

# BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS  
LICENCIATURA EN FÍSICA

TÍTULO DE LA TESIS

ESTUDIO DEL QUARK TOP EN EL CANAL  $s$  MEDIANTE  
CORRECCIONES RADIATIVAS DEL AXIGLUÓN

PARA OBTENER EL TÍTULO DE  
LICENCIADO EN FÍSICA

PRESENTA  
ANTONIO ROJAS RAMOS

DIRECTORES DE TESIS  
DR. AGUSTÍN MOYOTL ACUAHUITL

PUEBLA, PUE.

JUNIO 2015



A MIS PADRES



## **Agradecimientos**

Agradezco el apoyo brindado de mi familia, así como el tiempo brindado por parte de mí asesor.



# Introducción

¿Qué leyes rigen nuestro universo? ¿Cómo las conocemos? ¿Cómo puede servirnos este conocimiento para comprender el mundo y con ello orientar sus acciones en nuestro provecho?.

Desde los albores de la humanidad, los hombres se han sentido profundamente intrigados por preguntas como estas. Al principio trataron de dar sentido a las fuerzas que controlan al mundo aferrándose al tipo de conocimiento que les era accesible a partir de sus propias vidas. Imaginaban que cualquier cosa o cualquiera que fuera lo que controlaba su entorno lo haría de la misma forma en que ellos se esforzaban por controlar las cosas: originalmente había creído que su destino estaba bajo la influencia de seres que actuaban de acuerdo con sus propios y variados impulsos humanos. Tales fuerzas impulsoras podían ser el orgullo, el amor, la ambición, la rabia, el miedo, la venganza, la pasión, el castigo, la lealtad o el arte. Por consiguiente, el curso de los fenómenos naturales, como el Sol, la lluvia, las tormentas, el hambre, la enfermedad o la pestilencia, se entendía como el capricho de dioses o diosas motivados por tales impulsos humanos. Y lo único que se podía hacer para influir en estos acontecimientos era apaciguar a las figuras divinas.

Pero poco a poco se empezó a establecer la fiabilidad de otro tipo de pautas. La precisión del movimiento del Sol en el cielo y su evidente relación con la alternancia del día y la noche, la precisión respecto a las estrellas del orbe celeste aparecía estrechamente asociada al cambio y a la implacable regularidad de las estaciones, y a la clara influencia en el clima que la acompañaba y, en consecuencia, en la vegetación y el comportamiento animal. También el movimiento de la Luna parecía firmemente regulado, y sus fases determinadas por su relación geométrica con el Sol.

De forma en apariencia independiente se percibieron otras regularidades en el comportamiento de los objetos terrestres. Una de ellas era la tendencia de los objetos en una vecindad a moverse en la misma dirección hacia abajo, bajo la influencia de lo que ahora llamamos *gravedad*. Se observó que a veces la materia se transformaba de una forma en otra, aunque la cantidad total de materia nunca parecía cambiar, conociéndose como *conservación de la masa*. Surgió el concepto de movimiento espacial rígido; y se hizo posible comprender las relaciones espaciales en términos de una geometría precisa y

bien definida.

El avance de la ciencia ha ido modificando radicalmente nuestra manera de comprender el universo a lo largo de la historia. Gracias al progreso científico, los conocimientos físicos y matemáticos han transformado nuestra visión: desde Ptolomeo y los pensadores griegos, que concebían el espacio como esferas y mundos planos superpuestos, pasando por Galileo y Kepler, hasta la época moderna, que empieza con la teoría de la gravedad formulada por Newton. En el mundo contemporáneo la revolución científico-técnica vino de la mano de la teoría general de la relatividad de Einstein, que fijó el nuevo paradigma sobre las leyes del universo físico. Desde Einstein, la ciencia ha evolucionado hacia las teorías cuánticas, espacios curvos, geometrías no euclídeas, ideas sobre la antimateria y las partículas, y otras formas de aproximación a la naturaleza. Es probable que la mayoría de los físicos que han contribuido con cambios a la mecánica cuántica para nuestra imagen del mundo, son mucho más revolucionarios incluso que el extraordinario espacio-tiempo curvo de la relatividad general de Einstein, plantea algunas cuestiones nuevas, porque la estructura misma del espacio-tiempo en el que tiene lugar la evolución es parte del estado físico a determinar. En el caso de la mecánica cuántica, el determinismo se refiere solo a una parte de dicha teoría, donde el estado cuántico está gobernado por la ecuación de Schrodinger. De hecho, lo que realmente nos dice la teoría cuántica es que se debe creer acerca de la *realidad*, en los niveles submicroscópicos de átomos o de partículas fundamentales, está tan enormemente alejado de nuestras imágenes macroscópicas ordinarias que simplemente sería mejor abandonar cualquier nivel cuántico. Tanto es así que muchos físicos parecen incluso dudar de la propia existencia de la *realidad* genuina en las escalas cuánticas, y en su lugar confían simplemente en el formalismo matemático mecanocuántico para obtener respuestas. Por supuesto, hubo que hacer cambios en el formalismo matemático; si no fuera así, la nueva teoría sería simplemente otra copia de la antigua. Pero es como si el formalismo que se desarrolló a partir del esquema de Newton estuviera ya esperando la llegada de la mecánica cuántica, con piezas de la forma y el tamaño correcto en su maquinaria, para que los nuevos ingredientes cuánticos pudieran ser colocados simplemente en su lugar.

La ecuación de Dirac para el electrón supuso un momento crucial para la física en muchos aspectos. En 1928, cuando Dirac propuso su ecuación, las únicas partículas conocidas para la ciencia eran los electrones, los protones y los fotones. Las ecuaciones de Maxwell libres describen el fotón, como fue previsto efectivamente por Einstein en 1905, en un primer trabajo cuyas ideas

fueron desarrolladas por el mismo y colaboradores como Bose y otros, hasta que en 1927 Jordan y Pauli proporcionaron un esquema matemático global para describir los fotones libres de acuerdo con la teoría de Maxwell para el campo libre cuantizado. Además, tanto el protón como el electrón parecían estar muy bien descritos por la ecuación de Dirac. La interacción electromagnética, estaba excelentemente tratada mediante la receta de Dirac, a saber, mediante la idea de *gauge* (tal como fue introducida básicamente por Weyl en 1918) y el propio Dirac ya había iniciado a construir en 1927, una formulación de una teoría completa de los electrones (o protones) en interacción con los fotones. Así pues, todas las herramientas básicas parecían estar más o menos a punto para la descripción de todas las partículas conocidas de la naturaleza, junto con sus más manifiestas interacciones. Desde sus inicios, la Física a ponderado la incognita de que la materia esta basada en una representación fundamental en bloques. En el último siglo, se mostro que toda la materia estaba compuesta de átomos. En este siglo, la ciencia ha dado un paso más allá , revelando la estructura interna del átomo. Hoy en día, es un hecho que el núcleo de los átomos esta compuesto de protones y neutrones, y que los electrones se mueven alrededor de esté. Pero la historia no termina aquí, ya que unos 40 o 50 años atras estos habian sido encontrados en colisiones entre partículas sub-atómicas, conocidas como partículas elementales. El estudio de la estructura sub-atómica ha sido descubierta a partir de dos ramas de la física: por un lado esta la física nuclear, que concierne el comportamiento y el entendimiento de los nucleos atómicos como un todo y los procesos internos de esté, y la física de partículas elementales, la nueva frontera, detallando su estructura y sus propiedades entre sus interacciones. En el desarrollo de esta rama de la física, han surgido una inmensidad de propuestas y un centenar de partículas que jamás se hubieran imaginado su existencia, que van desde las partículas conocidas, hasta lo que hoy se conoce con el nombre de quarks y la exploración de sus diferentes formas de hadronizarse y decaer. En esta parte, existe un quark el cual no se hadroniza por tener una vida media demasiado corta, pero que ha sido objeto de interés para su estudio, ya que dentro de sus propiedades físicas presenta una de las masas más grandes como partícula e incluso se piensa que bajo este marco existe nueva física que explorar.

La existencia del top quark fue predicho por el Modelo Estándar como compañero del quark bottom dentro de la tercera familia fermiónica. Fue observado por primera vez en 1995 por los experimentos *CDF* y *D0* y fue el último de los quarks descubiertos. En el presente trabajo se hace un análisis detalla-

do de la física del top quark mediante el canal  $s$ . En el capítulo uno se hace un repazo detallado pero breve de la teoría que describe la interacción fuerte, empezando desde lo más básico hasta culminar con el Lagrangiano que describe el grupo de simetría  $SU(3)_C$ , también conocido como grupo de color. Una vez teniendo las herramientas básicas, en el capítulo dos se recurre a analizar propiedades de interés de nuestra partícula de estudio, el quark top, que van desde su masa, hasta fenómenos que hoy en día no tienen explicación fundamentada, pero que han surgido modelos nuevos, incluso se sugiere la idea de partículas que surgen al extender el grupo de simetría  $SU(3)$  y bajo un rompimiento espontáneo de la simetría de un grupo conocido como bi-fundamental, surge la idea del *axigluón*, aquí se toma una corrección radiativa a nivel de un lazo para esta partícula y se prosigue a calcular el proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  mostrado en el desarrollo del capítulo tres, logrando así desarrollar, con software especializado, Feyncalc de la mano con Mathematica, para obtener finalmente amplitudes de dispersión invariantes, las cuales son necesarias para poder encontrar así secciones eficaces diferenciales y totales que nos ayudaran en el estudio y análisis de datos, los cuales finalmente son mostrados en el capítulo cuatro.





# Índice general



**Estudio del quark top en el canal  $s$  mediante  
correcciones radiativas del axigluón**

**Antonio Rojas Ramos**

Junio 2015



# Capítulo 1

## Fundamentos Principales de QCD

### 1.1. Preliminares

¿Qué son las interacciones *fuertes*? La teoría moderna que las describe constituye la otra «mitad» del modelo estándar, y se conoce como *Cromodinámica Cuántica* o *QCD* (por sus siglas en inglés, *Quantum Chromodynamics*). Este puede parecer un nombre extraño, puesto que en griego *khroma*, de donde procede el nombre, significa «color», además, se puede preguntar qué lugar ocupa el «color» a la que aquí nos referimos es enteramente caprichosa y no tiene nada que ver con el concepto ordinario de color, que está relacionado con la frecuencia de luz visible. Para explicar lo que podría ser la noción de color en la física de partículas será necesario considerar el conjunto de partículas conocidas como *hadrones*, de los que los neutrones y los protones son ejemplos de partículas.

#### 1.1.1. Constituyentes de la materia

La palabra *hadrón* procede del griego *hadros*, que significa «voluminoso». Los hadrones son las más masivas entre las partículas básicas de la naturaleza, y participan en interacciones fuertes (cuya intensidad proporciona una gran contribución de energía a esta masa). La familia de los hadrones incluye a los fermiones conocidos como *bariones* y también a los bosones conocidos como *mesones*. Todos los hadrones están compuestos de *quarks*. También el término *barión* procede del griego *barys*, que significa *pesado*, en contraste

con el *leptón*, de *leptos*, que significa pequeño. Los leptones son el electrón y sus partículas hermanas, el muón y el tauón, junto con sus correspondientes neutrinos; las antipartículas de estos se conocen como *antileptones*. Tanto los leptones como los bariones son fermiones de spín 1/2, pero los leptones se distinguen de los bariones por el hecho de que no se implican directamente en interacciones fuertes, que es quizá la razón principal por la que los leptones tienden a ser mucho menos masivos que los bariones.

Un rápido vistazo a la edición "*Grupo de datos de partículas*" (PDG por sus siglas en ingles) revela la riqueza y variedad del espectro hadronico. El número más grande de mesones conocidos y estados barionicos dan señales claras de un nivel de constituyentes elementales de materia: quarks. En la actualidad existen seis diferentes tipos de quarks o sabores de quarks, caprichosamente llamados: up (u), down (d), charm(c), strange(s), top (t) y bottom (b), y están arreglados en tres familias de acuerdo a sus modos de interacción: (u, d), (c, s) y (t, b).

La primera familia de quarks constituye principalmente los constituyentes de la materia existente. Los seis tipos de quarks son [?]

|            |             |
|------------|-------------|
| $Q = +2/3$ | $u \ c \ t$ |
| $Q = -1/3$ | $d \ s \ b$ |

Cuadro 1.1: Quarks del Modelo Estándar

### 1.1.2. La representación fundamental: El grupo $SU(N)$

El grupo  $SU(N)$  está caracterizado por las matrices unitarias  $N \times N$ ,  $UU^\dagger = U^\dagger U = 1$ , con  $\det U = 1$ . Los generadores del grupo  $SU(N)$  son las matrices hermíticas  $T^a$ , ( $a = 1, 2, \dots, N^2 - 1$ ), las cuales no tienen traza y satisfacen el siguiente álgebra de Lie del grupo  $SU(N)$ :

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c \quad (1.1)$$

con  $f^{abc}$  constantes de estructura reales y totalmente anti simétricos. La representación fundamental  $T^a$  es  $N$ - dimensional. Para  $N = 2$ ,  $SU(2)$ , cuyos

generadores corresponden a las matrices de Pauli, mientras que para  $N = 3$ ,  $SU(3)$ , son las llamadas matrices de Gell-Mann:

$$\begin{aligned}\lambda^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & -2 \end{pmatrix}\end{aligned}$$

las cuales satisfacen las relaciones de anti conmutatividad

$$\{\lambda^a, \lambda^b\} = \frac{4}{N} \delta^{ab} I_N + 2d^{abc} \lambda^c \quad (1.2)$$

donde  $I_N$  representan a las matrices unitarias  $N$ -dimensionales y las constantes  $d^{abc}$  son totalmente simétricas en los tres índices.

La representación adjunta del grupo de simetría  $SU(N)$  está dado por las matrices  $(N^2 - 1) \times (N^2 - 1)$ ,  $(T_A^a)_{bc} = -if^{abc}$ . Las siguientes relaciones

$$\begin{aligned}Tr(\lambda^a \lambda^b) &= 4T_F \delta_{ab} & T_F &= \frac{1}{2} \\ (\lambda^a, \lambda^b)_{\alpha\beta} &= 4C_F \delta_{\alpha\beta} & C_F &= \frac{N^2 - 1}{2N} \\ Tr(T_A^a T_A^b) &= f^{acd} f^{bcd} = C_A \delta_{ab} & C_A &= N\end{aligned}$$

definen las invariantes del grupo de simetría  $SU(N)$ ;  $T_F$ ,  $C_F$ , y  $C_A$ .

Otras relaciones usadas son:

$$\begin{aligned}(\lambda^a)_{\alpha\beta} (\lambda^a)_{\gamma\delta} &= 2\delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma} - \frac{2}{N} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} & Tr(\lambda^a \lambda^b \lambda^c) &= 2(d^{abc} + if^{abc}) \\ Tr(T_A^a T_A^b T_A^c) &= i \frac{N}{2} f^{abc} & d^{abc} d^{ebc} &= (N - \frac{4}{N}) \delta_{ac} \\ f^{abc} f^{cde} + f^{ace} f^{dbc} + f^{adc} f^{bce} &= 0 & f^{abc} d^{cde} + f^{ace} d^{dbc} + f^{adc} d^{bce} &= 0\end{aligned}$$

### 1.1.3. ¿ Por qué $SU(3)$ ?. El grupo del *Color*

El principio más fundamental de QCD es que la materia hadronica está hecha de quarks. La idea de los quarks se presenta con la necesidad de tener una manifestación física para el grupo de simetría  $SU(3)$ , llamado el grupo de *sabor*  $SU(3)_f$ , el *sabor* de los quarks es un número cuántico asociado con las interacciones fuertes, observado en el espectro de mesones y bariones a masas muy pequeñas. Sin embargo, el requerimiento de la estadística de Fermi-Dirac implica la anti simetría total de la función de onda. La resolución de este problema llega con la introducción de un nuevo grado de libertad, *color*. Por otra parte, las corrientes de interacción electro débiles ( $\gamma, Z, W^\pm$ ) no se acoplan a los quarks de color. Así, parece natural tener color como la carga asociada con las fuerzas fuertes e intentar construir una teoría de campo cuántico basado en esta idea. La evidencia empírica describe una serie de requerimientos que la teoría fundamental del *color* debe de satisfacer:

1. El color es exactamente simétrico (los hadrones no presentan multiplicidad de color).
2.  $N_c = 3$ . Así, los quarks pertenecen a una representación de triplete .
3. Los quarks y anti quarks son estados diferentes, por lo tanto  $3^* \neq 3$  es decir, la representación de triplete tiene que ser una complejo.
4. Hipótesis de confinamiento: estados hidrónicos son singletes de color.
5. Libertad asintótica.

Se introduce un índice  $\alpha$  llamado de color con tres posibles valores ( usualmente llamados *rojo verde azul* para  $\alpha = 1, 2, 3$ ) que porta cada quark. Si el grupo de color es  $SU(3)$ , con los quarks  $q_\alpha$  se transforman de acuerdo a la representación fundamental ( matrices unitarias  $3 \times 3$ ) y los anti-quarks  $\bar{q}^\alpha$  se transforma de acuerdo a la representación complejo-conjugada del mismo, así, el estado base del singlete de color son precisamente los mesones  $q_\alpha \bar{q}^\alpha$  y los bariones  $\epsilon^{abc} q_a q_b q_c$  donde  $\epsilon^{abc}$  es un tensor totalmente anti simétrico. De acuerdo a esto, usamos la notación  $q_f^\alpha$  como el campo del quark de color  $\alpha$  y sabor  $f$ :

$$q_f^\alpha = \begin{pmatrix} q_f^1 \\ q_f^2 \\ q_f^3 \end{pmatrix}$$

el cual es invariante bajo transformaciones arbitrarias globales en el espacio de color  $SU(3)$ , es decir, obedece la relación

$$q_f^\alpha \rightarrow q_f'^\alpha = U_\beta^\alpha q_f^\beta$$

Donde  $U$  son matrices  $3 \times 3$  unitarias y uni-modulares, que en conjunto forman el grupo de Lie de  $SU(3)$ . Entre todos los grupos de Lie compactos, hay solo cuatro que tienen tres representaciones dimensionalmente irreducibles, sin embargo, tres de estos son isomorfos uno del otro. Así, se tiene dos solo para escoger:  $SU(3)$  o  $SO(3) \approx SU(2) \approx S_p(1)$ . Entonces la representación de triplete de  $SO(3)$  es real, solo el grupo de simetría  $SU(3)$  sobrevive a las condiciones 1, 2 y 3. La bien conocida de la descomposición  $SU(3)$  de los productos de las representaciones  $3$  y  $3^*$ .

$$q\bar{q} : 3 \otimes 3^* = 1 \oplus 8 \quad (1.3)$$

$$qqq : 3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \quad (1.4)$$

$$qq : 3 \otimes 3 = 3 \oplus 6 \quad (1.5)$$

$$qqqq : 3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes 3 = 3 \oplus 3 \oplus 3 \oplus 6 \oplus 15 \oplus 15 \oplus 15 \oplus 15 \quad (1.6)$$

garantiza que existen singletes de color correspondientes a la configuración para mesones ( $q\bar{q}$ ) y bariones ( $qqq$ ), que se requiere para la hipótesis de confinamiento.

Un elemento del grupo arbitrario puede así, ser expandido en términos de ocho contantes  $a_i$ :

$$U = \exp\left(-\frac{i}{2} \sum_{i=1}^8 a_i \lambda_i\right) \quad (1.7)$$

Aquí  $\lambda$  son las matrices Gell-Mann definidas anteriormente .

Los generadores de la representación fundamental,  $\lambda_i/2$  satisfacen la regla de conmutación[ver ec.1.1].

## 1.2. Modelo Estándar de EW

El Modelo Estándar es una teoría de campo cuántica con una simetría de norma local bajo el grupo  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Su Lagrangiano contiene los correspondientes campos de los tres tipos de partículas: bosones de norma o bosones vectoriales, fermiones y escalares. Los bosones de norma son descritos por los campos vectoriales  $A_\mu$ , los escalares por campos complejos,  $\phi$ . Por otro

lado, los fermiones pueden ser descritos por spinores de Weyl,  $\psi$ , con helicidad izquierdo o derecho. Su Lagrangiano puede ser escrito como [?]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} + i\bar{\psi}_\alpha D\not{\psi}_\alpha + (D_\mu\phi^\alpha)(D^\mu\phi^\alpha) + y_{\alpha\beta}^a\bar{\psi}_\alpha\psi_\beta\phi^\alpha + V(\phi) + \dots \quad (1.8)$$

más ghost y términos de norma. Aquí,  $y_{\alpha\beta}^a$  son los acoplamientos de Yukawa, los cuales pueden ser parámetros libres distintos de cero solo cuando las combinaciones de los fermiones  $\alpha$  y  $\beta$  con escales de norma son invariantes y  $V(\phi)$  es un potencial de forma cuadrática.

