

**Centro de Investigación y de Estudios
Avanzados del Instituto Politécnico
Nacional**

Unidad Mérida
Departamento de Física Aplicada

**Producción de un solo top en
colisionadores e^-e^+**

Tesis que presenta

M.C. Ángel Adrián Escamilla Aké

Para obtener el grado de

Doctor en Ciencias

En la especialidad de

Física Teórica

Director de Tesis

Dr. Antonio Osvaldo Bouzas Arteche

Mérida, Yucatán, México

Octubre 2018

*Dedicado a mi madre,
por su gran amor y paciencia.*

Agradecimientos

Extiendo mi adradecimiento:

A mi familia y amigos de CEDECTYA A.C. por todo su apoyo y comprensión.

Al Conacyt por la beca otorgada a lo largo del doctorado.

Al Dr. Antonio Bouzas Arteché por darme la oportunidad y el apoyo para la elaboración de este trabajo de tesis.

Al Dr. Francisco Peñuñuri, Dr. Francisco Larios, Dr. Rodrigo Huerta y Dr. Gabriel Sánchez por sus observaciones y correcciones para este trabajo final.

A Zhirnay Rodríguez por su valiosa ayuda y atenciones prestadas a lo largo del doctorado.

¡Muchas gracias a todos!

Resumen

En este trabajo estudiamos la producción de un solo quark top en colisiones electrón-positrón a las energías del International Linear Collider (ILC), $\sqrt{s} = 0,5$ y 1 TeV, y del Compact Linear Collider (CLIC), $\sqrt{s} = 3$ TeV. Analizamos la sensibilidad de este proceso a la física más allá del Modelo Estándar, parametrizada mediante los acoplamientos efectivos dados por operadores de dimensión 6 invariantes de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Mostramos que en el ILC se puede obtener buena sensibilidad a esos acoplamientos a pesar del fondo de producción de pares $t\bar{t}$, que es grande a esas energías. Mostramos también que los procesos de fondo son mucho más moderados a la energía de CLIC, especialmente el fondo $t\bar{t}$, ya que la producción de un solo top a esa energía procede casi exclusivamente a través de diagramas de canal t . Adicionalmente, estudiamos los operadores de dimensión 6 que describen los vértices de cuatro fermiones $tbe\nu$ de corriente cargada. Esos operadores de cuatro fermiones están directamente relacionados con el acoplamiento tbW a través de las ecuaciones de movimiento del Modelo Estándar. Mientras que los colisionadores hadrónicos como el LHC no pueden observar los vértices $tbe\nu$, los colisionadores e^-e^+ son específicamente útiles para medir esos vértices. Mostramos que el ILC a $\sqrt{s} = 1$ TeV y CLIC a $\sqrt{s} = 3$ TeV serán excepcionalmente sensibles a esos acoplamientos anómalos de cuatro fermiones.

Abstract

In this work we study single-top production in electron-positron collisions at energies of International Linear Collider (ILC), $\sqrt{s} = 0,5$ and 1 TeV, and Compact Linear Collider (CLIC), $\sqrt{s} = 3$ TeV. We analyze the sensitivity of this process to physics beyond the Standard Model, parameterized by means of effective couplings given by gauge-invariant $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ dimension-six operators. We show that at the ILC it can get good sensitivity to these couplings despite the $t\bar{t}$ background being large at those energies. We also show that background processes are much more moderate at CLIC energies, especially the $t\bar{t}$ background, since the production of a single-top at that energy proceeds almost exclusively through t -channel diagrams. Additionally, we study the dimension-six operators that describe the four fermions vertices $tbe\nu$ of charged-current type. These four-fermion operators are directly related to the tbW coupling through the equations of motion of the Standard Model. While hadronic colliders like the LHC cannot observe the vertices $tbe\nu$, the colliders e^-e^+ are specifically useful for measuring them. We show that the ILC at $\sqrt{s} = 1$ TeV and CLIC at $\sqrt{s} = 3$ TeV will be exceptionally sensitive to those anomalous four fermion couplings.

Lista de Contenidos

Agradecimientos	III
Resumen	V
Resumen	VII
Lista de figuras	XI
Lista de tablas	XIII
1. El Modelo Estándar	1
1.1. El grupo del Modelo Estándar	1
1.2. Invariantes	2
1.2.1. Términos cinéticos	2
1.2.2. Términos de masa	3
1.2.3. Términos de Yukawa	3
1.2.4. Potencial de Higgs	4
1.2.5. El Lagrangiano del Modelo Estándar	4
1.3. Rompimiento de la Simetría	4
1.4. Corrientes neutras	5
1.5. Masas de Fermiones	6
1.6. Familia de Fermiones	6
1.7. Mecanismo GIM	10
1.8. Matriz CKM	11
2. Operadores Efectivos	13

2.1. La Teoría de Fermi de la Interacción Débil	13
2.2. Decaimiento del top en el ME	14
2.3. Operadores efectivos para la producción de un solo top	15
2.4. Operadores que generan acoplamientos tbW	16
2.5. Operadores diagonales de cuatro fermiones	19
3. Producción de quark top en colisiones electrón - positrón	21
3.1. Señal de proceso semileptónico y fondo irreducible	22
3.2. Cortes en el espacio de fase y selección de eventos	26
3.3. Fondo de pares de top	30
3.4. Fondo Reducible	31
4. Metodología y Resultados	37
4.1. Metodología y suposiciones	38
4.2. Resultados	40
Conclusiones	47
Apéndices	51

