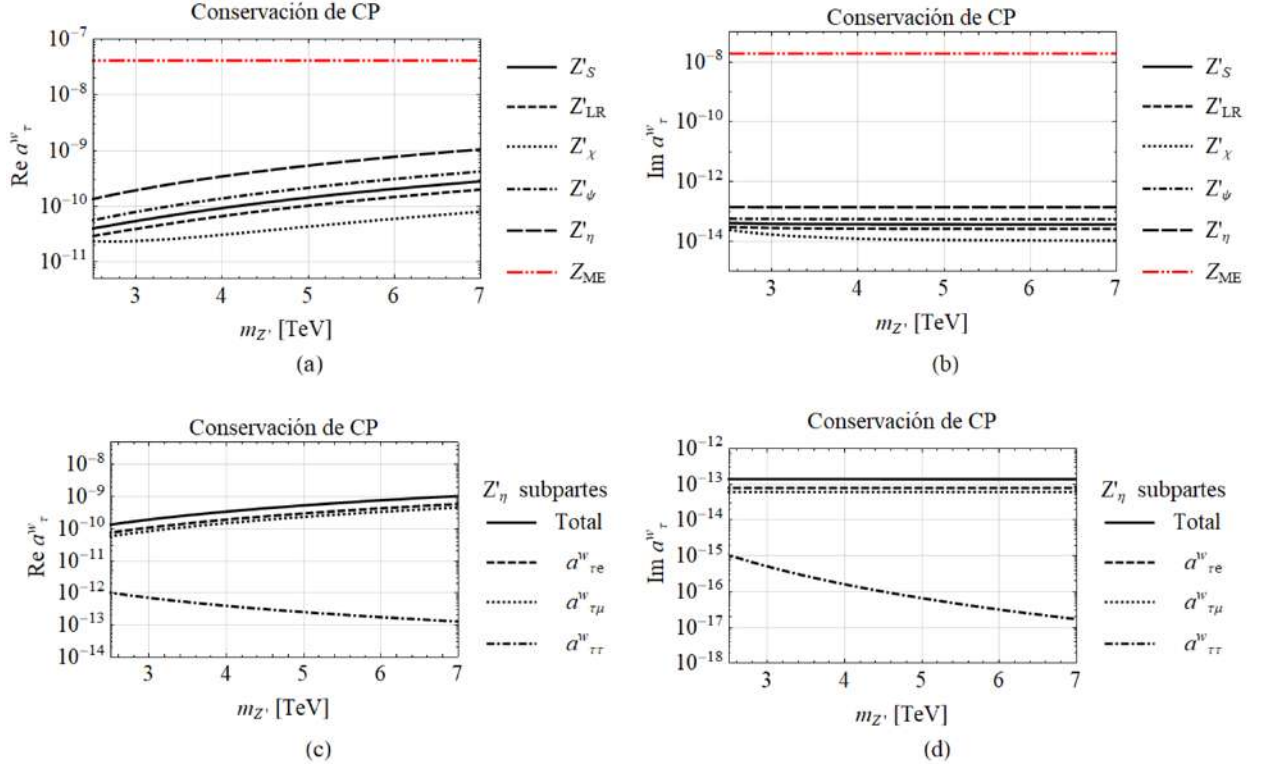


Figura 3.2: Momento dipolar magnético débil del tau con conservación de CP. (a) Contribución del bosón Z' de los diferentes modelos a $\text{Re } a_\tau^w$ y (b) $\text{Im } a_\tau^w$. (c), (d) La respectiva parte real e imaginaria generada por las subpartes de la contribución principal debido a Z'_η .

3.3. Momentos electromagnéticos débiles del leptón tau

Llevamos a cabo en este apartado, el análisis numérico de los momentos dipolares electromagnéticos débiles del leptón tau, usando las Ecs. (3.7) y (3.8) para el MDMD y MDED respectivamente y considerando los diferentes modelos de los bosones de norma Z'_S , $Z'_{L,R}$, Z'_χ , Z'_ψ y Z'_η . Los elementos diagonales $\Omega_{L,R}$ de las matrices utilizadas, se pueden obtener en términos de las cargas quirales mostradas en la Tabla 3.1. Los elementos fuera de la diagonal tales como $\Omega_{L,R\tau e}$ y $\Omega_{L,R\tau\mu}$ fueron estimados en la Ref. [21] y son usados en nuestros cálculos numéricos para el MDMD y el MDED. Los otros valores utilizados fueron las masas de los fermiones así como los acomplamientos mostrados en la Tabla 3.2, cuyos valores numéricos se tomaron del PDG [3].

3.3.1. MDMD del leptón tau

Caso conservación de CP

Comenzaremos analizando el caso de conservación de CP. En la fig. 3.2, se muestra el a_τ^w como función de la masa del bosón de norma Z' en el intervalo $m_{Z'} = [2.5, 7]$ TeV.

La fig. 3.2 (a) muestra la parte real $\text{Re } a_\tau^w$, donde podemos apreciar las contribuciones de los diferentes bosones de norma Z' , cuyas intensidades van del orden de 10^{-11} a 10^{-9} . Podemos observar, que a medida que la masa del bosón Z' crece, a_τ^w va creciendo ligeramente. El valor más alto es proporcionado por Z'_η y está un orden de magnitud por debajo del reportado para la contribución Z el ME, cuyo valor es $\text{Re } a_\tau^w(m_Z) = 4.13142 \times 10^{-8}$ [45] y es mostrado en la fig. 3.2 (a) en línea roja. Este valor está muy por debajo del límite experimental actual $\text{Re}(a_\tau^w) < 1.1 \times 10^{-3}$, a 95 % C.L. [3]. La predicción más baja es debida a Z'_χ y es del orden de 10^{-11} . La parte imaginaria $\text{Im } a_\tau^w$ es mostrada en la fig. 3.2 (b), y la contribución de los diferentes bosones de norma Z' oscilan entre los rangos de 10^{-13} y 10^{-14} . Nuevamente, la señal más alta es dada por Z'_η , y está cinco ordenes de magnitud por debajo del valor reportado para la contribución Z el ME, que es de $\text{Im } a_\tau^w(m_Z) = 1.91324i \times 10^{-8}$ [45], y es mostrado en fig. 3.2 (b) en línea roja. El límite experimental actual para la parte imaginaria de este valor está dado por $\text{Im}(a_\tau^w) < 2.7 \times 10^{-3}$, a 95 % C.L. [3]. La señal más baja es proporcionada por Z'_χ y es del orden de 10^{-14} . Para la contribución principal obtenida, que fue Z'_η , observamos sus subpartes en la fig. 3.2 (c) y (d). La parte real la podemos apreciar con detalle en la fig. 3.2 (c), donde $a_{\tau e}^w$ y $a_{\tau \mu}^w$ se encuentran en los mismos ordenes de magnitud entre 10^{-10} y 10^{-11} , mientras que $a_{\tau \tau}^w$ está dos ordenes de magnitud por debajo. En la fig. 3.2 (d), podemos apreciar las subpartes imaginarias de la contribución principal. Notamos que los valores de las partes $a_{\tau e}^w$ y $a_{\tau \mu}^w$ se encuentran en el orden de 10^{-13} , y $a_{\tau \tau}^w$ está entre dos y cuatro ordenes de magnitud por debajo.

A fin de contextualizar nuestros resultados, comparamos nuestras predicciones de a_τ^w con las reportadas por varios modelos de extensión. Las estimaciones hechas para a_τ^w proveniente del modelo Simplest Little Higgs model son del orden de 10^{-9} para la parte real y 10^{-10} para la imaginaria [46]. En modelos con un sector escalar extendido, el valor de a_τ^w oscila en el rango de 10^{-10} y 10^{-9} para la parte real, mientras que la parte imaginaria se encuentra uno o dos ordenes de magnitud por debajo [39]. La predicción para el Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) es de 10^{-6} para la parte $\text{Re } a_\tau^w$ y de 10^{-7} para $\text{Im } a_\tau^w$ [47, 48]. Para modelos de Unparticle Physics, la predicción de a_τ^w es del orden de 10^{-9} para su parte real y su parte imaginaria [49]. Y finalmente en THDMs el valor de $\text{Re } a_\tau^w$ es del orden de 10^{-10} [50].

Caso violación de CP

En la fig. 3.3, podemos apreciar el comportamiento de la parte real e imaginaria del MDMD del tau, para el caso violación de CP, como función de la masa del bosón Z' en el intervalo $m_{Z'} = [2.5, 7]$ TeV. Para la parte real $\text{Re } a_\tau^w$ mostrada en 3.3 (a), los valores van de 10^{-10} a 10^{-9} , y el bosón Z'_η nos da la mayor contribución. El valor más pequeño de $\text{Re } a_\tau^w$ es debido a Z'_χ . El comportamiento de la parte imaginaria $\text{Im } a_\tau^w$ lo podemos observar en 3.3 (b), donde nuevamente Z'_η nos da la mayor señal, y es tres ordenes de magnitud más pequeña que la parte real. El valor más pequeño corresponde a Z'_χ y es del orden de 10^{-14} . En la fig. 3.3 (c) se muestra la subparte real perteneciente a Z'_η , y corresponde a la suma total debida a $a_{\tau e}^w$, $a_{\tau \mu}^w$ y $a_{\tau \tau}^w$. Podemos observar que las contribuciones principales corresponden a $a_{\tau e}^w$ y $a_{\tau \mu}^w$. Finalmente, en

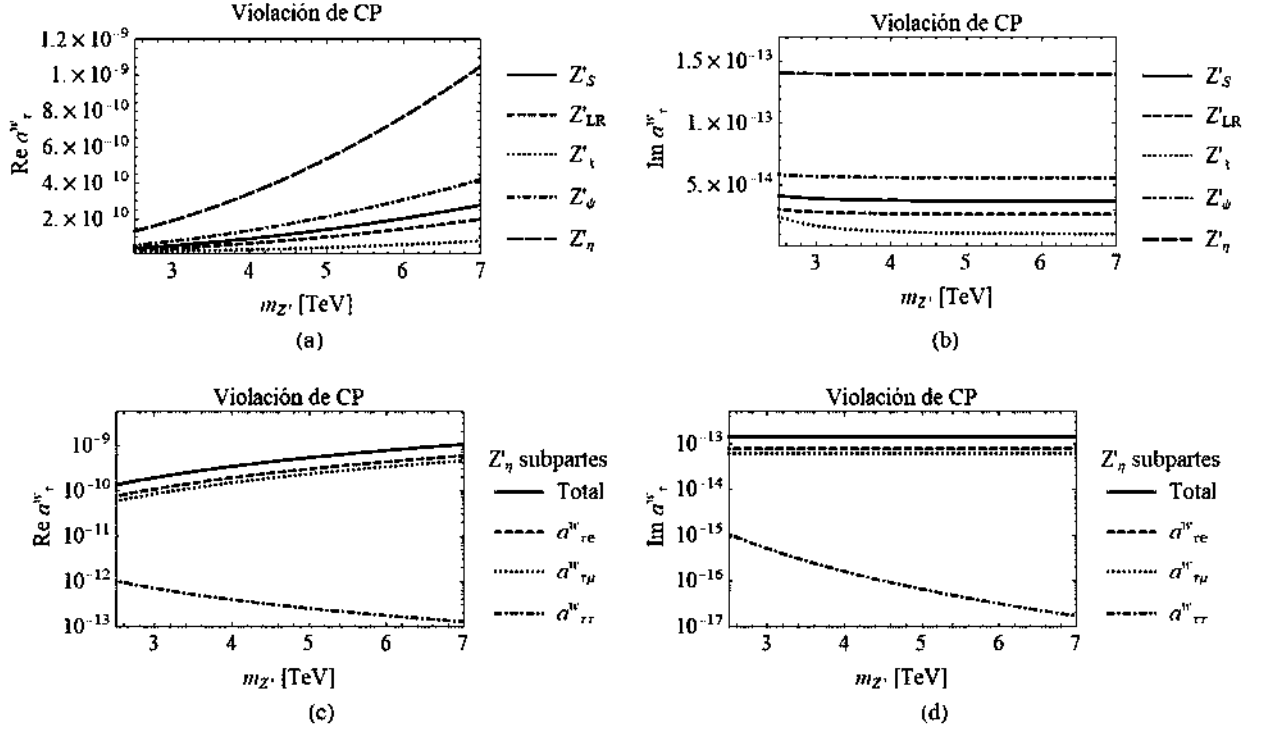


Figura 3.3: Momento dipolar magnético débil del tau con violación de CP. (a) Contribución del bosón Z' de los diferentes modelos a $\text{Re } a_\tau^w$ e (b) $\text{Im } a_\tau^w$. (c), (d) La respectiva parte real e imaginaria generada por las subpartes de la contribución principal debido a Z'_η .

la fig. 3.3 (d) se muestra la parte imaginaria de la contribución principal debida a Z'_η , donde de manera análoga $a_{\tau e}^w$ y $a_{\tau \mu}^w$ nos dan la mayor contribución.

