Universidad Nacional Mayor de San Marcos
Universidad del Perú. Decana de América
Facultad de Ciencias Físicas
Escuela Profesional de Física

Inclusión de nuevos fermiones en el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales

TESIS

Para optar el Título Profesional de Licenciado en Física

AUTOR

Elmer Antonio RAMÍREZ BARRETO

ASESOR

Dr. Fulgencio VILLEGAS SILVA

Lima, Perú

2025



Reconocimiento - No Comercial - Compartir Igual - Sin restricciones adicionales

https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/

Usted puede distribuir, remezclar, retocar, y crear a partir del documento original de modo no comercial, siempre y cuando se dé crédito al autor del documento y se licencien las nuevas creaciones bajo las mismas condiciones. No se permite aplicar términos legales o medidas tecnológicas que restrinjan legalmente a otros a hacer cualquier cosa que permita esta licencia.

Referencia bibliográfica

Ramírez, E. (2025). *Inclusión de nuevos fermiones en el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales*. [Tesis de pregrado, Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Facultad de Ciencias Físicas, Escuela Profesional de Física]. Repositorio institucional Cybertesis UNMSM.

Metadatos complementarios

Datos de autor	
Nombres y apellidos	Elmer Antonio Ramirez Barreto
Tipo de documento de identidad	DNI
Número de documento de identidad	09963583
URL de ORCID	https://orcid.org/0000-0002-0921-6698
Datos de asesor	
Nombres y apellidos	Fulgencio Villegas Silva
Tipo de documento de identidad	DNI
Número de documento de identidad	09202973
URL de ORCID	https://orcid.org/0000-0002-2560-9352
Datos del jurado	
Presidente del jurado	
Nombres y apellidos	Teofilo Vargas Auccalla
Tipo de documento	DNI
Número de documento de identidad	06532544
Miembro del jurado 1	
Nombres y apellidos	Carlos Javier Solano Salinas
Tipo de documento	DNI
Número de documento de identidad	06445870
Miembro del jurado 2	
Nombres y apellidos	Fulgencio Villegas Silva
Tipo de documento	DNI

Número de documento de identidad	09202973
Datos de investigación	
Línea de investigación	A.2.6.2. Cosmología y Gravitación
Grupo de investigación	No aplica
Agencia de financiamiento	Sin financiamiento
Ubicación geográfica de la investigación	Universidad Nacional Mayor de San Marcos Pabellón: Facultad de Ciencias Físicas País: Perú Departamento: Lima Provincia: Lima Distrito: Lima Calle: Av. Carlos Germán Amezaga #375 Latitud: -12.058333° Longitud: -77.083333°
Año o rango de años en que se realizó la investigación	2024
URL de disciplinas OCDE	Física de partículas, Campos de la Física https://purl.org/pe-repo/ocde/ford#1.03.03

UNMSM
Firmado digitalmente por SANCHEZ ORTIZ Jesus Felix FAU 20148092282 soft
Motivo: Soy el autor del documento
Fecha: 29.01.2025 21:59:50 +01:00

Universidad Nacional Mayor de San Marcos
Universidad del Perú. Decana de América
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
ESCUELA PROFESIONAL DE FÍSICA

ACTA DE SUSTENTACIÓN DE TESIS PARA OPTAR EL TÍTULO PROFESIONAL DE LICENCIADO EN FÍSICA

Siendo las 15:00 horas del Lunes 27 de enero de 2025, en el Salón de Grados de la Facultad de Ciencias Físicas (Auditorio 109), bajo la Presidencia del Dr. Teófilo Vargas Auccalla (Presidente), Dr. Carlos Javier Solano Salinas (Miembro Titular), Dr. Fulgencio Villegas Silva (Asesor), y el Dr. José Domingo Arbañil Vela (Miembro Suplente), se dió inicio a la Sesión Pública de Sustentación de la Tesis para optar el Título Profesional de Licenciado en Física (Art. 45.2 de la Ley N° 30220), del bachiller:

ELMER ANTONIO RAMÍREZ BARRETO

Dando lectura al Resumen del Expediente, el Presidente del Jurado, invitó al bachiller **Elmer Antonio Ramírez Barreto** a realizar una exposición de la Tesis titulada: **"Inclusión de nuevos fermiones en el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales".**

Concluida la exposición del candidato y luego de las preguntas de rigor por parte del Jurado, el Presidente, invitó al bachiller y al público a abandonar momentáneamente la Sala de Sesión, para dar paso a la deliberación y calificación por parte del Jurado.

Al término de la deliberación del Jurado el Dr. Teófilo Vargas Auccalla, invitó al candidato y al público a pasar a la Sala de Sesión, para dar lectura al resultado de la deliberación. Ha obtenido la calificación de:

18	Dieciocho	Con honores
(NÚMERO)	(LETRAS	(MENCIÓN)

Finalmente, el Presidente del Jurado, propone al consejo de la Facultad que se le declare Licenciado en Física al bachiller Elmer Antonio Ramírez Barreto. Siendo las 4 pm horas, se levanta la sesión.

Dr. Teófilo Vargas Auccalla
Presidente

Dr. Carlos Javier Solano Salinas
Miembro Titular

Universidad Nacional Mayor de San Marcos
Universidad del Perú. Decana de América
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
ESCUELA PROFESIONAL DE FÍSICA

Dr. Fulgencio Villegas Silva
Asesor

Dr. José Domingo Arbañil Vela
Miembro Suplente

Universidad Nacional Mayor de San Marcos
Universidad del Perú, Decana de América
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
ESCUELA PROFESIONAL DE FÍSICA

CALIFICACIÓN DEL JURADO

Elmer Antonio Ramírez Barreto

SUSTENTACIÓN DEL TESIS

"Inclusión de nuevos fermiones en el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales"

JURADO CALIFICADOR	NOTA	FIRMA
Dr. Teófilo Vargas Auccalla PRESIDENTE	18	
Dr. Carlos Javier Solano Salinas MIEMBRO TITULAR	18	
Dr. José Domingo Arbañil Vela MIEMBRO SUPLENTE		
Dr. Fulgencio Villegas Silva ASESOR	18	
PROMEDIO FINAL	18	

CONDICIÓN :

HORA : 15:00 horas

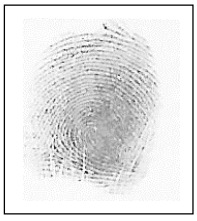
FECHA : Lunes 27 de enero de 2025

CERTIFICADO DE SIMILITUD

Yo Fulgencio Villegas Silva, en mi condición de asesor acreditado con el acuerdo de comité de gestión N° 111-EPF-FCF-24 de la tesis, cuyo título es “Inclusión de nuevos fermiones en el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales”, presentado por el bachiller Elmer Antonio Ramírez Barreto para optar el título de Licenciado en Física CERTIFICO que se ha cumplido con lo establecido en la Directiva de Originalidad y de Similitud de Trabajos Académicos, de Investigación y Producción Intelectual. Según la revisión, análisis y evaluación mediante el software de similitud textual, el documento evaluado cuenta con el porcentaje de 3 % de similitud, nivel **PERMITIDO** para continuar con los trámites correspondientes y para su **publicación en el repositorio institucional.**

Se emite el presente certificado en cumplimiento de lo establecido en las normas vigentes, como uno de los requisitos para la obtención del título correspondiente.