### 1.2.1. El sector de Higgs

El rol del sector de Higgs es generar masas para los bosones de norma y el electrón. La matriz de campo de norma puede ser escrita explícitamente como una combinación lineal de un grupo de generadores. En  $SU(2)$ , puede ser expresada como:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{1}{2}\tau_i A_{i\mu} \\ &= \frac{1}{2}(\tau_1 A_{1\mu} + \tau_2 A_{2\mu} + \tau_3 A_{3\mu}) \\ &= \frac{1}{2}(\tau_+ W_\mu + \tau_- W_\mu^\dagger) + \frac{1}{2}\tau_3 A_{3\mu} \end{aligned} \quad (1.9)$$

con  $A_{i\mu}$  los bosones de norma,  $\tau_\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2)$  y  $W_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_{1\mu} - iA_{2\mu})$ . Así, la derivada covariante del escalar es:

$$\begin{aligned} D_\mu\phi &= (\partial_\mu + igA_\mu + ig'B_\mu\frac{Y_H}{2})\frac{v+H}{\sqrt{2}}\chi \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\begin{array}{c} \frac{1}{\sqrt{2}}igW_\mu(v+H) \\ \partial_\mu H - \frac{1}{2}i(gA_{3\mu} - g'B_\mu)(v+H) \end{array}\right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

donde  $\chi$  es un vector columna normalizado ( $\chi^\dagger\chi = 1$ ). Así, que el término cinético del campo escalar podría quedar de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} (D_\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) &= \frac{1}{4}g^2(v+H)^2W_\mu^\dagger W^\mu \\ &\quad + \frac{1}{2}[\partial_\mu H\partial^\mu H + \frac{1}{4}(v+H)^2(gA_{3\mu} - g'B_\mu)^2] \\ &\quad + \frac{1}{4}(2vH + H^2)[g^2W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{2}(gA_{3\mu} - g'B_\mu)^2] \end{aligned} \quad (1.11)$$

En general, los términos de masa esperados para un campo vectorial complejo son de la forma

$$M_W = \frac{1}{2}gv$$

Por otro lado, los términos cuadráticos en los campos neutros

$$\frac{1}{8}v^2(gA_{3\mu} - g'B_\mu)^2 \quad (1.12)$$

Conteniendo una matriz no diagonal

$$\frac{1}{8}v^2 \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}$$

Para diagonalizar esta matriz, se debe introducir una combinación ortogonal que dé como resultado los eigenestados de masa para dos campos neutros

$$A_\mu = \sin\theta_W A_{3\mu} + \cos\theta_W B_\mu \quad (1.13)$$

$$Z_\mu = \cos\theta_W A_{3\mu} - \sin\theta_W B_\mu \quad (1.14)$$

O inversamente

$$A_{3\mu} = \sin\theta_W A_\mu + \cos\theta_W Z_\mu \quad (1.15)$$

$$B_\mu = \cos\theta_W A_\mu - \sin\theta_W Z_\mu \quad (1.16)$$

Donde  $\theta_W$  es el llamado ángulo de Weinberg. Sustituyendo estas expresiones en la ec. 1.12 se obtiene lo siguiente:

$$\begin{aligned} \frac{1}{8}v^2(gA_{3\mu} - g'B_\mu)^2 &= \frac{1}{8}v^2[A_\mu^2(g\sin\theta_W - g'\cos\theta_W)^2 + Z_\mu^2(g\cos\theta_W + g'\sin\theta_W)^2 \\ &\quad + 2A_\mu Z_\mu(g\sin\theta_W - g'\cos\theta_W)(g\cos\theta_W + g'\sin\theta_W)] \quad (1.17) \end{aligned}$$

donde al requerir que no tenga masa, resulta la condición  $g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W$ . Así, el ángulo de mezcla da una medida relativa de los factores de fuerza de los grupos  $SU(2)$  y  $U(1)$ , esto puede ser calculado de las relaciones

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

donde para simplificar la notación se propone que

$$c_W = \cos\theta_W \quad s_W = \sin\theta_W$$

es así que la forma cuadrática se reduce al término de masa esperado para el vector de campo neutro  $\frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$ , resultando así que la masa del campo  $Z_\mu$ :

$$M_Z = \frac{1}{2}v(gc_W + g's_W) = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{gv}{2c_W} \quad (1.18)$$

Note que las masas de los dos campos de norma débil, satisfacen la siguiente relación:

$$M_W = c_W M_Z$$

Por otra parte, el potencial escalar de Higgs se convierte después del rompimiento espontáneo de la simetría, en:

$$\begin{aligned} V(\phi) &= \frac{1}{2}\mu^2(v + H)^2(\chi^\dagger\chi) + \frac{1}{4}\lambda(v + H)^4(\chi^\dagger\chi)^2 \\ &= \frac{1}{2}\mu^2v^2 - \mu^2H^2 + \lambda(vH^3 + \frac{1}{4}H^4) \end{aligned} \quad (1.19)$$

donde  $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ . Con lo cual, la masa de los escalares sobrevivientes puede ser identificada

$$M_H^2 = -2\mu^2$$

La Lagrangiana del sector de Higgs, después del rompimiento espontáneo de la simetría, y su interpretación, sigue la misma idea mostrada anteriormente

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= (D_\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi) \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H\partial^\mu - M_H^2 H^2) - \frac{gM_H^2}{4M_W}H^3 - \frac{g^2M_H^2}{32M_W^2}H^4 \\ &\quad + gM_W(H + \frac{g}{4c_W M_Z}H^2)W_\mu^\dagger W^\mu + M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \\ &\quad + \frac{gM_Z}{2c_W}(H + \frac{g}{4c_W M_Z}H^2)Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2}M_Z^2 Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.20)$$

Aquí reemplazamos los parámetros originales por las masas de las partículas, en particular

$$v = \frac{2M_W}{g} = \frac{M_Z}{\sqrt{g^2 + g'^2}}; \quad \lambda = \frac{\mu^2}{v^2} = \frac{M_H^2}{2v^2} = \frac{gM_H^2}{8M_W^2}$$

El campo  $H$  inicialmente eléctricamente neutro, no está acoplado al campo electromagnético, pero la Lagrangiana es invariante bajo el grupo de simetría  $U_Q(1)$

### 1.2.2. Sector de Yang - Mills

La dinámica de los bosones de norma está asociada al sector de Yang-Mills (YM), pero este no abarca o no es capaz de explicar por qué los bosones de norma tienen masas. El correspondiente Lagrangiano está constituido esencialmente por dos términos; uno de tipo abeliano asociado con el fotón, campo libre y por lo tanto a  $U_Y(1)$ , y otro no abeliano, campos interactuantes, con la constante de estructura del álgebra de  $SU(2)$ , asociados a  $Z^0$  y  $W^\pm$ . Así, el sector de Yang-Mills toma la forma:

$$\mathcal{L}_{YM} = \mathcal{L}_{YM}^0 + \mathcal{L}_{YM}^1 + \mathcal{L}_{YM}^2 \quad (1.21)$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM}^0 &= -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}^i A_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ \mathcal{L}_{YM}^1 &= \frac{1}{2}g\epsilon_{ijk}A_\mu^j A_\nu^k A_i^{\mu\nu} \\ \mathcal{L}_{YM}^2 &= -\frac{1}{4}g^2\epsilon_{ijk}\epsilon_{ilm}A_\mu^j A_\nu^k A_l^\mu A_m^\nu \end{aligned}$$

Los dos términos del campo interactuante son característicos de teorías no abelianas, con la respectiva constante de estructura de  $SU(2)$ . Aquí los tensores de fuerza involucrados son:

$$\begin{aligned} A_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned}$$

antes de reescribir  $\mathcal{L}_{YM}$  en términos de eigenestados de masa  $A_\mu$ ,  $W_\mu$  y  $Z_\mu$ , es conveniente introducir

$$\begin{aligned} A_{\mu\nu}^1 A_1^{\mu\nu} + A_{\mu\nu}^2 A_2^{\mu\nu} &= 2W_{\mu\nu}^\dagger W^{\mu\nu} \\ A_{\mu\nu}^3 A_3^{\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} &= A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} \end{aligned}$$

De esta manera se obtiene la parte cinética

$$\mathcal{L}_{YM}^0 = -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^\dagger W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \quad (1.22)$$

Ahora bien,  $\mathcal{L}_{YM}^1$  contiene dos factores,  $\epsilon_{ijk}A_\mu^j A_\nu^k$  y  $A_i^{\mu\nu}$ . El cual lleva a una construcción más adecuada, de esta manera se puede reescribir de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{YM}^1 = igW^{\mu\dagger}W^\nu(s_W A_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu}) + ig(W^\mu W_{\mu\nu}^\dagger - W^{\mu\dagger}W_{\mu\nu})(s_W A^\nu + c_W Z^\nu) \quad (1.23)$$

De manera similar,  $\mathcal{L}_{YM}^2$ , puede ser escrita en la forma deseada:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{YM}^2 &= -\frac{1}{4}g^2[(A_{i\mu}A_j^\mu)(A_{k\nu}A_k^\nu) - (A_{j\mu}A_j^\mu)(A_{k\nu}A_k^\nu)] \\ &= -\frac{1}{2}g^2(W_\mu^\dagger W^\mu W_\nu^\dagger W^\nu - W^{\mu\dagger}W_\mu^\dagger W^\nu W_\nu) \\ &\quad -g^2W_\mu^\dagger W^\mu (s_W^2 A_\nu A^\nu + c_W^2 Z_\nu Z^\nu + 2s_W A_\nu Z^\nu) \\ &\quad +g^2W_\mu^\dagger W_\nu [s_W^2 A^\mu A^\nu + c_W^2 Z^\mu Z^\nu + s_W c_W (A^\mu Z^\nu + A^\nu Z^\mu)]\end{aligned}\quad (1.24)$$

Por otro lado, se define de esta manera la derivada covariante para  $W_\mu$ ;  $D_\mu W_\nu = (\partial_\mu + ig s_W A_\mu)W_\nu$ , así que re-expresando el Lagrangiano del sector de Yang-Mills se tiene:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{2}(D_\mu W_\nu - D_\nu W_\mu)^\dagger (D^\mu W^\nu - D^\nu W^\mu - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu}) \quad (1.25)$$

### 1.2.3. Sector de Yukawa

Para los fermiones existen diferencias matemáticas y físicas en cuanto adquieren masa, además, si se considera que existen tres familias de fermiones, se deben de encontrar los eigenestados de masa a partir de los eigenestados de norma, tal cual se hace con los bosones. De esta manera, el sector de Yukawa puede ser descrito por la Lagrangiana:

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{e'}^{ij}\bar{\psi}'_{iL}\phi\psi'_{jR} - Y_{q'}^{ij}\bar{\psi}'_{qL}\phi^c\psi'_{uR} - Y_{q'}^{ij}\bar{\psi}'_{qL}\phi\psi'_{dR} + h.c \quad (1.26)$$

donde  $i = 1, 2, 3$  y  $\phi^c = i\tau_2\phi^*$ , aquí  $\tau_2$  corresponde a la segunda matriz de Pauli. Al desarrollar adecuadamente estos términos

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v})[\bar{e}'_{iL}\frac{v}{\sqrt{2}}Y_{e'}^{ij}e'_{jR} + \bar{u}'_{iL}\frac{v}{\sqrt{2}}Y_{u'}^{ij}u'_{jR} + \bar{d}'_{iL}\frac{v}{\sqrt{2}}Y_{d'}^{ij}d'_{jR} + h.c] \quad (1.27)$$

al expresar la Lagrangiana en términos de vectores de sabor se obtiene:

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v})[\bar{E}'_L M'_e E'_R + \bar{U}'_L M'_u U'_R + \bar{D}'_L M'_d D'_R + h.c] \quad (1.28)$$

Ahora sea

$$M_{f'}^{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}}Y_{f'}^{ij}, \quad f = e, u, d$$

Por otro lado,  $M_{f'}$  generalmente no es simétrica ni hermitica, pero puede ser diagonalizada por trasformaciones bi-unitarias para cada fermión  $f$ , pero en

general esta puede expresarse como el producto de una matriz hermitica  $H_f$  y una matriz unitaria  $T_f$ ;  $M'_f = H_f T_f$ , donde  $H_f = \sqrt{H'_f M'_f{}^\dagger}$  y a la vez  $H_f$  es diagonalizada por otra matriz  $S_f$

$$S_f H_f S_f^\dagger = M_f \rightarrow M'_f = S_f^\dagger M_f S_f T_f$$

Sustituyendo este resultado, es posible definir los eigenestados de masa a partir de los eigenestados de norma para cada tipo de fermión, pero en general se puede expresar como

$$\psi'_{fL} = S_f \psi_{fL} \equiv B_{fL} \psi_{fL}; \quad \psi'_{fR} = S_f T_f \psi_{fR} \equiv B_{fR} \psi_{fR}$$

Es así que finalmente el Lagrangiano del sector de Yukawa toma la forma

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v}) [M_e \bar{E} E + M_u \bar{U} U + M_d \bar{D} D] \quad (1.29)$$

Donde  $M_f$  es ahora una matriz diagonal, que contiene en su diagonal las respectivas masas de los fermiones,  $\text{Diagonal}(m_e, m_\mu, m_\tau)$

#### 1.2.4. Sector de Corrientes de los quarks

Se introduce los quarks tipo  $u$  y  $d$  junto con la primera generación de fermiones fundamentales, el electrón y el neutrino  $\nu_e$ . Los quark y los leptones entran en el modelo de una manera similar pero hay algunas distinciones en sus características. Primero, se supone que los quarks tienen carga de color y los leptones no, esto no representa una complicación ya que la interacción débil no afecta la carga de color. Por esta razón, se puede suprimir el índice de color en las interacciones débiles. Segundo, los quarks difieren de los leptones en su carga eléctrica. Sin embargo, cumplen con el hecho de que  $Q_u - Q_d = Q_\nu - Q_e = 1$ . Finalmente, los quarks tipo  $u$  y  $d$  tienen masa diferente de cero, mientras que el neutrino no tiene masa dentro del ME, aunque experimentalmente hablando es posible que tengan masa distinta de cero, pero muy pequeña. Esto implica que la componente derecha quiral de los quarks tipo  $u$  debe aparecer en el modelo, y debe compararse con  $e_R$  que aparece en el sector leptónico. Por lo tanto, el sector del quark debe incluir un doblete  $\psi_L$  junto a dos singletes derechos  $u_R$  y  $d_R$  del grupo débil  $SU(2)$ :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}; \quad u_R, \quad d_R \quad (1.30)$$

es así que la Lagrangiana que describe la dinámica de los quarks libres esta dada por:

$$\mathcal{L}_q^0 = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + \bar{u}_R i\gamma^\mu \partial_\mu u_R + \bar{d}_R i\gamma^\mu \partial_\mu d_R \quad (1.31)$$

Es claro la invariancia local bajo  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ , cuya correspondiente corriente conservada es:

$$j_\mu^i = \bar{\psi}_L \gamma_\mu \frac{\tau_i}{2} \psi_L \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.32)$$

y

$$j_\mu^Y = Y_L \bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L + Y_R^u \bar{u}_R \gamma_\mu u_R + Y_R^d \bar{d}_R \gamma_\mu d_R; \quad (1.33)$$

donde las cargas conservadas  $T_3$  y  $Y$  estan relacionadas con el número de carga  $Q$  ( $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$ ). Así que el Lagrangiano invariante local bajo  $SU(2)_L \times U_Y(1)$ , tiene la siguiente forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q &= \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu^L \psi_L + \bar{u}_R i\gamma^\mu D_\mu^R u_R + \bar{d}_R i\gamma^\mu D_\mu^R d_R \\ &= \bar{\psi}_L i\gamma^\mu (\partial_\mu + igA_\mu + \frac{1}{2}g'Y_L B_\mu) \psi_L \\ &\quad + \bar{u}_R i\gamma^\mu (\partial_\mu + \frac{i}{2}g'Y_R^u B_\mu) u_R + \bar{d}_R i\gamma^\mu (\partial_\mu + \frac{i}{2}g'Y_R^d B_\mu) d_R \end{aligned} \quad (1.34)$$

La interacción escalar del quark puede incluir los acoplamientos  $(\bar{\psi}_L \phi) d_R$  y  $\bar{d}_R (\phi^\dagger \psi_L)$ , encontrados en el sector leptónico. Para acoplar  $u_R$  escalarmente y obtener una invariancia de norma, se necesita introducir los campos escalares  $\phi^-$  y  $\bar{\phi}^0$ , y sus cargas conjugadas  $\phi^\dagger$  y  $\phi^0$ , las cuales forman un doblete conjugado para  $\Phi$ , esto es

$$\phi^c = i\tau_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\phi}^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

Con hipercarga  $Y_{H^c} = -Y_H = -1$ . El sector de Yukawa para el quark requiere de dos constantes de acoplamiento,  $C_u$  y  $C_d$ , y así se obtiene una forma general para la Lagrangiana

$$\mathcal{L}_{qY} = -C_u [(\bar{\psi}_L \phi^c) u_R + \bar{u}_R (\phi^{\dagger c} \psi_L)] - C_d [(\bar{\psi}_L \phi) d_R + \bar{d}_R (\phi^\dagger \psi_L)] \quad (1.36)$$

La invariancia de norma para la Lagrangiana y los acoplamientos antes mencionados, bajo  $U_Y(1)$ , es garantizada por la asignación de hipercargas

: $Y_L - Y_R^u = Y_{H^c}$  y  $Y_L - Y_R^d = Y_H$ . Entonces después del rompimiento espontaneo de la simetría, regresa a una norma unitaria justo como antes, así que el doblete escalar es:

$$\phi \rightarrow S\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)\chi, \quad \chi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad (1.37)$$

$$\phi^c \rightarrow S\phi^c = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)\chi^c, \quad \chi^c = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

donde  $S$  es una transformación unitaria

$$S = \exp\left(-\frac{i}{v} \sum \xi_i T_i\right)$$

con  $\xi_i$  tres bosones de Goldstone. Es así que en la unitariedad de norma, la Lagrangiana de interacción de Yukawa toma la forma

$$\mathcal{L}_{qY} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)(C_u \bar{u}u + C_d \bar{d}d) \quad (1.39)$$

con lo que se muestra que a través del mecanismo de Higgs, los quarks  $u$  y  $d$  adquieren masas

$$m_u = \frac{1}{\sqrt{2}}C_u v, \quad m_d = \frac{1}{\sqrt{2}}C_d v \quad (1.40)$$

también, el sector de Yukawa puede ser expresado en términos de las masas de los quarks

$$C_u = \frac{\sqrt{2}m_u}{v} = \frac{gm_u}{\sqrt{2}M_W}, \quad C_d = \frac{\sqrt{2}m_d}{v} = \frac{gm_d}{\sqrt{2}M_W} \quad (1.41)$$

así, la Lagrangiana 1.36 asume la forma

$$\mathcal{L}_{qY} = -m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d - \frac{gm_u}{\sqrt{2}M_W} \bar{u}uH - \frac{gm_d}{\sqrt{2}M_W} \bar{d}dH \quad (1.42)$$

Por otro lado existen contribuciones para los campos del quark y las interacciones de carga de corriente

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cc}^q &= -\frac{1}{\sqrt{2}}g\bar{\psi}_L\gamma^\mu(\tau_+W_\mu + \tau_-W_\mu^\dagger)\psi_L \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}g(J^{\mu\dagger}W_\mu + J^\mu W_\mu^\dagger), \end{aligned} \quad (1.43)$$

y las respectivas contribuciones hechas por las interacciones de corrientes neutras

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{nc}^q &= \frac{1}{2}\bar{\psi}_L\gamma^\mu(gA_3^\mu\tau_3\tau + g'B^\mu Y_L)\psi_L - \frac{1}{2}g'Y_R'\bar{\psi}_R^i\gamma^\mu\psi_R^i B^\mu \\ &= gj_\mu^3 A_3^\mu - \frac{1}{2}g'j_\mu^Y B^\mu,\end{aligned}\quad (1.44)$$

el cual al expresar en términos de eigenestados de masa del fotón y del  $Z^0$  se obtiene

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{nc}^q &= -(gs_W j_\mu^3 + \frac{1}{2}g'c_W j_\mu^Y)A^\mu - (gc_W j_\mu^3 - \frac{1}{2}g's_W j_\mu^Y)Z^\mu \\ &= -ej_u^{em}A^\mu - \frac{g}{c_W}j_\mu^Z Z^\mu\end{aligned}\quad (1.45)$$

Aquí las corrientes de  $Z$  para los quarks  $u$  y  $d$  pueden ser escritas como

$$j_\mu^Z = \psi_L\gamma^\mu Z_L + Z_R^\mu\bar{u}_R\gamma^\mu u_R + Z_R^d\bar{d}_R\gamma^\mu d_R\quad (1.46)$$

Alternativamente, esto puede escribirse como:

$$j_\mu^Z = \frac{1}{2}\bar{u}\gamma^\mu(g_V^u - g_A^u\gamma^5)u + \frac{1}{2}\bar{d}\gamma^\mu(g_V^d - g_A^d\gamma^5)d\quad (1.47)$$

donde se introdujo la definición  $Z_L = T_3 - s_W^2 Q$  y  $Z_R = -s_W^2 Q$  o alternativamente  $g_V = Z_L + Z_R$  y  $g_A = Z_L - Z_R$  los cuales dependen del ángulo de Weinberg,  $\theta_W$ .