3.3.2. MDED del leptón tau

En este apartado, discutimos los resultados numéricos del MDED del leptón tau, expresando los resultados obtenidos en unidades de $e \text{ cm}$. En la fig. 3.4, se muestran las contribuciones de los diferentes bosones de norma Z' a d_τ^w como función de la masa del Z' en el intervalo $m_{Z'} = [2.5, 7] \text{ TeV}$. En la fig. 3.4 (a) observamos la contribución de la parte real $\text{Re } -d_\tau^w$, donde los valores se encuentran en los rangos de $10^{-27} e \text{ cm}$ y $10^{-27} e \text{ cm}$. Nuevamente Z'_η nos da la mayor señal y Z'_{LR} la menor. El límite experimental actual que se tiene para este valor es de $\text{Re}(d_\tau^w) < 0.50 \times 10^{-17} e \text{ cm}$ a 95 % C.L. [3]. El comportamiento de la parte imaginaria de $-d_\tau^w$, lo podemos apreciar en la fig. 3.4 (b), donde observamos que las contribuciones de los distintos bosones Z' , se encuentran todos en el mismo orden de magnitud de $10^{-29} e \text{ cm}$. Estos valores son mucho más pequeños que el límite experimental actual que se tiene para la parte imaginaria del MDED del leptón tau, cuyo valor es de $\text{Im}(d_\tau^w) < 1.1 \times 10^{-17} e \text{ cm}$, a 9 % C.L. [3]. Finalmente, en la fig. 3.4 (c) y (d), se muestran la parte real $\text{Re } d_\tau^w$ e imaginaria $\text{Im } d_\tau^w$ de las subpartes de la contribución principal debida a Z'_η . En ambos casos, la subparte $a_{\tau \mu}^w$ nos da la contribución mayor a la parte imaginaria del MDED

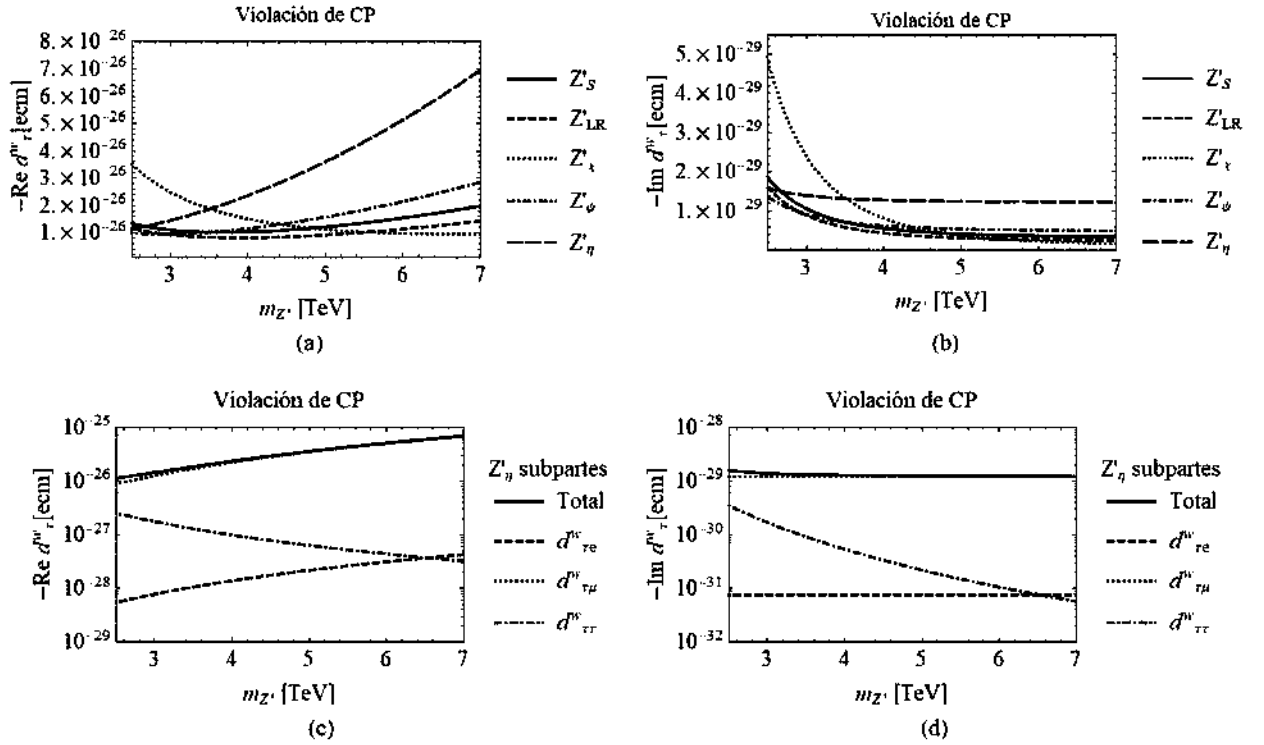


Figura 3.4: Momento dipolar eléctrico débil del tau. (a) Contribución del bosón Z' de los diferentes modelos a $\text{Re } d_\tau^w$ e (b) $\text{Im } d_\tau^w$. (c), (d) La respectiva parte real e imaginaria generada por las subpartes de la contribución principal debido a Z'_η .

del leptón tau.

De manera análoga a como lo hicimos con el caso magnético, comparamos nuestros resultados con los obtenidos en otros modelos de extensión. En el contexto de multi-Higgs models, los valores predichos fueron de $\text{Re } (d_\tau^w) \sim 3 \times 10^{-22} \text{ e cm}$ [51]. En el caso de leptoquarks models el valor encontrado fué $(d_\tau^w) \sim 10^{-19} \text{ e cm}$ [52]. Por otro lado, modelos con un sector escalar extendido predijeron valores para d_τ^w de 10^{-24} e cm para la parte real, y 10^{-26} e cm para la parte imaginaria [39]. El Minimal supersymmetric Standar Model encontró valores para d_τ^w del orden de 10^{-21} e cm [53]. Para el modelo de Unparticle Physics el valor predicho es de 10^{-24} e cm para la parte real e imaginaria de d_τ^w [49]. En el three doublet Higgs models, el valor estimado para $\text{Re } d_\tau^w$ es del orden de 10^{-22} e cm [45]. Estos resultados para el MDED del leptón tau, son mucho más grandes que nuestras estimaciones obtenidas.

3.4. Momentos electromagnéticos débiles del quark top

Debido a que el quark top es el fermión más pesado del ME, es interesante profundizar en su fenomenología, puesto que su masa es del mismo orden de magnitud

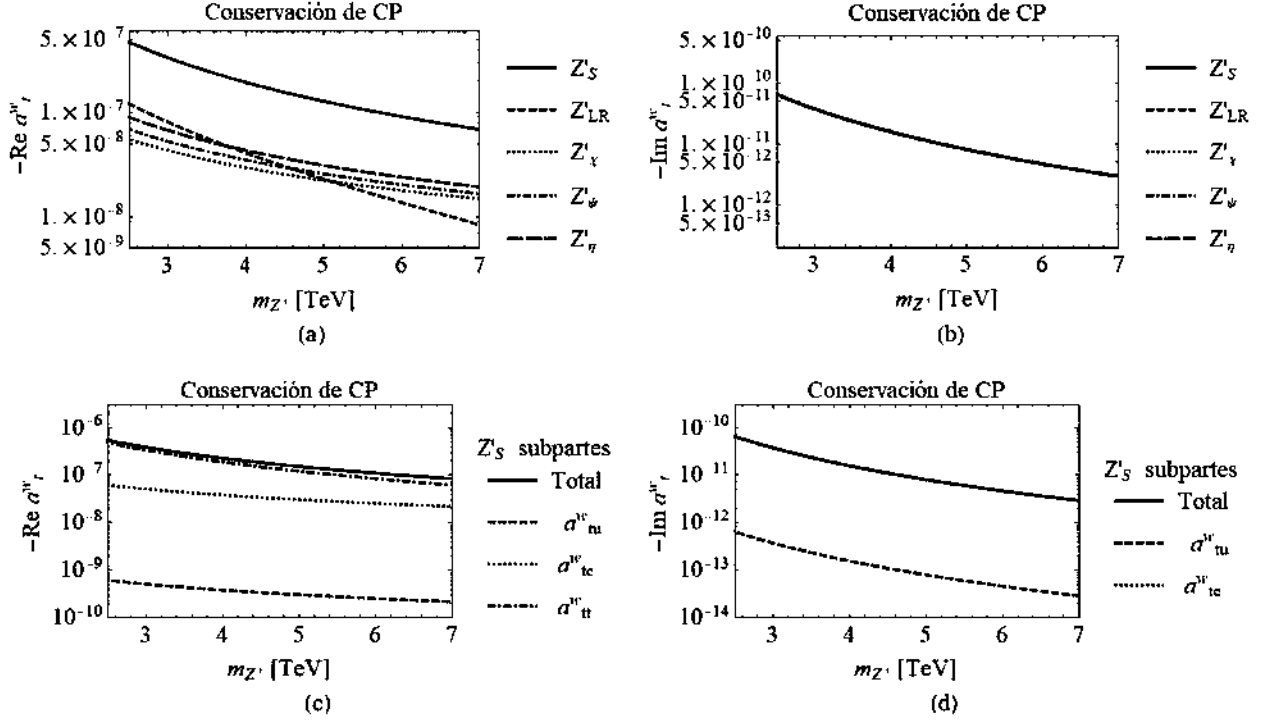


Figura 3.5: Momento dipolar magnético débil del top con conservación de CP. (a) Contribución del bosón Z' de los diferentes modelos a $\text{Re } a_t^w$ e (b) $\text{Im } a_t^w$. (c), (d) La respectiva parte real e imaginaria generada por las subpartes de la contribución principal debido a Z'_S .

que la escala de rompimiento espontáneo de simetría electrodébil (~ 246 GeV), por lo que esta partícula puede ser más sensible a efectos de nueva física que el resto de fermiones livianos. Consecuentemente, examinar las propiedades del quark top ofrecerá mejores oportunidades para obtener información sobre posible física más allá del ME. Por lo que en este apartado, realizamos el análisis numérico de los momentos dipolares electromagnéticos débiles del quark top. Para ello utilizaremos las Ecs. (3.7) y (3.8), para el MDMD y MDED respectivamente. Los parámetros de acoplamiento fuera de la diagonal $\Omega_{L,Rte}$ y $\Omega_{L,Rt\mu}$ utilizados en estos cálculos, fueron previamente calculados en las Refs. [21, 38, 54].

3.4.1. MDMD del quark top

Caso conservación de CP

En la fig. 3.5 se muestra el resultado numérico del MDMD del quark top como función del bosón de norma Z' en el intervalo $m_{Z'} = [2.5, 7]$ TeV. Se debe recordar que dichas anomalías contemplan exclusivamente la contribución de CNCS mediadas por el bosón Z' . El escenario mostrado en estas gráficas es con conservación de CP. En la fig. 3.5 (a) la contribución de los diferentes bosones de norma Z' a la parte real de $\text{Re } a_t^w$ es presentada, y observamos que los valores van de 10^{-8} a 10^{-7} a lo largo del intervalo usado. La principal contribución proviene del modelo Z'_S , estando en el orden

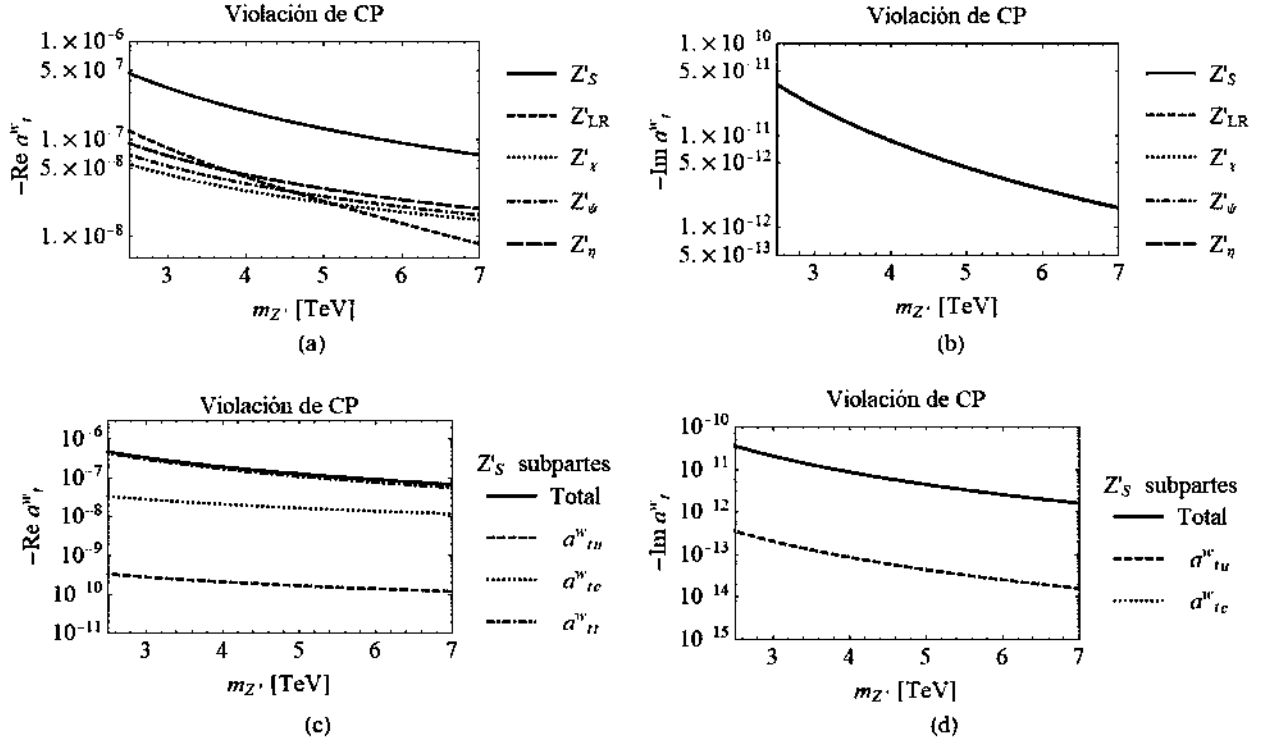


Figura 3.6: Momento dipolar magnético débil del top con violación de CP. (a) Contribución del bosón Z' de los diferentes modelos a $\text{Re } a_t^w$ e (b) $\text{Im } a_t^w$. (c), (d) La respectiva parte real e imaginaria generada por las subpartes de la contribución principal debido a Z'_S .

de 10^{-7} , y el modelo Z'_χ nos da la menor señal del orden de 10^{-8} . La parte imaginaria de $\text{Im } a_t^w$ es ilustrada en la fig. 3.5 (b), y podemos apreciar que todos los modelos comparten el mismo valor, el cual va decreciendo a medida que aumenta la masa del bosón Z' , estando en los ordenes de 10^{-11} y 10^{-12} . En la fig. 3.5 (c), la subparte real de la contribución principal debida a Z'_S es mostrada, dándonos la subparte a_{tt}^w la mayor contribución y a_{tc}^w la menor. Finalmente, en la fig. 3.5 (d) podemos apreciar las subpartes imaginarias de la contribución principal debida a Z'_S , la cual es generada por las subpartes no diagonales a_{tc}^w del orden de 10^{-11} y a_{tu}^w del orden de 10^{-13} .

El valor predicho para la contribución del bosón Z al MDMD del quark top en el ME, en un momento trasferido de $\sqrt{q^2} = 500$ GeV es $a_t^w(ME) = -2.46 \times 10^{-4} - 1.45i \times 10^{-3}$ [45]. Por otro lado, nuestros cálculos mostrados en las figs. 3.5, 3.6 y 3.7, fueron realizados en capa de masa $q^2 = m_{Z'}^2$. Sin embargo, a fin de comparar nuestras predicciones con los valores encontrados en la Ref. [45], realizamos también nuestros cálculos en el momento trasferido de $\sqrt{q^2} = 500$ GeV, encontrando valores para la parte real de tres ordenes de magnitud por debajo de la contribución del bosón Z al ME, mientras que la parte imaginaria es dos o tres ordenes de magnitud más pequeña.