Lista de Figuras

3.1. Diagramas de Feynman en la norma unitaria para la producción de un solo top en colisiones e^-e^+ con intercambio de bosones vectoriales en canal t	23
3.2. Diagramas de Feynman en la norma unitaria para la producción de un solo top en colisiones e^-e^+ con intercambio de bosones vectoriales en canal s y decaimiento hadrónico del top	24
3.3. Diagramas de Feynman en la norma unitaria para la producción de un solo top en colisiones e^-e^+ con intercambio de bosones vectoriales en canal s y decaimiento leptónico del top	24
3.4. Diagramas de Feynman en la norma unitaria con un estado intermedio de pares de top. Estos diagramas contribuyen con la producción de un solo top cuando una línea de top está en capa de masa y otra fuera	25
3.5. Dependencia de la sección eficaz total con \sqrt{s} para procesos de producción de un solo top y producción de pares de top (3.3) con cortes mínimos en el espacio de fase (3.5). También son mostrados procesos con $\mu\nu_\mu$ en el estado final, los cuales ocurren sólo a través de diagramas de canal s en las figuras 3.2–3.4.	25
3.6. Sección eficaz diferencial para la pseudorapidez del e^\mp del proceso señal (3.2) con los cortes A_0 , (3.5), y C_0 , (3.6), normalizada con la sección eficaz total (ver tabla 3.1).	27
3.7. *	29
3.8. Sección eficaz diferencial para el proceso de fondo reducible $e^-e^+ \rightarrow u\bar{d}s\bar{s}e^-\bar{\nu}_e$ ((a) y (b)) y $e^-e^+ \rightarrow u\bar{d}gge^-\bar{\nu}_e$ ((c) y (d)), con los cortes A_0 , (3.5), y C_0 , (3.6), normalizado a la sección eficaz total.	33

4.1. Ejemplos de diagramas de Feynman con un vértice anómalo de tres partículas para los operadores (2.17)	37
4.2. Todos los diagramas de Feynman con un vértice anómalo de cuatro partículas para los operadores O_{uW}^{33}, O_{dW}^{33} en (2.17).	38
4.3. Ejemplos de diagramas de Feynman con dos y tres vértices anómalos para los operadores (2.17)	38
4.4. Ejemplos de diagramas de Feynman con uno y dos vértices de cuatro fermiones para los operadores (2.25).	39
4.5. Ejemplo de diagramas de Feynman con ambos vértices de bosones de norma y de cuatro fermiones para los operadores (2.17), (2.25).	39
4.6. Regiones de parámetros para acoplamientos efectivos tbW a 68 % C.L.,excluido por una medición de la sección eficaz total para el proceso (3.2). Áreas sombreadas rojas: $\sqrt{s} = 0,5$ TeV, $\varepsilon_{\text{exp}} = 10$ %. Áreas sombreadas verdes: $\sqrt{s} = 1$ TeV, $\varepsilon_{\text{exp}} = 5$ %. Zonas sombreadas azules: $\sqrt{s} = 3$ TeV, $\varepsilon_{\text{exp}} = 5$ %. Líneas punteadas: límites CMS de (2.21).	43
4.7. Regiones de parámetros para acoplamientos de corrientes cargadas $tbe\nu_e$ a 68 % C.L.,excluido por una medición de la sección eficaz total para el proceso (3.2). Código de colores como en la figura previa.	44
4.8. Regiones de parámetros para acoplamientos efectivos tbW junto con acoplamientos de cuatro fermiones $\overline{F}_{\ell qr}^{(3)13}$, excluido en 68 % C.L. por una medida de la sección transversal total para el proceso (3.2). Códigos de color como en la figura anterior.	45

Lista de Tablas

3.1. Efectos de los cortes en el espacio de fase (3.5)–(3.10) en la sección eficaz total para el proceso (3.2) y el subproceso (3.3). La eficiencia de etiquetado b y la probabilidad de mal etiquetar involucrado en C_1 se dan en el texto debajo de la ecuación (3.7).	28
3.2. Efecto de los cortes en el espacio de fase (3.7) sobre la sección eficaz total para el proceso (3.11). La eficiencia de etiquetado b y probabilidades de mal etiquetado involucrados en C_1 son dados en el texto debajo de la ecuación (3.7).	33
4.1. Límites individuales para acoplamientos efectivos tbW , para tres valores de \sqrt{s} y tres incertidumbres experimentales asumidas.	40
4.2. Límites de acoplamientos de un solo top en acoplamientos efectivos de cuatro fermiones, para tres valores de \sqrt{s} y tres incertidumbres experimentales supuestas.	41

Capítulo 1

El Modelo Estándar

El Modelo Estándar de la Física de Partículas Elementales (en adelante Modelo Estándar, ME) es la teoría relativista de campos cuánticos que describe las interacciones fuertes, electromagnéticas y débiles entre las partículas elementales. Las partículas que describe son los quarks y leptones, que son fermiones de espín $1/2$. Las interacciones fuertes están mediados por los gluones (g), las electromagnéticas por los fotones (γ), y las débiles por el bosón neutro Z y los bosones cargados W^\pm . Las partículas mediadoras g, γ, Z y W^\pm son bosones vectoriales, con g, γ de masa nula y Z, W^\pm masivos. La interacción con el campo de Higgs H , que es un bosón escalar, juega un papel especial en el ME.