Es así que el modelo para la unificación de la interacción electrodébil para la primera generación de fermiones la describe la siguiente Lagrangiana

$$\mathcal{L}_q + \mathcal{L}_{qY} = \mathcal{L}_q^0 + \mathcal{L}_{qH} + \mathcal{L}_{cc}^q + \mathcal{L}_{nc}^q.\quad (1.48)$$

Los primeros términos del lado derecho de 1.48 nos describen la parte cinética

$$\mathcal{L}_q^0 = \bar{u}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_u)u + \bar{d}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_d)d,\quad (1.49)$$

la segunda representa los acoplamientos del quark al bosón de Higgs

$$\mathcal{L}_{qH} = \frac{gm_u}{2M_W}\bar{u}uH - \frac{gm_d}{2M_W}\bar{d}dH.\quad (1.50)$$

Mientras que los términos restantes, representan los acoplamientos de los bosones de norma para las corrientes cargadas y las corrientes neutras de los quarks

$$\mathcal{L}_{cc}^q = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{u}_L\gamma^\mu d_L W^\mu + \bar{d}_L\gamma^\mu u_L W^{\mu\dagger})\quad (1.51)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{nc}^q = & -e\left(\frac{2}{3}\bar{u}\gamma_\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma_\mu d\right)A^\mu \\ & -\frac{g}{2c_W}[\bar{u}\gamma_\mu(g_V^u - g_A^u\gamma^5)u + \bar{d}\gamma_\mu(g_V^d - g_A^d\gamma^5)d]Z^\mu \end{aligned} \quad (1.52)$$

### 1.3. Lagrangiana de QCD

La Cromodinámica Cuántica (QCD) es una teoría física de interacción fuerte universalmente aceptada. La expresión para densidad lagrangiana invariante de norma en QCD está dada por:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_f \bar{q}_f^\alpha i\gamma^\mu D_\mu q_f^\alpha \quad (1.53)$$

Donde la suma sobre  $f = 1, \dots, 6$  denota el sabor, los términos de la Lagrangiana describen la interacción de quarks con spin semientero  $1/2$  de masa finita  $m$  y gluones de spin 1 sin masa. Se sigue la notación de  $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$  y el sistema natural de unidades ( $\hbar = c = 1$ ). Por otro lado, las matrices gamma satisfacen la siguiente relación de anti conmutación:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}. \quad (1.54)$$

Como se mencionó anteriormente, se denota el campo del quark por  $q_f^\alpha$  para simplificar las ecuaciones[ver sec.1.1.3], se adopta una columna de tres componentes en el espacio del *color*,  $SU(3)_C$ , y a la vez cada componente de *color* es un spinor de cuatro componentes. Finalmente,  $D_\mu$  es la derivada covariante que al actuar sobre el campo del quark toma la siguiente forma

$$(D_\mu)_{ab} = \partial_\mu \delta_{ab} + ig t^c A_\mu^c, \quad (D_\mu)_{ab} = \partial_\mu \delta_{ab} + ig T^c A_\mu^c \quad (1.55)$$

Donde  $t$  y  $T$  son matrices en la representación fundamental y adjunta de  $SU(3)$ , las cuales se definieron anteriormente[ver sec. 1.1.2]. Entonces a Lagrangiana libre para el quark es:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f. \quad (1.56)$$

Como la Lagrangiana  $\mathcal{L}_0$  es invariante bajo transformaciones arbitrarias globales en el espacio de color  $SU(3)_c$ , cuya transformación de campo fermiónico

tiene la siguiente forma

$$q_f^\alpha \longrightarrow (q_f^\alpha)' = U_\beta^\alpha q_f^\beta, \quad \bar{q}_f^\alpha \longrightarrow (\bar{q}_f^\alpha)' \bar{q}_f^\beta U_\beta^{\dagger\alpha}, \quad (1.57)$$

con  $U$  una matriz unitaria y unimodular  $U^\dagger = U^{-1}$  la cual en  $SU(3)_c$  pueden ser escritas de la siguiente forma

$$U = \exp\{ig_s \theta_a t^a\} \quad (1.58)$$

donde  $\theta^a$  son los parámetros de transformación de norma; el índice  $a$  corre de 1 a 8 ;  $t^a$  son los generadores del grupo de color en la representación fundamental del álgebra del grupo  $SU(3)_c$ ; y  $t^a = \frac{\lambda^a}{2}$ , [ver ec. 1.1].

Como en el caso de QED, se requiere que la Lagrangiana sea invariante bajo transformaciones globales locales de  $SU(3)_c$ , i.e,  $\theta_a = \theta_a(x)$ . Entonces para satisfacer este requerimiento se cambia la derivada normal por objetos covariantes, de esta forma se tienen ahora ocho parámetros de norma independientes, los cuales están relacionados con ocho bosones de norma llamados *gluones*. Es así que la invariancia bajo una transformación de norma global puede extenderse a una local, donde para el caso del campo del gluón  $A_\mu^a(x)$ , se transforma de acuerdo a:

$$A_\mu(x) \longrightarrow A_\mu^\theta(x) = U A_\mu U^{-1} + \frac{i}{g} (\partial_\mu U) U^{-1}, \quad (1.59)$$

donde  $g$  es una constante de acoplamiento y el campo  $A_\mu^a$  se expresa como una combinación lineal en términos de ocho generadores

$$A_\mu(x) = A_\mu^a(x) t^a. \quad (1.60)$$

También la derivada parcial  $\partial_\mu$  es remplazada por una derivada covariante  $D_\mu$ , a fin de establecer la simetría de norma

$$D_\mu = \partial_\mu + ig A_\mu. \quad (1.61)$$

Es así que la ley de transformación de la derivada covariante, asegura la invariancia de norma de la Lagrangiana

$$\bar{q}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)q(x) = \mathcal{L}_q - g\bar{q}(x)\gamma^\mu A_\mu(x)q(x). \quad (1.62)$$

donde el primer término de la derecha nos describe el campo del quark libre, mientras que el segundo término describe la interacción con el campo de

norma asociado al gluón  $A_\mu$ . Por otro lado, la Lagrangiana que describe estos campos de norma esta dado de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}_g = -\frac{1}{2}Tr[G_{\mu\nu}(x)G_{\mu\nu}(x)]. \quad (1.63)$$

Donde ésta esta expresada en términos del campo de norma del gluón  $A_\mu^a$  dentro del tensor de Yang-Mills no abeliano  $G_{\mu\nu}$ , los cuales se construyen en base a la derivada covariante  $D_\mu$  de la siguiente manera:

$$G_{\mu\nu} = -\frac{i}{g}[D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig[A_\mu(x), A_\nu(x)]. \quad (1.64)$$

Aquí las componentes son dadas de la siguiente forma

$$G_{\mu\nu}^a(x) = 2Tr(t^a G_{\mu\nu}(x)) \quad (1.65)$$

así se tiene que el tensor de campo de norma de  $SU(3)_c$ :

$$G_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - igT_{bc}^a A_\mu^b(x)A_\nu^c(x), \quad (1.66)$$

donde  $T_{bc}^a = -if^{abc}$  son el grupo de generadores de la representación adjunta;  $f^{abc}$  son el grupo de constantes de estructura[ver ec. 1.1]. Donde después de tomar la normalización propia para los términos cinéticos del gluón, se obtiene finalmente la Lagrangiana de  $QCD$  invariante de  $SU(3)_c$

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f(i\gamma^\mu D_\mu - m_f)q_f \quad (1.67)$$

si se descompone la Lagrangiana dentro de sus diferentes partes, se tiene ahora

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} = & -\frac{1}{4}(\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu)(\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f^\alpha(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)q_f^\alpha \\ & + g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} q_f^\beta \\ & - \frac{g_s}{2} f^{abc}(\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu)G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e \end{aligned} \quad (1.68)$$

La primera línea de esta Lagrangiana [?] [?] contiene los términos cinéticos para los diferentes campos con los que se llega a los correspondientes

propagadores. La interacción entre quarks de color y gluones está dada en la segunda línea donde a diferencia de los leptones, para los quarks se involucran a las matrices de  $SU(3)_c$ ,  $\lambda^a$ [ver ec.1.2]. Finalmente, se tiene la característica no abeliana del grupo de color en donde se generan los términos cúbicos y cuárticos de interacciones gluónicas las cuales se muestran en la última línea. Adicionalmente, para cuantizar propiamente la Lagrangiana de QCD, se requiere adherir a esta los llamados términos de Gauge-Fixing y el término de Faddeev-Popov, pero este tema requiere de un estudio más detallado, el cual no se relaciona de manera directa con el estudio de la presente tesis.

# Capítulo 2

## Nueva Física asociado al quark top

### 2.1. Preliminares

La teoría del Modelo Estándar contiene doce diferentes tipos de fermiones, con los cuales interactúan a partir de bosones de norma de tres fuerzas de las cuatro conocidas hoy en día (excluyendo gravedad). Adhiriendo una partícula escalar, el bosón de Higgs, el cual es necesario para explicar el rompimiento de simetría y la consistencia teórica. Estos pocos constituyen bloques que explican casi todos los resultados experimentales encontrados en el contexto de la física de partículas elementales. Sin embargo, se cree que el Modelo Estándar es solo una aproximación de una teoría mucho más completa [?].

La existencia del top quark fue predicha por el Modelo Estándar como parte de la tercera familia y compañero del quark bottom. Su primera observación en 1995 por los experimentos *CDF* y *D0*, en el colisionador  $p\bar{p}$  Tevatron de Fermilab, el top quark ha permanecido en la mira de la física de partículas por muchas razones buenas, con una masa de  $173.2 \pm 0(.9) \text{ GeV}$  [?], el más pesado de los quarks conocidos y casi la misma masa que un átomo de tungsteno. El top quark ha puesto muchas interrogantes, algunas de las cuales se orientan a que el top quark pueda jugar un rol en el Modelo Estándar (ME), en particular en la interacción electro-débil y el rompimiento de la simetría. El top quark, es una partícula elemental y constituyente fundamental de la materia. Como todos los quarks, el top quark es un fermión elemental con

spin  $1/2$ . Tiene un carga de  $Q = 2/3e$  y iso-spin débil  $T_3 = 4/2$  [?].

El top quark está considerado en el Modelo Estándar como la pareja del quark b, y es requerido para explicar la ausencia de carga de sabor, preservación de la carga en decaimientos débiles de b. Como miembro de la tercera familia de quarks, este completa la explicación para la violación de CP por interacción débil. Su existencia es crucial al menos en el rompimiento de simetría de correcciones cuánticas de la teoría. El top quark aproximadamente es al menos cuarenta veces más pesado que el bottom quark, también es mucho más pesado que los bosones  $W$  y  $Z^0$ , este decae principalmente a dos cuerpos de la forma  $t \rightarrow Wq$ , para interacción débil, pero puede decaer también dentro de la interacción fuerte, y en ocasiones raras, dentro de quarks *Down*. La búsqueda del top quark fue dentro de los canales donde el bosón  $W$  decae leptonicamente ( $e\mu + jets, ee + jets, \mu\mu + jets$ ) y en canales donde solamente un bosón  $W$  decae leptonicamente ( $e + jets, \mu + jets$ ). Las implicaciones de su increíble masa tan grande lo hacen llamativo. Primero, la gran masa del top quark hace que tenga una vida media muy corta, asuma el dominio de decaimiento  $t \rightarrow Wb$  y no incluya las correcciones de QCD, entonces la anchura de decaimiento es  $\Gamma(t \rightarrow W^+b) \approx 1GeV$ . Consecuentemente, su vida media es aproximadamente  $0.5 \times 10^{-24} seg$ , la cual comparada con los otros fermiones, uno se da cuenta de por qué el top quark es especial, de esta manera el top quark decae antes de que pueda hadronizarse, no hay una frontera en estados  $t\bar{t}$  y no hay mesones o bariones de top de sabor. El gran valor de la masa del top quark también implica un gran acoplamiento para el bosón de Higgs, donde el acoplamiento de Yukawa es,  $y_t = m_t/v$ , aquí  $v$  es  $v \sim 246GeV$  es el valor de vacío de expectación. Estas observaciones han permitido especular el rol especial del quark top, dentro del rompimiento de la simetría electro-débil, en el contexto del modelo del Higgs, o involucra mecanismos alternativos de como las partículas elementales adquieren masa. El top quark aparece en diagramas de alto orden a un loop de la teoría electro-débil, con la implicación de que  $m_t$  es un parámetro crucial en esta teoría, en particular la masa del bosón  $W$ , constricciones indirectas sobre la masa del bosón de Higgs. El top quark juega un importante rol en muchos escenarios para de *nueva física* dentro del Modelo Estándar. Esto constituye uno de los muchos motivos para el programa físico del top quark en el *Large Hadron Collider (LHC)*. Severos modelos predicen la existencia de nuevas partículas con decaimiento predominante en pares de top quark. Por lo tanto, es atractiva la búsqueda por razones de distribución invariante de masa en los pares de top quark. Nuevas partículas también pueden ser producidas en el decaimiento

del top quark, por ejemplo, un bosón de Higgs cargado  $t \rightarrow H^+b$ , siempre y cuando se tenga en cuenta que  $m_{H^+} < m_t - m_b$ . Además, la precisión de medición de las propiedades del top quark y sus interacciones puede revelar efectos para la nueva física. Se concentra particularmente en la búsqueda de distribuciones diferenciales, tal como la asimetría en la *rapidity* de distribuciones de top quark y anti-quark.

## 2.2. Producción de Top quark en el Tevatrón y LHC

Tal como se menciona anteriormente, el top quark fue descubierto en 1995 dentro del Fermilab por medio de colisiones  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.8TeV$ . Con una muestra de datos a una luminosidad de  $L \sim 125pb^{-1}$  [?].

En colisiones hadrónicas, el top quark se produce predominantemente en pares a través de procesos por fusión gluónica y aniquilación  $q\bar{q}$ :  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  y  $gg \rightarrow t\bar{t}$ , [?] procesos dominantes en QCD. Aproximadamente el 85 % de producción en la sección eficaz en el Tevatron es de la aniquilación  $q\bar{q}$ , con un remanente de fusión gluón-gluón. Mientras en energías de el LHC cerca del 90 % de la producción es de procesos grandes a  $\sqrt{s} = 14TeV$  ( $\approx 80\%$  en  $\sqrt{s} = 7TeV$ ) en donde los procesos  $gg \rightarrow t\bar{t}$  dominan el rango de producción.

Los mecanismos de producción electro-débil de un solo top quark, normalmente de la forma  $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ ,  $qb \rightarrow q't$ , se da mediante los canales virtuales  $s$  y  $t$ , los cuales están asociados a los bosones  $W$ , y producciones asociadas  $Wt$ ,  $bg \rightarrow W^-t$  dentro de secciones eficaces pequeñas. En el Tevatron, la sección eficaz de top y anti-top, en los canales  $s$  y  $t$ , son idénticas, mientras que en el LHC no lo son. La sección eficaz para el canal  $t$  en la producción de un solo top quark son calculadas para  $m_t = 173.3GeV/c^2$  a  $2.06^{+0.13}_{-0.13}pb$  en colisiones  $p\bar{p}$  en  $\sqrt{s} = 1.96TeV$  y  $65.7^{+1.9}_{-1.9}(87.1^{+0.24}_{-0.24})$  pb en  $pp$  colisiones en  $\sqrt{s} = 7TeV$ , donde el 65 % y 35 % son proporciones relativas de  $t$  y  $\bar{t}$ . Para el canal  $s$ , los cálculos resultan en  $1(\cdot)3^{+0.05}_{-0.05}$  pb para el Tevatron y  $4.5^{+0.2}_{-0.2}(5.5^{+0.2}_{-0.2})$ pb para  $\sqrt{s} = 7 TeV$  en LHC con 69 % y (31 %) de quarks top(anti-top)[?].

En general, la producción de pares de top quark por la *nueva física* podrían ser a través de los canales  $s$ ,  $t$  y  $u$  además de las dependencias de las situaciones sobre las nuevas partículas. No importa cuál sea la contri-

bución de su canal, las extensiones del  $ME$  en el marco de referencia de la física de partículas, tales como axigluón,  $Z'$ ,  $W'$ , diquarks, etc., o alguna otra. Por ejemplo, para poder explicar el valor observado del valor de la *asimetría*,  $A_{FB}$ , del top quark se han introducido innumerables tipos de acoplamientos de carga de sabor en los canales  $t$  y  $u$ . Los acoplamientos en el canal  $s$  podrían ser tan grandes como los acoplamientos de norma fuerte del ME.

El primer evento candidato de pares de top quark en el LHC fueron reportados el verano de 2010, después de pocos meses los datos fueron colectados a  $\sqrt{s} = 7TeV$  y corresponden a algunos cientos de  $nb^{-1}$  de luminosidad.

### 2.2.1. Decaimientos del top quark

El top quark es el único que decae antes de que este pueda formar un estado o hadronizarse. Esto se debe a su muy corta vida media[?]

$$\tau_t \sim 5 \times 10^{-24} s$$

Tanto en el Tevatrón como en el LHC producen predominantemente pares  $t\bar{t}$  que decaen enteramente a lo más por  $t \rightarrow Wb$ [?]

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$$

**Di-Leptón:** Rigurosamente el 5% de los eventos  $t\bar{t}$  decaen dentro de esta categoría

$$W^+ \rightarrow l^+\nu, \quad l = e, \mu$$

$$W^- \rightarrow l^-\nu$$

**Leptón + jets:** Esta clase de eventos comprime rigurosamente el 30% del total

$$W^\pm \rightarrow l^\pm\nu, W^\mp \rightarrow jets$$

**Todos los jets:** El 44% de los eventos caen dentro de esta categoría. Esta clase de eventos fue observada por primera vez por los experimentos  $CDF$  y  $D0$ .

**Producción de un solo top quark** Los procesos predominantes de producción en el Tevatron son sobre el canal  $t$  interactuando con el bosón  $W$  y

en el canal  $s$  en aniquilaciones  $q\bar{q}$ . En  $LHC$ , los procesos  $gb \rightarrow tW$  son los más importantes.

En resumen, los estados finales dominantes de decaimiento en la producción de pares  $t\bar{t}$ , pueden ser divididos en tres clases:

- A.  $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b}$
- B.  $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bl^-\bar{\nu}_l\bar{b} + l^+\nu_l bq''\bar{q}'''\bar{b}$
- C.  $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu - lb'l'\bar{\nu}_l\bar{b}$ .

Cada una de las cuales tiene una probabilidad de 45,7%, 43,8% y 10,5%, respectivamente al orden anterior.