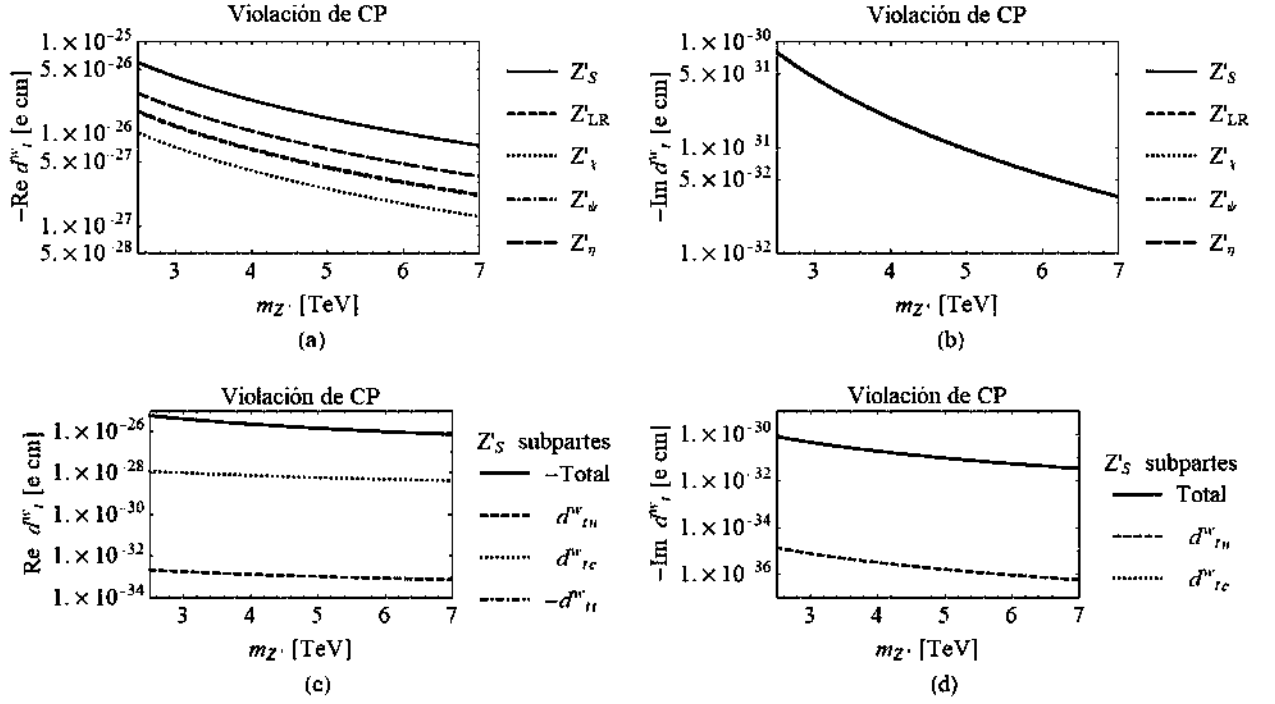


Figura 3.7: Momento dipolar eléctrico débil del quark top. (a) Contribución del bosón Z' de los diferentes modelos a $\text{Re } d_t^w$ e (b) $\text{Im } d_t^w$. (c), (d) La respectiva parte real e imaginaria generada por las subpartes de la contribución principal debido a Z'_S .

Caso violación de CP

Los diferentes valores de $-a_t^w$ como función de la masa del bosón Z' en el intervalo $m_{Z'} = [2.5, 7]$ TeV, es mostrada en la fig. 3.6. En 3.6 (a) podemos apreciar que las contribuciones de los diferentes bosones de norma Z' a $-\text{Re } a_t^w$ son los mismos que en caso conservación de CP, donde Z'_S nos da la señal mayor del orden de 10^{-7} y Z'_χ la menor del orden de 10^{-8} . Similarmente para la parte imaginaria $-\text{Im } a_t^w$ mostrada en la fig. 3.6 (b), podemos observar que todas las contribuciones tienen los mismos valores y van de 10^{-12} a 10^{-11} . En la fig. 3.6 (c) se muestran las subpartes reales de la contribución principal debida a Z'_S , donde a_{tt}^w nos da la mayor contribución y a_{tu}^w la menor. En la fig. 3.6 (d) se muestra la contribución imaginaria a la subparte principal, las cuales son generadas por las partes no diagonales a_{tc}^w y a_{tu}^w . En ambos casos, el comportamiento de las intensidades de las subpartes principales es similar al caso violación de CP.

3.4.2. MDED del quark top

En este apartado, se hace el análisis para el MDED del quark top, donde nuevamente, los resultados son presentados en unidades de e cm. Las contribuciones a d_t^w se muestran en la fig. 3.7, como función de los diferentes bosones de norma Z' , en el intervalo $m_{Z'} = [2.5, 7]$ TeV. En 3.7 (a) se observa el comportamiento de la parte

real $\text{Re } d_t^w$, y sus valores van de 10^{-27} e cm a 10^{-26} e cm a lo largo del intervalo mencionado. La mayor contribución la da Z'_S , mientras que la menor es ofrecida por Z'_χ . El comportamiento de $-\text{Im } d_t^w$ se observa en la fig. 3.7 (b), y va de 10^{-31} e cm a 10^{-30} e cm . En la fig. 3.7 (c) la subparte real de la contribución principal debida a Z'_S es presentada, mostrando a $-d_{tt}^w$ la contribución mayor y d_{tu}^w la menor. Finalmente en 3.7 (d) se muestra el comportamiento de la subparte imaginaria de la contribución principal, donde notamos que las contribuciones son generadas por la parte no diagonal d_{tu}^w y d_{tc}^w .

Capítulo 4

Momento dipolar magnético débil del quark top en el modelo SLHM

4.1. El modelo más simple con un bosón de Higgs ligero (SLHM)

El modelo SLHM se basa en la simetría global $[SU(3) \times U(1)_X]^2$ con un subgrupo diagonal normado $[SU(3) \times U(1)_X]$. La simetría global se rompe espontáneamente al grupo de norma $[SU(2)_L \times U(1)_Y]$ a través de los valores de expectación de vacío f_1 y f_2 de los campos Φ_1 y Φ_2 . De los 10 grados de libertad en Φ_1 y Φ_2 , cinco son absorbidos por el rompimiento de la simetría $SU(3)$. Los 5 grados de libertad restantes en $\Phi_{1,2}$ están parametrizados como [55–57]

$$\Phi_1 = e^{it\beta\Theta} \Phi_1^{(0)}, \quad \Phi_2 = e^{-i\Theta/t\beta} \Phi_2^{(0)}, \quad (4.1)$$

donde

$$\Theta = \frac{1}{f} \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & h \\ h^\dagger & 0 \end{pmatrix} + \frac{\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right].$$

Aquí $t_\beta = \tan \beta = f_2/f_1$ y $f = \sqrt{f_1^2 + f_2^2}$. Bajo el grupo de norma $SU(2)_L$ del ME, η es un escalar real, mientras que h se transforma como un doblete y es identificado como el doblete de Higgs del ME. Cabe mencionarse que después del rompimiento de la simetría global se generan diez bosones de Nambu-Goldstone, de las cuales cinco son absorbidos y los cinco restantes adquieren masa por el mecanismo de Higgs. Los cinco nuevos bosones de norma y un quark top pesado aparecen con una gran masa de orden de TeV. Los bosones de norma pesado incluyen un bosón Z' y un doblete complejo (Y^0, X^-) de $SU(2)$ con masas de

$$M_{Z'} = \sqrt{\frac{2}{3 - t_w^2}} g f, \quad M_{X^\pm} = M_Y = \frac{g f}{\sqrt{2}}. \quad (4.2)$$

La masa del nuevo quark top pesado es

$$M_T = \sqrt{2} \frac{t_\beta^2 + x_\lambda^2}{(1 + t_\beta^2)x_\lambda} \frac{m_t}{v} f, \quad (4.3)$$

donde $x_\lambda = \lambda_1/\lambda_2$.

El término cinético [55–57] para $\Phi_{1,2}$ se puede expresar de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_\Phi = \sum_{i=1,2} \left| \left(\partial_\mu + ig A_\mu^a T^a - \frac{ig_x}{3} B_\mu^x \right) \Phi_i \right|^2, \quad (4.4)$$

donde T^a son los generadores del grupo $SU(3)$, A_μ^a y B_μ representan los campos de norma asociados a los grupos $SU(3)$ y $U(1)$, respectivamente. La constante de acoplamiento g_x está definida como $g_x = \frac{gt_W}{\sqrt{1-t_W^2/3}}$, siendo t_W la tangente del ángulo de mezcla débil. Por otra parte, nuevos acoplamientos del bosón de Higgs pueden derivarse de la Ec. (4.4), tales como ηHZ y $\eta HZ'$ [57]

$$\mathcal{L}_{ZH\eta, Z'H\eta} = \sqrt{2} \left(t_\beta - \frac{1}{t_\beta} \right) \frac{m_Z}{f} (H \partial_\mu \eta - \eta \partial_\mu H) [Z^\mu - f_{Z'} Z'^\mu], \quad (4.5)$$

con $f_{Z'} = c_W(1 - t_W^2)/\sqrt{3 - t_W^2}$. Posteriormente, al realizar operaciones algebraicas sencillas se pueden obtener las reglas de Feynman asociadas a los vertices $ZH\eta$ y $Z'H\eta$

$$HZ\eta : \sqrt{2} \left(t_\beta - \frac{1}{t_\beta} \right) \frac{m_Z}{f} (p_1 - p_2)_\mu \quad y \quad HZ\eta : -\sqrt{2} \left(t_\beta - \frac{1}{t_\beta} \right) \frac{m_Z}{f} (p_1 - p_2)_\mu f_{Z'}, \quad (4.6)$$

siendo p_1 el cuadrimomento de la partícula η y p_2 el cuadrimomento del bosón de Higgs.

4.1.1. Sector de quarks

El sector de quarks para SLHM está formado por dos partes: la inclusión universal y la inclusión libre de anomalías (ver Ref. [58, 59]). La primera parte da lugar a dos quarks de carga $2/3$, U y C , mientras que en la segunda parte surgen dos quarks de carga $-1/3$, D y S . Las representaciones de norma y las hipercargas para el sector de quarks en las diferentes inclusiones se resumen en la Tabla 4.1 [58, 60]. Por lo tanto, la estructura de los campos de quarks depende de la inclusión que seleccionemos

- La inclusión *universal*. Cada familia de quarks consiste de un triplete (**3**) izquierdo de $SU(3)$ y tres singletes (**1**) derechos:

$$Q_m^T = (u_L, d_L, iU_L)_m, u_{Rm}, d_{Rm}, U_{Rm}, \quad (4.7)$$

con $m = 1, 2, 3$.

- La inclusión *libre de anomalías*. Aquí, las dos primeras familias contienen triplete conjugados ($\bar{3}$) izquierdos de $SU(3)$ y tres singletes derechos

$$Q_1^T = (d_L, -u_L, iD_L), d_R, u_R, D_R, \quad (4.8)$$

$$Q_2^T = (s_L, -c_L, iS_L), s_R, c_R, S_R, \quad (4.9)$$

$$Q_3^T = (t_L, b_L, iT_L), t_R, b_R, T_R, \quad (4.10)$$

		Inclusión universal		
Fermión	$Q_{1,2}$	Q_3	$u_{Rm}, U_{R,m}$	$d_{R,m}$
Carga Q_x	$1/3$	$1/3$	$2/3$	$-1/3$
Rep. $SU(3)$	3	3	1	1
		Inclusión libre de anomalías		
Fermión	$Q_{1,2}$	Q_3	$u_{R,m}, T_{R,m}$	$d_{R,m}, D_{R,m}, S_{R,m}$
Carga Q_x	0	$1/3$	$2/3$	$-1/3$
Rep. $SU(3)$	3	3	1	1

Tabla 4.1: La carga Q_x y las representaciones de grupo $SU(3)$ de los quarks para la *inclusión universal* y para la *inclusión libre de anomalías*.

4.1.2. Sector de Yukawa para quarks

Las interacciones de quarks tipo Yukawa para la tercera generación y para las dos primeras generaciones están dadas por [57, 58, 60]

$$\mathcal{L}_3 = i\lambda_1^t \bar{t}_{R3}^1 \Phi_1^\dagger Q_3 + i\lambda_2^t \bar{t}_{R3}^2 \Phi_2^\dagger Q_3 + \frac{\lambda_d^m}{\Lambda} \bar{d}_{Rm} \epsilon_{ijk} \Phi_1^i \Phi_2^j Q_3^k + H.c., \quad (4.11)$$

$$\mathcal{L}_{1,2} = i\lambda_1^{dn} \bar{d}_{Rn}^1 Q_n^T \Phi_1 + i\lambda_2^{dn} \bar{d}_{Rn}^2 Q_n^T \Phi_2 + \frac{\lambda_u^{mn}}{\Lambda} \bar{u}_{Rm} \epsilon_{ijk} \Phi_1^{*i} \Phi_2^{*j} Q_n^k + H.c., \quad (4.12)$$

donde $n = 1, 2; i, j, k = 1, 2, 3; d_{Rm}$ corre sobre $(d_R, s_R, b_R, D_R, S_R); u_{Rm}$ corre sobre (u_R, c_R, t_R, T_R) . Los eigenestados de masa (f_R, F_R) son combinaciones lineales de (f_R^1, f_R^2) , con $f = t, s, c$ y $F = T, S, C$,

$$\begin{pmatrix} t_R \\ T_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \theta_T & \sin \theta_T \\ \sin \theta_T & \cos \theta_T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{R3}^1 \\ T_{R3}^2 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} d_R \\ D_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \theta_D & \sin \theta_D \\ \sin \theta_D & \cos \theta_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_{R1}^1 \\ d_{R1}^2 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} s_R \\ S_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \theta_S & \sin \theta_S \\ \sin \theta_S & \cos \theta_S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_{R2}^1 \\ d_{R2}^2 \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

Los ángulos de mezcla están definidos como

$$\sin \theta_F = \frac{\lambda_1^f c_\beta}{\sqrt{(\lambda_1^f c_\beta)^2 + (\lambda_2^f s_\beta)^2}}, \quad \cos \theta_F = \frac{\lambda_2^f s_\beta}{\sqrt{(\lambda_1^f c_\beta)^2 + (\lambda_2^f s_\beta)^2}}, \quad (4.14)$$

siendo $c_\beta = \cos \beta$ y $s_\beta = \sin \beta$. Finalmente, enfocándonos en la nueva partícula η , podemos escribir los acoplamientos de Yukawa como [57]

$$\mathcal{L}_Y^\eta = -i \sum_f \frac{m_f}{v} y_f^\eta \eta \bar{f} \gamma_5 f + \frac{m_t}{v} (i \eta \bar{T} P_R t + H.c.), \quad (4.15)$$

donde el índice f incluye todos los fermiones del ME y fermiones pesados, m_f es la masa del fermión, v es el VEV de Higgs y T es el compañero pesado del quark top. El parámetro y_f^η está definido por

$$y_l^\eta = y_{d,s}^\eta = y_b^\eta = -y_{u,c}^\eta = -y_t^\eta = \frac{\sqrt{2}v}{f} \cot 2\beta \quad y \quad y_Q^\eta = -\frac{v}{f} [\cot 2\beta + \cot 2\theta_Q] \csc 2\beta, \quad (4.16)$$

para $Q = D, S, T$, con $l = e, \mu, \tau$.