El ME describe a las partículas, tanto a los fermiones como a los bosones mediadores, mediante campos cuánticos. Los campos del ME tienen propiedades de transformación definida bajo los grupos de simetría de la teoría. Una de esas simetrías es la simetría de Poincaré, que refleja la compatibilidad del ME con los principios de la Teoría de la Relatividad. El ME se formula en términos de las simetrías internas, exactas o aproximadas, que definen su estructura matemática. En este capítulo describimos brevemente al grupo de simetría de norma del ME, así como las propiedades más importantes de su fenomenología.

1.1. El grupo del Modelo Estándar

En una teoría cuántica de campos las partículas elementales corresponden a las excitaciones de los campos que las describen. Esos campos se transforman de acuerdo a representaciones irreducibles del grupo de Poincaré y del grupo de invariancia de norma del ME. Las propiedades de transformación de los objetos de la teoría pueden resumirse del siguiente modo:

- Poincaré (Λ): Los campos fermiónicos, tendrán representaciones espinoriales quirales, $\psi_{L(R)} = \frac{(1 \mp \gamma_5)}{2} \psi$. Esto es, la teoría para los fermiones hace distinción entre partículas izquierdas (L) y derechas (D). Por otra parte los campos de norma serán bosones vectoriales.
- $SU(3)_C$: representación fundamental, únicamente para los quarks, los demás campos son

singletes, a excepción de los 8 gluones G_μ , bosones de norma en la representación adjunta.

- $SU(2)_L$: representación fundamental, únicamente para los fermiones ψ_L ; fermiones ψ_R serán singletes; 3 campos de norma W_μ en la representación adjunta.
- $U(1)_Y$: tenemos un bosón de norma neutro B_μ , las demás partículas tendrán cargas asignadas en función de la electromagnética Q y el número cuántico T_{3L} de $SU(2)$

$$Y = 2(Q - T_{3L}) \quad (1.1)$$

Finalmente, debemos considerar al campo de Higgs. Puesto que no es posible escribir términos de masa para los fermiones que sean invariantes bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, estos deberán ser inducidos por el valor de expectación de vacío del campo de Higgs. La elección más simple es que el Higgs se transforme como doblete de $SU(2)_L$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

1.2. Invariantes

1.2.1. Términos cinéticos

Las derivadas covariantes de campos en la representación fundamental son

$$SU(3)_C \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_S G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} \quad (1.3)$$

$$SU(2)_L \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig W_\mu^i \frac{\sigma_i}{2} \quad (1.4)$$

$$U(1)_Y \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.5)$$

con $a = 1, \dots, 8$ e $i = 1, 2, 3$. Tendremos entonces, para el Higgs:

$$D_\mu \Phi = (\partial_\mu - ig W_\mu^i \frac{\sigma_i}{2} - ig' \frac{1}{2} B_\mu) \Phi. \quad (1.6)$$

Para las partículas izquierdas:

$$D_\mu q_L = (\partial_\mu - ic G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} - ig W_\mu^i \frac{\sigma_i}{2} - ig' \frac{1}{6} B_\mu) q_L, \quad (1.7)$$

$$D_\mu l_L = (\partial_\mu - ig W_\mu^i \frac{\sigma_i}{2} + ig' \frac{1}{2} B_\mu) l_L. \quad (1.8)$$

Para las derechas:

$$D_\mu u_R = (\partial_\mu - ig_S G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} - ig' \frac{4}{6} B_\mu) u_R, \quad (1.9)$$

$$D_\mu d_R = (\partial_\mu - ig_S G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} + ig' \frac{2}{6} B_\mu) d_R, \quad (1.10)$$

$$D_\mu e_R = (\partial_\mu - icW_\mu^i \frac{\sigma_i}{2} + ig'B_\mu)e_R. \quad (1.11)$$

Para cada familia de bosones de calibre, definimos los términos correspondientes

$$F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a; \quad F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf_{abc}A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.12)$$

que incluye, en el caso no abeliano, términos de interacción entre los bosones. Los denotaremos $G_{\mu\nu}$ (para $SU(3)_C$), $W_{\mu\nu}$ (para $SU(2)_L$) y $B_{\mu\nu}$ (para $U(1)_Y$).

1.2.2. Términos de masa

Los términos de Dirac

$$\bar{\psi}_L \psi_R; \bar{\psi}_R \psi_L \quad (1.13)$$

están prohibidos por $SU(2)_L \times U(1)_Y$, mientras que

$$\bar{\psi}_L \psi_L; \bar{\psi}_R \psi_R \quad (1.14)$$

están prohibidos por la simetría de Lorentz y las posibles masa de Majorana

$$\psi_R^T C \psi_R \quad (1.15)$$

están prohibidas por $U(1)_Y$. El único campo que puede tener masa es el bosón de Higgs, pero

$$m_\Phi^2 \Phi^\dagger \Phi \quad (1.16)$$

tendrá el signo equivocado, para romper la simetría, y no es realmente una masa física. Y la simetría de calibre prohíbe los términos de masa de los campos de norma. No hay términos de masa en el Lagrangeano escrito en estos campos.

1.2.3. Términos de Yukawa

Los quarks y leptones son fundamentalmente distinguidos por $SU(3)_C$. Éste es el origen de la conservación de dos números cuánticos: B , número bariónico, tal que $B(q) = \frac{1}{3}$, $B(l) = 0$, y L , número leptónico, tal que $L(q) = 0$, $L(l) = 1$. En otras palabras, no tendremos interacciones quark-leptón, no sería posible escribir un invariante de $SU(3)$ con ellos.