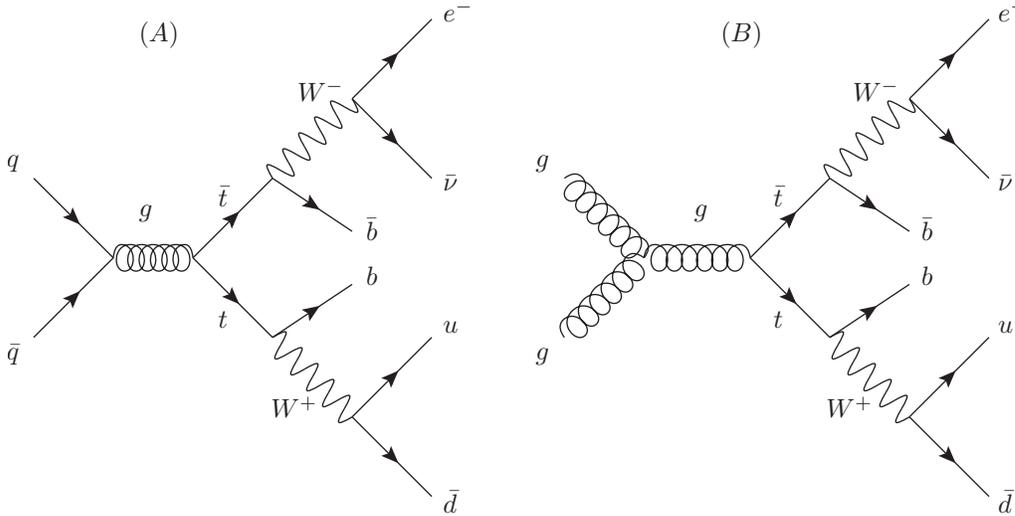


Figura 2.1: Se ilustran los diagramas de Feynman en la producción de top quark en colisiones  $p\bar{p}$  en sus subsecuentes decaimientos, electrones, neutrinos y quarks. La producción por medio de quark- antiquark **(A)** es dominante, pero la fusión de gluones contribuye  $\sim 10\%$  **(B)** en la sección eficaz total. Estos estados particulares finales ( $e\bar{\nu}u\bar{d}\bar{b}\bar{b}$ ) es uno de los canales usados en el análisis de datos [?].

### 2.2.2. Mediciones de la masa del top quark, $m_t$

El Modelo Estándar de física de partículas contiene parámetros tales como las masas de las partículas, cuyos orígenes aún no se conocen y no se ha podido predecir con facilidad, pero cuyos valores han sido construidos a través de sus interacciones. En particular, la masa de los quark *top* ( $m_t$ ) y el bosón  $W$  ( $m_W$ )[?], las cuales constituyen hoy en día, las masas más grandes dentro del Modelo de física de partículas.

El descubrimiento del top quark en 1995 asevera uno de los mayores confirmaciones de validez del Modelo Estándar (SM).

El experimento  $D0$  en el Tevatrón de Fermilab estudio muestras de eventos de producción de  $t\bar{t}$  producidos a través de la interacción  $p\bar{p}$ . La energía total ha sido de 1,8 TeV relacionada en la colisión de 900 GeV para el protón y 900 GeV para el anti-protón. Cada top(anti-top) decae inmediatamente al menos en un quark Bottom ( $b(\bar{b})$ ) y un bosón  $W$ , que a su vez decaen en leptones cargados y neutrinos.

La masa del top quark,  $m_t$  es un parámetro fundamental del Modelo Estándar (SM), pero los valores no son predilestos( excepto indirectamente de mediciones con cierta precisión ). En el Modelo Estándar un valor de precisión de  $m_t$  es de prioridad importante en el rol de observables electro-débiles y también es de suma importancia para la precisión de la masa de los bosones de Higgs. La masa del top quark fue medida en el Tevatron y el valor promedio reportado de  $m_t$  llego del canal  $l$  lepton + jets solamente, dando un valor de [?]

$$m_t = 176.1 \pm 4.8(stat) \pm 5.3(syst) \quad CDF$$

$$m_t = 173.3 \pm 5.6(stat) \pm 5.5(syst) \quad D0$$

El valor de la masa del top quark fue encontrado de la contribución de todos los canales en el Tevatron de  $m_t = 174.3 \pm 5.1 Gev$ .

## 2.3. Asimetría

La asimetría es una propiedad de determinados cuerpos, funciones matemáticas y otros tipos de elementos en los que, al aplicarles una regla de transformación efectiva, se observan cambios respecto al elemento original. Surge una discordia cuando no se es capaz de reconocer qué parte es la original de la asimetría.

Una asimetría *forward-backward* (adelante-atrás)  $A_{FB}$  en la producción  $t\bar{t}$  surge de la interferencia de los diagramas de producción de nivel árbol y de tipo caja con estados iniciales y finales de radiación de gluones. Debido a que es el más pesado, los procesos que afectan al top quark son mucho más fáciles de detectar. En el Tevatron de Fermilab, la producción de top quark y su decaimiento han sido investigados teóricamente y experimentalmente. Mientras tanto, existen algunas discrepancias entre las predicciones teóricas para los procesos del top quark y los datos observados, una discrepancia es la diferencia que existe en la asimetría, el cual es un parámetro definido por

$$A_{FB} = \frac{N_t(\text{Cos}\theta > 0) - N_t(\text{Cos}\theta < 0)}{N_t(\text{Cos}\theta > 0) + N_t(\text{Cos}\theta < 0)} \quad (2.1)$$

Donde  $N_t(N_{\bar{t}})$  es el número de quark top (anti-top) producidos, el cual depende del ángulo de emisión  $\theta$ . El ángulo  $\theta$  se forma por la dirección del top emitido y la dirección de haz de protones entrante.

La asimetría  $A_{FB}$  puede ser definida usando el número total de top quark en sentido positivo y negativo en una semiesfera. Se puede ver cualitativamente que la asimetría se comporta como un término lineal  $(1 \pm \cos\theta)$  que es un elemento de una matriz cuadrada donde  $(1 + \cos\theta)$  corresponde a la máxima asimetría positiva.

En las mediciones hechas por las colaboraciones de CDF y D0 resulta que  $A_{FB} = 0.158 \pm 0.075$ ,  $A_{FB} = 0.162 \pm 0.047$  y  $A_{FB} = 0.196 \pm 0.065$  [?], cuyos valores centrales son mucho más grandes que los que predice el Modelo Estándar (ME),  $A_{FB}^{SM} = 0.089$  [?]. Esta discrepancia ha motivado a la comunidad de física de partículas elementales a considerar contribuciones adicionales para la nueva Física.

### 2.3.1. Rapidity

La rapidity[?] y las secciones eficaces invariantes son usualmente usadas por la física de altas energías para la descripción de producción de partículas en reacciones nucleares. Ambos conceptos son fáciles de entender, pero no se les presta suficiente atención en muchas de las bibliografías de relatividad especial o física de altas energías.

La rapidity, como su nombre lo indica, está relacionada con la velocidad. Su variable es adimensional, comúnmente denotada por  $y$ , describe el rango con el cual una partícula se está moviendo con respecto a un punto de referencia

escogido situado sobre la línea de movimiento. Matematicamente se define como:

$$y = \tanh^{-1}\beta = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}$$

donde  $\beta = \frac{v}{c}$  y  $v$  es la velocidad del objeto en movimiento [?]. Algunas veces es conveniente expresar la rapidity en terminos de la energía total y el momento. Para hacer esto, reemplazamos  $\beta$  por su equivalente  $\frac{P}{E}$  y obtenemos

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{P+E}{P-E} \quad (2.2)$$

La definición de la rapidity en una dimensión puede ahora ser generalizada para describir movimientos de partículas en el mundo real multi-dimensional. Es muy importante en la física de altas energías en donde se producen muchas partículas en colisiones de dos partículas o más. Los vectores de velocidad de estas partículas emitidas en principio no son todos paralelos unos de otros, y la ec. 2.2 implica solo las componentes de la velocidad en dirección al eje  $z$ , el cual, normalmente se escoje como direccion del movimiento de las partículas que colisionan. Las componentes perpendiculares a este eje son simple las mismas en cualquier marco de referencia, es decir, son paralelas al eje  $z$ .

La rapidity en un espacio tridimensional esta definida como

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+P_z}{E-P_z} \quad (2.3)$$

donde  $E$  y  $p_z$  son respectivamente la energía y la componente longitudinal del momento de la partícula. Es importante tener en mente que la rapidity de una partícula no solo depende de las magnitudes de su velocidad, si no también del ángulo polar  $\theta$ , con respecto al rayo del eje, especificamente

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta \cos\theta}{1-\beta \cos\theta} \quad (2.4)$$

### 2.3.2. Asimetría en términos de rapidity

La diferencia de las rapididades del top y anti-top que van de  $Q$  a  $\bar{Q}$  están directamente relacionadas con  $\theta$ , ec.(2) en la referencia [?] como

$$y_t - y_{\bar{t}} = 2 \operatorname{arctanh} \left( \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{s}} \cos\theta \right)$$

Donde  $s = (p_t + p_{\bar{t}})^2$  es la energía del centro de masas, mientras que  $y_t$  se definió en la ec.2.3.1 y la *rapidity* está definida como

$$y_t = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{E_t + p_t}{E_t - p_t} \right]$$

donde  $E$  es la energía y  $p$  es la componente del trimomento en la dirección del eje de movimiento, tomando la dirección del protón. Las desviaciones más grandes encontradas en los marcos de referencia en  $t\bar{t}$  de la asimetría  $A_{FB}$ . Es sencillo demostrar que la diferencia de rapididades es un invariante de Lorentz cuyo signo de  $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}}$  coincide con el de  $\cos\theta$ . Es así que, la asimetría puede ser re-definida como [?]ecu.[3].

$$A_{FB} = \frac{N_t(y_t - y_{\bar{t}} > 0) - N_t(y_t - y_{\bar{t}} < 0)}{N_t(y_t - y_{\bar{t}} > 0) + N_t(y_t - y_{\bar{t}} < 0)} \quad (2.5)$$

### 2.3.3. Asimetría en el LHC vs Tevatron

La asimetría de carga en el LHC  $A_C^t$  está altamente relacionada con la asimetría *forward-backward*  $A_{FB}^t$  en el Tevatron, y proviene de las mediciones directas de Tevatron. [?]La corriente situación para  $A_C^t$  en el LHC es raramente clara.  $A_C^t$  fue medida por ATLAS en eventos dileptónicos,  $A_C^t = 0,057 \pm 0,024 \pm 0,015$ ; la cual difiere por mucho a la desviación estándar de las mediciones hechas por CMS usando eventos semileptónicos,  $A_C^t = 0,004 \pm 0,01 \pm 0,012$ . Las dos colaboraciones son mucho más consistentes si el resultado en los eventos semileptónicos de ATLAS cuando se incluyen 1/4 de datos. Por esta razón, la  $A_C$ .

En el LHC, las colisiones hadrónicas son protones, y una asimetría tal como en la ec.2.1 desaparece, no existe. Sin embargo, en colisiones  $pp$  una asimetría  $A_{FB}$  con un eje  $z$  fijo tal como se definió en ec. ??, no existe la Asimetría del estado inicial, pero una *Asimetría de carga* o *forward-central*, puede introducirse como:

$$A_C = \frac{N(\Delta|y| > 0) - N(\Delta|y| < 0)}{N(\Delta|y| > 0) + N(\Delta|y| < 0)}, \quad (2.6)$$

[?] con  $\Delta|y| = |y_t| - |y_{\bar{t}}|$ , el cual ahora se describe en términos de las magnitudes de las respectivas rapididades. Además esta es una prueba complementaria de la asimetría en la producción de  $t\bar{t}$ .

En colisiones  $p\bar{p}$  en el Tevatron, una asimetría  $A_{FB}$  en un ángulo entre el top quark y el quark inicial, inducen la asimetría entre el top quark y la dirección del próton, precisamente porque la dirección del próton y del quark top siempre coinciden. Por otra parte, los pares de top quark son producidos meramente en los subprocesos partónicos  $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}X$ , con  $q = u, d$  y  $X$  denota posibles jets adicionales.

En el LHC, donde el mecanismo de producción  $t\bar{t}$  dominante es la asimetría de carga por fusión gluón-gluón, cuya medición es más complicada. Para el sub-dominio  $q\bar{q}$ , el mecanismo de producción, la simetría de colisión  $p\bar{p}$  no está definidas las direcciones *adelante* y *atrás*. Sin embargo, la valencia de los quarks tienen en promedio un momento fraccional mas grande que el mar de antiquarks. Un top quark *adelante* ( con respecto a la dirección de los quarks entrantes) en el marco  $t\bar{t}$ , tienen en promedio una  $|y|$  grande respecto al marco de referencia de laboratorio, con  $y$  del mismo signo respecto al antiquark *atrás*.

Las predicciones del Modelo Estándar para la asimetría en el LHC, incluyen contribuciones electro-débiles en un rango de 7 a 8  $TeV$  con valores de [?]

$$A_C = 0.0115 \pm 0.0006, \quad (2.7)$$

El cual coincide muy bien con la predicción del ME,  $A_C^{ME} = 0.0102 \pm 0.0005$ . Las medidas recientes de la asimetría atrás-adelante,  $A_{FB}$ , en la producción de pares de top quark en el Tevatron de Fermilab han mostrado una significativa desviación pequeña positiva en comparación del valor predicho en el Modelo Estándar,  $SM$ . El valor reportado por CDF, basado sobre  $3,2fb^{-1}$  de luminosidad es

$$A_{FB} = 0.193 \pm 0.065(stat) \pm 0.024(syst).$$

Este es consistente con mediciones previas de D0 y CDF y es notablemente más grande que el valor de  $A_{FB} = 0.051[?]$  dado por cálculos NLO QCD.

## 2.4. Axigluón

Desde sus inicios de la física nuclear y la física hidrómica, es importante el entendimiento de la versión estándar de la teoría de interacciones fuertes, QCD, en la cual se hace una adecuada descripción a altas energías. Por

ejemplo, se sabe que la interacción electro-débil exhibe violación de paridad, QCD como formulación teoría presente, conserva conservación de paridad. Algunas generalizaciones de QCD son propuestas de años atrás de color chiral, con la que el grupo de norma de color después del rompimiento espontáneo nos da un octeto de color masivo de bosones de norma, axigluones, los cuales adquieren masa por el mecanismo de Higgs. Los axigluones son bosones de norma pesados neutros de color que son predichos por algunas teorías.

Numerosos modelos se han propuesto para explicar esta discrepancia. Un candidato es la propuesta del modelo del axigluón, basado sobre un grupo de norma  $SU(3) \times SU(3)$ , propuesto por Frampton, Shu y Wang. El axigluón surge en modelos donde el grupo de norma de interacción fuerte es extendido en orden y prevé una estructura chiral no trivial. Este tipo de modelos son generalmente llamados modelos chirales de color. El ejemplo mínimo considerado es el grupo  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  y asume que los quarks de mano izquierda se transforman bajo la representación fundamental de  $SU(3)_L$ , mientras que los quarks de mano derecha son tripletes de  $SU(3)_R$ .

A altas energías, el sector de color del modelo tiene una simetría de norma  $SU(3)_L \times SU(3)_R$ , con acoplamientos de norma  $g_L$  y  $g_R$ . El grupo de color extendido se rompe a un grupo diagonal, conocido como un doblete bifundamental, el cual es distinto al del doblete de Higgs. De este mecanismo se obtiene el grupo usual de color asociado con  $SU(3)_{QCD}$ . Después del rompimiento de simetría, se encuentra el espectro físico de un bosón de norma sin masa con un acoplamiento vectorial al quarks (el gluón) y un campo masivo con spin 1 con un acoplamiento axial vector a quarks, también llamado axigluón, la matriz cuadrada para los bosones de norma de color es entonces [?]

$$\frac{u^2}{4} \begin{pmatrix} g_L^2 & -g_L g_R \\ -g_L g_R & g_R^2 \end{pmatrix}$$

Definiendo  $\sin\theta = g_L/\sqrt{g_L^2 + g_R^2}$  y  $\cos\theta = g_R/\sqrt{g_L^2 + g_R^2}$ , obteniendo los eigenestados de masa  $C_\mu^A$  (Axigluones masivos) y  $G_\mu^A$  (campos sin masa identificados con los gluones de QCD).

La masa del axigluón es entonces

$$M_C = \frac{u}{\sqrt{2}} \sqrt{g_L^2 + g_R^2}$$

Y la constante de acoplamiento de interacción fuerte para los gluones ( $g_s$ ), en términos de los acoplamientos  $g_L$  y  $g_R$  esta dada por:

$$g_s = \frac{g_L g_R}{\sqrt{2}} \sqrt{g_L^2 + g_R^2} = g_L \cos\theta = g_R \sin\theta$$

Si se asume que las constantes de acoplamiento asociadas con el grupo izquierdo ( $g_L$ ) y el grupo derecho ( $g_R$ ) son iguales ( $g_L = g_R = g$ ) entonces la constante de acoplamiento de QCD (definido por el acoplamiento de quarks con gluones) esta dado por  $g_{QCD} = g/\sqrt{2}$ . En este simple escenario, el cual se conoce como Modelo Axigluón Mínimo, el axigluón tiene un acoplamiento axial puro y está asociado con la constante de acoplamiento  $g_{QCD}$ . Sin embargo, si  $g_L \neq g_R$  el acoplamiento del axigluón con quarks esta descrito por la siguiente Lagrangiana [?] [?]

$$\mathcal{L}_{Aqq} = g_{QCD} \bar{q} \frac{\lambda^a}{2} \gamma^\mu (Cot(\theta) + \frac{1}{Sen(2\theta)} \gamma^5) A_\mu^a q \quad (2.8)$$

donde  $\theta$  es el ángulo de mezcla está definido por  $\tan(\theta) = g_R/g_L$ . Note que en este caso, la interacción del axigluón tiene una parte vectorial y como una parte axial-vector, donde la constante de acoplamiento de la parte axial-vector tiene una magnitud mayor que  $g_{QCD}$ .

Esto es posible, sin embargo, para extender estas ideas con el objetivo de obtener un axigluón más flexible con modificaciones y algún acoplamiento no universal, dos mecanismos son descritos para hacer posible tal extensión. El primero consiste en introducir un nuevo quark pesado con vector exótico con un quark normal pudiendo mezclarse. El acoplamiento del axigluón con quarks esta modificado por la presencia de funciones de un nuevo ángulo de mezcla en el sector del quark. Esta mezcla puede depender del *sabor* y consecuentemente está rota. El segundo mecanismo está basado en la introducción de un campo extra de spin 1 y octeto de color. Una simple realización de esta idea es el grupo de color chiral extendido  $SU(3)_1 \times SU(3)_2 \times SU(3)_3 \times SU(3)_4$  y, usando las ideas de la Teoría de Deconstrucción, *deslocaliza* quarks en diferentes grupos. Después del proceso de rompimiento de simetría, y usando un parámetro adecuado de deslocalización, la interacción del axigluón se modifica por el parámetro de deslocalización. Por supuesto, cada *sabor* de quark puede ser deslocalizado en diferente manera y, como una consecuencia universalmente se pierde.

En ambos mecanismos, la constante de acoplamiento del axigluón puede

ser arbitrariamente grande o pequeña, dependiendo del valor de mezcla o parámetro de deslocalización en alguno de los casos, donde la constante de acoplamiento asociadas a diferentes grupos son todas iguales. La anchura de decaimiento del axigluón es importante en la determinación y observación del axigluón, mismo como una resonancia de dijets en en el Tevatron. Para la producción  $t\bar{t}$ , la anchura de decaimiento  $\Gamma_A$ , solo es relevante cuando  $m_A > m_t$ , así que los top quarks pueden ser producidos sobre la resonancia. Es interesante poner atención sobre la masa del axigluón,  $m_A$ , la cual, como ya se menciona, debe ser mayor a la masa de  $t\bar{t}$  juntos.

De esta manera se escoge una anchura de decaimiento  $\Gamma_A = 0.1m_A$  [?][?]. Los parámetros determinados de la sección eficaz de  $t\bar{t}$  y la asimetría en el Tevatrón y el LHC, los cuales son la masa del axigluón  $m_A$  y el producto de los acoplamientos axiales de quarks ligeros y pesados el cual se denota usualmente como una constante de acoplamiento denotada por conveniencia  $\alpha_A = \frac{g_A^q g_A^t}{4\pi}$  [?].