Firma del Asesor _____
DNI: 09202973
Fulgencio Villegas Silva



A mis padres Antonio y Juana con gratitud

Agradecimientos

Gustaria de agradecer a mi asesor el Dr. Fulgencio Villegas, por los comentarios, observaciones y fructiferas discusiones sobre el tema escogido como proyecto de tesis de Licenciatura.

Agradezco a los miembros del jurado por la participación en la evaluación de la presente tesis.

Las gracias a los amigos y colegas Rolando, Richard, José y Penélope por las discusiones amenas y el constante estimulo para la culminacion del presente trabajo.

Finalmente, quisiera agradecer a mis padres y hermana por el apoyo incondicional.

Contenido

Contenido II

Resumen III

Introducción 1

1. Los fermiones dentro del Modelo Estándar 4

1.1. Contenido fermiónico en el ME 5

2. Consistencia del ME: cancelamiento de las anomalías quirales 10

3. Inclusión de nuevos fermiones en el Modelo Estándar de las interaciones fundamentales 14

3.1. Inclusión de fermiones secuenciales 15

3.2. Inclusión de fermones no secuenciales 16

Conclusiones y perspectivas 21

Bibliografía 24

Resumen

En el presente trabajo de tesis se estudia la posibilidad de incluir nuevos fermiones, leptones y quarks, en el Modelo Estándar de las interacciones fundamentales. En dicho modelo están incluidos los fermiones conocidos distribuidos en tres familias o generaciones. No existiendo ninguna razón teórica para esa cantidad, surgen las interrogantes, ¿es posible introducir nuevas generaciones conteniendo leptones y quarks hipotéticos? ¿podrían estos nuevos leptones y quarks tener cargas eléctricas diferentes a las que poseen los fermiones conocidos?. Para responder esas interrogantes, consideramos la consistencia del Modelo Estándar a través del cancelamiento de las llamadas anomalías quirales, que garantizan la renormalizabilidad del modelo dentro del marco teórico de la teoría cuántica de campos. Dicho cancelamiento en el Modelo Estándar involucra a los leptones y quarks conocidos, cancelandose dentro de cada generación leptón-quark. Teniendo presente dicho análisis, exploramos la posibilidad de incluir nuevos fermiones en el modelo. Así, se presenta la inclusión de las llamadas generaciones secuenciales conteniendo leptones y quarks, siendo simples replicas de las ya conocidas, además de considerar leptones y quarks con cargas eléctricas exóticas, agrupandolos en las llamadas generaciones no secuenciales. Haciendo uso de la propiedad de libertad asintótica de la Cromodinámica Cuántica, se establece un límite en el número de posibles nuevas generaciones a ser incluidas en el Modelo Estándar. Del punto de vista fenomenológico, se establecen algunas posibles repercusiones de estos nuevos fermiones en diversos escenarios para la física más alla del Modelo Estándar, como por ejemplo en el gran colisionador de hadrones (LHC).

Introducción

El Modelo Estándar de las interacciones fundamentales (ME) en Física de Partículas Elementales es una teoría gauge que describe tres de las interacciones fundamentales que experimentan las componentes básicas de la materia: leptones (electrón (e^-), muón (μ^-), taón (τ^-) y sus respectivos neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ) y los quarks (u,d,c,s,t,b) [1, 2, 3, 4]. Todos los fenómenos involucran dichas componentes básicas pueden ser compreendidas en términos de las interacciones fuerte, electromagnética y débil. En los átomos, los electrones están ligados al núcleo por fuerzas eletromagnéticas. Las interacciones fuertes son responsables por la estabilidad de los núcleos compuestos de protones y neutrones y estos a su vez por quarks. La desintegración del neutrón, los piones cargados, el quark top y los leptones cargados pesados (μ^-, τ^-) son producto de la interacción débil.

Al ser una teoría gauge, el ME está basado en el grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, donde el grupo simple $SU(3)_C$ describe las interacciones fuertes mientras el grupo semi-simple $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ describe las interacciones electrodébiles, siendo este grupo quebrado espontáneamente via el mecanismo de Higgs, conduciendonos a las interacciones eletromágneticas que gobiernan la mayoría de fenómenos macroscópicos y microscpícos a nuestro alrededor [5].

Del punto de vista experimental, las predicciones del ME concuerda con un error de menos del 1 % con todos las mediciones experimentales, incluyendo el reciente descubrimiento del bosón de Higgs en el gran colisor de hadrones (LHC)[6, 7]. Aún así, se tienen muchas razones para creer que dicho modelo es simplemente una teoría efectiva a bajas energías, esto es, a energías abajo

de la llamada escala electrodébil: 246 GeV, y que sería parte de una teoría fundamental final que describiría las interacciones fundamentales respondiendo a los diversos problemas en abierto dejados por el ME, como por ejemplo: las masas de los neutrinos, el problema de la jerarquía, el número de generaciones de fermiones, la asimetría materia-antimateria de el universo y el contenido de materia oscura en el mismo, entre otros.

En lo que se refiere al número de generaciones de leptones y quarks, el ME no brinda ninguna explicación o justificativa del porque observamos experimentalmente tres generaciones, simplemente el ME acomoda esas generaciones en el marco teórico. Experimentalmente se sabe que el bosón neutro Z tiene un canal de decaimiento invisible envolviendo los neutrinos, y cuyo análisis nos indica que el número de neutrinos ligeros es tres [8]. Ese resultado es importante pues muestra que solo tenemos tres tipos de neutrinos con masas abajo del valor $M_Z/2 \simeq 45$ GeV. Si consideramos que a cada neutrino le asociamos un lepton cargado, entonces tendremos tres generaciones de leptones y por razones teóricas como el cancelamiento de las anomalías quirales y gravitacionales, deberemos tener también tres generaciones de quarks, lo que nos conduce a aceptar la existencia de solo tres generaciones de leptones y quarks, siendo simples replicas de la primera generación $(\nu \;\; e^-)^T$ y $(u \;\; d)^T$, teniendo cargas eléctricas $0, -|e|, 2/3|e|$ y $-1/3|e|$ respectivamente. Por otro lado, al considerar la propiedad de la libertad asintótica de la Cromodinámica Cuántica (QCD), se puede mostrar que el número de sabores de quarks debe ser a lo más igual a 16 [9], los cuales pueden acomodarse en 8 dobletes en la representación fundamental del grupo $SU(2)$. Considerando la simetría leptón-quark que implica tener el mismo número de dobletes para leptones y quarks, entonces deberemos tener como máximo 8 dobletes de leptones. A pesar de esos resultados para los leptones y quarks, quedan en abierto algunas interrogantes, tales como ¿cuál es el principio que limita el número de generaciones quirales a solo tres? ¿Por qué no se observa una cuarta generación? o ¿por qué no se observan leptones o quarks con cargas diferentes, denominadas cargas exóticas?.

Por el lado experimental, existe un fuerte interés en el LHC por la búsqueda de quarks con cargas eléctricas ordinarias y exóticas ($5/3|e|, -4/3|e|$), [10, 11, 12], asi como de leptones exóticos ($concargas|e|, -2|e|$) [13, 14].