4.1.3. Sector de quarks y bosones de norma

Las interacciones de quarks y los bosones de norma se pueden escribir como [60]

$$\mathcal{L}_F = \bar{Q}_m i \not{D}_m^L Q_m + \bar{u}_{Rm} i \not{D}_m^u u_{Rm} + \bar{d}_{Rm} i \not{D}_m^d d_{Rm} + \bar{T}_R i \not{D}^u T_R + \bar{D}_R i \not{D}^d D_R + \bar{S}_R i \not{D}^d S_R, \quad (4.17)$$

donde

$$D_{(1,2)\mu}^L = \partial_\mu + ig A_\mu^a T_a^*, \quad (4.18)$$

$$D_{3\mu}^L = \partial_\mu - ig A_\mu^a T_a + ig_x \left(\frac{1}{3}\right) B_\mu^x, \quad (4.19)$$

$$D_\mu^u = \partial_\mu + ig_x \left(-\frac{1}{3}\right) B_\mu^x, \quad (4.20)$$

$$D_\mu^d = \partial_\mu + ig_x \left(\frac{2}{3}\right) B_\mu^x. \quad (4.21)$$

4.1.4. El Simplest Little Higgs Model con término μ

El pseudoescalar η permanece sin masa en el modelo original. Por lo tanto, una de las soluciones más simples para el problema sin masa, así como el problema de m_0^2 genéricamente grande, es introducir un nuevo término $-\mu^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c)$ en el potencial escalar [55,57]. De este modo, podemos expresar dicho término de la siguiente manera

$$-\mu^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c) = -2\mu^2 f^2 s_\beta c_\beta \cos\left(\frac{\eta}{\sqrt{2}s_\beta c_\beta f}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{h^\dagger h}}{s_\beta c_\beta f}\right). \quad (4.22)$$

Así, el potencial escalar se convierte en

$$V = -m^2 h^\dagger h + \lambda(h^\dagger h)^2 - \frac{1}{2}m_\eta^2 \eta^2 + \lambda' h^\dagger h \eta^2 + \dots, \quad (4.23)$$

donde

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\mu^2}{s_\beta c_\beta}, \quad \lambda = \lambda_0 - \frac{\mu^2}{12s_\beta^3 c_\beta^3 f^2}, \quad \lambda' = \frac{-\mu^2}{4s_\beta^3 c_\beta^3 f^2}. \quad (4.24)$$

Aquí

$$m_0^2 = \frac{3}{8\pi} \left[\lambda_t^2 M_T^2 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{M_T^2}\right) - \frac{g^2}{4} M_X^2 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{M_X^2}\right) - \frac{g^2}{8} (1 + t_W^2) m_{Z'}^2 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{m_{Z'}^2}\right) \right], \quad (4.25)$$

$$\lambda_0 = \frac{1}{3s_\beta^2 c_\beta^2} \frac{m_0^2}{f^2} + \frac{3}{16\pi^2} \left[\lambda_t^4 \ln\left(\frac{M_T^2}{m_t^2}\right) - \frac{g^4}{8} \ln\left(\frac{M_X^2}{M_W^2}\right) - \frac{g^4}{16} (1 + t_W^2) \ln\left(\frac{m_{Z'}^2}{m_Z^2}\right) \right], \quad (4.26)$$

siendo m_0 y λ_0 las contribuciones a nivel de un lazo en la masa de Higgs [55,57], con $\lambda_t = \sqrt{2}m_t/v$ y $\Lambda \simeq 4\pi f$. Además, el valor de expectación de vacío v , la masa del Higgs y la masa de η están dados como

$$v^2 = \frac{m^2}{\lambda}, \quad m_h^2 = 2m^2, \quad m_\eta^2 = \frac{\mu^2}{s_\beta c_\beta} \cos\left(\frac{v}{\sqrt{2}f s_\beta c_\beta}\right), \quad (4.27)$$

De las Ecs. (4.24) y (4.27), podemos reescribir m_η^2 mediante

$$m_\eta^2 = \left(m_0^2 - \frac{m_h^2}{2}\right) \cos\left(\frac{v}{\sqrt{2}f s_\beta c_\beta}\right), \quad (4.28)$$

donde $s_\beta c_\beta = \frac{t_\beta}{1+t_\beta^2}$.

4.2. Resultados

Momentos dipolares magnéticos débiles del quark top en el modelo SLHM

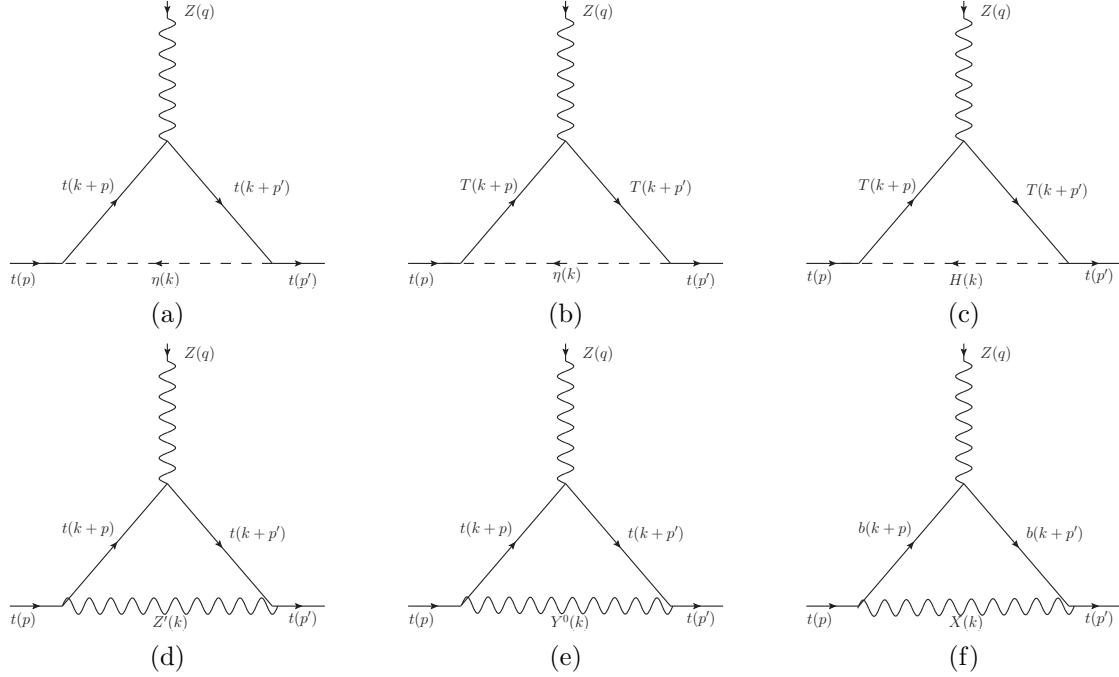


Figura 4.1: Contribución al MDMD del quark top a nivel de un lazo en el SLHM, mediado por el pseudoescalar pesado η , (a) con m_t , (b) con la masa del top pesado m_T , (c) mediado por el bosón de Higgs, y por los bosones de norma pesados (d) Z' , (e) Y^0 y (f) X .

El objetivo de este capítulo es calcular el momento dipolar magnético anómalo débil (MDMD) del quark top, en el modelo SLHM a nivel de un lazo, ya que la importancia de este modelo es ofrecer una posible solución al problema de la jeraquía.

Las contribuciones de este modelo al MDMD del quark top, provienen de los lazos que contienen a los bosones de norma pesados (Z' , Y^0 y X), así como al pseudoescalar pesado η y al bosón de Higgs.

Nos enfocamos en el quark top, ya que, estudiar sus propiedades, es uno de los objetivos principales del LHC, además, debido a que esta es la partícula más pesada que predice el Modelo Estándar (ME) $m_t = 173$ GeV, es interesante profundizar en su fenomenología, puesto que su masa es del mismo orden de magnitud que la escala de rompimiento espontáneo de simetría electrodébil ($v = 246$ GeV), por lo que es más sensible a efectos de nueva física que el resto de los fermiones livianos.

El Lagrangiano efectivo para los momentos dipolares electromagnéticos débiles

$\eta \bar{t}t$	$\frac{m_t}{v} y_\eta^t \gamma^5, y_\eta^t = \frac{-\sqrt{2}v}{f} \cot 2\beta$
$Z \bar{t}t$	$-i \frac{g}{2 \cos \theta_w} \gamma^\mu (g_{Vt} - g_{At} \gamma^5)$
$Z_\mu \bar{T}T$	$-i \frac{2g \sin \theta_w^2}{3 \cos \theta_w} \gamma^\mu$
$\eta \bar{T}T$	$\frac{m_t}{v} P_R$
$H \bar{T}T$	$-i g_{tT}^H, g_{tT}^H = \frac{t_\beta}{1+t_\beta^2} (x_\lambda - \frac{1}{x_\lambda}) \frac{m_t}{v}$
$Z' \bar{t}t$	$i \frac{g}{2 \cos \theta_w} \gamma^\mu (g_{VZ'} - g_{AZ'} \gamma^5)$
$Y^0 \bar{t}t$	$\frac{g}{\sqrt{2}} \delta_t \gamma^\mu P_L$
$X^- \bar{b}t$	$\frac{g}{\sqrt{2}} \delta_t \gamma^\mu P_L$

Tabla 4.2: Reglas de Feynman para los acoplamientos del quark top en el SLHM.

del quark top, esta dado mediante [61]

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{1}{2} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} (F_M^z - i F_E^z \gamma^5) \psi Z_{\mu\nu}, \quad (4.29)$$

donde $Z_{\mu\nu}$ es el campo de fuerza del bosón Z, F_M^z y F_E^z son funciones a determinar, y son llamados factores de forma, que corresponden al factor magnético débil y al factor eléctrico débil respectivamente. El MDMD (F_M^z) y MDED (F_E^z) se pueden definir sin dimensiones como [39]

$$a_t^z = -2m_t F_M^z \quad y \quad d_t^z = -e F_E^z. \quad (4.30)$$

Las reglas de Feynman utilizadas para llevar a cabo nuestros cálculos, están dadas en la Tabla 4.2.

Cabe señalar, que primero realizamos los cálculos correspondientes a la contribución del momento dipolar cromomagnético del quark top, en este modelo del SLHM, y obtuvimos los mismos resultados que los mostrados en la Ref. [62].

La contribución total al momento magnético anómalo débil del quark top en el SLHM, se genera a partir de los diagramas de Feynman mostrados en la fig. 4.1.

Los cálculos se desarrollaron mediante la técnica de parametrización de Feynman para los tres primeros diagramas fig. 4.1(a)-(c), y los resultados fueron expresados en términos de integrales paramétricas que pueden ser evaluadas numéricamente. Los otros tres diagramas fig. 4.1 (d)-(f) que corresponde a los bosones de norma pesados, fueron resueltos mediante el método de regularización dimensional de las funciones escalares de Passarino-Veltman.

Comenzaremos con los cálculos correspondientes al diagrama mediado por el pseudoescalar η , mostrado en la fig. 4.1(a). Al hacer uso de las reglas mostradas en Tabla 4.2, construimos la amplitud tensorial, la cual nos queda de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\eta t}^z &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \frac{m_t}{v} y_\eta^t \gamma^5 \frac{(\not{k} + \not{p}' + m_t)}{(k+p')^2 - m_t^2} \frac{-ig}{2cw} \gamma^\mu (g_V^a - g_A^a \gamma^5) \frac{(\not{k} + \not{p} + m_t)}{(k+p)^2 - m_t^2} \frac{m_t}{v} y_\eta^t \gamma^5 \frac{u(p)}{k^2 - m_\eta^2} \\ &= \frac{-ig}{2cw} \frac{m_t^2}{v^2} (y_\eta^t)^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \frac{\gamma^5 (\not{k} + \not{p}' + m_t) \gamma^\mu (g_V^a - g_A^a \gamma^5) (\not{k} + \not{p} + m_t) \gamma^5}{[(k+p')^2 - m_t^2][(k+p)^2 - m_t^2][k^2 - m_\eta^2]} u(p). \end{aligned} \quad (4.31)$$

Para resolver la integral anterior, usamos el método de parametrización de Feynman [34], así como las respectivas condiciones cinemáticas y de transversalidad. Se realizó primero la correspondiente contracción de índices en el numerador de la Ec. (4.31), se aplicaron las ecuaciones de Dirac, se utilizó el corrimiento encontrado en la parametrización de Feynman, se simplificaron los resultados y finalmente se implementó la identidad de Gordón, obteniendo

$$\mathcal{M}_{\eta t}^z = \frac{-gm_t^3 (y_\eta^t)^2 g_V^a}{2c w v^2 16\pi^2} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dy \frac{(1-z)^2}{m_t^2(1-z)^2 - m_z^2 y(1-y-z) + m_\eta^2 z}. \quad (4.32)$$

Al sustituir el valor de $y_\eta^t = \frac{-\sqrt{2}v}{f} \cot 2\beta$, hacer algunas simplificaciones y dejar nuestra expresión de manera adimensional usando la Ec. (4.30), obtenemos como resultado la contribución del pseudoescalar η al MDMD del quark top, y está dado por

$$a_{\eta t}^z = \frac{m_t^4}{32\pi^2} \frac{g_V^a g}{c w f^2} \frac{(1-t_\beta^2)^2}{t_\beta^2} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dy \frac{(1-z)^2}{m_t^2(1-z)^2 - m_z^2 y(1-y-z) + m_\eta^2 z}. \quad (4.33)$$

La parte faltante del pseudoescalar η al MDMD, pero ahora utilizando el top pesado, se muestra en el diagrama de la fig. 4.1(b), y su amplitud correspondiente es dada por la ecuación

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\eta T}^z &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \frac{m_t}{v} P_L \frac{(\not{k} + \not{p}' + m_T)}{(k+p')^2 - m_T^2} \frac{-i2gsw^2}{3cw} \gamma^\mu \frac{(\not{k} + \not{p} + m_T)}{(k+p)^2 - m_T^2} \frac{m_t}{v} P_R \frac{1}{k^2 - m_\eta^2} u(p) \\ &= \frac{m_t^2}{v^2} \frac{-i2gsw^2}{3cw} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \frac{P_L(\not{k} + \not{p}' + m_T) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_T) P_R}{[(k+p')^2 - m_T^2][(k+p)^2 - m_T^2][k^2 - m_\eta^2]} u(p). \end{aligned} \quad (4.34)$$

Donde $P_L = \frac{1+\gamma^5}{2}$ y $P_R = \frac{1-\gamma^5}{2}$, son los proyectores de quiralidad, m_η es la masa del pseudoescalar η y m_T la masa del nuevo quark top pesado.