En el LHC la producción  $t\bar{t}$  exhibe asimetría de carga  $A_C$ . En el modelo del axigluón,  $A_{FB}$  en el Tevatrón y  $A_C$  son lineales en  $\alpha_A$  y, por lo tanto, las predicciones para las dos asimetrías son relacionadas también para aumentos de  $\alpha_A$ .

| $m_A/GeV$ | $\alpha_A$ | $A_C^{NP}$ | $\sigma_{Tev}^{NP}/pb$ | $\sigma_{LHC}^{NP}/pb$ |
|-----------|------------|------------|------------------------|------------------------|
| 100       | 0.018      | 0.016      | 0.06                   | 0.2                    |
| 200       | 0.015      | 0.016      | 0.05                   | 0.2                    |
| 300       | 0.010      | 0.016      | 0.04                   | 0.2                    |
| 400       | 0.012      | 0.018      | 0.37                   | 1.4                    |

Cuadro 2.1: Se muestran las contribuciones de la asimetría de carga en el LHC, sección eficaz en la producción  $t\bar{t}$  en el Tevatron y sección eficaz en el LHC del mismo proceso [?]

## 2.5. Correcciones radiativas al acoplamiento del axiglúon a par de quarks

Se regulariza la teoría, esto es, se modifica de tal manera que permanezca finita y bien definida en todos los órdenes de teoría de perturbaciones. Las interacciones modifican las propiedades de las partículas y las predicciones de la teoría deben ser expresadas en términos de propiedades de física de partículas. La renormalización consiste en relacionar las partículas y sus anti-partículas y expresar las predicciones de la teoría en términos de masas y cargas de la física de partículas.

Las propiedades electromagnéticas y débiles a nivel de un *lazo*, pueden ser extraídas de los elementos de la matriz  $ie\bar{u}(p')\Gamma_\nu^\mu u(p)$ , donde  $\Gamma_\nu^\mu$  está dada por [?]

$$\Gamma_\nu^\mu = F_A(q^2)(\gamma^\mu\gamma_5q^2 - 2m_f\gamma_5q^\mu) + F_1(q^2)\gamma^\mu + F_2(q^2)i\sigma^{\mu\nu}q_\nu + F_3(q^2)\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\gamma_\nu \quad (2.9)$$

Con  $q = p' - p$ , el 4-momento del bosón de norma. Bajo estos elementos de matriz,  $ie\bar{u}(p')\Gamma_\nu^\mu u(p)$ , donde  $F_1$  y  $F_2$  son funciones desconocidas de  $q^2$  llamados *factores de forma*. Para ordenes bajos,  $F_1 = 1$  y  $F_2 = 0$ . En principio, los factores de forma pueden ser calculados para algún orden en teoría de perturbaciones. Así,  $F_1$  y  $F_2$  contienen información completa acerca de la influencia de un campo de interacción que actúe sobre alguna partícula en especial, esto es, en particular, contiene la información de crecimiento de carga eléctrica de la partícula y los acoplamientos magnéticos. Sobre estos puntos, se pueden hacer calculos completos a correcciones de orden superior para los factores de forma, se renormaliza y se examinan sus efectos.

Se pueden usar argumentos generales para restringir la forma de  $\Gamma_\nu^\mu(p', p)$ . Para ordenes de bajo nivel,  $\Gamma_\nu^\mu = \gamma^\mu$ . En general,  $\Gamma_\nu^\mu$  es una expresión que involucra a  $p$ ,  $p'$ ,  $\gamma^\mu$ , y constantes tales como  $m$ ,  $e$ , y números puros. Esta lista es exhaustiva, así que no hay objetos definidos que aparecen en las reglas de Feynman para la evaluación de los diagramas que contribuyen a  $\Gamma_\nu^\mu$ . otros objetos que tal vez puedan aparecer en alguna teoría es  $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  (o equivalente,  $\gamma^5$ ), pero este ha sido olvidado en algunas teorías de conservación de *paridad*.

Los diferentes acoplamientos para el axiglúon pueden ser ilustrados en los siguientes diagramas de Feynman los cuales se toman a nivel de un lazo y considerando el modelo del axiglúon mínimo.

De izquierda a derecha, los vertices utilizados estan definidos como:

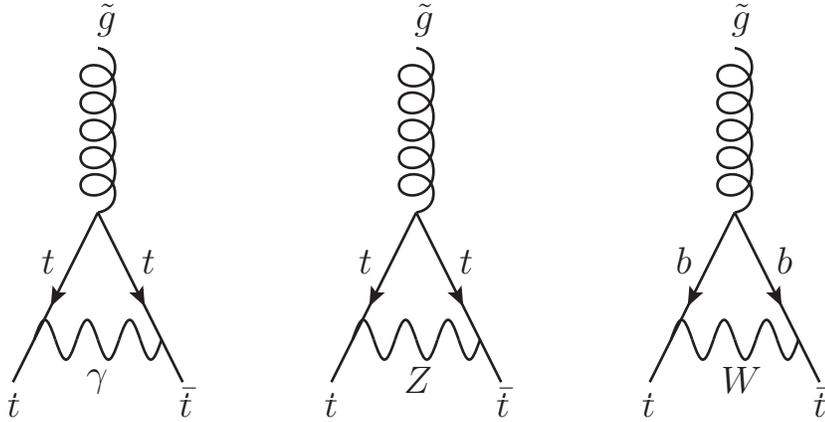


Figura 2.2: Diagramas de Feynman para los diferentes acoplamientos del quark top

$$\Lambda_1 = 0, \quad (2.10)$$

$$\Lambda_2 = ig_a \left[ \tilde{F}_1 \gamma_5 \gamma_\mu + i \frac{\tilde{F}_2}{2m_t} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right], \quad (2.11)$$

$$\Lambda_3 = g_s \gamma_5 \gamma_\mu \quad (2.12)$$

donde se han denotado a  $\tilde{F}_1$  y  $\tilde{F}_2$  como los respectivos factores de forma para la corrección radiativa para el axigluón. Los cuales serán utilizados más adelante para el cálculo posterior[?].



# Capítulo 3

## El proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ mediado por correcciones del Axigluón

### 3.1. Proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ en el Modelo Estándar

La reacción  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  es un subproceso de gran estudio dentro de procesos hadrónicos, por lo que es muy importante dentro del marco de la física de altas energías. Este es fundamental para el entendimiento de las reacciones con posibles efectos de nueva física en colisiones  $p\bar{p}$  (Tevatron) o  $pp$  (LHC), los cuales requieren el uso de máquinas con un alto grado de calibración y eficiencia de respuesta. En los experimentos CDF y DO en el Tevatron, la producción de  $t\bar{t}$  fue más frecuente vía  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ . A continuación la amplitud cuadrada del proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  es calculada, incluyendo las contribuciones del axigluón. En esta sección se calcula además la sección eficaz para  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ . El elemento de matriz invariante total es la magnitud cuadrada dada de la siguiente manera:

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_g + \mathcal{M}_{\tilde{g}}|^2 \quad (3.1)$$

donde se ha denotado  $\mathcal{M}_g$  la amplitud invariante para el caso del gluón para parámetros dictados bajo el Modelo Estándar, mientras que  $\mathcal{M}_{\tilde{g}}$  denota la amplitud invariante para el caso del axigluón. La amplitud invariante total puede ser desallorrada finalmente como

$$|\mathcal{M}|^2 = \mathcal{M}_g^\dagger \mathcal{M}_g + \mathcal{M}_{\tilde{g}}^\dagger \mathcal{M}_{\tilde{g}} + \mathcal{M}_{\tilde{g}}^\dagger \mathcal{M}_g + \mathcal{M}_g^\dagger \mathcal{M}_{\tilde{g}} \quad (3.2)$$

donde el primer término corresponde únicamente a la contribución de gluón, el segundo al axigluón y los términos restantes son las interferencias. Con

esta información, se prosigue a calcular cada una de las amplitudes citadas en la ecuación anterior, donde se estudiará cada contribución en apartados diferentes.

### 3.1.1. Amplitud invariante $\mathcal{M}_g$

Usando las reglas de Feynman se puede construir el diagrama del proceso, y de esa manera escribir la amplitud para el proceso respectivo  $|\mathcal{M}_g|^2$ :

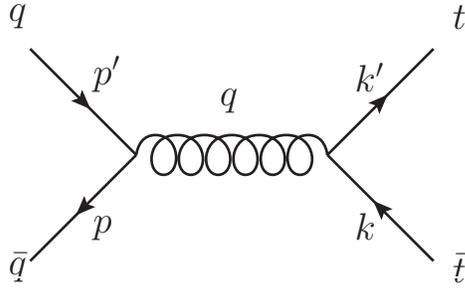


Figura 3.1: Diagrama de Feynman del proceso estándar

$$-i\mathcal{M}_g(q(p)q(p') \rightarrow t(k)t(k')) = \frac{ig_s^2}{q^2}(\bar{v}(p')\gamma^\mu u(p))(\bar{u}(k)\gamma_\mu v(k')) \quad (3.3)$$

Esta respuesta para la amplitud  $\mathcal{M}_g$  es simple, pero aun no es ilustrativa. Para calcular la sección eficaz diferencial, se necesita una expresión para  $|\mathcal{M}_g|^2$ , de esta manera se debe encontrar el complejo conjugado de  $\mathcal{M}_g$ . Un producto de bi-spinores tal como  $\bar{v}\gamma^\mu u$  puede ser complejo conjugado como sigue:

$$(\bar{v}\gamma^\mu u)^* = u^\dagger(\gamma^\mu)^\dagger(\gamma^0)^\dagger v = u^\dagger\gamma^0\gamma^\mu v = \bar{u}\gamma^\mu v$$

De esta manera se tiene que :

$$i\mathcal{M}_g^\dagger = \frac{ig_s^2}{q^2}(\bar{u}(p)\gamma^\mu v(p'))(\bar{v}(k')\gamma_\mu v(k)) \quad (3.4)$$

Así, el elemento resultante como matriz cuadrada esta dada por:

$$|\mathcal{M}_g|^2 = \frac{g_s^4}{q^4}(\bar{v}(p')\gamma^\mu u(p)\bar{u}(p)\gamma^\nu v(p'))(\bar{u}(k)\gamma_\mu v(k')\bar{v}(k')\gamma_\nu u(k)) \quad (3.5)$$

En este punto aún no se ha especificado en particular a algún spinor  $u^s(p)$ ,  $\bar{v}^{s'}(p')$ , el cual corresponde a algún estado del spin deseado de los fermiones. En los experimentos actuales, sin embargo, esto es difícil, pero no imposible, tener el control sobre los estados del spin; uno tendría que preparar el estado inicial de materiales polarizados y/o analizar los estado finales usando procesos múltiples que dependan del spin. La expresión para  $|\mathcal{M}_g|^2$  se simplifica considerablemente cuando se manipula de alguna manera con la información del spin. Particularmente, la suma de los spines puede ser interpretada usando las relaciones de completos

$$\sum_s u^s(p)\bar{u}^s(p) = \not{p} + m, \quad \sum_s v^s(p)\bar{v}^s(p) = \not{p} - m$$

Trabajando con la primera mitad de la ec.3.5 y escribiendo los índices de los spines se puede libremente mover  $v$  cerca de  $\bar{v}$  y obtener así

$$\begin{aligned} \sum_{s,s'} \bar{v}_a^{s'}(p')\gamma_{ab}^\mu u_b^s(p)\bar{u}_c^s(p)\gamma_{cd}^\nu v_d^{s'}(p') &= (\not{p}' - m)_{da}\gamma_{ab}^\mu (\not{p} + m)_{bc}\gamma_{cd}^\nu \\ &= Tr[(\not{p}' - m)\gamma^\mu (\not{p} + m)\gamma^\nu] \end{aligned}$$

De la misma manera, evaluando la segunda mitad de la ec.3.5 se obtiene la simplificación deseada en términos de trazas

$$\frac{1}{4} \sum_s |\mathcal{M}|^2 = \frac{g_s^4}{4q^4} Tr[(\not{p}' - m_q)\gamma^\mu (\not{p} + m_q)\gamma^\nu] Tr[(\not{k}' + m_t)\gamma_\mu (\not{k}' - m_t)\gamma_\nu] \quad (3.6)$$

Ahora, evaluando parte por partes los elementos de la matriz cuadrada, ec.3.6, la traza para el quark  $q$  es

$$Tr[(\not{p}' - m_q)\gamma^\mu (\not{p} + m_q)\gamma^\nu] = 4[p'^\mu p^\nu + p'^\nu p^\mu - g^{\mu\nu}(p \cdot p' + m_q^2)].$$

Los términos con un solo factor de  $m$  desaparecen, ya que contienen un número impar de matrices gama. Similarmente, la traza asociada al quark top resulta ser igual a:

$$Tr[(\not{k}' + m_t)\gamma_\mu (\not{k}' - m_t)\gamma_\nu] = 4[k'_\mu k'_\nu + k'_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' + m_t^2)].$$

Así, finalmente se obtiene para  $|\mathcal{M}_g|^2$  la siguiente expresión

$$\frac{1}{4} |\mathcal{M}_g|^2 = \frac{8g_s^4}{q^4} \left[ m_q^2(k \cdot k') + (k \cdot p')(k' \cdot p) + (k \cdot p)(k' \cdot p') + 2m_q^2 m_t^2 + m_t^2(p \cdot p') \right] \quad (3.7)$$

Puesto que se consideran pares de quark top en el estado final, y además puesto que los hadrones están constituidos principalmente por quarks del tipo  $u$  y  $d$ , el límite de masas  $m_q = 0$  resulta una buena aproximación. Es así que simplificando términos semejantes, se puede obtener un simple resultado

$$\frac{1}{4}|\mathcal{M}_g|^2 = \frac{8g_s^4}{q^4} \left[ (k \cdot p')(k' \cdot p) + (k \cdot p)(k' \cdot p') + m_t^2(p \cdot p') \right] \quad (3.8)$$

Para obtener una fórmula más explícita se debe especificar en particular un marco de referencia y expresar los vectores  $p$ ,  $p'$ ,  $k$ ,  $k'$ , y  $q$  en términos de variables cinemáticas básicas (energías y ángulos) en ese marco de referencia. En la práctica, el marco de referencia puede ser escogido directamente al dar las condiciones experimentales. Es usual expresar amplitudes  $\mathcal{M}$  en términos de variables que hacen más fácil aplicar relaciones eficaces. Para procesos de 2 cuerpos  $\rightarrow$  2 cuerpos se puede definir tres nuevas cantidades, las variables de *Mandelstam*.

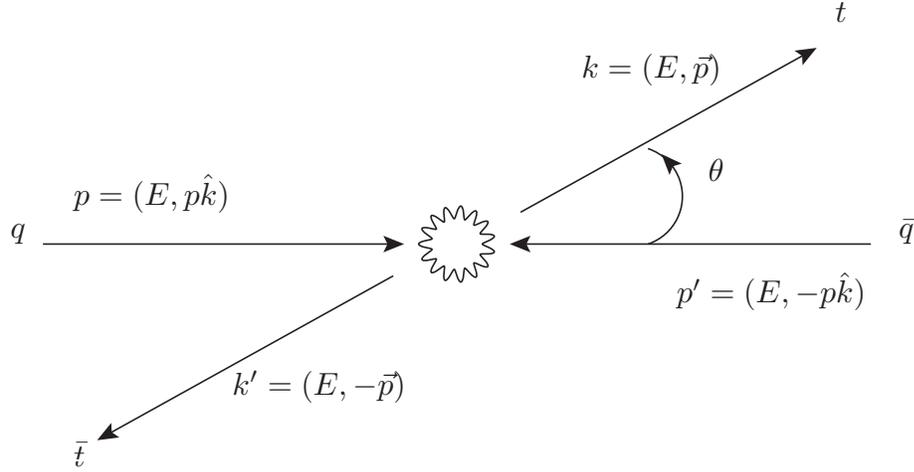


Figura 3.2: En la fig. se ilustra el proceso cinemático, cabe mencionar que se muestra la distribución y preferencia del top quark de acuerdo al eje del haz de colisión, el cual coincide con la del quark y anti-quark entrantes.

Ahora, sean las partículas de momento  $p_1 = p$  y  $p_2 = p'$ , cuyas correspondientes masas son  $m_1 = m_q$  y  $m_2 = m_q$ . Estas partículas colisionan de manera frontal y producen las partículas de momento  $p_3 = k$  y  $p_4 = k'$  y masas

$m_3 = m_t$  y  $m_4 = m_t$ , las cuales corresponden a las masas de los quarks top. Entonces, de acuerdo al diagrama de la fig.3.3, los productos escalares no permitirán definir las variables de Mandelstam como

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ &= m_q^2 + 2E_1E_2 - 2p_1 \cdot p_2 + m_q^2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} t &= (p_1 + p_3)^2 = (p_2 + p_4)^2 \\ &= m_q^2 + 2E_1E_3 - 2p_1 \cdot p_3 + m_t^2 \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} u &= (p_1 + p_4)^2 = (p_2 + p_3)^2 \\ &= m_q^2 + 2E_1E_4 - 2p_1 \cdot p_4 + m_t^2 \end{aligned} \quad (3.11)$$

las cuales satisfacen la siguiente relación [?] [?]

$$s + t + u = 2m_q^2 + 2m_t^2 \quad (3.12)$$

Ahora, teniendo en cuenta las variables de Mandelstam arriba mencionadas, se proponen las siguientes *relaciones de recurrencia* en términos de productos escalares de 4-momentos:

$$p_2 \cdot p_2 = m_t^2, \quad p_1 \cdot p_1 = m_q^2, \quad (3.13)$$

$$p_3 \cdot p_3 = m_t^2, \quad p_4 \cdot p_4 = m_t^2, \quad (3.14)$$

$$p_2 \cdot p_1 = (s - 2m_q^2)/2, \quad p_4 \cdot p_3 = (s - 2m_t^2)/2, \quad (3.15)$$

$$p_3 \cdot p_1 = -(t - m_q^2 - m_t^2)/2, \quad p_4 \cdot p_2 = -(t - m_q^2 - m_t^2)/2, \quad (3.16)$$

$$p_4 \cdot p_1 = -(u - m_q^2 - m_t^2)/2, \quad p_3 \cdot p_2 = -(u - m_q^2 - m_t^2)/2, \quad (3.17)$$

$$q \cdot q = q^2 = s; \quad (3.18)$$

Una vez hecho esto, el resultado de la ec. 3.7 puede ser escrito en términos de las variables de Mandelstam como sigue

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} |\mathcal{M}_g|^2 &= \frac{g_s^4}{4s^2} \left[ 16m_q^2 (s - 2m_t^2) + 16m_t^2 (s - 2m_q^2) \right. \\ &\quad \left. + 8 (m_q^2 + m_t^2 - t)^2 + 8 (m_q^2 + m_t^2 - u)^2 + 64m_q^2 m_t^2 \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

Trabajando en el límite de masas, es decir, haciendo  $m_q \rightarrow 0$  y  $m_t \rightarrow 0$ , se reproduce efectivamente el calculo de la ec.(5,70) de la ref. [?], quedando así

$$\frac{1}{4}|\mathcal{M}_g|^2 = \frac{2g_s^4(t^2 + u^2)}{s^2} \quad (3.20)$$

Regresando a la ecuación 3,22, una de las variabes puede sustituirse en este caso mediante el cambio  $u = 2m_q^2 + 2m_t^2 - s - t$ , y además se introduce la siguiente parametrización del acomplamiento fuertes  $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ , es así que reescribiendo la expresión se obtiene

$$\frac{1}{4}|\mathcal{M}_g|^2 = \frac{64\pi^2\alpha_s^2}{9s^2} \left[ 2 \left( t (s - 2(m_q^2 + m_t^2)) + (m_q^2 + m_t^2)^2 + t^2 \right) + s^2 \right] \quad (3.21)$$

### 3.1.2. Sección eficaz

Los experimentos que prueban el comportamiento de partículas elementales especialmente en el régimen relativista, son experimentos de dispersión. Una colisión de dos haces de partículas con un momento bien definido, los estados finales particulares pueden ser definidos en términos de *secciones eficaces*. La sección eficaz es una cantidad que es intrínseca en la colisión de partículas, y por lo tanto permite la comparación de dos experimentos diferentes con diferentes tamaños de haces e intensidades. Probabilidades de reacciones nucleares pueden ser expresadas en *areas efectivas*, conocidas como secciones eficaces ( $\sigma$ , medidas en barns omilibarns) y usadas para describir resultados totales de reacciones en perdidas de energía en emisiones de partículas o de distribuciones parciales de las mismas. En otras palabras, secciones eficaces diferenciales, tales como  $d\sigma/dE$  ( en mb/MeV) y  $d\sigma/d\theta$ (mb/radian), son usadas generalmente en el estudio de distribuciones de energía y distribuciones parciales de las partículas emitidas.