En la tentativa de buscar respuestas a algunas de las preguntas planteadas, este trabajo tiene como objetivo general, estudiar algunas posibilidades de incluir nuevos fermiones en el marco teórico del ME y de manera específica, incluir fermiones con cargas eléctricas exóticas en el mismo. Así, en el siguiente capítulo expondremos la forma como son includos los leptones y quarks conocidos dentro del ME. En el capítulo 2, mostraremos como las anomalías quirales y gravitacionales son canceladas para mantener la renormalizabilidad del ME y así, la consistencia del mismo. Teniendo en cuenta ese criterio del cancelamiento de dichas anomalías, pasamos a estudiar las posibilidades de incluir leptones y quarks con cargas eléctricas exóticas en el capítulo 3. Usaremos el resultado derivado de la libertad asintótica para limitar el número de generaciones adicionales no secuenciales, lo que representa el mayor resultado de la presente tesis. Finalmente, presentaremos nuestras conclusiones y perspectivas en lo que se refiere a futuros trabajos, explorando el impacto de estos nuevo fermiones en diversos escenarios para la física más allá del Modelo Estándar.

Capítulo 1

Los fermiones dentro del Modelo Estándar

En este capitulo presentaremos la forma como las partículas elementales, quarks y leptones, son agrupadas convenientemente, considerando el grupo gauge que describe las interacciones electrodébiles y fuertes: $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La disposición de los fermiones lleva en cuenta las evidencias experimentales que se tienen a la mano. Por ejemplo, las interacciones débiles no verifican la simetría de paridad, lo que implica la existencia de unicamente neutrinos de quiralidad izquierda. De igual manera, las interacciones fuertes verifican la simetria de paridad, lo que implica un comportamento vectorial de los quarks. Así mismo, dado que los fermiones presentan masa a excepción de los neutrinos, es necesario considerar estados quirales derechos e izquierdos, lo que exige la inclusion de ambas quiralidades en el ME. Otra evidencia experimental a tomar en cuenta es la carga eléctrica de los fermiones conocidos. Así, al considerar el operador de carga eléctrica que involucra elementos de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ podemos asociar las respectivas cargas observadas en la naturaleza, $\pm|e|$ para los leptones y $\pm\frac{2}{3}|e|$, $\pm\frac{1}{3}|e|$ para los quarks. Del punto de vista de la teoría cuántica de campos, la forma de agrupar los fermiones en las conocidas familias o generaciones es guiada por el cancelamiento de las llamadas anomalías quirales, cuya presencia haría del ME inconsistente del punto de vista de la construcción misma.

1.1. Contenido fermiónico en el ME

En esta sección mostraremos la forma como los leptones y quarks son agrupados, considerando el grupo de simetría del ME. Como el marco teórico del ME es la teoria cuántica de campos, entonces podemos representar a un fermión en general considerando el campo de Dirac ψ, el cuál puede ser expresado como la suma de las compontentes quirales derecha ψ_R e izquierda ψ_L :

$$\psi = \psi_L + \psi_R = P_L\psi + P_R\psi \tag{1.1}$$

donde P_L y P_R son los conocidos operadores de proyección. Estos operadores proyectan los estados de quiralidad izquierda y derecha del fermión. La quiralidad representa una propiedad de los campos fermiónicos, no siendo un observable físico. Cabe mencionar que en el caso en que los fermiones considerados tengan masa cero, la quiralidad ser equivalente al observable físico helicidad, el cuál representa la proyección del spin en la dirección del momento lineal. Por tanto, para un fermión sin masa, podemos tratar los estados de quiralidad derecha e izquierda representando partículas de helicidad definida[15] .

Por otro lado, como ya fue mencionado, las evidencias experimentales muestran que las partículas elementales y sus interacciones son regidas por, al menos, tres simetrias internas [16]. Así, todas las partículas obedecen la transformación asociada al grupo $U(1)$, esto es, la invariancia de fase:

$$\psi_L \longrightarrow e^{-i\mathcal{Y}_L\epsilon\psi_L}, \psi_R \longrightarrow e^{-i\mathcal{Y}_R\epsilon\psi_R} \tag{1.2}$$

donde $\mathcal{Y}_L$ y $\mathcal{Y}_R$ son las cargas asociadas a la simetria $U(1)$, conocidas como hipercargas, y ϵ representa un parametro común a ambas transformaciones.

Además, como las interacciones débiles violan la simetría de paridad, entonces se verfica que dichas interaciones involucran solamente las compontentes fermiónicas izquierdas. Luego, tomando como referencia la formulación de isospín (I) para los nucleones, (protón y neutrón) formando un doblete del

grupo $SU(2)$ en el espacio interno de I, definimos el doblete de isospín débil conteniendo el neutrino y el electrón izquierdos:

$$\ell_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$$

donde el subindice L indica que el doblete de isospín débil contiene solo las compontentes quirales izquierdas del neutrino y del electrón. Teniendo en cuenta la invariancia sobre el grupo $SU(2)$, se tiene que el neutrino posee el isospin débil $+\frac{1}{2}$ y el electrón $-\frac{1}{2}$. Como ya fue indicado, las interacciones débiles no consideran las compontentes derechas de los fermiones, lo que se traduce en el hecho que las compontentes quirales derechas sean tratadas como singletes bajo las trasnformacones del grupo de isospín débil. Con esto en mente, tenemos la representación de los leptones bajo el grupo $SU(2)_L$:

$$\ell_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \; ; \; e_R^-$$

donde explícitamente las transformaciones de los campos fermiónicos bajo el grupo $SU(2)$ son:

$$\left.\begin{array}{c} \psi_L \longrightarrow e^{-i/2\vec{\tau}.\vec{\alpha}}\psi_L, \\ \psi_R \longrightarrow \psi_R \end{array}\right\}. \tag{1.3}$$

con $\tau = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ siendo las matrices de Pauli, las cuales representan los generadores del grupo $SU(2)$. Ahora, si consideramos los valores de la hipercarga $\mathcal{Y}$ y del isospín débil T_3, se define el operador de carga eléctrica Q:

$$Q = T_3 - \mathcal{Y} \tag{1.4}$$

que, para reproducir las cargas correctas de los leptones en el doblete, requiere que la hipercarga del mismo sea definida como $Y = -\frac{1}{2}$. En el caso del singlete e_R^-, se tendrá $T_3 = 0$ y así $\mathcal{Y} = -1$.

Con las hipercargas definidas, tenemos la primera generación o familia de leptones conformada por el e^- y su respectivo neutrino ν_e, considerando su representación bajo el grupo $SU(2)_L$ y la respectiva hipercarga:

$$\ell_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \sim \left(2, -\frac{1}{2}\right) \; e_R \sim (1, -1)\,,$$

De la misma manera, podemos construir el doblete de quarks formado por los quarks "up"(u) y "down" (d), siguiendo los mismos criterios, esto es, considerando los grupos de isospín débil y de hipercarga, y teniendo presente que para ambos quarks debemos considerar las componentes derechas. Así, tenemos la primera generación o familia de quarks:

$$Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \sim \left(2, \frac{1}{6}\right);\; u_R \sim \left(1, \frac{2}{3}\right), d_R \sim \left(1, -\frac{1}{3}\right)$$

Nuevamente, al considerar las cargas de los quarks, se tiene que la hipercarga del doblete debe ser $\frac{1}{6}$ y las hipercargas de los singletes u_R y d_R deben ser $\frac{2}{3}$ y $-\frac{1}{3}$, respectivamente.