Resolvemos la Ec. (4.34) de manera análoga que la anterior, usando el método de parametrización de Feynman, de modo que después de realizar varios cálculos, el resultado final nos queda como

$$a_{\eta T}^z = \frac{m_t^4}{v^2} \frac{sw^2 g}{6\pi^2 c w} \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dy \frac{z(1-z)}{-m_t^2(1-z)^2 + m_z^2 y(1-y-z) + (m_t^2 - m_T^2)(1-z) - m_\eta^2 z}. \quad (4.35)$$

Para obtener la contribución total del MDMD del quark top (a_η^z) mediado por el pseudoescalar η , sumamos las Ecs. (4.33) y (4.35), cuyo valor total lo denotaremos por

$$a_\eta^z = a_{\eta t}^z + a_{\eta T}^z.$$

El MDMD para todos los casos que se analizan a continuación, se estudian en función de la nueva escala de energía f . Por lo que se propone un escenario de energías comprendidos entre 4 TeV y 10 TeV para el estudio fenomenológico. Específicamente,

el rango de esta nueva escala de energía es acorde con el límite inferior establecido por varios observables [63, 64].

Al realizar las evaluaciones numéricas de la contribución al valor total de a_η^z , con la ayuda de *Mathematica* y usando las Ecs. (4.2), (4.3), (4.25), y (4.28), obtenemos los resultados mostrados en la gráfica de la fig. 4.2, donde se puede apreciar el comportamiento de $-a_\eta^z$ en función de la nueva escala de energía f , variando esta última de 4 a 10 TeV, y fijando el valor de t_β , haciendolo para los casos $t_\beta = 2, 3$ y 4. Podemos observar en las gráficas un comportamiento un poco decreciente a medida que aumenta el valor de f , oscilando en los ordenes de 10^{-7} a 10^{-8} para todos los distintos valores de t_β , siendo $t_\beta = 4$ el que nos da ligeramente la mayor señal.

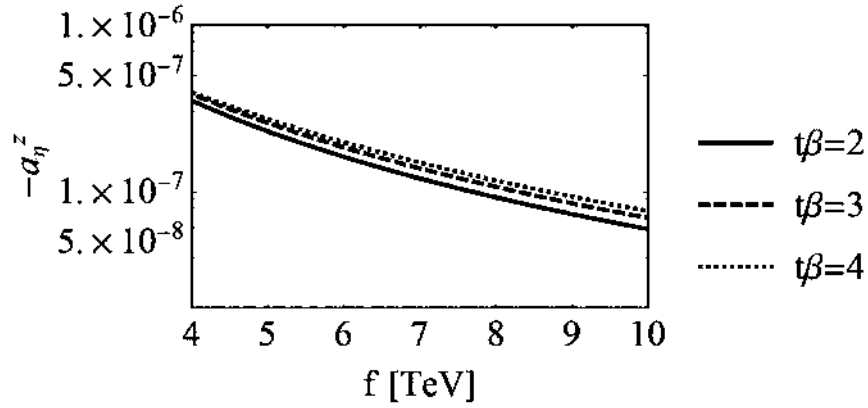


Figura 4.2: Contribución de a_η^z , en función de la nueva escala de energía f , con $t_\beta = 2, 3, 4$.

Continuando con nuestros cálculos, tenemos ahora, la contribución al MDMD del quark top en el SLHM, mediado por el escalar Higgs, el cual se representa en el diagrama de Feynman mostrado en la fig. 4.1(c), y la amplitud correspondiente está dada a través de la ecuación

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{HT}^z &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') - ig_t^{HT} \frac{(k + p' + m_T)}{(k + p')^2 - m_T^2} \frac{-i2gsw^2}{3cw} \gamma^\mu \frac{(k + p + m_T)}{(k + p)^2 - m_T^2} - ig_t^{HT} \frac{u(p)}{k^2 - m_H^2} \\ &= i(g_t^{HT})^2 \frac{gsw^2}{3cw} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \frac{(k + p' + m_T) \gamma^\mu (k + p + m_T)}{[(k + p')^2 - m_T^2][(k + p)^2 - m_T^2][k^2 - m_H^2]} u(p). \end{aligned} \quad (4.36)$$

Procediendo de manera análoga, resolvemos la Ec. (4.36), por medio del método de parametrización de Feynman. Los resultados obtenidos una vez que hemos hecho todos los cálculos necesarios son los siguientes

$$\begin{aligned} a_H^z &= \frac{-m_t^3 sw^2 g}{12\pi^2 cw} \frac{t_\beta^2 (x_\lambda^2 - 1)^2}{(1 + t_\beta^2)^2 v^2 x_\lambda^2} \\ &\times \int_0^1 dz \int_0^{1-z} dy \frac{(1-z)[m_t z + m_T]}{m_t^2 (1-z)^2 - m_z^2 y(1-y-z) - (m_t^2 - m_T^2)(1-z) + m_H^2 z}. \end{aligned} \quad (4.37)$$

Al realizar las evaluaciones numéricas, obtenemos los datos mostrados en la fig. 4.3, donde podemos apreciar el comportamiento de la contribución a $-a_H^z$, ahora mediado por el bosón de Higgs, en función de la nueva escala de energía f , variando esta última nuevamente de 4 a 10 TeV, y fijando el valor de t_β , haciendolo para los casos $t_\beta = 2, 3$ y 4. Podemos observar en las gráficas un comportamiento un poco decreciente a medida que aumenta el valor de f , estando en el orden de 10^{-5} a 10^{-6} para todos los distintos valores de t_β , dándonos $t_\beta = 4$ la mayor contribución.

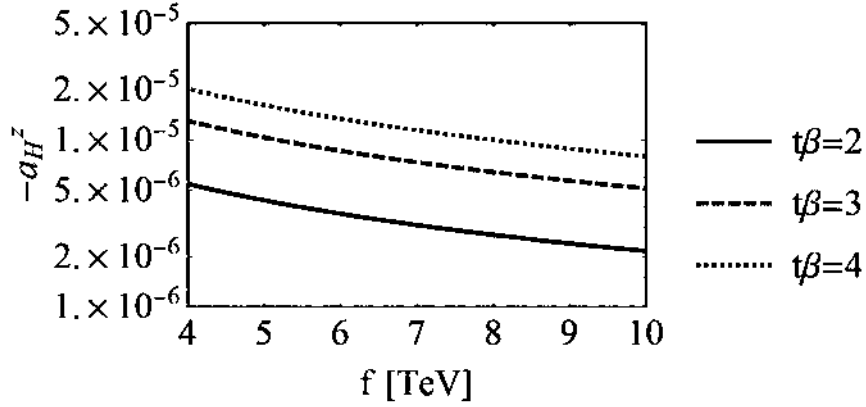


Figura 4.3: Contribución de a_H^z , en función de la nueva escala de energía f , con $t_\beta = 2, 3, 4$.

Los cálculos siguientes corresponden a las contribuciones al MDMD del quark top, mediadas por los bosones de norma pesados. En estos, hemos utilizado un método diferente, debido a que los cálculos involucrados son más extensos y engorrosos, por lo que, hemos usado aquí, el método de descomposición tensorial mediante las funciones escalares de Passarino-Veltman (PaVe), utilizando para ello las paqueterías *FeynCalc* [32] y *PackageX* [33]. Señalamos también que dichas contribuciones de los bosones de norma pesados se hicieron en la norma unitaria.

Comenzaremos con la contribución del bosón Z' que se muestra en el diagrama de la fig. 4.1(d), cuya amplitud podemos escribir mediante

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{Z'}^t = & \frac{-g^3}{8cw^3} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \gamma^\alpha (g_{VZ'} - g_{AZ'} \gamma^5) (\not{k} + \not{p}' + m_t) \gamma^\mu (g_{Vt} - g_{At} \gamma^5) (\not{k} + \not{p} + m_t) \gamma^\beta \\ & \times \frac{(g_{VZ'} - g_{AZ'} \gamma^5) (-g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2}) u(p)}{[(k+p')^2 - m_t^2][(k+p)^2 - m_t^2][k^2 - m_{Z'}^2]}. \end{aligned} \quad (4.38)$$

Al realizar los cálculos necesarios encontramos la forma analítica para el MDMD del quark top, mediado por el bosón Z' , la cual se encuentra expresada en la Ec. (4.39).

$$\begin{aligned}
 a_{Z'}^z = & \frac{g^3}{64\pi^2 c w^3 e m_t^2 (m_Z^2 - 4m_t^2)^2} \\
 & \times [4m_t^4 C_0 (2g_{At} g_{AZ'} g_{VZ'} (16m_t^4 - 8m_t^2 (m_Z^2 + 2m_{Z'}^2) + m_Z^4 + 4m_Z^2 m_{Z'}^2 + 3m_{Z'}^4) \\
 & + g_{AZ'}^2 g_{Vt} (24m_t^4 - 2m_t^2 (7m_Z^2 + 9m_{Z'}^2) + 2m_Z^4 + 6m_Z^2 m_{Z'}^2 + 3m_{Z'}^4) + g_{Vt} g_{VZ'}^2 m_{Z'}^2 \\
 & \times (-8m_t^2 + 2m_Z^2 + 3m_{Z'}^2)) - 2m_t^2 (4m_t^2 - m_Z^2) (2g_{At} g_{AZ'} g_{VZ'} m_{Z'}^2 + g_{AZ'}^2 g_{Vt} (2m_t^2 + m_{Z'}^2) \\
 & + g_{Vt} g_{VZ'}^2 m_{Z'}^2) - 2\sqrt{m_{Z'}^4 - 4m_t^2 m_{Z'}^2} \log \left(\frac{\sqrt{m_{Z'}^4 - 4m_t^2 m_{Z'}^2} + m_{Z'}^2}{2m_t m_{Z'}} \right) (-2g_{At} g_{AZ'} g_{VZ'} \\
 & \times (24m_t^4 - 2m_t^2 (3m_Z^2 + 5m_{Z'}^2) + m_Z^2 m_{Z'}^2) + g_{AZ'}^2 g_{Vt} (-20m_t^4 + 2m_t^2 (4m_Z^2 + 5m_{Z'}^2) \\
 & - m_Z^2 m_{Z'}^2) + g_{Vt} g_{VZ'}^2 (-8m_t^4 + 2m_t^2 (m_Z^2 + 5m_{Z'}^2) - m_Z^2 m_{Z'}^2)) + \frac{1}{m_Z^2 m_{Z'}^2} 2m_t^4 \\
 & \times \sqrt{m_Z^4 - 4m_t^2 m_Z^2} \log \left(\frac{\sqrt{m_Z^4 - 4m_t^2 m_Z^2} + 2m_t^2 - m_Z^2}{2m_t^2} \right) (2g_{At} g_{AZ'} g_{VZ'} m_{Z'}^2 \\
 & \times (-20m_t^2 + 5m_Z^2 + 6m_{Z'}^2) + g_{AZ'}^2 g_{Vt} (8m_t^4 - 2m_t^2 (m_Z^2 + 12m_{Z'}^2) + 9m_Z^2 m_{Z'}^2 + 6m_{Z'}^4) \\
 & + g_{Vt} g_{VZ'}^2 m_{Z'}^2 (-4m_t^2 + m_Z^2 + 6m_{Z'}^2)) + \log \left(\frac{m_t^2}{m_{Z'}^2} \right) (2g_{At} g_{AZ'} g_{VZ'} m_{Z'}^2 (32m_t^4 - 2m_t^2 \\
 & \times (4m_Z^2 + 5m_{Z'}^2) + m_Z^2 m_{Z'}^2) + g_{AZ'}^2 g_{Vt} (16m_t^6 - 4m_t^4 (m_Z^2 - 7m_{Z'}^2) - 10m_t^2 m_{Z'}^2 (m_Z^2 + m_{Z'}^2) \\
 & + m_Z^2 m_{Z'}^4) + g_{Vt} g_{VZ'}^2 m_{Z'}^2 (16m_t^4 - 2m_t^2 (2m_Z^2 + 5m_{Z'}^2) + m_Z^2 m_{Z'}^2))] ,
 \end{aligned} \tag{4.39}$$

donde $C_0 = C_0(m_t^2, m_t^2, m_Z^2, m_t^2, m_{Z'}^2, m_t^2)$ es la función escalar PaVe, $g_{VZ'} = \frac{\frac{1}{2} + \frac{1}{3}sw^2}{\sqrt{3-4sw^2}}$, $g_{AZ'} = \frac{\frac{1}{2} - sw^2}{3-4sw^2}$, $sw = \sin \theta_W$, y para el quark top tenemos que $g_{Vt} = 0.19$ y $g_{At} = 0.5$. Podemos observar también en la Ec. (4.39), que nuestra contribución se encuentra libre de divergencias ultravioletas.

La masa del bosón Z' , así como de los bosones Y^0 y X , dependen de la nueva escala de energía f , de la forma que se muestra en la Ec. (4.2).

Tomando en cuenta estas consideraciones y la Ec. (4.39), obtuvimos los resultados numéricos que se muestran en la gráfica de la fig. 4.4, donde se aprecia el comportamiento de $-a_{Z'}^z$ en función de la nueva escala de energía f , variando esta última de 4 a 10 TeV. Cabe señalar que en este caso nuestro valor para el MDMD sólo depende de f , y no de t_β como en todos los casos anteriores. Se observa que la contribución a $a_{Z'}^z$ tiene un buen comportamiento, y es decreciente conforme crece el valor de f , estando esta contribución en el rango de 10^{-6} y 10^{-7} .