Las distribuciones angulares(espaciales) pueden ser descritas en términos de  $d\sigma/d\Omega$ , donde el elemento de volumen espacial  $d\Omega$  tiende a ser el ángulo solido expresado en steradianes(str). Por último, el uso de otras cantidades para expresar las secciones diferenciales parciales o totales se ha hecho cada vez más popular, por ejemplo, la *rapidity* lleo a ser primeramente usada en la física de partículas aproximadamente veinte años atras y ha tenido un crecimiento importante en el uso de esta cantidad.

Teniendo en cuenta la siguiente forma para la sección eficaz diferencial para

partículas en estado final:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \frac{1}{2E_1 2E_2 |v_1 - v_2|} \frac{|p_1|}{(2\pi)^2 4E_{cm}} |\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_3, p_4)|^2$$

En términos de las variables de Mandelstam, la sección eficaz diferencial es expresada comunmente como [?]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|p_3|}{|p_1|} |\mathcal{M}|^2 \quad (3.22)$$

donde  $d\Omega_{cm} = \sin\theta d\theta d\phi$  y

$$|p_1| = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{s^2 - 2(m_1^2 + m_2^2)s + (m_1^2 - m_2^2)^2}$$

$$|p_3| = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{s^2 - 2(m_3^2 + m_4^2)s + (m_3^2 - m_4^2)^2}$$

.

### 3.1.3. Sección eficaz diferencial $d\sigma/dt$

La *sección eficaz diferencial* para dos cuerpos puede ser expresada en terminos de la variable  $t = m_q^2 + m_{\bar{t}}^2 - E_1 E_3 + 2|p_1||p_3|\cos\theta$ , de la siguiente manera:

$$dt = 2|p_1||p_3|d\cos\theta = 2|p_1||p_3|\frac{d\Omega_{cm}}{2\pi}$$

La cual resulta ser igual a[?]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s} \frac{1}{|p_{1cm}|^2} |\mathcal{M}|^2 \quad (3.23)$$

en donde en el sistema de centro de masa

$$t = (E_{1cm} - E_{3cm})^2 - (p_{1cm} - p_{3cm})^2 - 4p_{1cm}p_{3cm}\sin^2(\theta_{cm}/2)$$

con  $\theta_{cm}$  en ángulo entre las partículas uno y tres. Por otro lado, las energías en el centro de masas y los momentos de las partículas salientes o resutantes son

$$E_{1cm} = \frac{s}{2\sqrt{s}}, \quad E_{2cm} = \frac{s}{2\sqrt{s}} \quad (3.24)$$

Con esto, los momentos para las partículas resultan ser

$$p_{icm} = \sqrt{E_{icm} - m_i^2}; \quad p_{1cm} = \frac{p_{1lab}m_q}{\sqrt{2}} \quad (3.25)$$

donde el prefijo *lab* se refiere al marco de referencia cuando las partículas uno y dos están en reposo.

### 3.1.4. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d\cos\theta$

Ahora, teniendo en cuenta de que la sección eficaz puede ser expresada en términos de las variables que se requiera, podemos expresarla también en términos de ángulos radiales, y variables escalares como lo es la *rapidity*, la expresión resultante para la sección eficaz en terminos del coseno del ángulo teniendo en cuenta que  $dt = 2|p_1||p_3|d\cos\theta$  resulta que

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{2|p_1||p_3|d\cos\theta} |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{64\pi s} \frac{1}{|p_{1cm}|^2} |\mathcal{M}|^2 \quad (3.26)$$

Por lo tanto:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{1}{32\pi s} \frac{|p_3|}{|p_1|} |\mathcal{M}|^2 \quad (3.27)$$

Ahora, se tiene una expresión diferencial para la dispersión radial en torno al centro de masas de la colisión, el resultado de la ec.3.19 queda expresado en términos del ángulo radial como :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha_s^2}{9s^2} \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{s}} \left( 4(m_q^2 + m_t^2) + s \cos^2(\theta) + s \right) \quad (3.28)$$

Ahora, para expresar el resultado anterior en términos de la energía del centro de masa, se hace un cambio de  $s$  por  $(\sqrt{s})^2$ , quedadando nuestro resultado

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha_s^2}{9(\sqrt{s})^4} \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{(\sqrt{s})^2}} \left( 4(m_q^2 + m_t^2) + (\sqrt{s})^2 \cos^2(\theta) + (\sqrt{s})^2 \right) \quad (3.29)$$

Finalmente, despues de integrar respecto al ángulo theta en el rango  $0 < \theta < \pi$ , resulta la siguiente expresión:

$$\sigma = \frac{\pi^2\alpha_s^2\sqrt{s}}{18(\sqrt{s})^6} \sqrt{(\sqrt{s})^2 - 4m_t^2} (8m_t^2 + 3(\sqrt{s})^2) \quad (3.30)$$

### 3.1.5. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d\Delta y$

Otra manera para expresar la sección eficaz diferencial consiste en expresarla en términos de la cantidad escalar denominada *rapidity*, la cual se ha definido ya en el capítulo anterior como:

$$y_t = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_t + p_t}{E_t - p_t}\right)$$

Por otro lado, el cambio en la rapidity en términos del ángulo  $\theta$  [?], esta dado por

$$\Delta y = 2 \operatorname{arctanh}\left(\sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{s}} \cos\theta\right) \quad (3.31)$$

Para obtener una expresión de  $|\mathcal{M}_g|^2$  en términos de  $\Delta y$ , se puede hacer una sustitución directa en la ec. 3.27, esto es expresado en términos del  $\cos\theta$ , [ver ec.3.29]. Sin embargo, se puede tratar a  $\Delta y$  como una función continua, entonces por simples teoremas de cálculo elemental, es derivable, quedando una expresión de la forma:

$$d\Delta y = \frac{2\sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{s}} d\cos\theta}{1 - \cos^2\theta\left(1 - \frac{4m_t^2}{s}\right)}, \quad (3.32)$$

ahora bien, obteniendo el recíproco de cada lado de la ecuación anterior y multiplicando ambos lados por  $d\sigma$ , se obtiene que

$$\frac{d\sigma}{d\Delta y} = \frac{1 - \cos^2\theta\left(1 - \frac{4m_t^2}{s}\right)}{2\sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{s}}} \frac{d\sigma}{d\cos\theta}, \quad (3.33)$$

donde la sección eficaz en términos de la rapidity queda expresada en términos de la diferencia de las rapidities del top y el anti-top, ec.3.29;

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Delta y} &= \frac{\pi\alpha_s^2}{18(\sqrt{s})^4((\sqrt{s})^2 - 4m_t^2)} \times \\ & \operatorname{sech}^4\left(\frac{\Delta y}{2}\right) (\cosh(\Delta y)) ((\sqrt{s})^4 - 8m_t^4) - 8m_t^4. \end{aligned} \quad (3.34)$$

### 3.2. Estudio del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ a nivel de un lazo con el Axigluón

De manera similar a lo que se ha hecho hasta ahora, se obtiene la amplitud al cuadrado de lo que denotaremos por  $\mathcal{M}_{\tilde{g}}$ . Ilustrando el diagrama de Feynman para este caso en la fig.3.3.

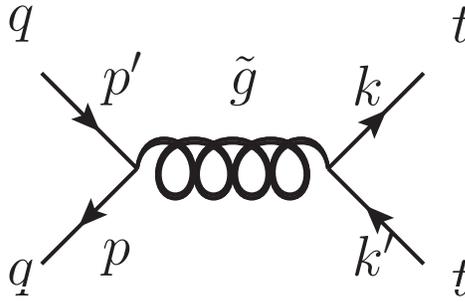


Figura 3.3: Diagrama de Feynman del proceso con el axigluón como intermediario

Se prosigue de manera similar que en la sección anterior para calcular la amplitud de dispersión invariante del axigluón, la cual se ha denotado como  $\mathcal{M}_{\tilde{g}}$ . La diferencia importante en este caso es que aquí se debe tener cuidado con los vértices utilizados, los cuales corresponden a la correcciones radiativas del axigluón a par de quarks top [ver capítulo anterior, sección 2.5]. Estos acoplamientos se deben de manejar con sumo cuidado, también note que existe una diferencia importante en el propagador, ya que en este caso las respectivas contribuciones son proporcionales a [?]:

$$\frac{s - m_g^2}{(s - m_g^2)^2 + \Gamma_a^2 m_g^2} \quad (3.35)$$

donde  $\Gamma_a$  es la anchura del axigluón. Este factor proviene del propagador de Breit-Wigner, el cual para nuestro caso se generaliza de la siguiente forma:

$$\Delta_{\mu\nu} = \frac{(s - m_g^2 + i\Gamma m_g)}{\Gamma^2 m_g^2 + (s - m_g^2)^2} \left[ \frac{(p + p')_\mu (p + p')_\nu}{m_g^2} - g_{\mu\nu} \right] \quad (3.36)$$

Usando las correspondientes reglas de Feynman, se puede construir el diagrama del proceso y escribir la amplitud  $\mathcal{M}_{\tilde{g}}$  para el proceso, tal como se

### 3.2 Estudio del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ a nivel de un lazo con el Axigluón

hizo para el gluón: Dibijo

$$-i\mathcal{M}_{\tilde{g}}(q(p)q(p') \rightarrow t(k)t(k')) = i(\bar{v}(p')g_a\gamma^5\gamma^\mu u(p))\Delta_{\mu\nu}(\bar{u}(k)\Gamma_\nu v(k')) \quad (3.37)$$

Donde  $\Gamma_\mu$ , es la función vértice con correcciones radiativas y que se va utilizar, este tiene la siguiente forma [?]

$$\Gamma_\mu = ig_a \left[ \tilde{F}_1 \gamma_5 \gamma_\mu + i \frac{\tilde{F}_2}{2m_t} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] \quad (3.38)$$

se prosigue con el método utilizado para gluón, pero primero se obtiene el traspuesto conjugado de  $\mathcal{M}_{\tilde{g}}$ , el cual tiene la siguiente forma

$$i\mathcal{M}_{\tilde{g}}^\dagger = i(\bar{u}(p)g_a\gamma^5\gamma^\beta v(p'))\Delta_{\alpha\beta}(\bar{v}(k')\Gamma_\alpha^\dagger v(k)) \quad (3.39)$$

Con

$$\Delta_{\alpha\beta} = \frac{(s - m_g^2 - i\Gamma m_g)}{\Gamma^2 m_g^2 + (s - m_g^2)^2} \left[ \frac{(p + p')_\alpha (p + p')_\beta}{m_g^2} - g_{\alpha\beta} \right] \quad (3.40)$$

donde

$$\Gamma_\alpha^\dagger = -ig_a \left[ \tilde{F}_1^* \gamma_\alpha \gamma_5 - i \frac{\tilde{F}_2^*}{2m_t} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta \right] \quad (3.41)$$

con  $\tilde{F}_1^*$  y  $\tilde{F}_2^*$  las partes conjugadas complejas de los factores de forma. Así, el elemento resultante como matriz cuadrada invariante esta dada por:

$$\frac{1}{4} |\mathcal{M}_{\tilde{g}}|^2 = (\bar{v}(p')g_a\gamma^5\gamma^\mu u(p)\bar{u}(p)g_a\gamma^5\gamma^\beta v(p'))(\bar{u}(k)\Gamma_\nu v(k')\bar{v}(k')\Gamma_\alpha^\dagger u(k))\Delta_{\mu\nu}\Delta_{\alpha\beta} \quad (3.42)$$

Trabajando y escribiendo los índices de los spines se obtener asi que:

$$\frac{1}{4} \sum_s |\mathcal{M}_{\tilde{g}}|^2 = Tr[(\not{p}' - m_q)g_a\gamma^5\gamma^\mu(\not{p} + m_q)g_a\gamma^5\gamma^\beta] Tr[(\not{k}' + m_t)\Gamma_\nu(\not{k}' - m_t)\Gamma_\alpha]\Delta_{\mu\nu}\Delta_{\alpha\beta} \quad (3.43)$$

Ahora, teniendo en cuenta la expresión anterior, se escribe el resultado en términos de las variables de Mandelstam, esto es utilizar las relaciones con los productos escalares mencionadas en la subsección anterior, además de que se. Adicionalmente, se realizan los cambios  $u = 2m_q^2 + 2m_t^2 - s - t$  y  $g_a = \sqrt{4\pi\alpha_a}$ ,

esto se hace ya que los resultados al evaluar las trazas anteriores son relaciones demasiado complicadas y extensas, de esta manera, el resultado es

$$\begin{aligned} \frac{1}{4 * 9} |\mathcal{M}_{\tilde{g}}|^2 &= \frac{1}{9m_g^4 m_t^2 \left( \Gamma^2 m_g^2 + (m_g^2 - s)^2 \right)} \\ &\quad 32\pi^2 \alpha_a^2 \left[ 2\tilde{F}_1 \tilde{F}_1^* m_t^2 [m_g^4 (2m_q^4 + 4m_q^2 (5m_t^2 - s - t) + 2m_t^4 \right. \\ &\quad - 4m_t^2 (s + t) + s^2 + 2st + 2t^2) - 16m_g^2 m_q^2 m_t^2 s + 8m_q^2 m_t^2 s^2] \\ &\quad \left. + \tilde{F}_2 \tilde{F}_2^* m_g^4 s [-m_q^4 + 2m_q^2 (t - 3m_t^2) - m_t^4 + 2m_t^2 (s + t) - t(s + t)] \right] \end{aligned} \quad (3.44)$$

### 3.2.1. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d\cos\theta$

Tomando en cuenta la ecuación 3.27 de la sección anterior, se hace algo análogo y se obtiene la expresión para la sección eficaz diferencial radial, la cual queda expresada de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} &= \frac{\pi \alpha_a^2 s \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{s}}}{36m_t^2 s (\Gamma^2 m_g^2 + (m_g^2 - s)^2)} \times \\ &\quad \left[ s \cos^2(\theta) (4\tilde{F}_1 \tilde{F}_1^* m_t^2 - \tilde{F}_2 \tilde{F}_2^* s) + 4\tilde{F}_1 \tilde{F}_1^* m_t^2 (s - 4m_t^2) \right. \\ &\quad \left. + \tilde{F}_2 \tilde{F}_2^* s (4m_t^2 + s) \right] \end{aligned} \quad (3.45)$$

En términos de la energía del centro de masa, se reemplaza  $s$  por  $(\sqrt{s})^2$  lo que conduce a la siguiente expresión

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} &= \frac{\pi \alpha_a^2 \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{(\sqrt{s})^2}}}{36m_t^2 (\Gamma^2 m_g^2 + (m_g^2 - (\sqrt{s})^2)^2)} \times \\ &\quad \left[ (\sqrt{s})^2 \cos^2(\theta) (4\tilde{F}_1^2 m_t^2 - \tilde{F}_2^2 (\sqrt{s})^2) + 4m_t^2 (\sqrt{s})^2 (\tilde{F}_1^2 + \tilde{F}_2^2) \right. \\ &\quad \left. - 16\tilde{F}_1^2 m_t^4 + \tilde{F}_2^2 (\sqrt{s})^4 \right] \end{aligned} \quad (3.46)$$

eq:3.15 Finalmente, después de integrar con respecto a el ángulo  $\theta$  en el rango  $0 < \theta < \pi$ , se obtiene la sección eficaz total mediada por el axiglución.

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\pi \alpha_a^2 (4m_t^2 - (\sqrt{s})^2)}{2304m_t^2 (\sqrt{s})^4 (\Gamma^2 m_g^2 + (m_g^2 - (\sqrt{s})^2)^2)} \times \\ &\quad \left[ 4\tilde{F}_1^2 m_t^2 (8m_t^2 - (\sqrt{s})^2 - 2s) + \tilde{F}_2^2 s (-8m_t^2 + (\sqrt{s})^2 - 2s) \right] \end{aligned} \quad (3.47)$$

### 3.3 Términos de interferencia. Aportaciones a la Asimetría $A_{FB}$ 47

#### 3.2.2. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d\Delta y$

se puede obtener la contribución a la eficaz diferencial del axiglúon, pero en terminos de la diferencia de las rapidity del top y el anti-top. El procedimiento es identico al que se ilustra para el gluón, es asi que obtenemos lo siguiente:

$$\frac{d\sigma}{d\Delta y} = \frac{\alpha_a^2(\sqrt{s})^2 \operatorname{sech}^2\left(\frac{\Delta y}{2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{(\sqrt{s})^2}}}{2304m_t^2(\sqrt{s})^4(\Gamma^2 m_g^2 + (m_g^2 - s)^2)} \times \left[ \frac{s \tanh^2\left(\frac{\Delta y}{2}\right)(4\tilde{F}_1^2 m_t^2 - \tilde{F}_2^2 s)}{1 - \frac{4m_t^2}{(\sqrt{s})^2}} + 4\tilde{F}_1^2 m_t^2 (s - 4m_t^2) + \tilde{F}_2^2 s (4m_t^2 - s) \right] \quad (3.48)$$

### 3.3. Términos de interferencia. Aportaciones a la Asimetría $A_{FB}$

Tal como se vio anteriormente, con las amplitudes calculadas y sus respectivas traspuestas conjugadas, se obtienen las amplitudes al cuadrado para los procesos ya antes mencionados. Ahora, se calcula bajo la misma secuencia de antes las respectivas interferencias, comunmente conocido como término de interferencia, este término es de mucho interes, ya que aquí se tienen cosas de interes a estudiar como la Asimetría *atras- adelante*,  $A_{FB}$ .

Se construye el diagrama de Feynman respectivo para dicha interferencia Se

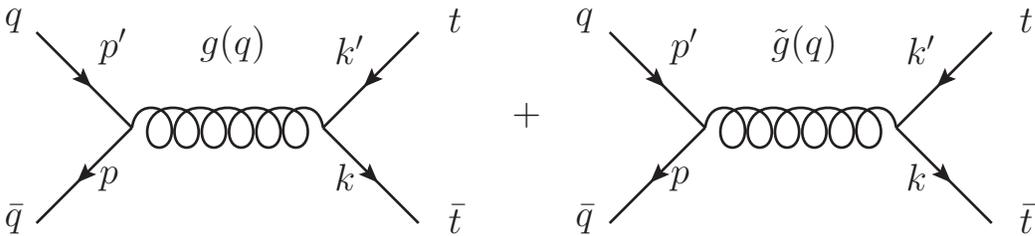


Figura 3.4: Diagrama de Feynman para la interferencia

había mencionado que la amplitud invariante al cuadrado esta definida de acuerdo a la ec.3.2, donde ahora nuestro término de interés es el que se define como

$$\mathcal{M}_g \mathcal{M}_g^\dagger + \mathcal{M}_{\tilde{g}} \mathcal{M}_{\tilde{g}}^\dagger \quad (3.49)$$

De los calculos realizados en las secciones anteriores, se puede notar que practicamente se tiene las diferentes amplitudes con sus respectivos complejos conjugados, ec.3.3, 3.4, 3.37 y 3.39, los cuales son tomados directamente y se prosigue a calcular por partes, primeramente se tiene que:

$$i\mathcal{M}_g\mathcal{M}_g^\dagger = \frac{ig_s^2}{q^2}(\bar{v}(p')\gamma^\mu u(p))(\bar{u}(k)\gamma_\mu v(k')) * i(\bar{v}(p')g_a\gamma^5\gamma^\beta u(p))\Delta_{\mu\nu}(\bar{u}(k)\Gamma_\alpha^\dagger v(k')) \quad (3.50)$$

el cual después de realizar la suma sobre los indices spinoriales, se tiene el siguiente resultado

$$\frac{1}{4}\mathcal{M}_g\mathcal{M}_g^\dagger = Tr[(\not{p}' - m_q)g_s\gamma^\mu(\not{p} + m_q)g_a\gamma^5\gamma^\beta] * Tr[(\not{k} + m_t)g_s\gamma_\nu(k' - m_t)g_a\Gamma_\alpha] \quad (3.51)$$

ahora, después de sacar las respectivas trazas y evaluandolas, finalmente se obtiene para  $\mathcal{M}_g\mathcal{M}_g^\dagger$  la siguiente expresión

$$\frac{1}{4}\mathcal{M}_g\mathcal{M}_g^\dagger = \frac{2\tilde{F}_1^*g_a^2g_s^2(t-u)(2m_q^2 + 2m_t^2 - t - u)}{s(-m_q^2 + i\Gamma m_q + s)} \quad (3.52)$$

donde  $\tilde{F}_1^*$  es el complejo de conjugado de la función de estructura  $\tilde{F}_1$ , los cuales aparecen directamente en las expresiones.