Tendremos, para los quarks ($\alpha = 1, 2, 3$ de $SU(3)$):

$$y_d \bar{q}_L^\alpha \Phi d_{R\alpha} + h.c.; \quad y_u \bar{q}_L^\alpha \tilde{\Phi} u_{R\alpha} + h.c. \quad (1.17)$$

y para los leptones, únicamente

$$y_e \bar{l}_L \Phi e_R + h.c. \quad (1.18)$$

1.2.4. Potencial de Higgs

Las únicas otras interacciones permitidas son las autointeracciones del campo de Higgs. Escogeremos los parámetros del potencial más general posible de modo que ocurra el rompimiento espontáneo de la simetría (SSB)

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = \frac{\lambda}{4}(\Phi^\dagger\Phi - v^2)^2 \quad (1.19)$$

y llamaremos $m_\Phi^2 = \lambda v^2$

1.2.5. El Lagrangiano del Modelo Estándar

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4}(W_i^{\mu\nu}W_{\mu\nu}^i + G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a + B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} + \frac{1}{2}(D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) + i\bar{l}_L\gamma^\mu D_\mu l_L + i\bar{q}_L^\alpha\gamma^\mu D_\mu q_{L\alpha} \\ & + i\bar{u}_R^\alpha\gamma^\mu D_\mu u_{R\alpha} + i\bar{d}_R^\alpha\gamma^\mu D_\mu d_{R\alpha} + i\bar{e}_R\gamma^\mu D_\mu e_R + (y_d\bar{q}_L^\alpha\Phi d_{R\alpha} + y_e\bar{l}_L\Phi e_R + h.c) - V(\Phi^\dagger\Phi) \end{aligned} \quad (1.20)$$

1.3. Rompimiento de la Simetría

Podemos escoger el valor de expectación de vacío (vev) del campo de Higgs en la forma

$$\langle\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

lo que corresponde a la norma unitaria. Así, tenemos que

$$T_{iL}\langle\Phi\rangle = \frac{\sigma_i}{2}\langle\Phi\rangle \neq 0; \quad Y\langle\Phi\rangle = \begin{pmatrix} 1 & \\ & 1 \end{pmatrix}\langle\Phi\rangle \neq 0 \quad (1.22)$$

Todos los generadores están “rotos”. Sin embargo, una combinación lineal de estos generadores

$$Q\langle\Phi\rangle = (T_{3L} + \frac{Y}{2})\langle\Phi\rangle = \begin{pmatrix} 1 & \\ & 0 \end{pmatrix}\langle\Phi\rangle = 0 \quad (1.23)$$

aniquila el vacío. Es el generador de la simetría que sobrevive, la del electromagnetismo. Hemos logrado romper

$$\begin{aligned} SU(2)_L \times U(1)_Y & \rightarrow U(1)_{em} \\ 3\text{generadores} + 1\text{generador} & \rightarrow 1\text{generador} \end{aligned} \quad (1.24)$$

por tanto tenemos 3 generadores rotos = 3 bosones de calibre masivos, 1 generador que aniquila el vacío = 1 bosón de masa sin masa (el fotón). Para identificar estos bosones, basta mirar el término cinético de Φ , e identificar los bosones de calibre que adquieren una masa (recordando

que ésta es invariante de calibre). Definimos

$$W_\mu^a T_a = W^+ \sigma^+ + W^- \sigma^- + W^3 \sigma^3 \quad (1.25)$$

y calculamos

$$\begin{aligned} D_\mu \langle \Phi \rangle &= +(-igW_\mu^i \frac{\sigma_i}{2} - ig' \frac{1}{2} B_\mu) \langle \Phi \rangle \\ &= -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g\sqrt{2}W_\mu^+ \\ g\sqrt{2}W_\mu^- & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= -\frac{i}{2} v \begin{pmatrix} g\sqrt{2}W_\mu^+ \\ -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.26)$$

La combinación $-gW_\mu^3 + g'B_\mu$ se denomina usualmente Z_μ , y se escribe en términos de θ_W , el ángulo débil, definido por

$$\tan \theta_W \equiv \frac{g'}{g} \quad (1.27)$$

como

$$Z_\mu \equiv gW_\mu^3 - g'B_\mu = \sqrt{g^2 + g'^2} (W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W) \quad (1.28)$$

Luego, el término cinético contendrá los términos de masa

$$|D_\mu \langle \Phi \rangle|^2 = v^2 \frac{g^2}{4} 2W^{\mu+} W_\mu^- + v^2 \frac{g^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z^\mu Z_\mu \quad (1.29)$$

Tenemos entonces que la combinación ortogonal a Z_μ

$$A_\mu \equiv \sqrt{g^2 + g'^2} (W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W) \quad (1.30)$$

no tendrá masa, y será precisamente el fotón.