Respecto a la contribución al MDMD del quark top mediada por el bosón Y^0 , y mostrada en el diagrama de la fig. 4.1(e), podemos escribir su amplitud tensorial

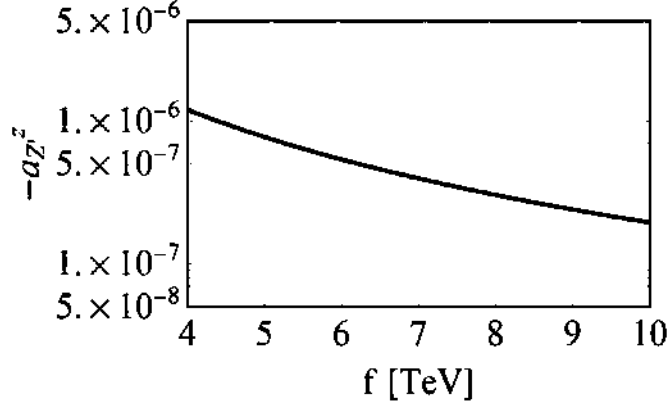


Figura 4.4: Contribución del bosón de norma Z' al MDMD del quark top, en función de la nueva escala de energía f .

como

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{Y^0}^t = & \frac{-ig^3}{16cw} (\delta_t)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \gamma^\alpha (1 + \gamma^5) (\not{k} + \not{p}' + m_t) \gamma^\mu (g_{Vt} - g_{At} \gamma^5) (\not{k} + \not{p} + m_t) \gamma^\beta \\
 & (1 + \gamma^5) (-g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Y^0}^2}) u(p) \\
 & \times \frac{1}{[(k+p')^2 - m_t^2][(k+p)^2 - m_t^2][k^2 - m_{Y^0}^2]}.
 \end{aligned} \tag{4.40}$$

La expresión analítica que obtuvimos al resolver la integral tensorial (4.40), y que nos da la contribución del bosón Y^0 al MDMD del quark top, se muestra en la Ec. (4.41).

$$\begin{aligned}
 a_{Y^0}^z = & \frac{1}{64\pi^2 c w e m_t^2 (m_Z^2 - 4m_t^2)^2} \delta_t^2 g^3 \\
 & \times [-4m_t^4 (4m_t^2 - 3m_{Y^0}^2 - m_Z^2) (g_{At} (4m_t^2 - m_{Y^0}^2 - m_Z^2) + g_{Vt} (-3m_t^2 + m_{Y^0}^2 + m_Z^2)) C_0 \\
 & - 2m_t^2 (4m_t^2 - m_Z^2) (g_{Vt} (m_t^2 + m_{Y^0}^2) - g_{At} m_{Y^0}^2) + 2\sqrt{m_{Y^0}^4 - 4m_t^2 m_{Y^0}^2} \\
 & \times \log \left(\frac{\sqrt{m_{Y^0}^4 - 4m_t^2 m_{Y^0}^2} + m_{Y^0}^2}{2m_t m_{Y^0}} \right) (g_{At} (-24m_t^4 + 2m_t^2 (5m_{Y^0}^2 + 3m_Z^2) - m_{Y^0}^2 m_Z^2) \\
 & + g_{Vt} (14m_t^4 - 5m_t^2 (2m_{Y^0}^2 + m_Z^2) + m_{Y^0}^2 m_Z^2)) + \frac{1}{m_{Y^0}^2 m_Z^2} \left(2m_t^4 \sqrt{m_Z^4 - 4m_t^2 m_Z^2} \right. \\
 & \times \log \left(\frac{\sqrt{m_Z^4 - 4m_t^2 m_Z^2} + 2m_t^2 - m_Z^2}{2m_t^2} \right) (g_{At} m_{Y^0}^2 (20m_t^2 - 6m_{Y^0}^2 - 5m_Z^2) \\
 & + g_{Vt} (4m_t^4 - m_t^2 (14m_{Y^0}^2 + m_Z^2) + 6m_{Y^0}^4 + 5m_{Y^0}^2 m_Z^2)) + \log \left(\frac{m_t^2}{m_{Y^0}^2} \right) \\
 & \times (g_{At} m_{Y^0}^2 (-32m_t^4 + 2m_t^2 (5m_{Y^0}^2 + 4m_Z^2) - m_{Y^0}^2 m_Z^2) + g_{Vt} (8m_t^6 + m_t^4 (22m_{Y^0}^2 \\
 & - 2m_Z^2) - m_t^2 (10m_{Y^0}^4 + 7m_{Y^0}^2 m_Z^2) + m_{Y^0}^4 m_Z^2))] ,
 \end{aligned} \tag{4.41}$$

donde $C_0 = C_0(m_t^2, m_t^2, m_Z^2, m_t^2, m_{Y^0}^2, m_t^2)$ es la función escalar PaVe, m_{Y^0} representa la masa del bosón neutro Y^0 , $\delta_t = \frac{t_\beta}{1+t_\beta^2}(x_\lambda - \frac{1}{x_\lambda})\frac{m_t}{m_T}$ y m_T es la masa del top pesado y su forma se indica en la Ec. (4.3). Observamos que el resultado de la Ec. (4.41) es finito, al encontrarse libre de divergencias ultravioletas.

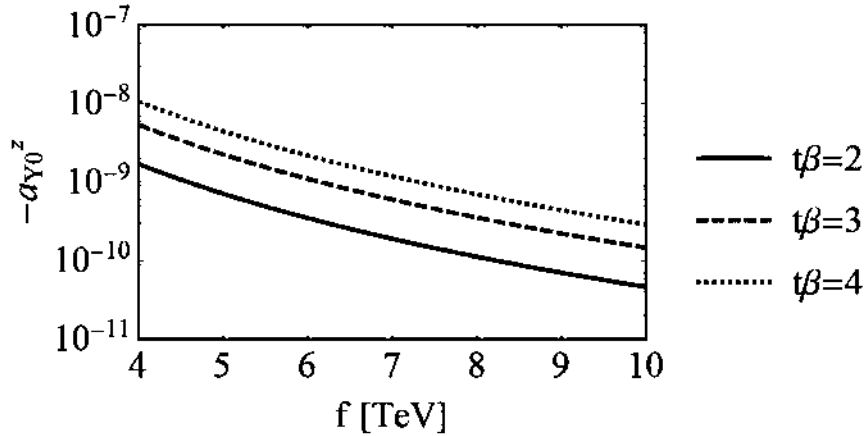


Figura 4.5: Contribución de $a_{Y^0}^z$, en función de la nueva escala de energía f , con $t_\beta = 2, 3, 4$.

Los resultados numéricos de esta contribución los podemos observar en la fig. 4.5, donde se grafica la aportación del bosón neutro Y^0 al MDMD del quark top, en

función de la nueva escala de energía f , variando de 4 a 10 TeV, y tomando en cuenta los tres escenarios antes usados, $t_\beta = 2, 3, 4$. Observamos nuevamente que la mayor contribución nos la da $t_\beta = 4$, y que los valores se encuentra en el orden de 10^{-8} y 10^{-9} .

Finalmente, la contribución del bosón de norma pesado X al MDMD del quark top, es mostrado en la fig. 4.1(f), y su amplitud está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_X^t = & \frac{-g^3}{16cw} (\delta_t)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p') \gamma^\alpha (1 + \gamma^5) (\not{k} + \not{p}' + m_b) \gamma^\mu (g_{Vb} - g_{Ab} \gamma^5) (\not{k} + \not{p} + m_b) \gamma^\beta \\ & \times \frac{(1 + \gamma^5) (-g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{m_X^2}) u(p)}{[(k+p)^2 - m_t^2][(k+p)^2 - m_t^2][k^2 - m_X^2]}. \end{aligned} \quad (4.42)$$

El resultado analítico que encontramos para la integral anterior, se expresa mediante

$$\begin{aligned} a_X^Z = & \frac{1}{128\pi^2 c w e m_t^2 m_X^2 (m_Z^2 - 4m_t^2)^2} g^3 \delta^2 \\ & \times \left[\frac{1}{m_Z^2} 2\sqrt{m_Z^4 - 4m_b^2 m_Z^2} (g_{Vt} (-6m_b^4 + 3m_b^2 (4m_t^2 - 2m_X^2 - m_Z^2) + 2m_t^4 + m_t^2 (m_Z^2 - 22m_X^2) \right. \\ & + 2m_X^2 (6m_X^2 + 5m_Z^2)) + g_{At} (-6m_b^4 + m_b^2 (8m_t^2 + 18m_X^2 + m_Z^2) - 2m_t^4 + m_t^2 (22m_X^2 - m_Z^2) \\ & - 2(6m_X^4 + 5m_X^2 m_Z^2)) \log \left(\frac{\sqrt{m_Z^4 - 4m_b^2 m_Z^2} + 2m_b^2 - m_Z^2}{2m_b^2} \right) m_t^4 + 4(g_{Vt} (3m_b^6 + m_b^4 (m_Z^2 \\ & - 7m_t^2) + m_b^2 (m_t^2 + 3m_X^2) (5m_t^2 - 3m_X^2 - 2m_Z^2) - m_t^6 + m_t^4 (12m_X^2 + m_Z^2) - m_t^2 (17m_X^4 \\ & + 8m_X^2 m_Z^2) + 2m_X^2 (3m_X^4 + 4m_X^2 m_Z^2 + m_Z^4)) + g_{At} (3m_b^6 - m_b^4 (5m_t^2 + 12m_X^2 + m_Z^2) \\ & + m_b^2 (m_t^4 + m_t^2 (2m_Z^2 - 8m_X^2) + 15m_X^4 + 8m_X^2 m_Z^2) + m_t^6 - m_t^4 (12m_X^2 + m_Z^2) \\ & + m_t^2 (17m_X^4 + 8m_X^2 m_Z^2) - 2m_X^2 (3m_X^4 + 4m_X^2 m_Z^2 + m_Z^4)) C_0 m_t^4 + 2m_t^2 (4m_t^2 - m_Z^2) \\ & \times (-m_b^2 + m_t^2 + m_X^2) (g_{At} (-m_b^2 + m_t^2 + 2m_X^2) - g_{Vt} (m_b^2 + m_t^2 + 2m_X^2)) - (g_{Vt} (2m_t^8 \\ & + m_t^6 (m_Z^2 - 24m_X^2) - 2m_t^4 (7m_X^4 - 6m_X^2 m_Z^2) + 3m_b^4 m_t^2 (m_Z^2 - 6m_t^2) + m_t^2 \\ & \times (20m_b^6 + 11m_X^4 m_Z^2) - 2m_b^6 m_Z^2 + m_b^6 (10m_t^2 - m_Z^2) + m_b^2 (m_t^2 + 3m_X^2) (6m_t^4 - \\ & m_t^2 (10m_X^2 + 3m_Z^2) + m_X^2 m_Z^2)) + g_{At} (-2m_t^8 + m_t^6 (24m_X^2 - m_Z^2) + 2m_t^4 (7m_X^4 - 6m_X^2 m_Z^2) \\ & - m_t^2 (20m_b^6 + 11m_X^4 m_Z^2) + 2m_b^6 m_Z^2 + m_b^6 (10m_t^2 - m_Z^2) + m_b^4 (-22m_t^4 + m_t^2 (m_Z^2 - 40m_X^2) \\ & + 4m_X^2 m_Z^2) + m_b^2 (14m_t^6 + m_t^4 (16m_X^2 + m_Z^2) + m_t^2 (50m_X^4 + 8m_X^2 m_Z^2) - 5m_X^4 m_Z^2)) \\ & \times \log \left(\frac{m_b^2}{m_X^2} \right) + 2\sqrt{m_b^4 - 2m_b^2 (m_t^2 + m_X^2) + (m_t^2 - m_X^2)^2} (g_{At} (m_b^4 (10m_t^2 - m_Z^2) - 3m_b^2 \\ & \times (4m_t^4 + 10m_t^2 m_X^2 - m_X^2 m_Z^2) + 2m_t^6 + m_t^4 (m_Z^2 - 18m_X^2) + m_t^2 (20m_X^4 + 9m_X^2 m_Z^2) \\ & - 2m_X^4 m_Z^2)) + g_{Vt} (m_b^4 (10m_t^2 - m_Z^2) + m_b^2 (-8m_t^4 + 2m_t^2 (5m_X^2 + m_Z^2) - m_X^2 m_Z^2) - 2m_t^6 \\ & + m_t^4 (18m_X^2 - m_Z^2) - m_t^2 (20m_X^4 + 9m_X^2 m_Z^2) + 2m_X^4 m_Z^2)) \\ & \times \log \left(\frac{m_b^2 + \sqrt{m_b^4 - 2m_b^2 (m_t^2 + m_X^2) + (m_t^2 - m_X^2)^2} - m_t^2 + m_X^2}{2m_b m_X} \right) \Bigg], \end{aligned} \quad (4.43)$$

donde $C_0 = C_0(m_t^2, m_t^2, m_Z^2, m_b^2, m_X^2, m_b^2)$ es la función escalar PaVe y m_X es la masa del nuevo bosón cargado X .

Cabe mencionar que de manera análoga a los anteriores, el resultado analítico obtenido está libre de divergencias.

Los valores numéricos para $-a_X^z$ los podemos apreciar en la gráfica de la fig. 4.6, en su parte real e imaginaria, donde se observa el MDMD en función de la escala de energía f , variando como en los casos anteriores de 4 a 10 TeV, apreciando en los dos casos, un comportamiento decreciente a medida que f crece. En fig. 4.6 (a) se muestra la parte real, y se encuentra oscilando entre los rangos de 10^{-8} a 10^{-11} , en fig. 4.6 (b), se muestra la parte imaginaria y sus valores están entre 10^{-11} y 10^{-14} . Cabe señalar que esta contribución del bosón X , fue la única que nos arrojó parte imaginaria a diferencia de todas las demás contribuciones que sólo nos dieron parte real.

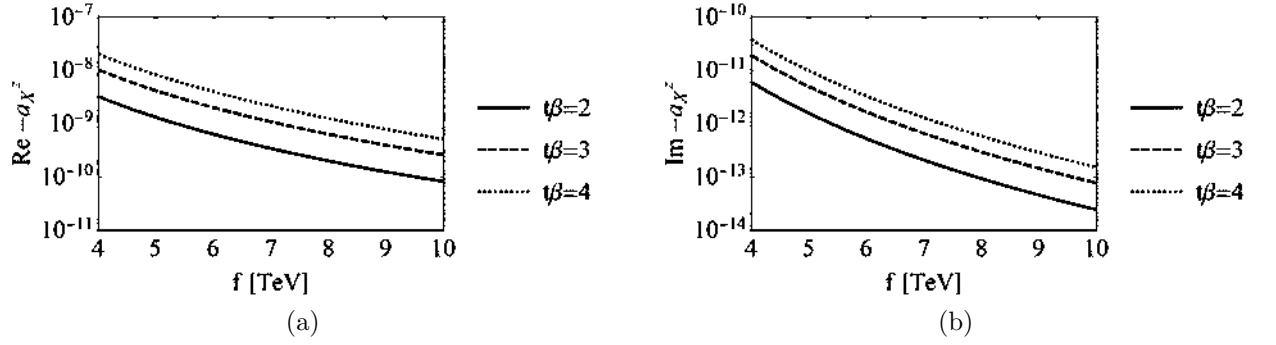


Figura 4.6: Contribución de a_X^z , en función de la nueva escala de energía f , con $t_\beta = 2, 3, 4$. En (a) se muestra su parte real y en (b) la imaginaria.

		$-a_t^z$	
$f[TeV]$	$t_\beta = 2$	$t_\beta = 3$	$t_\beta = 4$
4	7.01×10^{-6}	1.46×10^{-5}	2.19×10^{-5}
6	5.48×10^{-7}	9.34×10^{-6}	1.41×10^{-5}
8	3.10×10^{-6}	6.84×10^{-6}	1.04×10^{-5}
10	2.41×10^{-6}	5.39×10^{-6}	8.25×10^{-6}

Tabla 4.3: Estimaciones para a_t^z , en los diferentes escenarios de $t_\beta = 2, 3, 4$ y para $f = 4, 6, 8, 10$.