Por otro lado, para el término  $\mathcal{M}_{\tilde{g}}\mathcal{M}_g^\dagger$  se tiene que

$$i\mathcal{M}_{\tilde{g}}\mathcal{M}_g^\dagger = i(\bar{v}(p')g_a\gamma^5\gamma^\mu u(p))\Delta_{\mu\nu}(\bar{u}(k)\Gamma_\nu v(k')) * \frac{ig_s^2}{q^2}(\bar{u}(p)\gamma^\alpha v(p'))(\bar{v}(k')\gamma_\beta v(k)) \quad (3.53)$$

Nuevamente, después de realizar la respectiva suma sobre los spinores, se obtiene

$$\frac{1}{4}\mathcal{M}_{\tilde{g}}\mathcal{M}_g^\dagger = Tr[(\not{p}' - m_q)g_s\gamma^5\gamma^\mu(\not{p} + m_q)g_a\gamma^\beta] * Tr[(\not{k} + m_t)\Gamma_\nu(k' - m_t)g_a\gamma^\alpha] \quad (3.54)$$

finalmente, al calcular las correspondientes trazas se obtiene que

$$\frac{1}{4}\mathcal{M}_{\tilde{g}}\mathcal{M}_g^\dagger = \frac{2\tilde{F}_1g_a^2g_s^2(t-u)(2m_q^2 + 2m_t^2 - t - u)}{s(s - m_g(m_g + i\Gamma))} \quad (3.55)$$

### 3.3 Términos de interferencia. Aportaciones a la Asimetría $A_{FB}$ 49

Es así que al realizar la suma  $\mathcal{M}_g\mathcal{M}_g^\dagger + \mathcal{M}_{\tilde{g}}\mathcal{M}_g^\dagger$ , se obtiene el resultado completo para la llamada interferencia

$$\frac{1}{4}(\mathcal{M}_g\mathcal{M}_g^\dagger + \mathcal{M}_{\tilde{g}}\mathcal{M}_g^\dagger) = \frac{2g_a^2g_s^2(t-u)(2m_q^2 + 2m_t^2 - t - u)}{s(\Gamma^2m_g^2 + (m_g^2 - s)^2)} \times \left[ -(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_1^*)(m_g^2 - s) + i\Gamma m_g(\tilde{F}_1 - \tilde{F}_1^*) \right] \quad (3.56)$$

Para simplificar aún más las cosas, se hace lo mismo como en los casos anteriores y se reemplaza  $u = 2m_q^2 + 2m_t^2 - s - t$ ,  $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$  y  $g_a = \sqrt{4\pi\alpha_a}$  dentro de la expresión anterior, obteniendo así:

$$\frac{1}{4}(\mathcal{M}_g\mathcal{M}_g^\dagger + \mathcal{M}_{\tilde{g}}\mathcal{M}_g^\dagger) = \frac{32\pi^2\alpha_a\alpha_s(2m_q^2 + 2m_t^2 - s - 2t)}{\Gamma^2m_g^2 + (m_g^2 - s)^2} \times \left[ (\tilde{F}_1 + \tilde{F}_1^*)(m_g^2 - s) - i\Gamma m_g(\tilde{F}_1 - \tilde{F}_1^*) \right] \quad (3.57)$$

Cabe destacar que el factor de forma  $\tilde{F}_2$  y su respectivo complejo conjugado desaparecen de la expresión final para la interferencia, lo cual quiere decir que no existe contribución alguna por parte del factor de forma  $\tilde{F}_2$  de ningún tipo. También cabe mencionar que se está suponiendo que el factor de forma  $\tilde{F}_1$  pertenece a un campo complejo, y es interesante notar que tanto  $\tilde{F}_1$  y  $\tilde{F}_1^*$  contribuyen de una manera especial.

#### 3.3.1. Contribución a la Asimetría

Una manera de saber que este trabajo lleva un buen procedimiento, fue comparar nuestro resultado con trabajos ya publicados. Las amplitudes invariantes ya mencionadas con anterioridad al ser sumadas forman la amplitud invariante total expresada en términos de las variables de Mandelstam, la cual bajo los cambios de variable extras denotados por:  $t_t = t - m_t^2$  y  $u_t = u - m_t^2$  se reproduce casi exactamente el resultado mostrado en la ec. (3) de la ref. [?], obteniendo así

$$\begin{aligned} \frac{1}{4 * 9} |\mathcal{M}| &= \frac{4g_s^4(t_t^2 + u_t^2 + 2sm_t^2)}{9s^2} \\ &+ \frac{4g_a^2g_s^2(t_t - u - t)(t_t + u_t)((\tilde{F}_1 + \tilde{F}_1^*)(m_g^2 - s) - i\Gamma m_g(\tilde{F}_1 - \tilde{F}_1^*))}{9s(\Gamma^2m_g^2 + (s - m_g^2)^2)} \\ &+ \frac{4\tilde{F}_1^*g_a^4(t_t^2 + u_t^2 - 2sm_t^2)}{9(\Gamma^2m_g^2 + (s - m_g^2)^2)} \end{aligned} \quad (3.58)$$

salvo el término adicional que aporta la parte imaginaria del factor de forma  $\tilde{F}_1$ , para obtener el resultado final como en la ref. [?], se toma  $\tilde{F}_1 = 1$ .

Por otra lado, en el capítulo anterior ya se ha mencionado que es la asimetría, particularmente se ha puesto atención a la asimetría atras-adelante,  $A_{FB}$  [ver ec. 2.1].

Anteriormente ya han sido calculadas las respectivas secciones eficaces totales para los procesos donde las partículas intermediarias son el gluón y el axigluón, adicionalmente, se puede proponer una cantidad de la siguiente manera

$$f_{FB} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\mathcal{M}_g \mathcal{M}_g^\dagger + \mathcal{M}_{\tilde{g}} \mathcal{M}_{\tilde{g}}^\dagger) d\theta - \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} (\mathcal{M}_g \mathcal{M}_g^\dagger + \mathcal{M}_{\tilde{g}} \mathcal{M}_{\tilde{g}}^\dagger) d\theta$$

El cual, dentro de nuestro cálculo, resulta tener la siguiente forma

$$f_{FB} = \frac{4\pi\alpha_a\alpha_s\sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{(\sqrt{s})^2}} Re\tilde{F}_1(\sqrt{s})^2 - m_g^2(\Gamma Im\tilde{F}_1 + Re\tilde{F}_1))}{\Gamma^2 m_g^4 + (m_g^2 - (\sqrt{s})^2)^2} \quad (3.59)$$

Ahora, denotemos una especie de asimetría atras- adelante de la siguiente manera

$$F_{FB} = \frac{f_{FB}}{\sigma_{total} > 0 + \sigma_{total} < 0} \quad (3.60)$$

donde las respectivas secciones eficaces del gluón y el axigluón ya han sido encontradas, teniendo así que

$$F_{FB} = \frac{\frac{4\pi\alpha_a\alpha_s\sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{(\sqrt{s})^2}} Re\tilde{F}_1(\sqrt{s})^2 - m_g^2(\Gamma Im\tilde{F}_1 + Re\tilde{F}_1))}{\Gamma^2 m_g^4 + (m_g^2 - (\sqrt{s})^2)^2}}{\int_0^{\pi/2} \left(\frac{d\sigma_{total}}{d\theta}\right) d\theta + \int_{\pi/2}^{\pi} \left(\frac{d\sigma_{total}}{d\theta}\right) d\theta} \quad (3.61)$$

la cual muestra que existe una aportación muy importante por parte de los factores de forma para la corrección radiativa del axigluón, la cual afecta de manera significativa. No se hace un estudio detallado porque se requiere la implementación del modelo partónico, el cual va más allá y requiere de un estudio más sofisticado y detallado del que se realiza en este trabajo.

# Capítulo 4

## Análisis

Para buscar nueva física en los estados finales  $t\bar{t}, t\bar{t}$  y  $t\bar{t}$  se pueden realizar diferentes análisis basados en modelos teóricos que son extensiones viables del Modelo Estándar, los cuales podrían estar al alcance del LHC, predicen resonancias que se desintegran a  $t\bar{t}$  o  $t\bar{t}$  y se podrán observar en el LHC con la actual luminosidad recogida. Aquí se ha estudiado un proceso en el que interviene únicamente el estado final  $t\bar{t}$ , que son mediados por *gluones*, *axigluones* y *diquarks*[?][?]. Como se ha mencionado, en el presente trabajo se va utilizar una corrección radiativa a nivel de un lazo para el caso de los vértices del axigluón[?], además de que se ha utilizado un propagador de la forma Breit-Wigner[?] [?] para la contribución del axigluón, incluyendo las respectivas interferencias. Este propagador en especial, utiliza la anchura de decaimiento del axigluón la cual depende directamente de su masa, cuyos valores fueron tomados de la ref.[?] y se mostraron en el tabla 2.4 del capítulo dos. Los parámetros para los factores de forma de la respectiva corrección radiativa,  $\tilde{F}_1$  y  $\tilde{F}_2$ , varían de acuerdo a nuestro objetivo de estudio, los valores se mencionan claramente en cada una de las gráficas en las cuales fueron ocupados.

Por conveniencia, las unidades ordinarias son omitidas en la comunidad de física de altas energías y de esta manera han definido un sistema conocido como *sistema de unidades naturales*. En este sistema  $c$ , la ya conocida y denotada velocidad de la luz, es adimensional e igual a uno. Por otro lado, prácticamente las unidades de energía, MeV o GeV, son usadas en la literatura reemplazando las unidades de *SI*.

## 4.1. Sección eficaz total en términos de la energía del centro de masa

El análisis respectivo muestra las dos secciones eficaces correspondientes al gluón y al axigluón obtenidas en este trabajo, la primera forma parte del proceso base en el cual no hay contribuciones de ninguna especie de alguna partícula intermediaria, más que el gluón. Mientras que la segunda nos describe posibles efectos de nueva física asociado con el escenario del axigluón, el cual se definió en el capítulo anterior. Antes que nada se debe hacer una especificación, en el proceso base no se hace uso de correcciones radiativa, no hay necesidad, mientras que en el modelo propuesto la única corrección esta asociada con el para de top's, la cual ya fue mencionada anteriormente con intermediario en el proceso, el axigluón.

La sección eficaz ya reportada anteriormente para el proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  base, esta dada por la expresión 3.30 mencionada en el capítulo tres. Puesto que la anchura de decaimiento del axigluón depende de la masa de este bosón, particularmente se ha reportado el valor  $\Gamma = 0,1m_g[?]$ . De esta manera se muestra el gráfico respectivo de la sección eficaz en función de la energía del centro de masa  $\sqrt{s}$ , además además el valor de los parámetros ocupados se han especificado claramente donde en este caso para la masa del quark top se ha elegido,  $m_t = 175$  GeV, mientras que para la energía del centro de masa se hace correr en un rango de  $200 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 1500 \text{ GeV}$  y la constante de acoplamiento fuerte del vertice de los quarks  $\alpha_s = 0.1$ . El resultado se muestra en la grafica de la fig.??.

Cabe mencionar que se trata del proceso primario, es decir, que es necesario incluir el modelo partónico para poder realizar predicciones mas certeras para su estudio en el LHC u otros colisionadores hadrónicos. Además, como mencionamos anteriormente, no hay correcciones radiativas a ningún orden y donde la partícula intermediaria dentro del proceso es el gluón, en el cuál se muestra que a energías superiores cercanas a la suma de las masas de los pares de quarks top, es decir, tal como en nuestro caso, a energías cercanas los 350 GeV, la sección eficaz crece rapidamente mostrando así que la producción de pares de quark top. Mientras que a energías muy superiores decrece suavemente, mostado una disminución de pares de producción. A energías menores de los 350 GeV, se nota que no hay producción directa de pares, pero se supone que si lo hay virtualmente. Aquí se vale recalcar que se trata del proceso ideal, el cual esta sobrevalorado y que no ha sido observado de

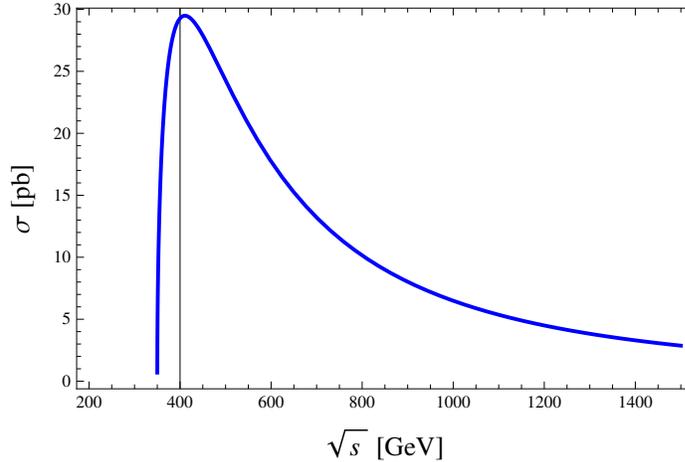


Figura 4.1: Sección eficaz con dependencia de la energía del centro de masa para el proceso estandar(gluón)  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ .

manera concreta en los detectores.

Por otro lado, el calculo arroja que para el caso no ideal, es decir, cuando se tiene una partícula intermediaria al axigluón y además existe la respectiva corrección a nivel de un lazo en el vértice, la expresión para la sección eficaz cambia de forma considerable con respecto a la contribución del gluón. Es así que a partir de la ec.3.30 se toman los respectivos valores para la anchura de decaimiento  $\Gamma = 0,1m_g$ , la masa del quark top permanece igual a la anterior,  $m_t = 175$  GeV, la energía del centro de masa corre en un rango de  $300\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 1000$  Gev, y además, existe una diferncia muy importante en la expresión, existe un parámetro adicional, ya que a diferencia del gluón, el axigluón posee masa, la cual es denotada por  $m_g$  y la cual se le a asignado un valor de 400 GeV, esto se debe a que el axigluón si adquiere masa cuando se extiende el grupo de simetría de color, y bajo el rompimiento espontáneo de la simetría de este grupo de color extendido .

Por otro lado, los valores para las constantes de acoplamiento están contenidas en la constante  $\alpha_a$ , el cual se ha elegido tal que  $\alpha_a = 0,012$ , por conveniencia propia, los valores de los factores de forma se hacen variar para observar las respectivas contribuciones que estos tienen dentro del proceso de producción de pares de quark top, obteniendo de esta manera un gráfico el cual se muestra en la figura 2.

Note aquí un hecho muy importante, cuando los factores de forma se toman

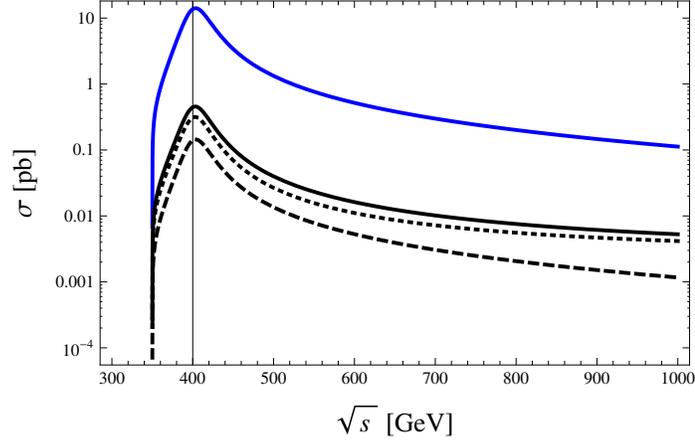


Figura 4.2: Sección eficaz con dependencia de la energía del centro de masa para el proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ , mediada por correcciones radiativas del axiglúon. La línea azul corresponde a valores  $\tilde{F}_1 = 1$ ,  $\tilde{F}_2 = 0$ ; la línea negra corresponde  $\tilde{F}_1 = 0.1$ ,  $\tilde{F}_2 = 0.1$ ; la línea negra en guión corresponde a valores  $F_1 = 0.1$ ,  $F_2 = 0.01$  y la línea punteada corresponde a valores  $\tilde{F}_1 = 0.01$ ,  $\tilde{F}_2 = 0.1$

como  $\tilde{F}_1 = 0.01$ ,  $\tilde{F}_2 = 0.1$ , se muestra que existe una contribución importante de  $F_2$  en comparación a las contribuciones donde  $\tilde{F}_1$  es mayor o incluso igual, ya que se podría pensar que el factor de forma importante y de mayor aporte es  $F_1$ , es importante también mencionar como crece rápidamente a valores cercanos a energías iguales a la suma de las masas de ambos quarks top hasta tomar un cierto valor donde se satura la producción e inmediatamente decrece con suavidad cuando la energía del centro de masa es superior a  $\sqrt{s} = 400$  GeV. Note que la gráfica no tiene una disminución brutal, si no que a partir de esa energía decrece lentamente, mostrando así que para energías superiores, sigue existiendo una probabilidad de producción significativa de pares de quark top.

## 4.2. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d\cos\theta$

En esta sección se hace uso de una sección diferencial parcial, pero en términos del coseno del ángulo por diferentes razones, la más importante es ver el comportamiento de la distribución en la producción de pares de quark

top, cabe destacar que se usa en términos de coseno ya se que trata de una función ciclica par, es decir, respeta paridad. Las respectivas expresiones para la sección eficaz diferencial respecto al ángulo radial se obtuvieron en la sección anterior para ambos casos, el caso que se a denominado como base donde el intermediario es el gluón y el caso de estudio donde existe una corrección radiativa a primer orden para la partícula itermediaría, el axigluón en el proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ . Donde la respectiva contribución para el gluón se muestran en la ec.3.29 cuyo grafico en función al coseno del ángulo se muestra en la Figura ??

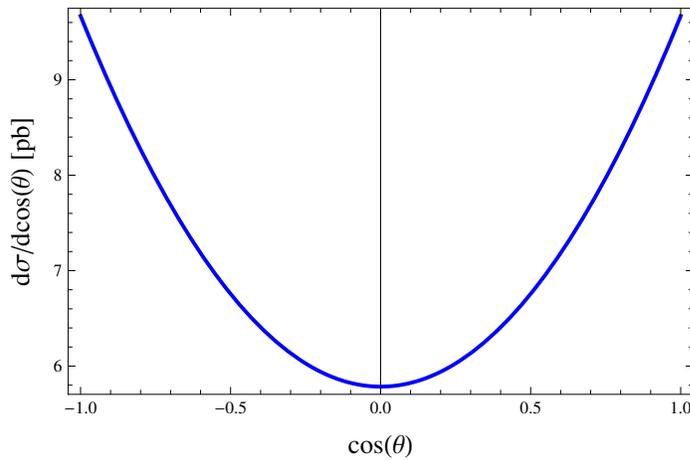


Figura 4.3: Sección eficaz diferencial con dependencia al ángulo radial para el proceso estandar (gluón)  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ , donde se uso  $\sqrt{s} = 500$  GeV y  $\alpha_s = 0.1$ .

Observe que la distribución en términos del  $\cos\theta$  esta bien definida, el cual como ya es bien conocido esta definido en un rango de  $[-1, 1]$  por ser una función ciclica.

El gráfico muestra que la distribución para el proceso base es completamente simétrico, además de que existe una producción mínima de quark top cerca del plano trasverso correspondiente al eje de colisión de los haces de protones. Esto nos quiere decir que la distribución de quark top se da a ángulos menores de 90 grados o incluso ángulos superiores a esté, donde cabe mencionar que esto depende directamente de la energía suministrada a los haces de los quarks al principio de la colisión. La energía a la cual corresponde esta distribución es para  $\sqrt{s} = 500$  GeV, si aumenta este parámetro solo se hace crecer o disminuir la escala del eje de la sección diferencial, la simetría

se conserva, lo cual nos dice que los pares de quark top tienen preferencia de emisión cerca del eje de los haces.

Para hacer más elegante el gráfico anterior, la sección eficaz anterior se expresa en términos del ángulo radial en unidades adimensionales, conocidas como radianes, así se suaviza obteniendo el gráfico de la Fig.??