1.4. Corrientes neutras

La teoría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ para una sola familia que hemos descrito contiene las interacciones débiles observadas con los bosones cargados W_μ^\pm , y el electromagnetismo. Pero tenemos un bosón nuevo, Z_μ^0 . Para el momento en que se desarrolló el modelo estándar, las corrientes neutras en las interacciones débiles no se habían observado, y su descubrimiento constituyó una demostración espectacular de su validez. El acoplamiento de fermiones con los bosones neutros es

$$\mathcal{L}_\psi^0 = \bar{\psi} \gamma^\mu \left(\frac{g}{2} \sigma_3 W_\mu^3 + \frac{g'}{2} Y B_\mu \right) \psi \quad (1.31)$$

Usando

$$W^3 = A \sin \theta_W + Z \cos \theta_W; B = A \cos \theta_W - Z \sin \theta_W \quad (1.32)$$

y definiendo

$$e \equiv g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (1.33)$$

obtenemos

$$\mathcal{L}_\psi^0 = A_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \left(\frac{\sigma_3}{2} + \frac{Y}{2} \right) e \psi + Z_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \left(\cos^2 \theta_W \frac{\sigma_3}{2} - \sin^2 \theta_W \frac{Y}{2} \right) \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \psi \quad (1.34)$$

El primer término no es más que la interacción electromagnética, ya que el generador entre paréntesis no es otro que Q . Tenemos además la interacción

$$\mathcal{L}_Z = \frac{g}{\cos \theta_W} Z_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu (T_{3L} - Q \sin^2 \theta_W) \psi = \frac{g}{\cos \theta_W} Z_\mu J^{\mu 0} \quad (1.35)$$

que sentirán todos los fermiones, transformen o no bajo $SU(2)_L$. Las primeras predicciones del modelo son entonces

- existencia de corrientes neutras $J^{\mu 0}$
- existencia de un bosón de calibre neutro, Z_μ , cuya masa m_Z satisface $m_Z = m_W \cos \theta_W$

La detección de las corrientes neutras permite medir θ_W en diversos procesos de dispersión de 4 fermiones. La comprobación de la masa del bosón Z , $m_Z = 90$ GeV, la del bosón W , $m_W = 80$ GeV y de $\sin^2 \theta_W = 0,23$ constituye un éxito de la teoría.

1.5. Masas de Fermiones

Los términos de masa de los fermiones, en el caso de una sola familia, son muy simples y provienen de los tres términos de Yukawa

$$y_e v \bar{e}_L e_R + y_d v \bar{d}_L d_R + y_u v \bar{u}_L u_R + h.c. \quad (1.36)$$

No hay masa para el neutrino. La inclusión de las otras familias, sin embargo, complica considerablemente estos términos, pero permite dar cuenta de la característica de las interacciones débiles que aún nos queda por explicar: las interacciones débiles de los quarks mezclan las familias, las de los leptones no.

1.6. Familia de Fermiones

Como resultado del SSB, tenemos las siguientes corrientes de fermiones

$$J_\mu^+ = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L \quad (1.37)$$

$$J_\mu^0 = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu (T_{3L} - Q \sin^2 \theta_W) f \quad (1.38)$$

$$J_\mu^{em} = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu Q f, \quad (1.39)$$

donde hasta ahora $f = e_L, e_R, \nu_L, d_L, d_R, u_L, u_R$. Los términos de masa que permite la simetría son diagonales

$$y_i v \bar{f}_i f_i \quad (1.40)$$

pero evidentemente, esto cambiará al introducir las otras dos familias, que replican los números cuánticos de la primera

$$q_{Li} : \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

$$l_{Li} : \begin{pmatrix} \nu_L^e \\ e_L \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \nu_L^\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \nu_L^\tau \\ \tau_L \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

$$u_{Ri} : u_R; c_R; t_R \quad (1.43)$$

$$d_{Ri} : d_R; s_R; b_R \quad (1.44)$$

$$e_{Ri} : e_R; \mu_R; \tau_R, \quad (1.45)$$

donde hemos introducido un índice de familias o generaciones, $i = 1, 2, 3$. Las constantes de Yukawa serán ahora matrices en el espacio de familias, y son a priori completamente arbitrarias. Tendremos tres tipos de términos

$$(y_e)_{ij} v \bar{l}_{Li} \Phi e_{Rj} + h.c. \quad (1.46)$$

$$(y_d)_{ij} v \bar{q}_{Li} \Phi d_{Rj} + h.c. \quad (1.47)$$

$$(y_u)_{ij} v \bar{q}_{Li} \Phi u_{Rj} + h.c. \quad (1.48)$$

En cambio, los términos cinéticos se escriben, por ejemplo

$$\bar{e}_{Ri} \gamma^\mu D_\mu e_{Ri} \quad (1.49)$$

las interacciones con bosones de calibre no mezclan las familias. Así, la expresión para las corrientes se extiende trivialmente al caso de tres familias. Ahora bien, cuando queremos calcular procesos físicos, nos referimos siempre a estados que sean autoestados de masa, partículas con masa definida. En el modelo estándar con más de una familia tenemos

Autoestados de masa \neq Autoestados de interacción

Puesto que interesará trabajar en la base en que los campos sean autoestados de masa, tendremos interacciones entre familias. Para el caso de dos familias, llamemos a los campos originales, autoestados de interacción

$$l_{1L}^0, l_{2L}^0; q_{1L}^0, q_{2L}^0 \quad (1.50)$$

$$e_R^0, \mu_R^0; d_R^0, s_R^0; u_R^0, c_R^0 \quad (1.51)$$

y llamaremos colectivamente $\mu_R^0 = e_{2R}^0$, etc. Tendremos 3 matrices de masa en el espacio de familias, $M_e^{ij} = y_e^{ij} v$ $M_d^{ij} = y_d^{ij} v$ $M_u^{ij} = y_u^{ij} v$ con $i = 1, 2, 3$, complejas y arbitrarias. Las combinaciones

$$M_f^\dagger M_f; M_f M_f^\dagger \quad (1.52)$$

son dos matrices hermíticas distintas para cada $f = e, u, d$. Podemos diagonalizarlas con una matriz unitaria para cada combinación, así

$$D_f^2 = \begin{pmatrix} m_{f1} & \\ & m_{f2} \end{pmatrix} = U_{fL}^\dagger M_f U_{fR} \quad (1.53)$$