Finalmente,los fermiones satisfazen una invariancia bajo el grupo de simetría $SU(3)$, que envuelve la carga de color asociada a las interacciones fuertes entre los quarks. En este caso, la teoría involucrada recibe el nombre de Cromodinámica Cuántica (QCD), en la cual los quarks son representados por un campo fermiónico ψ_α donde el índice α indica la respectiva carga de color, *blue, green* y *red*, estando los quarks agrupados en la representación de tripletes del grupo $SU(3)_C$. Experimentalmente, las interacciones fuertes no distinguen las partículas derechas de las izquierdas, lo que implica que la QCD es una teoria vectorial, tal como lo es la electrodinámica cuántica. Explicitamente, los quarks se transforman bajo $SU(3)_C$ de la siguiente manera:

$$\left.\begin{aligned} Q_L &\longrightarrow e^{-ig_s\alpha(\vec{x}).\vec{\lambda}/2} Q_L, \\ Q_R &\longrightarrow e^{-ig_s\alpha(\vec{x}).\vec{\lambda}/2} Q_R, \end{aligned}\right\}. \tag{1.5}$$

donde las matrices λ_i ($i = 1.,8$) son las matrices de Gell-Mann y representan los generadores del grupo $SU(3)$, y Q representa un vector columna definido así:

$$Q_{L,R} = \begin{pmatrix} q_{jr} \\ q_{jb} \\ q_{jg} \end{pmatrix}_{L,R} ,$$

donde los subíndices r, b y g indican las respectivas cargas de color (*red, blue* y *green*), mientras que $j =$ *u,d,c,s,t,b* indica el sabor del respectivo quark.

Agrupando los leptones y quarks según sus masas y cargas eléctricas, podemos construir las siguientes familias conteniendo los leptones y quarks más masivos en la segunda y tercera, siendo simples replicas de la primera, con los mismos números cuánticos:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$$

y

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L ,$$

con las respectivas componentes derechas $\{e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-\}$ y $\{u_R, d_R, c_R, s_R, b_R$ y $t_R\}$. En la tabla 2.1 presentamos las respectivas hipercargas y las representaciones asociadas a las tres familias experimentalmente confirmadas. El hecho de tener solo 3 generaciones de leptones y quarks, no tiene explicación dentro del ME, lo que constituye uno de los desafíos de la Física más allá del ME.

Hipercarga, Representación / Campos	$U(1)_{\mathcal{Y}}$	$SU(2)_L$	$SU(3)_C$
$\ell_{L\,i}$	$-\frac{1}{2}$	**2**	**1**
$Q_{L\,i}$	$\frac{1}{6}$	**2**	**3**
$e_{R\,i}$	-1	**1**	**1**
$u_{R\,i}$	$\frac{2}{3}$	**1**	**3**
$d_{R\,i}$	$-\frac{1}{3}$	**1**	**3**

Tabla 1.1: Asignaciones de hipercarga de los fermiones y sus representaciones bajo el grupo de simetría del ME

Capítulo 2

Consistencia del ME: cancelamiento de las anomalías quirales

La inclusión de los fermiones en dobletes izquierdos de $SU(2)$ obedece a las evidencias experimentales en las interacciones débiles. Del punto de vista formal, al ser el marco teórico del ME la teoría cuántica de campos, debemos garantizar que el modelo sea consistente, esto es, ser una teoría renormalizable y unitaria. Para eso, debemos verificar que las llamadas anomalías quirales sean canceladas.

Como se sabe, las anomalías en teoría cuántica de campos, implican la pérdida de una simetría al nivel clásico cuando se analiza la misma, al nivel cuántico [17]. Para una teoría invariante bajo una simetría gauge que contiene fermiones quirales, las posibles anomalías deben cancelarse para evitar la quiebra de la invariancia gauge, lo que afectaría la renormalizabilidad de la teoría [18, 19, 20, 21, 22]. Del punto de vista operacional, las anomalías quirales estan relacionadas con el siguiente diagrama de Feynman involucrando fermiones quirales y los respectivos bosones asociados a la simetría gauge correspondiente [23].

Del diagrama del triángulo, se tiene que la función de vértice $\Gamma^{a\,b\,c}_{\mu\,\nu\,\alpha}$ asociada a dicho diagrama, verifica la siguiente igualdad [24]:

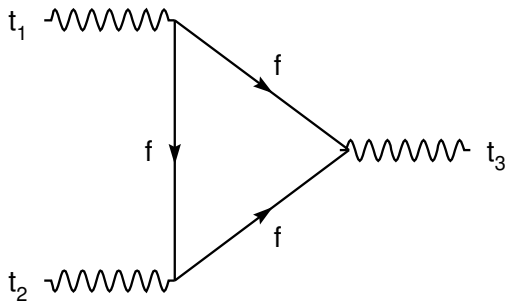


Figura 2.1: Diagrama de Feynman representando la anomalía del triángulo. Las variables t_i representan los generadores del grupo de simetría involucrado.

$$i(p+q)_\alpha \Gamma^{a\,b\,c}_{\mu\,\nu\,\alpha}(p,\,q) = Tr\left(\gamma_5\{t_a,t_b\}t_c\}\right)\,\epsilon_{\mu\,\nu\,\alpha\,\beta}p_\alpha\,p_\beta \tag{2.1}$$

donde t_i representan los generadores del grupo gauge involucrado. La ausencia de las anomalías quirales está garantizada, siempre que el lado derecho de la última expresión sea cero:

$$\mathcal{A}_{a\,b\,c} = \,Tr\left(\{t_a,t_b\}t_c\}\right) = 0 \tag{2.2}$$

En el caso del ME, debemos verificar el cancelamiento de las siguientes anomalías asocidas con los grupos de simetría $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$:

$$\left[SU(3)_C\right]^3,\;\left[SU(2)_L\right]^3,\;\left[SU(3)_C\right]^2 U(1)_Y,\;\left[SU(2)_L\right]^2 U(1)_Y,\;\left[U(1)_Y\right]^3;$$

y deben cancelarse en virtud de la relación anterior.

Así, considerando el contenido fermiónico del ME, podemos verificar el cancelamiento de las anomalías mencionadas

♦ $[SU(3)_C]^3 \rightarrow Tr\left(\{\lambda_a, \lambda_b\}\lambda_c\}\right) = \ 2\delta^{ab} Tr\left[\lambda_c\right] = \ 0$

donde λ_i son las matrices de Gell-Mann (cuya traza es cero), representando los generadores del grupo $SU(3)$. En este caso, solo los quarks deben ser considerados, transformandose ambas quiralidades derecha e izquierda de la misma forma, esto es como tripletes de $SU(3)_C$ y por tanto dicha anomalía es cancelada. Concluimos que la teoría analizada (QCD) es una teoria vectorial, tal como la QED lo es.