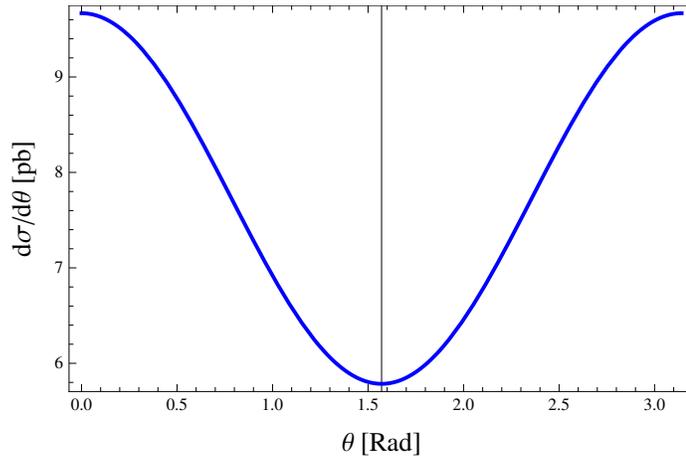


Figura 4.4: Distribución diferencial angular con dependencia de ángulo  $\theta$ , donde se usó  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  y  $\alpha_s = 0.1$ .

donde prácticamente el argumento sigue siendo el mismo que en el caso anterior. Cabe recalcar que se trata del caso ideal. Los pares de quark top producidos en este tipo de eventos se distribuyen a lo largo del eje de colisión en la mayoría de los casos.

Ahora, para nuestro análisis correspondiente al proceso con vértices para el axiglúon a nivel de un lazo [ver ec.2.11] para este propósito se realizará un análisis que es el caso anterior. Se analiza el comportamiento del proceso de producción de pares de quark top, teniendo en cuenta el uso de diferentes valores para los factores de forma de  $\tilde{F}_1$  y  $\tilde{F}_2$ , la masa para el quark top de  $m_t = 175$  GeV, la constante de acoplamiento para los vértices  $\alpha_a = 0,012$ , la masa de axiglúon  $m_g = 400$  GeV utilizada anteriormente y una energía del centro de masa  $\sqrt{s} = 500$  GeV. De esta manera se obtiene el gráfico de la fig.??.

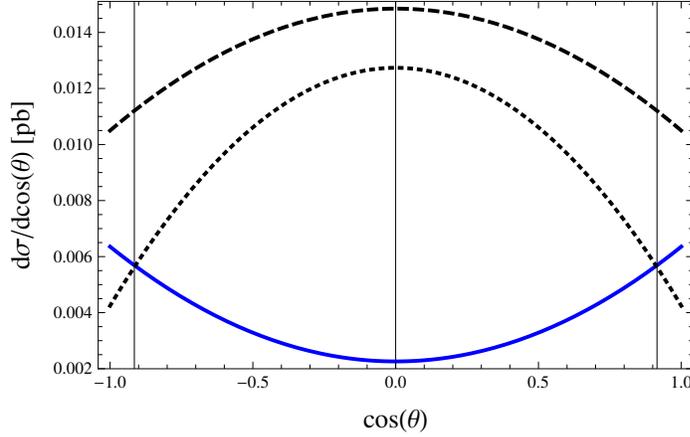


Figura 4.5: Distribución diferencial angular del proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  con vértices para el axiglúon a nivel de un lazo. La línea azul corresponde a valores para los factores de forma  $\tilde{F}_1 = 0.1$  y  $\tilde{F}_2 = 0.01$ , la línea en guiones corresponde a factores de forma  $\tilde{F}_1 = 0.1$  y  $\tilde{F}_2 = 0.1$  y la línea punteada corresponde a valores  $\tilde{F}_1 = 0.01$  y  $\tilde{F}_2 = 0.1$

Expresando el gráfico anterior en términos de unidades adimensionales, radianes, resulta suavizar el comportamiento del gráfico de dispersión radial.

El análisis culitavo esta determinado prácticamente por los factores de forma y por la energía del centro de masa utilizada,  $\sqrt{s} = 500$  GeV, donde manteniendo constante la energía del centro de masa, se puede notar que cuando  $\tilde{F}_1$  es mayor que  $\tilde{F}_2$ , el proceso de producción de pares de quark top y su dispersión angular es muy parecido al proceso estandar, es decir, a ángulos superiores e inferiores que  $90^\circ$ , hay una mejor distribución de la producción de pares de quark top cerca del eje de colisión. Mientras que en el plano transversal del eje de colisión la producción es mas pequeña. Esto no debe tener nada de raro, ya que como se menciono anteriormete,  $\tilde{F}_1$  tiene una mayor contribución en términos generales, el parecido con el caso base es normal, ya que si  $\tilde{F}_1 = 1$  y  $\tilde{F}_2 = 0$ , prácticamente se reproduciría el caso anterior, excepto quizás por un par de constantes que intervienen en el proceso.

Los otros casos resultan ser de mucho interes, especialmente cuando  $\tilde{F}_2$  es mayor que  $\tilde{F}_1$  por un orden de magnitud, ya que este caso los pares producidos de pares de top se distribuyen principalmente en las cercanías del plano transversal de la colisión. El caso donde son iguales  $\tilde{F}_1$  y  $\tilde{F}_2$  magnitud,

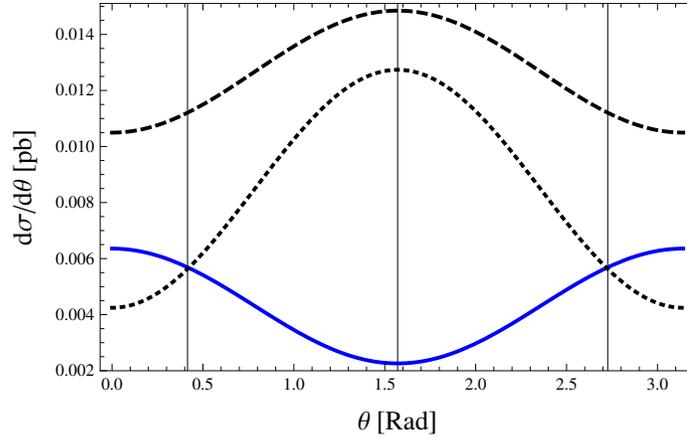


Figura 4.6: Distribución diferencial angular con dependencia del ángulo  $\theta$ . La línea azul corresponde a valores para los factores de forma  $\tilde{F}_1 = 0.1$  y  $\tilde{F}_2 = 0.01$ , la línea en guiones corresponde a factores de forma  $\tilde{F}_1 = 0.1$  y  $\tilde{F}_2 = 0.1$  y la línea punteada corresponde a valores  $\tilde{F}_1 = 0.01$  y  $\tilde{F}_2 = 0.1$

se muestra algo similar, también hay preferencia por parte de los quarks top emitidos de distribuirse cerca del plano transversal, eventos con alto momento transversal.

### 4.3. Sección eficaz diferencial $d\sigma/d\Delta y$

De la ec. 3.34 se conoce la expresión matemática para la sección eficaz diferencial en términos de una cantidad escalar como lo es la rapidity, la cual como su nombre lo implica, está relacionada con la velocidad. Es una variable sin dimensiones, adimensional y se detota muchas veces con la letra  $y$ , la cual describe la velocidad con la que una partícula se está moviendo con respecto a un punto situado sobre una línea de movimiento en un marco de referencia. Es conveniente expresar la rapidity de una partícula en términos de su energía total y su momento lineal. La generalización para describir el movimiento de muchas partículas que se producen en la colisión de dos o más partículas, está descrito por la ecuación

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z}$$

donde  $P_z$  denota la componente en dirección paralela al eje  $z$ . Esta es una descripción formal de la rapidity, es importante enfatizar que no se trata de velocidad, la rapidity no es un vector, es una cantidad escalar asociada con el movimiento sobre el eje  $z$  o comunmente conocido como el eje azimutal del proceso de producción.

Ahora de la expresión [ver ec.3.34], la sección eficaz diferencial en términos de  $\Delta y$ , para el proceso donde el gluón es la partícula intermediaria, al ser gráfícada en función a la diferencia de rapiditys,  $\Delta y$ , se obtiene la distribución mostrada en la fig. ??.

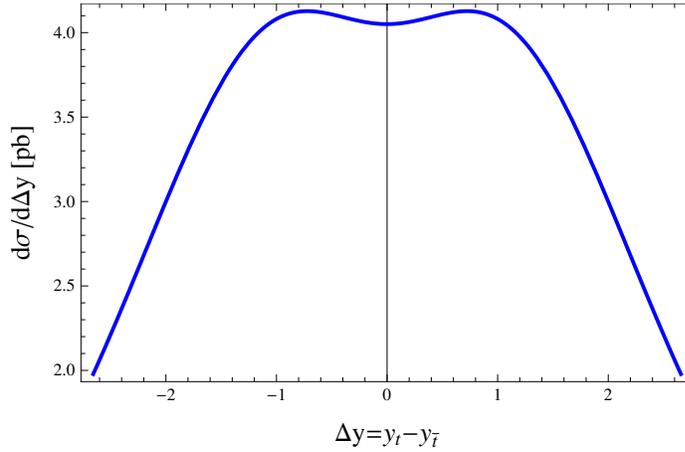


Figura 4.7: Sección eficaz diferencial estándar en términos de la Rapidity

Donde se muestra la distribución respectiva para la producción de pares de quark top. Note que esta distribución esta difinida en el rango  $-L < \Delta y < L$ , donde

$$L = 2 \tanh^{-1} \left( \sqrt{1 - \frac{2m_t^2}{(\sqrt{s})^2}} \right)$$

Es importante tener en mente que la rapidity de una partícula no depende solo de la magnitud de la velocidad de movimiento, si no también del ángulo polar,  $\theta$ , con respecto al eje de los haces. Especificamente hablando, se expresa como

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta}$$

con  $\beta = P/E$ . De esta manera podemos analizar el comportamiento del gráfico anterior. Cuando las rapiditys respectivas de cada partícula, en este caso del quark top y del antiquark top son muy similares,  $\Delta y$  muy pequeño, cercano a cero, la distribución de pares de quark top es uniforme, es decir, la cantidad de movimiento de ambas partículas es muy similar, en tanto, cuando  $\Delta y$  se hace cada vez más grande, los pares de quark top no se distribuyen uniformemente, si no que, la cantidad de movimiento de uno respecto al otro cambia considerablemente.

Ahora bien, para la distribución diferencial en términos de la rapidity cuando se tiene al axiglúon como intermediario en la producción de pares de quark top, se analizan en particular los procesos con cantidades ya definidas anteriormente, es decir, se tiene la expresión de la ec. 3.48, la cual ha sido evaluada para valores de la masa del quark top,  $m_t = 175$  GeV, la masa del axiglúon,  $m_g = 400$  GeV, energía del centro de masa  $\sqrt{s} = 500$  GeV y la constante de acoplamiento  $\alpha_a = 0,012$ , el cual se muestra en la fig.??

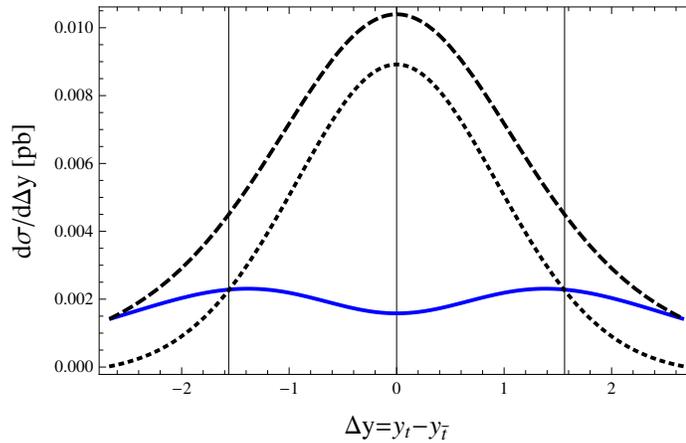


Figura 4.8: Sección eficaz diferencial en términos de la rapidity donde el axiglúon es el intermediario del proceso. La línea azul esta dada para valores de  $\tilde{F}_1 = 0.1$  y  $\tilde{F}_2 = 0.01$ . La línea en guines esta dada para valores de  $\tilde{F}_1 = 0.1$  y  $\tilde{F}_2 = 0.1$  y la línea punteada con valores de  $\tilde{F}_1 = 0.01$  y  $\tilde{F}_2$

El caso importante es cuando los factores de forma adquieren valores similares, es decir, cuando  $\tilde{F}_1 = \tilde{F}_2$ , cabe destacar que aún así la contribución de  $F_1$  es mayor que la contribución total de  $\tilde{F}_2$ , esto se debe a la forma del

vértice utilizado, también note que bajo la condición  $\tilde{F}_1 = \tilde{F}_2$ , la cantidad de movimiento es similar de las partículas cuando  $\Delta y$  es pequeña.

Cuando  $\tilde{F}_1$  es mayor que  $\tilde{F}_2$ , la distribución es similar a la del proceso básico mostrado anteriormente, que era lo esperado ya que la aportación de  $\tilde{F}_1$  es superior. El último caso cuando  $\tilde{F}_1$  es menor que  $\tilde{F}_2$ , se puede notar que hay una ligera similitud al caso cuando los factores de forma son iguales, esto se debe a que las contribuciones se emparejan de algún modo y además cuando  $\Delta y$  es pequeña, la distribución en la producción de pares de top quark es mucho mayor.



# Capítulo 5

## Conclusión

En este trabajo se ha analizado el subproceso primario  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ , donde la partícula intermediaria de interés es el axigluón cuyo vértice ha sido propuesto a base de una corrección radiativa a primer orden. El estudio detallado de la producción de quarks top puede conseguir una sensibilidad muy alta para el descubrimiento de nueva física. Las características del quark top lo hacen especialmente interesante para la búsqueda de nuevos estados con color y por eso se ha mostrado mucho interés en él.

Se han analizado las diferentes distribuciones diferenciales para diferentes valores de los factores de forma del vértice para el axigluón, y su respectivo comportamiento. Se ha encontrado que a diferencia de la contribución del gluón, cuando la magnitud del factor de forma del axigluón  $\tilde{F}_1$  es mayor que  $\tilde{F}_2$ , los pares de top suelen preferir emitirse en las cercanías del eje de los haces. No obstante, cuando la magnitudes de los factores de son muy parecidas los pares de top se distribuyen de manera similar al gluón. Lo mismo ocurre cuando la magnitud de  $\tilde{F}_2$  es mayor que  $\tilde{F}_1$ . Adicionalmente, se hace una implementación muy particular para la asimetría atrás-adelante donde aparece una aportación interesante y relevante. Se muestra que la asimetría es corregida con un término adicional proporcional a la parte imaginaria de  $\tilde{F}_1$  y a la masa del axigluón. Aunque la masa de axigluón puede afectar significativamente la asimetría  $F_{FB}$ , este depende directamente del orden de magnitud de la parte imaginaria de  $\tilde{F}_1$ . Cabe mencionar que nuestro modelo análisis aun no es concluyente, pues no se ha implementado el modelo partónico para nuestro proceso en general, el cual es un modelo propuesto para el análisis de colisiones hadrónicas. Habría que definir ciertas funciones de distribución para llevar esto a la práctica, lo cual esta fuera del contexto de este trabajo.



# Bibliografía

- [1] Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview, 1995.
- [2] Xuan Yem Pham, Quang Ho-Kim and Q. Ho-Kim. *Elementary Particles and their Interactions*. Springer, 1998.
- [3] B.L. Ioffe, V.S. Fadin and L.N. Lipatov. *Quantum Chromodynamics*. Cambridge, 2010.
- [4] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [5] A. Pich. *QUANTUM CHROMODYNAMICS*. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9505231v1>, 1995.
- [6] Stephan Narison. *QCD as a Theory of Hadrons*. Cambridge, 2004.
- [7] Agustin Moyolt. *La señal del boson de Higgs en procesos  $e^+e^- \rightarrow l_i \bar{l}_j \nu \bar{\nu}$* . Tesis de Licenciatura, 2006.
- [8] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, Inc, 1998.
- [9] Landau and Lifshitz. *Mecánica cuántica no relativista*. Reverte, 1983.
- [10] Roger Penrose. *The road to reality*. JONATHAN CAPE LONDON, 2004.
- [11] FRANK-PETER SCHILLING. *TOP QUARK PHYSICS AT THE LHC: A REVIEW OF THE FIRST TWO YEARS*. International Journal of Modern Physics A Vol. 27, No. 17 (2012)
- [12] Kingman Cheung, Wai-Yee Keung, Tzu-Chiang Yuan. *Top quark forward-backward asymmetry*. Physics Letters B 682 (2009) 287-290.

- [13] Dong-Won Jung, P. Ko, Jae Sik Lee, Soo-hyeon Nam. *Model independent analysis of the forward-backward asymmetry of top quark production at the Tevatron*. Physics Letters B 691 (2010) 238-242
- [14] Frank-Peter Schilling. *Top quark physics at the LHC: a review of the first two years*. World Scientific, 2012.
- [15] Gustavo Marques Tavares and Martin Schmaltz. *Explaining the  $t\bar{t}$  asymmetry with a light axigluon*. Physical Review D 84, 054008 (2011).
- [16] Daniel Wicke. *Properties of the Top Quark*. FACHBEREICH MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN, 2009.
- [17] Christian Gross, Gustavo Marques Tavares, et al. *Light axigluon explanation of the Tevatron  $t\bar{t}$  asymmetry and multijet signals at the LHC*. Physical Review D 87 014004, 2013).
- [18] Kingman Cheung, Wai-Yee Keung, Tzu-Chiang Yuan. *Top quark forward-backward asymmetry*. Physics Letters B 682 (2009) 287-290.
- [19] Seyda Ipek. *Light axigluon contributions to  $b\bar{b}$  and  $c\bar{c}$  asymmetry and constraints on flavor changing axigluon currents*. Physical Review D 87, 116010 (2013).
- [20] Chuan-Hung Chen, Cveti, C.S. Kim. *Forward-backward asymmetry of top quark in unparticle physics*. Physics Letters B 694 (2011) 393-397.
- [21] Paul H. Frampton and Sheldon L. Glashow. *Chiral color: an alternative to the standard model*. Physics Letters B 190 (1987).
- [22] Moira I. Gresham, Ian-Woo Kim, Kathryn M. Zurek. *Tevatron Top  $A_{FB}$  Versus LHC Top Physics*. MCTP/11-26, 2014.
- [23] Oscar Antuñano, Johann H. K., Germán Rodrigo. *Top Quarks, Axigluons and Charge Asymmetries at Hadron Colliders*, arXiv:0709.1652 [hep-ph], 2012.
- [24] Moira Gresham, Jessie Shelton and Kathryn M. Zurek. *Open windows for a light axigluon explanation of  $A_{FB}^t$* . arXiv:1212.1718v2 [hep-ph], 2013.
- [25] J.A. Aguilar-Saavedra, D. Amidei, et al. *Asymmetries in top quark pair production*. arXiv:1212.1798v2 [hep-ph], 2014.

- 
- [26] T. Abbott, L. Kowalski and L.P. Remsberg. *Rapidity and invariant cross section*. NY 11973.
- [27] DØ Collaboration. *A precision measurement of the mass of the top quark*. Letters to nature, 2004.
- [28] H. Fritzsche, M. Gell-Mann and H. Leutwyler. *Advantages of the color octet gluon picture*. Physics Letters, 47B-4, 1973
- [29] R. Sekhar Chivukula, et al. *Axigluons cannot explain the observed top quark forward-backward asymmetry*. arXiv:1007.0260v3 [hep-ph], 2010.
- [30] Bastián Díaz and Alfonso R. *Axigluon Phenomenology using ATLAS di-jet data*. arXiv:1308.0166v1 [hep-ph], 2013.
- [31] Emidio Gabrielli, Antonio Racioppi and Martti Raidal. *Implications of the effective axial-vector coupling of gluon on top-quark charge asymmetry at the LHC*. arXiv:1112.5885v2 [hep-ph], 2012.
- [32] T. Aaltonen, et al. *Measurement of the Top-Quark Mass in the All-Hadronic Channel using the full CDF data set*. arXiv:1409.4906v3 [hep-ph], 2014.
- [33] A. Moyotl and G. Tavares-Velasco. *Weak properties of the  $\tau$  lepton via a spin-0 unparticle*. Physical Review D 86, 013014 (2012).
- [34] A. Moyotl, G. Tavares. *One loop correction to axigluon interaction to top quark pairs*. Por publicar.
- [35] J. Bagger, C. Schmidt, and S. King, *AXIGLUON PRODUCTION IN HADRONIC COLLISIONS*, Phys.Rev., vol. D37, p. 1188, 1988.
- [36] R. Mohapatra, N. Okada, and H.-B. Yu, *Diquark Higgs at LHC*, Phys.Rev., vol. D77, p. 011701, 2008.

# Índice alfabético