Finalmente, podemos decir que la contribución total de nueva física, relacionada con el MDMD del quark top en el modelo SLHM, está conformado por las siguientes partes

$$a_t^z = a_\eta^z + a_H^z + a_{Z'}^z + a_{Y^0}^z + a_X^z. \quad (4.44)$$

De modo que podemos resumir las aportaciones totales de a_t^z para los distintos t_β y f , en la Tabla 4.3. Donde podemos observar, que la mejor contribución la obtenemos cuando $t_\beta = 4$ y para rangos de energía de 4 a 8 TeV, obteniendo valores del orden de 10^{-5} .

Respecto a las contribuciones en el Modelo Estándar, tenemos que el valor reportado en la literatura para el momento dipolar magnético débil del quark top es de $a_t^z(ME) = -5.6 \times 10^{-3} + 5.35i \times 10^{-3}$, usando un momento transferido de $\sqrt{q^2} = 500\text{GeV}$ [45], por lo que nos encontramos con nuestras predicciones, dos ordenes de magnitud por debajo de este valor para la parte real. Podemos también comparar estas predicciones, con las obtenidas en el capítulo anterior, donde se estimó la contribución del MDMD del quark top, en el contexto de CNCS mediadas por el bosón Z' , donde obtuvimos valores del orden de 10^{-7} para su parte real y de 10^{-11} para la parte imaginaria. Respecto a las restricciones experimentales para el MDMD del quark top no podemos decir nada aún debido a que todavía no se tienen cotas experimentales.

Capítulo 5

Conclusiones

Se calculó analítica y numéricamente el MDCM de los quarks en el ME por dos métodos distintos, el método de parametrización de Feynman y el método de Regularización Dimensional (RD) de las funciones escalares de Passarino-Veltman, y se mostró matemáticamente por RD que el diagrama correspondiente al trivértice del gluon contiene una divergencia infrarroja cuando se trabaja con el gluon en capa de masa $q^2 = 0$. Debido a esto, el MDCM debe ser evaluado fuera de capa de masa específicamente evaluamos nuestros resultados numéricos en el momento de transferencia del gluon espacialoide $q^2 = -m_Z^2$ y temporaloide $q^2 = +m_Z^2$. Esta elección es basada en la constante de acoplamiento fuerte α_s , la cual está evaluada en el valor convencional espacialoide $\alpha_s(-q^2 = m_Z^2) = 0.1179$ [3, 65–68]. La predicción más importante de nuestro trabajo es la evaluación del MDCM del quark top en el valor espacialoide $\hat{\mu}_t(-m_Z^2) = -0.0224 - 0.000925i$, cuya parte real coincide con el reciente reporte experimental reportado por CMS $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0.024_{-0.009}^{+0.013}(Est.)_{-0.011}^{+0.016}(Sist.)$ [14], mientras que nuestra predicción para la parte imaginaria es debida a la parte electrodébil que se da mediante la interacción del bosón W. De nuestros resultados obtenidos para el MDCM del quark top, podemos apreciar que ambos parámetros perturbativos α_s y $\hat{\mu}_t$ tienen comportamientos similares: están indeterminados cuando $q^2 \rightarrow 0$ y describen interacciones fuertes bien portadas en la escala convencional espacialoide $q^2 = -m_Z^2$. Por otro lado, el quark top es la partícula más pesada que predice el ME, y es más sensible a efectos de nueva física, lo que nos ofrecerá oportunidades de información sobre física más allá del ME.

Se encontraron también expresiones analíticas, para los momentos dipolares electromagnéticos débiles para cualquier fermión cargado del ME, a nivel de un lazo, en el contexto de corrientes neutras que cambian sabor mediadas por un bosón de norma neutro masivo de espín 1. Se utilizó para ello, el Lagrangiano general más renormalizable que incluye violación de sabor mediado por un bosón de norma denotado como Z' . Los cálculos numéricos los realizamos para el quark top y para el leptón tau, debido a que nos proporcionan las mayores señales, y a nuestro interés de buscar física más allá del ME. Consideramos para ellos dos casos de acuerdo a la simetría CP, conservación de CP y violación de CP. Para los distintos modelos Z' utilizados, encontramos que la mejor predicción para el MDMD del leptón tau nos la proporciona Z'_η , prediciendo valores para $Re\ a_\tau^w$ del orden de 10^{-9} , encontrándonos

un orden de magnitud por debajo de la contribución del bosón Z al ME, cuyo valor es del orden de 10^{-8} . Para la parte imaginaria de $Im\ a_\tau^w$ encontramos valores del orden de 10^{-13} , la cual es cinco órdenes de magnitud menor que la reportada para la contribución del bosón Z en el ME. Para el MDED del lepton tau, el valor más grande predicho fue debido nuevamente al bosón Z'_η y fue del orden de 10^{-26} e cm, mientras que la parte imaginaria de $Im\ d_\tau^w$ es tres ordenes de magnitud más chica. Debemos mencionar que nuestras predicciones encontradas para el MDMD del leptón tau, es de la misma intensidad que las predichas en otros modelos de extensión, como el Unparticle Physics, el SLHM y models with an extended scalar sector. Respecto al quark top, podemos decir que la mejor predicción al MDMD la proporcionó el bosón Z'_S , dándonos valores para la parte real de $Re\ a_t^w$ del orden de 10^{-7} , y 10^{-11} para la parte imaginaria de $Im\ a_t^w$. Por otro lado, la contribución del MDED del quark top para la parte real $Re\ d_t^w$ se encontró del orden de 10^{-26} e cm, y para la parte imaginaria $Im\ d_t^w$ del orden 10^{-31} e cm.

Es interesante notar que los valores numéricos para el MDMD y MDED, para el leptón tau y el quark top no están demasiado suprimidos con respecto a los valores conocidos en el ME, cuando se toman en cuenta CNCS. Esto puede sugerir que, en el futuro, cuando los límites experimentales lo permitan, las mediciones con más precisión podrían evidenciar efectos debido a la prescencia de CNCS mediados por el bosón Z' a los momentos dipoláres débiles. Por lo que nuestras predicciones no pueden ser descartadas.

Finalmente, encontramos expresiones analíticas y numéricas para el MDMD del quark top, en el modelo del SLHM, en donde se predice la existencia de una nueva partícula pseudoescalar masiva neutra η . La mejor predicción la encontramos en un rango de energía de 4 a 8 TeV, con $t_\beta = 4$, y es del orden de 10^{-5} , estando dos ordenes de magnitud por debajo de la predicción reportada para el ME, que es del orden de 10^{-3} para la parte real. La contribución para la parte imaginaria la obtuvimos del bosón X , y fue del orden de 10^{-11} . Debido a que nuestras predicciones en este modelo se encuentran muy cerca de las reportadas por el ME, estas podrían significar indicios que nos puedan arrojar información importante para descubrir efectos de nueva física.

Apéndice A

Valores utilizados

En el Capítulo 2, utilizamos la carga del electrón $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ y la constante de acoplamiento fuerte del grupo QCD $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$. Nuestros valores usados de [3] son: la constante de acoplamiento fuerte $\alpha_s(m_Z) = 0.1179$, el ángulo de mezcla débil $s_w \equiv \sin\theta_W(m_Z) = \sqrt{0.23121}$, the boson masses $m_W = 80.379$ GeV, $m_Z = 91.1876$ GeV, $m_H = 125.1$ GeV y $m_t = 172.76$ GeV. La constante de estructura fina $\alpha(m_Z) = 1/129$ es tomada de [35].

Respecto a la masa de los quarks ligeros los valores proporcionados en el PDG 2020 en el esquema de escala de bajas energías es

$$\begin{aligned} m_u(2GeV) &= 0.00216 \text{ GeV}, \\ m_d(2GeV) &= 0.00467 \text{ GeV}, \\ m_s(2GeV) &= 0.093 \text{ GeV}, \\ m_c(m_c) &= 1.27 \text{ GeV}, \\ m_b(m_b) &= 4.18 \text{ GeV}. \end{aligned} \tag{A.1}$$

Sin embargo, a fin de evaluar en una forma consistente los momentos dipolares cromomagnéticos en la escala del bosón de norma Z , se obtuvieron las masas correedoras de estos quarks ligeros en esta escala a través de *RunDec* [69, 70] en [71], y los valores son los siguientes

$$\begin{aligned} m_u(m_Z) &= 0.00123 \text{ GeV}, \\ m_d(m_Z) &= 0.00266 \text{ GeV}, \\ m_s(m_Z) &= 0.05298 \text{ GeV}, \\ m_c(m_Z) &= 0.6194 \text{ GeV}, \\ m_b(m_Z) &= 2.874 \text{ GeV}. \end{aligned} \tag{A.2}$$

La matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) es [3]

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9737 & 0.2245 & 0.00382 \\ 0.221 & 0.987 & 0.041 \\ 0.008 & 0.0388 & 1.013 \end{pmatrix}. \tag{A.3}$$

Las cargas eléctricas de los quarks son $Q_{u_i} = 2/3$, $Q_{d_i} = -1/3$, y las cargas débiles $g_{Vu_i} = (3 - 8s_W^2)/6$, $g_{Au_i} = 1/2$, $g_{Vd_i} = -(3 - 4s_W^2)/6$ y $g_{Ad_i} = -1/2$.

Apéndice B

Factores de forma de los MDEMMD

$$\begin{aligned} F_V^a = & \frac{g}{16\pi^2 c_W e m_{Z'}^2 (m_Z^2 - 4m_{f_i}^2)^2} \left[m_{f_i}^4 \left(-4m_{f_j}^2 (2B_{01} - 3B_{02} + B_{03} + C_{01}m_Z^2 - 6C_{01}m_{Z'}^2 + 1) \right. \right. \\ & + 2m_{Z'}^2 (9B_{01} - 11B_{02} + 2B_{03} - 8C_{01}m_Z^2 - 4) + m_Z^2 (-B_{01} + B_{02} + 1) - 14C_{01}m_{f_j}^4 - 34C_{01}m_{Z'}^4 \Big) \\ & - 2m_{f_i}^3 m_{f_j} \left(m_{Z'}^2 (6B_{01} - 10B_{02} + 4B_{03} + 8C_{01}m_{f_j}^2 - 9C_{01}m_Z^2) + 2m_{f_j}^2 (3B_{01} - B_{02} - 2B_{03} \right. \\ & + C_{01}(m_{f_j} - m_Z)(m_{f_j} + m_Z)) - 10C_{01}m_{Z'}^4 + m_Z^2 \Big) \\ & + m_{f_i}^2 \left(2m_{Z'}^4 (-10B_{01} + 6B_{02} + 4B_{03} - 9C_{01}m_{f_j}^2 + 8C_{01}m_Z^2) \right. \\ & + m_{f_j}^2 m_Z^2 (2B_{01} - 3B_{02} + B_{03} + 2C_{01}m_{f_j}^2 + 1) \\ & + m_{Z'}^2 \left(-m_Z^2 (9B_{01} - 10B_{02} + B_{03} + 12C_{01}m_{f_j}^2 - 2) + 2m_{f_j}^2 (5B_{01} - 3B_{02} - 2B_{03}) + 4C_{01}m_Z^4 \right) \\ & + 2m_{f_j}^4 (5B_{01} - 3B_{02} - 2B_{03} + 3C_{01}m_{f_j}^2) + 12C_{01}m_{Z'}^6 \Big) \\ & + 2m_{f_i} m_{f_j} m_Z^2 \left(m_{Z'}^2 (3B_{01} - 4B_{02} + B_{03} + 5C_{01}m_{f_j}^2 - 2C_{01}m_Z^2) \right. \\ & - m_{f_j}^2 (-B_{02} + B_{03} + C_{01}m_{f_j}^2) - 4C_{01}m_{Z'}^4 \Big) \\ & + 2m_{f_i}^6 (-B_{01} + B_{02} + C_{01}(5m_{f_j}^2 + m_Z^2 + 12m_{Z'}^2) - 2) \\ & + 2m_{f_i}^5 m_{f_j} (6B_{01} - 6B_{02} + 4C_{01}m_{f_j}^2 - C_{01}m_Z^2 - 16C_{01}m_{Z'}^2 + 4) \\ & \left. - m_Z^2 (B_{01} - B_{03})(m_{f_j}^4 + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 - 2m_{Z'}^4) - 2C_{01}m_{f_i}^8 - 4C_{01}m_{f_i}^7 m_{f_j} \right]. \end{aligned} \tag{B.1}$$