♦ $[SU(2)_L]^3 \rightarrow Tr\left(\{\tau_a, \tau_b\}\tau_c\}\right) = \ 2\delta^{ab} Tr\left[\tau_c\right] = \ 0$

En este caso, τ_i son las matrices de Pauli representando los generadores del grupo $SU(2)$ y cuya traza es cero:

$$Tr\left[\{\tau_a, \tau_b\}\,\tau_c\right] = \ 2\delta^{ab} Tr\left[\tau_c\right]] = \ 0.$$

♦ $[SU(3)_C]^2\, U(1)_Y \rightarrow A_C = \sum_Q \mathcal{Y}_{Q_L} - \sum_Q \mathcal{Y}_{Q_R}$

Teniendo en cuenta que cada miembro del doblete tienen la misma hipercarga, obtenemos:

$$A_C = 3[2(\frac{2}{3})] - 3[\frac{2}{3} + (-\frac{1}{3})] = 0$$

♦ $[SU(2)_L]^2\, U(1)_Y \rightarrow A_L = \sum_\ell \mathcal{Y}_{\ell_L} + 3\sum_Q \mathcal{Y}_{Q_L}$

En este caso, debemos considerar las hipercargas de leptones y quarks. Así:

$$A_L = [\frac{1}{2} + \frac{1}{2}] + 3[(\frac{1}{6}) + \frac{1}{6})] = 0$$

♦ $[U(1)_Y]^3 \rightarrow A_{\mathcal{Y}} = \sum_{\ell,Q}\left[\mathcal{Y}^3_{\ell_L} + 3\mathcal{Y}^3_{Q_L}\right] - \sum_{\ell,Q}\left[\mathcal{Y}^3_{\ell_R} + 3\mathcal{Y}^3_{Q_R}\right]$

Así, considerando las hipercargas respectivas tendremos:

$$[2(-\frac{1}{2})^3] + 3[2(\frac{1}{6})^3] - [(-1)^3] - 3[(\frac{2}{3})^3] - 3[(-\frac{1}{3})^3] = 0$$

Si incluimos las interacciones gravitacionales en nuestro análisis, debemos tener en cuenta las anomalías gravitacionales [25, 26]. Dentro de las posibles mezclas entre estas Ítimas y las anomalías quirales, la única combinación no trivial es la anomalía gravitacional-$U(1)_{\mathcal{Y}}$ involucrando todos los fermiones

del ME, los cuales experimentan un acoplamiento universal mínimo con la gravedad. Así tendremos:

♦ $[\text{Grav}]^2\,\text{U}(1)_{\mathcal{Y}} \rightarrow A_{\text{G}} = \sum_{\ell,Q}\left[\mathcal{Y}_{\ell_L} + 3\mathcal{Y}_{Q_L}\right] - \sum_{\ell,Q}\left[\mathcal{Y}_{\ell_R} + 3\mathcal{Y}_{Q_R}\right]$

$$A_{\text{G}} = [-2(\frac{1}{2})] + 3[2(\frac{1}{6})] - [-1] - 3[\frac{2}{3} + (-\frac{1}{3})] = \ 0$$

La necesidad de mantener el cancelamiento de las anomalías quirales y gravitacionales, además de ser vital para la consistencia del modelo, también fue importante para sugerir la existencia de un sexto quark, el quark t (top) corroborada experimentalmente en 1995 [27], y del neutrino asociado al leptón τ descubierto en 2000 ([28]), ambos en el Fermilab. Dado que ya se tenía evidencia experimental del leptón τ^- y del quark b (bottom) descubiertos en 1975 [29]) y 1977 ([30]) respectivamente, era de esperar que para completar la respectiva tercera generación de leptones y quarks, deberian existir el respectivo neutrino ν_τ y un nuevo quark de carga 2/3 para mantener dicho cancelamiento. Para finalizar este capítulo, debemos indicar que el cancelamiento se da dentro de cada generación o familia de fermiones, involucrando tanto los leptones y los quarks con su respectivas cargas de color, lo que nos lleva a identificar una simetría lepton-quark para mantener la consistencia del ME. Notese que al tener el cancelamiento dentro de cada generación lepton-quark, el posible número de generaciones es ilimitado. En el siguiente capítulo veremos algunas estrategias para incluir nuevos fermiones considerando el grupo de simetría del ME, y mostraremos la posibilidad de limitar el número de posibles nuevas generaciones.

Capítulo 3

Inclusión de nuevos fermiones en el Modelo Estándar de las interaciones fundamentales

Como ha sido mostrado en los capítulos anteriores, las evidencias experimentales indican que podemos agrupar leptones y quarks en tres generaciones o familias, considerando los diversos sabores, cargas eléctricas y masas. Del punto de vista experimental se ha determinado que el número de sabores de neutrinos ligeros debe ser 3 [8]. Apesar de ese resultado, la idea de tener nuevos leptones y quarks no ha sido descartada del todo, pues en muchos escenarios más alla del ME, como modelos con grupos de simetrı'a mayores, o teorías de gran unificación se incluyen nuevos fermiones quirales de manera natural [31].

Siguiendo ese razonamiento, en este capítulo vamos a estudiar algunas construcciones que implican la inclusión de nuevos fermiones agrupados en dobletes de $SU(2)_L$, teniendo como guía para ello, el cancelamiento de las anomalías quirales, lo que nos asegurará la consistencia de dichas construcciones. En ese sentido vamos a analizar el llamado Modelo Estándar Secuencial (MES) y un nueva construcción que incluirá fermiones con cargas eléctricas diferentes a las de los leptones y quarks conocidos, que denominaremos Modelo Estándar No Secuencial (MENS).

3.1. Inclusión de fermiones secuenciales

La inclusión de nuevas familias sequenciales, esto es simples replicas de las tres primeras, es trivial si consideramos los valores para las hipercargas de los nuevos dobletes $\mathcal{Y}_{ME} = 1/6$ (quarks), y $\mathcal{Y}_{ME} = -1/2$ (leptones).
Al considerar el operador de carga eléctrica:

$$Q/e = I_3 + \mathcal{Y} \tag{3.1}$$

y las anomalías quirales, que deben cancelarse para que la construcción sea renormalizable, obtendremos generaciones idénticas a las tres confirmadas experimentalmente. En particular podemos definir una cuarta generación sequencial que contiene nuevos quarks y leptones:

$$\ell_L = \begin{pmatrix} N \\ E^- \end{pmatrix}_L \sim \left(2, -\frac{1}{2}\right) \; E_R \sim (1, -1)\,,$$

y

$$Q_L = \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}_L \sim \left(2, \frac{1}{6}\right);\; t'_R \sim \left(1, \frac{2}{3}\right), b'_R \sim \left(1, -\frac{1}{3}\right).$$

Así, podemos notar que con el mismo valor de $\mathcal{Y}$ es posible incluir dentro del grupo de simetría de ME, n replicas adicionales de generaciones, llamadas generaciones secuenciales.

Del punto de vista experimental, la posible existencia de una cuarta generación podría ser revelada a través de los acoplamientos de estas hipotéticas partículas con los bosones vectoriales Z, $W^{\pm}$ y el boson de Higgs [32]. La intensa busqueda de estas partículas se refleja en los diversos trabajos publicados por las colaboraciones ATLAS [33] y CMS [34] en el Large Hadron Collider (LHC).