se necesitan dos matrices distintas para diagonalizar cada matriz de masa. Los autovectores en la base donde las matrices de masa son diagonales se encuentran transformando independientemente los estados derechos e izquierdos:

$$(f_L)_i = (U_{fL}^\dagger)_{ij} (f_L^0)_j \quad (1.54)$$

$$(f_R)_i = (U_{fR}^\dagger)_{ij} (f_R^0)_j. \quad (1.55)$$

Tenemos entonces 6 matrices unitarias distintas, explícitamente, en el espacio de familias, el cambio de base es

$$\begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix}_{L,R}^0 = U_{L,R}^e \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix}_{L,R} \quad (1.56)$$

$$\begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_{L,R}^0 = U_{L,R}^d \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_{L,R} \quad (1.57)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ c \end{pmatrix}_{L,R}^0 = U_{L,R}^u \begin{pmatrix} u \\ c \end{pmatrix}_{L,R}. \quad (1.58)$$

Veamos primero las corrientes neutras, como la electromagnética

$$\begin{aligned} J_\mu^e m &= \sum_f \bar{f}^0 \gamma_\mu Q f^0 = \sum_f \bar{f}^0 \gamma_\mu Q f_L^0 + \bar{f}_R^0 \gamma_\mu Q f_R^0 \\ &= \sum_f \bar{f}_L U_{fL}^\dagger \gamma_\mu Q U_{fL} f_L + \bar{f}_R U_{fR}^\dagger \gamma_\mu Q U_{fR} f_R = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu Q f \end{aligned} \quad (1.59)$$

debido a que las partículas de cada familia tienen todas cargas distintas. Lo mismo sucede con la corriente débil neutra, ya que tiene una expresión similar, solamente Q se reemplaza por $T_{3L} - Q \sin^2 \theta_W$. Vemos que las corrientes neutras no mezclan las familias. La situación es muy distinta en las corrientes cargadas que dan las interacciones con W_μ^\pm . Tomemos primero la corriente de quarks

$$J_{\mu q}^+ = \bar{u}_L^0 \gamma^\mu d_L^0 + \bar{c}_L^0 \gamma^\mu s_L^0 = \begin{pmatrix} \bar{u}_L^0 & \bar{c}_L^0 \end{pmatrix} \gamma^\mu \begin{pmatrix} d_L^0 \\ s_L^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{c}_L \end{pmatrix} U_{uL}^\dagger \gamma^\mu U_{dL} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \end{pmatrix}. \quad (1.60)$$

Definiendo la matriz unitaria

$$V \equiv U_{uL}^\dagger U_{dL} \quad (1.61)$$

escribimos la interacción en la base de los autoestados de masa como

$$\frac{g}{\sqrt{2}} [(\bar{u}_L \quad \bar{c}_L) \gamma^\mu V \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \end{pmatrix}] W_\mu^+ \quad (1.62)$$

de modo que los bosones cargados sí mezclan las familias. En el sector leptónico, podemos razonar exactamente igual. La corriente leptónica es

$$J_{\mu l}^+ = (\bar{\nu}_{eL}^0 \quad \bar{\nu}_{\mu L}^0) \gamma^\mu U_{eL} \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \end{pmatrix}. \quad (1.63)$$

Pero la situación es muy distinta, debido a que los neutrino no tienen masa, y por tanto no aparecen sino en los términos de interacción. Podemos rotarlos con la matriz de los electrones, definido

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix} = U_{eL}^\dagger \begin{pmatrix} \nu_{eL}^0 \\ \nu_{\mu L}^0 \end{pmatrix} \quad (1.64)$$

de modo que la corriente leptónica escrita en los autoestados de masa, sigue siendo diagonal en familias

$$J_{\mu l}^+ = (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{\nu}_{\mu L}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \end{pmatrix}. \quad (1.65)$$

Encontramos así que el modelo estándar para dos familias reproduce precisamente el resultado que queríamos: sólo los quarks se mezclan, y sólo en las corrientes cargadas. Podemos hacerlo aún mejor, y reescribir las interacciones en términos del ángulo de Cabibbo. Para ello, nótese que V es unitaria y por tanto podemos escribirla en términos de cuatro parámetros: un ángulo de rotación y tres fases

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta e^{i\alpha} & \sin \theta e^{i\beta} \\ -\sin \theta e^{i\beta} & \cos \theta e^{-i\alpha} \end{pmatrix} \quad (1.66)$$

La fase global puede siempre eliminarse redefiniendo W_μ^\pm . Las interacciones quedan

$$[\bar{u}_L \gamma^\mu d_L \cos \theta e^{i\alpha} + \bar{u}_L \gamma^\mu s_L \sin \theta e^{i\beta} - \bar{c}_L \gamma^\mu d_L \sin \theta e^{-i\beta} + \bar{c}_L \gamma^\mu u_L \cos \theta e^{-i\alpha}] W_\mu^+. \quad (1.67)$$

Pero tenemos aún una libertad en la definición de los estados. Los términos de masa

$$m_q \bar{q}_L q_R \quad (1.68)$$

no cambian si rotamos q_R y q_L por la misma fase. Tenemos 4 quarks, y tomando en cuenta que una fase global no tiene sentido físico, disponemos de 3 fases con las que jugar. Escogiendo convenientemente

$$d' = e^{i\alpha} d; s' = e^{i\beta} s; c' = e^{i(\alpha+\beta)} \quad (1.69)$$

Obtenemos finalmente

$$\frac{g}{\sqrt{2}}[(\bar{u}_L \quad \bar{c}_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} (d_L \quad s_L)] W_\mu^+. \quad (1.70)$$

Hemos obtenido así el término

$$\bar{u} \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) d_\theta W_\lambda^+; \quad d_\theta = \cos(\theta_c) d + \sin(\theta_c) s \quad (1.71)$$

observado en los decaimientos de partículas con extrañeza. Es importante señalar que es el ángulo de Cabibbo, medido experimentalmente, el que da una primera idea de la estructura de la segunda familia. Si no fuera por él, no habría razón para suponer que las nuevas partículas (μ, c, s) forman una familia con la misma estructura $SU(2)$ que la primera.