$$\begin{aligned}
F_A^a = & \frac{g}{16\pi^2 c_W e m_{Z'}^2 (m_Z^2 - 4m_{f_i}^2)^2} \left[m_{f_i}^4 \left(-4m_{f_j}^2 (2B_{01} - 3B_{02} + B_{03} + C_{01}m_Z^2 - 6C_{01}m_{Z'}^2 + 1) \right. \right. \\
& + 2m_{Z'}^2 (9B_{01} - 11B_{02} + 2B_{03} - 8C_{01}m_Z^2 - 4) + m_Z^2 (-B_{01} + B_{02} + 1) - 14C_{01}m_{f_j}^4 - 34C_{01}m_{Z'}^4 \Big) \\
& + 2m_{f_i}^3 m_{f_j} \left(m_{Z'}^2 (6B_{01} - 10B_{02} + 4B_{03} + 8C_{01}m_{f_j}^2 - 9C_{01}m_Z^2) + 2m_{f_j}^2 (3B_{01} - B_{02} - 2B_{03} \right. \\
& + C_{01}(m_{f_j} - m_Z)(m_{f_j} + m_Z)) - 10C_{01}m_{Z'}^4 + m_Z^2 \Big) \\
& + m_{f_i}^2 \left(2m_{Z'}^4 (-10B_{01} + 6B_{02} + 4B_{03} - 9C_{01}m_{f_j}^2 + 8C_{01}m_Z^2) \right. \\
& + m_{f_j}^2 m_Z^2 (2B_{01} - 3B_{02} + B_{03} + 2C_{01}m_{f_j}^2 + 1) + m_{Z'}^2 \left(-m_Z^2 (9B_{01} - 10B_{02} + B_{03} + 12C_{01}m_{f_j}^2 - 2) \right. \\
& + 2m_{f_j}^2 (5B_{01} - 3B_{02} - 2B_{03}) + 4C_{01}m_{f_j}^4 \Big) + 2m_{f_j}^4 (5B_{01} - 3B_{02} - 2B_{03} + 3C_{01}m_{f_j}^2) + 12C_{01}m_{Z'}^6 \Big) \\
& + 2m_{f_i} m_{f_j} m_Z^2 \left(-m_{Z'}^2 (3B_{01} - 4B_{02} + B_{03} + 5C_{01}m_{f_j}^2 - 2C_{01}m_Z^2) \right. \\
& + m_{f_j}^2 (-B_{02} + B_{03} + C_{01}m_{f_j}^2) + 4C_{01}m_{Z'}^4 \Big) \\
& + 2m_{f_i}^6 \left(-B_{01} + B_{02} + C_{01}(5m_{f_j}^2 + m_Z^2 + 12m_{Z'}^2) - 2 \right) \\
& + 2m_{f_i}^5 m_{f_j} (-6B_{01} + 6B_{02} + C_{01}(-4m_{f_j}^2 + m_Z^2 + 16m_{Z'}^2) - 4) \\
& \left. - m_Z^2 (B_{01} - B_{03})(m_{f_j}^4 + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 - 2m_{Z'}^4) - 2C_{01}m_{f_i}^8 + 4C_{01}m_{f_i}^7 m_{f_j} \right]. \tag{B.2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{VA}^a = & \frac{g}{16\pi^2 c_W e m_{Z'}^2 (m_Z^2 - 4m_{f_i}^2)^2} \left[m_{f_i}^4 \left(4m_{f_j}^2 (3B_{01} - 2B_{02} - B_{03} - C_{01}m_Z^2 + 4C_{01}m_{Z'}^2 + 1) \right. \right. \\
& + 2m_{Z'}^2 (9B_{01} - 11B_{02} + 2B_{03} - 8C_{01}m_Z^2 - 4) + m_Z^2 (-B_{01} + B_{02} + 1) + 10C_{01}m_{f_j}^4 - 34C_{01}m_{Z'}^4 \Big) \\
& + m_{f_i}^2 \left(2m_{Z'}^4 \left(-10B_{01} + 6B_{02} + 4B_{03} - 15C_{01}m_{f_j}^2 + 8C_{01}m_Z^2 \right) + m_{Z'}^2 \left(-m_Z^2 (9B_{01} - 10B_{02} + B_{03} \right. \right. \\
& + 16C_{01}m_{f_j}^2 - 2) + 6m_{f_j}^2 (5B_{01} - 3B_{02} - 2B_{03} + 4C_{01}m_{f_j}^2) + 4C_{01}m_{Z'}^4 \Big) + 2m_{f_j}^4 (-5B_{01} + 3B_{02} \\
& + 2B_{03} - 3C_{01}m_{f_j}^2) + m_{f_j}^2 m_Z^2 (-B_{02} + B_{03} + 2C_{01}m_{f_j}^2 - 1) + 12C_{01}m_{Z'}^6 \Big) + 2m_{f_i}^6 (-B_{01} + B_{02} \\
& + C_{01}(-m_{f_j}^2 + m_Z^2 + 12m_{Z'}^2) - 2) + m_Z^2 (B_{01} - B_{03}) (m_{f_j}^4 - 3m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 + 2m_{Z'}^4) - 2C_{01}m_{f_i}^8 \Big]. \tag{B.3}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{VA}^d = & \frac{igm_{f_j}}{16\pi^2 c_W m_{Z'}^2 (4m_{f_i}^2 - m_Z^2)} \left[m_{Z'}^2 \left(-4B_{01} + 4B_{02} + C_{01}(-3m_{f_i}^2 - 5m_{f_j}^2 + 2m_Z^2) \right) \right. \\
& \left. + (m_{f_i} - m_{f_j})(m_{f_i} + m_{f_j}) (-B_{01} + B_{02} + C_{01}(m_{f_i} - m_{f_j})(m_{f_i} + m_{f_j})) + 4C_{01}m_{Z'}^4 \right] \tag{B.4}
\end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned}
B_{01} &= B_0(m_{f_i}^2, m_{Z'}^2, m_{f_j}^2), \\
B_{02} &= B_0(m_Z^2, m_{f_j}^2, m_{f_j}^2), \\
B_{03} &= B_0(0, m_{Z'}^2, m_{f_j}^2), \\
C_{01} &= C_0(m_{f_i}^2, m_{f_i}^2, m_Z^2, m_{f_j}^2, m_{Z'}^2, m_{f_j}^2).
\end{aligned}$$

son las funciones escalares de Passarino-Veltman B_0 y C_0 .

Bibliografía

- [1] B. Odom, D. Hanneke, B Dúrso and Gabrielse, Phys.Rev Lett. 97,030801 (2006).
- [2] G.W. Bennett et al. Phys. Rev. D73, 072003 (2006).
- [3] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), to be published in Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020).
- [4] J. Schwinger, Phys. Rev. 73, 416L (1948).
- [5] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, Frank Laloe, “Quantum Mechanics”, vol. 2, John Wiley and Sons (1977).
- [6] I. D. Choudhury and A. Lahiri, Mod. Phys. Lett. A 30, no. 23, 1550113 (2015).
- [7] R. Bermudez, L. Albino, L. X. Gutiérrez-Guerrero, M. E. Tejeda-Yeomans and A. Bashir, Phys. Rev. D 95, no. 3, 034041 (2017).
- [8] R. Martinez, M. A. Perez and N. Poveda, Eur. Phys. J. C 53, 221 (2008).
- [9] S. M. Etesami and E. D. Roknabadi, Phys. Rev. D 100, no.1, 015023 (2019).
- [10] J. A. Aguilar-Saavedra, JHEP 09, 116 (2018).
- [11] A. I. Hernández-Juárez, A. Moyotl and G. Tavares-Velasco, Phys. Rev. D 98, no.3, 035040 (2018).
- [12] S. M. Etesami, S. Khatibi and M. Mohammadi Najafabadi, Phys. Rev. D 97, no.7, 075023 (2018).
- [13] J. A. Aguilar-Saavedra, B. Fuks and M. L. Mangano, Phys. Rev. D 91, 094021 (2015).
- [14] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS], JHEP 06, 146 (2020).
- [15] R. Becker-Szendy *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 38, 331 (1995); Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B 335, 237 (1994); Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998); H. Sobel, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 91, 127 (2001); M. Ambrossio *et al.*, Phys. Lett. B 566, 35 (2003); M. Apollonio *et al.*, Eur. Phys. J. C 27, 331 (2003); M. B. Smy *et al.*, Phys. Rev. D 69, 011104(R) (2004); S. N. Ahmed *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92, 181301 (2004); Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004); E. Aliu *et*

- al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 081802 (2005); Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. D 71, 112005 (2005); W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Rev. D 72, 052005 (2005); P. Adamson *et al.*, Phys. Rev. D 73, 072002 (2006).
- [16] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D 46, 410 (1992); P.H. Frampton, Phys. Rev. Lett. 69, 2889 (1992).
- [17] M. Cvetič, P. Langacker, and B. Kayser, Phys. Rev. Lett. 68, 2871 (1992); M. Cvetič, P. Langacker, and B. Kayser, Phys. Rev. D 54, 3570 (1996); M. Cvetič, D. A. Demir, J. R. Espinosa, L. Everett, and P. Langacker, Phys. Rev. D 56, 2861 (1997); 58, 119905(E) (1998); M. Masip and A. Poramol, Phys. Rev. D 60, 096005 (1996); N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, and A. E. Nelson, J. High Energy Phys. 07 (2002) 034; T. Han, H. E. Logan, B. McElrath, and L. T. Wang, Phys. Rev. D 67, 095004 (2003); C. T. Hill and E. H. Simmons, Phys. Rep. 381, 235 (2003); 390, 553 (2004); J. Kang and P. Langacker, Phys. Rev. D 71, 035014 (2005); B. Fuks M. Klasen, F. Ledroit, Q. Li, and J. Morel, Nucl. Phys. B 797, 322, (2008); J. Erler P. Langacker, S. Munir, and E. Rojas, J. High Energy Phys. 08 (2009) 017; M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo, and Ringwald, J. High Energy Phys. 11 (2009) 027; P. Langacker, AIP Conf. Proc. 1200, 55 (2010).
- [18] M. A. Perez and M. A. Soriano, Phys. Rev. D 46, 284 (1992).
- [19] P. Langacker, Rev. Mod. Phys. 81, 1199 (2009).
- [20] A. Leike, Phys. Rep. 317, 143 (1999).
- [21] J. I. Aranda, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S Tututi, Phys. Rev. D 86, 035008 (2012).
- [22] F. Halzen and A. D. Martin, “Quarks and leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, USA, John Wiley and sons, 1995.
- [23] Ricardo Sánchez Vélez, “Propiedades electromagnéticas de un neutrino en el modelo más simple con un bosón de Higgs ligero”. Tesis de Licenciatura. BUAP (Mayo del 2014).
- [24] José Ignacio Lllana. “El Modelo Estándar y su fenomenología”. Departamento de Física Teórica y del Cosmos Universidad de Granada.
- [25] Helena Gabriela Galicia Santos. “Contribución de partículas exóticas al decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones”. Tesis de Licenciatura. BUAP(2014).
- [26] Marxil Sánchez García. “Momento dipolar magnético de un leptón cargado en el modelo más simple con un bosón de Higgs ligero”. Tesis de Licenciatura. BUAP(2014).

- [27] Myriam Mondragón. “Fronteras de la Física en el Siglo XXI”. Octavio Miramontes y Karen Volke (Editores). CopIt-arXives, 2013 Mexico, D.F. ISBN: 978-1-938128-03-5.
- [28] W. Bernreuther and Z. G. Si, Phys. Lett. B 725, 115 (2013) Erratum: [Phys. Lett. B 744, 413 (2015)].
- [29] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. D 93, no. 5, 052007 (2016).
- [30] P. Haberl, O. Nachtmann and A. Wilch, Phys. Rev. D 53, 4875 (1996).
- [31] A. Czarnecki and B. Krause, Phys. Rev. Lett. 78, 4339 (1997).
- [32] R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, Comput. Phys. Commun. 64, 345 (1991).
- [33] H. H. Patel, Comput. Phys. Commun. 197, 276 (2015).
- [34] Michael E. Peskin and D. V. Schroeder, “An introduction to quantum field theory”, Addison-Wesley P.C. (1996).
- [35] A. Denner and S. Dittmaier, Phys. Rept. 864, 1-163 (2020).
- [36] V. Ilisie, “Concepts in Quantum Field Theory,” doi:10.1007/978-3-319-22966-9.
- [37] Brenda Quezadas Vivian, ”Propiedades magnéticas y cromomagnéticas de fermiones con violación de sabor”. Tesis de Maestría. UMSNH (2017).
- [38] J.I. Aranda, D. Espinosa-Gómez, J. Montaña, B. Quezadas-Vivian, F. Ramírez-Zavaleta, E.S. Tututi, Phys. Rev. D98 (2018) no.11, 116003.
- [39] M. A. Arroyo-Ureña, G. Tavares-Velasco and G. Hernández-Tomé, Phys. Rev. D 97, no. 1, 013006 (2018).
- [40] R. W. Robinett and Jonathan L. Rosner, Phys. Rev. D 26, 2396 (1982).
- [41] P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D 45, 278 (1992).
- [42] A. Arhrib et al., Phys. Rev. D 73, 075015 (2006)
- [43] Richard W. Robinett and Jonathan L. Rosner, Phys. Rev. D 25, 3036 (1982); Phys. Rev. D 27, 679(E) (1983); R. W. Robinett, Phys. Rev. D 26, 2388 (1982).
- [44] Q. Ho-Kim and X. Y. Pham, “Elementary particles and their interactions,” Berlin, Germany, Springer-Verlag, 1998. 661p.
- [45] J. Bernabéu, D. Comelli, L. Lavoura, Joao P Silva, Phys. Rev. D53 (1996) 5222-5232.
- [46] M. A. Arroyo-Ureña, G. Hernández-Tomé, and G. Tavares-Velasco, Eur. Phys. J. C 77, 227 (2017).

- [47] W. Hollik, J. I. Illana, S. Rigolin and D. Stockinger, Phys. Lett. B 416, 345 (1998).
- [48] B. de Carlos and J. M. Moreno, Nucl. Phys. B 519, 101 (1998).
- [49] A. Moyotl and G. Tavares-Velasco, Phys. Rev. D 86, 013014 (2012).
- [50] J. Bernabéu, G.A. González-Sprinberg, M.Tung and J. Vidal, Nucl. Phys. B436 (1995) 474-486.
- [51] W. Bernreuther, T. Schroder, and T. N. Pham, Phys. Lett. B 279, 389 (1992).
- [52] A. Bolaños, A. Moyotl, and G. Tavares-Velasco, Phys. Rev. D 89, 055025 (2014).
- [53] W. Hollik, J. I. Illana, S. Rigolin and D. Stockinger, Phys. Lett. B 425, 322 (1998).
- [54] J. I. Aranda, D. Espinosa-Gómez, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, and E. S. Tututi, Mod. Phys. Lett. A 35, 2050153 (2020).
- [55] M. Schmaltz, JHEP. 08, 056 (2004).
- [56] K. Cheung, J. Song, Phys. Rev. D76, 035007 (2007).
- [57] K. Cheung, J. Song, P. Tseng, and Q.-S. Yan, Phys. Rev. D78, 055015 (2008).
- [58] T. Han, H. E. Logan and L. T. Wang, JHEP 0601, 099 (2006).
- [59] O. C. W. Kong, J. Korean Phys. Soc. 45, S404 (2004).
- [60] F. del Aguila, J. I. Illana, M.D. Jenkins, JHEP 1103, 080 (2011).
- [61] U. Stiegler, Z. Phys. C 57, 511 (1993).
- [62] David Espinosa Gómez. “Correcciones radiativas en modelos extendidos”. Tesis de Doctorado. UMSNH (2021).
- [63] A. G. Dias, C. A. de S. Pires, P. S. Rodrigues da Silva, Phys. Rev. D77, 055001 (2008).
- [64] Ying-nan Mao, Phys. Rev. D97, 075031 (2018).
- [65] R. D. Field, Front. Phys. 77, 1 (1989).
- [66] A. Deur, S. J. Brodsky and G. F. de Teramond, Prog. Part. Nucl. Phys. 90, 1 (2016) doi:10.1016/j.ppnp.2016.04.003[arXiv:1604.08082[hep-ph]].
- [67] F. J. Yndurain, “The Theory of Quark and Gluon Interaction”, doi:10.1007/3-540-33210-3.
- [68] A.V. Nesterenko, ”Strong interactions in spacelike and timelike domains: dispersive approach”.

- [69] K. G. Chetyrkin, J. H. Kuhn, and M. Steinhauser, *Comput. Phys. Commun.* 133, 43-65 (2000) doi:10.1016/S0010-4655(00)00155-7 [arXiv:hep-ph/0004189 [hep-ph]].
- [70] F. Herren and M. Steinhauser, *Comput. Phys. Commun.* 224, 333-345 (2018) doi:10.1016/j.cpc.2017.11.014 [arXiv:1703.03751 [hep-ph]].
- [71] J. Montano-Dominguez, B. Quezadas-Vivian, F. Ramirez-Zavaleta, E. S. Tututi and E. Urquiza-Trejo, [arXiv:2106.13923 [hep-ph]].