3.2. Inclusión de fermones no secuenciales

Como se ha podido observar, la asignación de un valor particular para la hipercarga de nuevos dobletes es arbitraria. Si se requiere que los nuevos quarks y leptones tengan cargas eléctricas enteras para leptones y cargas fraccionarias para quarks, tal como en el ME, debemos considerar el mismo valor de la hipercarga como ya fue mostrado.

Así, la posibilidad de incluir quarks con carga eléctrica diferente ($\frac{5}{3}|e|$,-$\frac{4}{3}|e|$) dentro del grupo gauge del ME, depende del aumento o disminución de la hipercarga en una unidad respecto al valor asociado a dicho número quántico en el ME tal como fue mostrado en [35].

Entonces, con esa consideración, la nueva hipercarga tomará los siguientes valores $\mathcal{Y} = \mathcal{Y}_{ME} \pm 1$, lo que nos permite definir, a través del operador de carga eléctrica Q, los siguintes dobletes $SU(2)_L$, los cuales incluyen nuevos quarks, y sus respectivos singletos:

$$\psi_L^X \equiv \begin{bmatrix} X_L \\ U'_L \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, 7/6)\,, \quad X_R \sim (\,\mathbf{1}, 5/3)\,, \quad U'_R \sim (\mathbf{1}, 2/3)\,,$$

$$\psi_L^Y \equiv \begin{bmatrix} D'_L \\ Y_L \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, -5/6)\,, \quad D'_R \sim (\,\mathbf{1}, -1/3)\,, \quad Y_R \sim (\mathbf{1}, -4/3)\,,$$

y para los leptones:

$$\Psi_L^N \equiv \begin{bmatrix} E'^{+}_L \\ N_L \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, 1/2)\,, \quad E'^{+}_R \sim (\mathbf{1}, 1)\,, \quad N_R \sim (\mathbf{1}, 0)\,,$$

$$\Psi_L^F \equiv \begin{bmatrix} E^-_L \\ F^{--}_L \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, -3/2)\,, \quad E^-_R \sim (\mathbf{1}, -1)\,, \quad F^{--}_R \sim (\mathbf{1}, -2)\,,$$

identificando los dobletos ψ_L^X y Ψ_L^N para $\mathcal{Y}_X = \frac{1}{6} + 1$ y $\mathcal{Y}_N = -\frac{1}{2} + 1$ respectivamente. Del mismo modo para los dobletos ψ_L^Y y Ψ_L^F se tiene $\mathcal{Y}_Y = \frac{1}{6} - 1$ y $\mathcal{Y}_F = -\frac{1}{2} - 1$.

Cabe mencionar que al considerar el cancelamiento de las anomalías quirales con los nuevos dobletes, tendremos los siguientes resultados:

♦ $[SU(3)_C]^2\, U(1)_Y \to A_C = \sum_Q \mathcal{Y}_{Q_L} - \sum_Q \mathcal{Y}_{Q_R}$

$$\Rightarrow 3[-2(\frac{7}{3}) + 10/3 + 4/3] + 3[2(\frac{5}{3}) - 2/3 - 8/3] = 0$$

♦ $[SU(2)_L]^2\, U(1)_Y \to A_L = \sum_\ell \mathcal{Y}_{\ell_L} + 3\sum_Q \mathcal{Y}_{Q_L}$

En este caso, debemos tener en cuenta que cada miembro del doblete tienen la misma hipercarga. Así:

$$\Rightarrow [1-3] + 3[(\frac{7}{3}) + (-\frac{5}{3})] = 0$$

♦ $[U(1)_Y]^3 \to A_{\mathcal{Y}} = \sum_{\ell,Q} \left[\mathcal{Y}^3_{\ell_L} + 3\mathcal{Y}^3_{Q_L}\right] - \sum_{\ell,Q} \left[\mathcal{Y}^3_{\ell_R} + 3\mathcal{Y}^3_{Q_R}\right]$

$$2[(-3)^3+(1)^3]+3[2(\frac{7}{3})^3+2(-\frac{5}{3})^3]-[(2)^3+(-2)^3+(-4)^3]-3[(\frac{10}{3})^3+(\frac{4}{3})^3+(-\frac{2}{3})^3+(-\frac{8}{3})^3] = 0$$

♦ $[\mathrm{Grav}]^2\, \mathrm{U}(1)_{\mathcal{Y}} \to A_{\mathrm{G}} = \sum_{\ell,Q} \left[\mathcal{Y}_{\ell_L} + 3\mathcal{Y}_{Q_L}\right] - \sum_{\ell,Q} \left[\mathcal{Y}_{\ell_R} + 3\mathcal{Y}_{Q_R}\right]$

$$\Rightarrow [\frac{1}{2}+(-\frac{3}{2})]+3[(\frac{7}{6})+(-\frac{5}{6})]-[1+(-1)+(-2)+3((\frac{5}{3})+(\frac{2}{3})+(-\frac{1}{3})+(-\frac{4}{3}))] = 0$$

Por tanto, hemos definido dos nuevos dobletes de quarks que incluyen X y Y con cargas eléctricas $5/3|e|$ y $-4/3|e|$ respectivamente, con la inclusión de dos nuevos dobletes de leptones conteniendo las nuevas partículas E', E and F, además de los respectivos singletes derechos. La inclusión de los nuevos dobletes de leptones se torna necesaria para mantener el cancelamiento de las anomalías quirales asociadas al grupo de simetría. A estos nuevos fermiones les denominaremos leptones y quarks exóticos.

Cabe mencionar que al variar la hipercarga en ± 1, las cargas eléctricas de los nuevos fermiones también varian en la misma proporción, esto es, las nuevas cargas eléctricas tomarán los siguientes valores permitidos,

$$\mp 4/3,\, \mp 1/3,\, \pm 2/3, \pm 5/3$$

para los quarks y para los leptones 0, ± 1, ± 2, en unidades de $|e|$.

Ahora, si extendemos nuestro análisis para $\mathcal{Y}' = \mathcal{Y}_{ME} \pm 2$, debemos incluir dos nuevas generaciones de quarks, las cuales contienen nuevos quarks Q y $\mathcal{Q}$ con cargas eléctricas $8/3|e|$ y $-7/3|e|$ respectivamente:

$$\psi_L^Q \equiv \begin{bmatrix} Q_L \\ X'_L \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, 13/6)\,, \quad Q_R \sim (\,\mathbf{1}, 8/3)\,, \quad X'_R \sim (\mathbf{1}, 5/3)\,,$$

$$\psi_L^q \equiv \begin{bmatrix} Y'_L \\ \mathcal{Q}_L \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, -11/6)\,, \quad Y'_R \sim (\,\mathbf{1}, -4/3)\,, \quad \mathcal{Q}_R \sim (\mathbf{1}, -7/3)\,,$$

y para mantener el cancelamiento de las anomalías sobre control, debemos incluir dos nuevas generaciones de leptones, las cuales contienen leptones exóticos adicionales $\mathcal{E}^{++}$ y F^{---}:

$$\Psi_L^{\mathcal{E}} \equiv \begin{bmatrix} \mathcal{E}_L^{++} \\ E_L'^{+} \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, 3/2)\,, \quad \mathcal{E} \sim (\mathbf{1}, 2)\,, \quad E_R'^{+} \sim (\mathbf{1}, 1)\,,$$

$$\Psi_L^{\mathcal{F}} \equiv \begin{bmatrix} F_L^{--} \\ \mathcal{F}_L^{---} \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, -5/2)\,, \quad F_R^{--} \sim (\mathbf{1}, -2)\,, \quad \mathcal{F}_R^{---} \sim (\mathbf{1}, -3)\,,$$

Se puede verificar que con estos nuevos dobletes de quarks y leptones, el cancelamiento de las anomalías quirales es confirmado, lo que garantiza que la construcción es consistente del punto de vista de la teoría cuántica de campos.