1.7. Mecanismo GIM

El quark s fue el primer quark de la segunda familia en descubrirse. Hasta 1974, se podía haber supuesto que la estructura $SU(2)$ de los quarks era del tipo

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_{L\theta} \end{pmatrix}; \quad s_{L\theta} \quad (1.72)$$

con

$$d_\theta = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C; \quad s_\theta = s \cos \theta_C - d \sin \theta_C \quad (1.73)$$

Si este fuera el caso, tendríamos para las corrientes neutras

$$J_\mu^0 = \bar{d}_{L\theta} \gamma_\mu d_{L\theta} \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right) + \bar{s}_{L\theta} \gamma_\mu s_{L\theta} \left(\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right) \quad (1.74)$$

Es decir

$$J_\mu^0 = \bar{d}_L \gamma_\mu d_L \left(-\frac{1}{2} \cos^2 \theta_C + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right) + \bar{s}_L \gamma_\mu s_L \left(-\frac{1}{2} \sin^2 \theta_C + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right) - \frac{1}{2} \sin \theta_C \cos \theta_C (\bar{d}_L \gamma_\mu s_L + \bar{s}_L \gamma_\mu d_L) \quad (1.75)$$

El último término produce mezcla de familias a través de una corriente neutral, y como hemos dicho, esto no es lo que se observa. Únicamente las corrientes cargadas mezclan familias. Para eliminar éste término, basta con suponer que s_L no es un singlete de $SU(2)$, sino que junto con otro quark, el c_L , forman un doblete

$$\begin{pmatrix} c_L \\ s_{L\theta} \end{pmatrix}. \quad (1.76)$$

Esto fue lo que propusieron Glashow, Iliopoulos y Maiani. El mecanismo, que pasó a llamarse GIM, logra eliminar el término gracias a la existencia de un quark aún no descubierto. Su predicción fue un gran éxito del modelo. Además, no sólo se puede predecir la existencia de c , sino su masa, a partir de la amplitud medida en el decaimiento de los mesones K .

1.8. Matriz CKM

Hasta ahora, tenemos las siguientes predicciones, corroboradas experimentalmente

1. los leptones no se mezclan entre familias distintas,
2. las corrientes neutras no mezclan familias,
3. las corrientes cargadas sí lo hacen.

Tenemos además que la matriz V es real. Esto implica que los acoplamientos son reales, y como consecuencia, el Lagrangiano conserva CP. Las predicciones 1,2 y 3 se mantienen cuando incluimos la tercera familia, porque se basan en la estructura $SU(2)$, y la tercera familia será una copia en $SU(2)$ de las anteriores. Pero ahora V no será real, ni podrá ser parametrizada por un sólo ángulo, y tendremos la importantísima predicción de la violación de CP en el modelo estándar.

En 1973 Kobayashi y Maskawa explicaron las observaciones de violación de CP en el decaimiento de los mesones K postulando una tercera familia, hoy en día descubierta en su totalidad. La matriz V se llama por ello V_{CKM} : Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Una parametrización usual es

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ -s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}s_{13} \end{pmatrix} \quad (1.77)$$

donde

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij}; s_{ij} = \sin \theta_{ij} \quad (1.78)$$

y θ_{ij} son los tres ángulos de Euler.

En lo que sigue tendremos en cuenta sólo la mezcla de Cabibbo, ya que la mezcla de la tercera generación es muy pequeña y sus efectos pueden despreciarse para los propósitos de este trabajo. Efectivamente, mientras que los elementos no diagonales $|V_{cd}|$ y $|V_{us}|$ son aproximadamente iguales a 2×10^{-1} , para los elementos no diagonales que involucran a la tercera familia tenemos [44],

$$|V_{cb}| \approx 4 \times 10^{-2}, \quad |V_{ub}| \approx 4 \times 10^{-3}, \quad |V_{ts}| \approx 4 \times 10^{-2}, \quad |V_{td}| \approx 8 \times 10^{-3}. \quad (1.79)$$

Vemos así que los coeficientes de mezcla de la tercera generación son por lo menos un orden de magnitud menores que los correspondientes a la mezcla de Cabibbo. Puesto que las secciones eficaces son cuadráticas en los elementos V_{ij} , los efectos de la mezcla de tercera generación estarán suprimidos por un factor $\mathcal{O}(10^{-2})$ con respecto a la mezcla de Cabibbo.

Capítulo 2

Operadores Efectivos

Es posible simplificar la manera en que modelamos un sistema físico si tomamos las características más relevantes del mismo. Para que tal simplificación sea posible, es de vital importancia extraer las variables adecuadas que nos permitan capturar la física del problema en cuestión.