Podemos generalizar estos resultados, si tomamos la hipercarga de manera general $\mathcal{Y}' = \mathcal{Y}_{ME} \pm n$, con $n = 1, 2, 3...$, y con esa propuesta, podemos incluir $n_g = 2\,n$ generaciones no secuenciales conteniendo quarks y leptones con cargas eléctricas exóticas. Entonces, podemos expresar las nuevas generaciones no secuenciales para quarks, en función del número cuántico n, de la siguiente forma:

$$\psi_L^{\mathcal{Q}} \equiv \begin{bmatrix} \mathcal{Q}_L^{2/3+n_g} \\ \mathcal{X}'^{-1/3+n_g}_L \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, 1/6 + n_g)\,, \quad \mathcal{Q}_R \sim (\,\mathbf{1}, 2/3 + n_g)\,, \quad \mathcal{X}'_R \sim (\mathbf{1}, -1/3 + n_g)\,,$$

$$\psi_L^{\mathcal{K}} \equiv \begin{bmatrix} \mathcal{Y}'^{2/3-n_g}_L \\ \mathcal{K}_L^{-1/3-n_g} \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2}, 1/6 - n_g)\,, \quad \mathcal{Y}'_R \sim (\,\mathbf{1}, 2/3 - n_g)\,, \quad \mathcal{K}_R \sim (\mathbf{1}, -1/3 - n_g)\,,$$

y para leptones:

$$\Psi_L^{\mathcal{E}} \equiv \begin{bmatrix} \mathcal{E}^{n_g} \\ E_L^{-1+n_g} \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2},\, -1/2+n_g)\,, \quad \mathcal{E} \sim (\mathbf{1}, n_g)\,, \quad E_R \sim (\mathbf{1},\, -1+n_g)\,,$$

$$\Psi_L^{\mathcal{F}} \equiv \begin{bmatrix} F_L^{-n_g} \\ \mathcal{F}_L^{-1-n_g} \end{bmatrix} \sim (\mathbf{2},\, -1/2-n_g)\,, \quad F_R \sim (\mathbf{1},\, -n_g)\,, \quad \mathcal{F}_R \sim (\mathbf{1},\, -1-n_g)\,,$$

De estas expresiones, concluimos que la inclusión de dobletes quirales no sequenciales debe darse en pares, esto es repetando la relación $n_g = 2n$ con $n = 1, 2, 3, \cdots$, para asegurar el cancelamiento de las anomalias quirales A_C=0, A_L=0, $A_{\mathcal{Y}}$=0 y A_G=0, manteniendo así, la consistencia de la construcción.

Teniendo en cuenta ambas formas de incluir nuevos fermiones, en la forma secuencial o no, acomodados en dobletes de $SU(2)$, surge la siguiente interrogante: ¿como podriamos fijar el valor máximo de n?. Si fuese posible, además de fijar así el número de nuevas generaciones permitidas, podriamos limitar el máximo y minimo valor de la carga eléctrica que los nuevos leptones y quarks podrían tener, dentro del ME.

Para responder esta interrogante, podemos considerar la libertad asintótica de la Cromodinámica Cuántica (QCD) que ha sido verificada a energias del orden de ϑ(TeV) en el LHC [36], la cual requiere que el número de sabores de quarks (n_F) debe ser igual o menor que 16. Si en el ME tenemos 6 sabores de quarks, ya verificados experimentalmente, entonces aún podemos incluir 10 nuevos sabores acomodados en 5 nuevos dobletes de $SU(2)$ para el caso secuencial. Sin embargo, al considerar quarks y leptones no secuenciales, se debe tener en cuenta que $n_g = 2n$, lo que implica que el número de sabores de nuevos quarks para n, es igual a $2\,n_g$, lo que nos conduce a la siguiente relación:

$$2\,n_g \leq 10 \quad or \quad n \leq \ 2{,}5.$$

Así, hemos determinado que el máximo número de generaciones no sequenciales conteniendo leptones y quarks con cargas eléctricas exóticas, que

pueden ser introducidas en el ME es igual a cuatro (4). Con el número de generaciones adicionales permitidas y sabiendo que $n = 2$, podemos limitar las cargas eléctricas de los nuevos quarks y leptones exóticos [37]:

$$-\frac{11}{3}|e| \;\leq\; Q_{quarks} \;\leq\; \frac{14}{3}|e|$$

$$-5\,|e| \;\leq\; Q_{leptons} \;\leq\; 4\,|e|$$

Para finalzar este capítulo, debemos mencionar la posibilidad de incluir nuevos leptones y quarks usando otros enfoques. Por ejemplo, si consideramos el reestablecimiento de la simetría de paridad en las interacciones débiles, lo que generaría una simetría izquierda-derecha para dichas interacciones tal como sucede con las interacciones fuerte y electromagnética, tendremos la inclusión de los llamados fermiones espejo, los cuales experimentarían un acoplamiento del tipo $V + A$ en las interacciones débiles [38].

Por otro lado, se consideramos otras representaciones del grupo $SU(2)$ tales como singletes, tripletes u octetos, podemos incluir nuevos fermiones dentro del contexto del ME [39, 40], manteniendo la consistencia a través del cancelamiento de las anomalías quirales.

Conclusiones y perspectivas

En este trabajo de tesis, se han analizado algunas formas de incluir nuevos fermiones, leptones y quarks, dentro del marco teórico del llamado Modelo Estándar de las interacciones fundamentales. Como se sabe, las partículas elementales experimentan las interacciones electromagnética, fuerte y débil, estando los leptones y quarks agrupados convenientemente en dobletes del grupo de simetría gauge $SU(2)$ considerando las componentes izquierdas de los respectivos campos fermiónicos. Esa construcción garantiza que el ME pueda describir las interacciones débiles que, al no verificar la simetria de paridad, deben ser representadas por una teoría vectorial-axial(V-A) considerando el comportamiento de los campos sobre las transformaciones de Lorenz. En el caso de las interacciones fuerte y electromagnéticas, que si satisfacen la simetría de paridad, ambas componentes derecha e izquierda de los campos deben ser tomados en cuenta.

Como la inclusión de fermiones quirales en una teoría basada en simetrías gauge genera las anomalías quirales, se hace necesario garantizar el cancelamiento de las mismas. Así, al considerar el grupo de simetría gauge del ME, se ha verificado que las relaciones asociadas a dichas anomalías son canceladas siempre que se tomen en cuenta ambas generaciones de leptones y quarks, esto es, dicho cancelamiento sucede dentro de cada generación o familia del ME. Tal cancelamiento tuvo un rol importante en la búsqueda del hipotético sexto quark, *top*, descubierto en el Fermilab en 1994.

Entonces, teniendo en cuenta el poder del cancelamiento de las anomalías para verificar el contenido fermiónico del ME, podemos incluir nuevos fermiones, manteniendo dicho cancelamiento sobre control. En primer lugar, tomando la

misma hipercarga $\mathcal{Y}$ de las partículas del ME, podemos definir a través del operador de carga eléctrica, nuevas partículas, las cuales son simples replicas de las ya conocidas, esto es, poseen la misma carga eléctrica. En ese sentido, los nuevos fermiones son agrupados en dobletes de $SU(2)$, siendo denominadas generaciones secuenciales. Dicha construcción es llamada de Modelo Estándar Sequencial. Del punto de vista experimental, la inclusión de generaciones secuenciales se ha visto restringida teniendo en cuenta las posibles contribuciones de los nuevos quarks en la producción del bosón de Higgs via la fusión de gluones: $gg \to h$.

Siguiendo con ese razonamiento, hemos variado la hipercarga $\mathcal{Y}$ en una y dos unidades, lo que nos ha permitido obtener leptones y quarks con cargas eléctricas diferentes a las que poseen las partículas del ME. Estos nuevos fermiones son conocidos como leptones y quarks exóticos, y están agrupados en dobletes del grupo de simetría $SU(2)$. Entre estos fermiones exóticos tenemos quarks con cargas $-4/3|e|$, $5/3|e|$ y leptones con cargas $+|e|$ y $-2|e|$.Del punto de vista fomal, este conjunto de nuevos fermiones verifica el cancelamiento de las anomalías quirales, garantizando así la consistencia de la construcción. Generalizando para $\mathcal{Y} = \mathcal{Y}_{SM} \pm n$ podemos definir generaciones conteniendo quarks y leptones con cargas exóticas, siendo conocidas como generaciones no sequenciales. Si consideramos la propiedad de libertad asintótica de la QCD, que nos dice que el máximo número de sabores de quarks es 16, entonces se puede incluir dentro del ME, solo cuatro nuevas generaciones del tipo no secuencial. Adicionalmente, con ese resultado hemos colocado límites para las cargas eléctricas de los nuevos leptones y quarks dentro de esas nuevas generaciones no secuenciales.

Del punto de vista experimental, la detección de leptones y quarks con cargas exóticas representan grandes desafíos para las diferentes colaboraciones en el gran colisionador de hadrones (LHC). En esa dirección, las busquedas de señales de tales partículas, han permitido colocar límites inferiores a las masas de tales partículas. Por otro lado,la presencia de un leptón neutro puede ser de

utilidad para la generación de masas para los neutrinos via el mecánismo see-saw, mientras que los nuevos leptones cargados podrían contribuir al momento anómalo del muón. Así, el presente trabajo de tesis abre diversas posibilidades para estudiar los efectos de estas nuevas partículas en diversos escenarios para la física más allá del ME.

Bibliografía

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961).

[2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).

[3] A. Salam, Nobel Symp. in Elementary Particle Physics (Almqvist and Witsell 1968), p. 367.

[4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D2, 1285 (1970).

[5] C. P. Burgess and Guy D. Moore *The Standard Model: A Primer*.Cambridge University Press. (2007).

[6] Aad, G. et al. *ATLAS collaboration*, Phys.Lett.B 716 (2012) 1,[arXiv:1207.7214].

[7] Chatrchyan, S. et al. *CMS collaboration*, Phys.Lett.B 716 (2012) 30,[arXiv:1207.7235].

[8] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022) and 2023 update.

[9] Kerson Huang : *Quars, Leptons & Gauge Field*. 2da Ed. Words Scientific Publishing, (1992).

[10] Sirunyan, A. M. et al. *CMS collaboration*, JHEP 03 (2019) 082, [arXiv:1810.03188].

[11] Aaboud, M. et al. *ATLAS collaboration*, JHEP 07 (2018) 089, [arXiv:1803.09678].

[12] Sirunyan, A. M et al. *CMS collaboration*, JHEP 08 (2017) 073, [arXiv:1705.10967].

[13] Aad, G et al. *ATLAS collaboration*, JHEP 09 (2015) 108, [arXiv:1506.01291].

[14] Sirunyan, A. M et al. *CMS collaboration*, Phys.Rev.D 100 (2019) 5, 052003, [arXiv:1905.10853].

[15] David Griffiths, *Introduction to Elementary Particles, Second Edition*. Wiley-VCH (2008).

[16] Gordon Kane: *Introduction to Standard Model*. Adison Wessley.(1994).

[17] R. A. Bertlmann, *Anomalies in Quantum Field Theory*. Clarendon Press - Oxford (1996).

[18] S. L. Adler, Phys. Rev. 177, (1969) 2426.

[19] J. S. Bell and R. Jackiw, Nuovo Cim. A 60, (1969) 47.

[20] D. J. Gross and R. Jackiw, Phys. Rev. D 6, (1972) 477.

[21] C. Bouchiat, J. Iliopoulos, and P. Meyer, Phys. Lett. B 38, (1972) 519.

[22] H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. D 6, 429 (1972).

[23] Lewis H. Ryder: *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press. (1985).

[24] M.Chaichian, N. F. Nelipa, *Introduction to Gauge Field Theories*.Springer-Verlag (1984).

[25] L. Alvarez-Gaume and E. Witten, Nucl. Phys. B 234, 269 (1984).

[26] Steven Weinberg *The Quantum Theory of Fields, Vol. II: Modern Applications*. Cambridge University Press (1996).

[27] F. Abe et al. (CDF Collaboration) Phys. Rev. Lett. 74, (1995) 2626; S. Abachi et al. (D0 Collaboration) Phys.Rev.Lett. 74 (1995) 2632.

[28] K. Kodama et al. (DONUT collaboration) Phys.Lett.B 504 (2001) 218.

[29] M. L. Perl et al. Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1976).

[30] S. W. Herb et al. Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).

[31] P. H. Frampton et al. Phys. Rep. 330, 263 (2000).

[32] D. Das, A. Kundu, and I. Saha, Phys. Rev. D97 (2018), 1 011701, [arXiv:1707.03000]; Md. Raju, Jyoti Prasad Saha, Dipankar Das, and Anirban Kundu Phys. Rev. D 101 (2020), 055036, [arXiv:2001.05280].

[33] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B716 (2012) 1, [arXiv:1207.7214].

[34] A. M. Sirunyan et al.,(CMS Collaboration), A. M. Sirunyan et al.,*Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at* $\sqrt{s} = 13$ *TeV*, Eur. Phys. J. C79 (2019), 5 421, [arXiv:1809.10733].

[35] A. Alves et al., JHEP (07), 129 (2013) [arXiv:1306.1275].

[36] M. Aaboud et al., (ATLAS Collaboration) Eur. Phys. J. C 77, 872 (2017) [arXiv:1707.02562].

[37] Elmer Ramirez Barreto, David Romero Abad, Mod.Phys.Lett.A 34 (2019) 35, 195029 [arXiv:1907.00021].

[38] J. Maalampi, M. Roos, Phys.Rept. 186 (1990) 53.

[39] N. Bizot and M. Frigerios, JHEP 2016(01), 036 (2016), [arXiv:1508.01645].

[40] L. M. Cebola, D. Emmanuel-Costa, R. González Felipe and C. Simoẽs, Phys. Rev. D 90, 125037 (2014) [arXiv:1409.0805].