Los fenómenos que trataremos permiten separarlos en escalas de energías. Gracias a esto, podremos trabajar en escalas de energía a conveniencia. La idea es muy sencilla, se trata de identificar los parámetros grandes o pequeños con respecto a nuestra escala de energía, y hacerlos tender a infinito o a cero, respectivamente. Lo anterior proporciona simplificaciones que pueden mejorarse al incluir las correcciones de forma perturbativa.

Las teorías efectivas de campo nos permiten describir la física de baja energía con respecto a una escala de energía Λ . Con respecto a esta escala Λ definiremos los grados de libertad relevantes. Consideremos la masa M , se tomarán en cuenta estados $M \ll \Lambda$ mientras que las excitaciones mayores $M \gg \Lambda$ quedan fuera de nuestra descripción.

2.1. La Teoría de Fermi de la Interacción Débil

En el ME, entre dos corrientes fermiónicas izquierdas se intercambia un bosón W virtual mientras que al decaer el quark top se produce un bosón W real. Las corrientes de acoplamiento son las Corrientes Cargadas (CC) y las Corrientes Neutras (NC). Las CC están dadas por

$$J_{\mu}^{\pm} = \frac{j_{\mu}^1 \mp ij_{\mu}^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.1)$$

con

$$j_{\mu}^I = g \sum_{\psi} \bar{\psi} \gamma_{\mu} \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) \frac{\tau^I}{2} \psi \quad (2.2)$$

donde τ^I son las dos primera matrices de Pauli y $g = \frac{e}{\sin \theta_W}$ es la constante de acoplamiento de norma para $SU(2)$ en términos de la carga electromagnética e y el ángulo débil. Los fermiones

ψ que participan serán :

$$\psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

mientras que para los quarks tenemos:

$$\psi = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

donde los estados de sabor d', s' y b' están relacionados con los estados de masa d, s y b por la matriz CKM :

$$q' = V_{ij}q_j. \quad (2.5)$$

Con respecto a las NC estarán determinadas por el bosón Z , cuya masa está relacionado con la del bosón W mediante $M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W}$, la NC puede ser escrita como :

$$J_\mu^Z = \frac{e}{\sin\theta_W \cos\theta_W} (j_\mu^3 - \sin^2\theta_W j_\mu^{em}) \quad (2.6)$$

donde j_μ^{em} es la corriente electromagnética. Cuando la transferencia de momento q del W es pequeña a comparación de su masa, es decir $q^2 \ll M_W^2$, tendremos que el propagador se reduce a un término de contacto:

$$\frac{-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_W^2}}{q^2 - M_W^2} \rightarrow \frac{g_{\mu\nu}}{M_W^2}. \quad (2.7)$$

Tenemos pues, un lagrangiano efectivo

$$\mathcal{L}_{eff}^{weak} = 8 \frac{G_F}{\sqrt{2}} (J_+^\mu J_{-\mu} + \frac{1}{2} J_Z^\mu J_{Z\mu}) \quad (2.8)$$

donde la constante de Fermi es:

$$G_F = \frac{\sqrt{2}e^2}{8 \sin^2\theta_W M_W^2} = 1,166^{-5} \text{GeV}^2. \quad (2.9)$$

La interacción de CC fué la postulada por Fermi para explicar el decaimiento del neutrón.

2.2. Decaimiento del top en el ME

En el ME el decaimiento $t \rightarrow bW$ es por mucho el modo dominante. Se predice que las tasas para otros canales de desintegración serán menores en varios órdenes de magnitud. El segundo decaimiento más probable es el decaimiento no diagonal de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) $t \rightarrow sW$ y $t \rightarrow dW$.

Por ejemplo, en el LHC obtenemos quarks top principalmente por producción de pares, mediante interacción fuerte $gg \rightarrow t\bar{t}$ (y en menor medida $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$). Sin embargo, también hay una cantidad significativa de eventos de producción de un solo top por interacción débil. En cuanto a la producción de un solo top y su relación con la virtualidad del bosón W (de

cuadrimento q) podemos distinguir tres procesos principales:

- **Canal t .** El proceso dominante involucra un bosón W espacial ($q^2 \leq 0$).

En el canal t la sección transversal diferencial del proceso es proporcional a $\frac{d\sigma}{dq^2} \sim \frac{1}{(q^2 - M_W^2)^2}$, esto es por el propagador del bosón W . La sección transversal total está, por lo tanto, dominada por la región $|q^2| \leq M_W^2$, y es proporcional a $\frac{1}{M_W^2}$. Por el contrario, la sección transversal total de la producción de pares de top por interacción fuerte es proporcional a $\frac{1}{s}$, donde $s \geq 4m_t^2$ es la energía del centro de masa del parton. Que la sección transversal total este dominada por la región $|q^2| \leq M_W^2$ también tiene la implicación de que el quark liviano del estado final tiende a emitirse en ángulos pequeños, es decir, altas rapideces. Esta característica de la señal resulta útil al aislarla de los fondos.

- **Canal s .** Tenemos un bosón W temporal con $q^2 \geq (m_t + m_b)^2$. La sección transversal es mucho menor que la del proceso del canal t porque se escala como $\frac{1}{s}$ en lugar de $\frac{1}{M_W^2}$.
- **Producciones Asociadas.** También se puede producir un solo quark top a través de la interacción débil en asociación con un bosón W real con $q^2 = M_W^2$. Al igual que el proceso del canal t , uno de los partones iniciales es un quark b . Sin embargo, a diferencia del proceso de canal t , este proceso se escala como $\frac{1}{s}$.

Hay varios motivos para estudiar la producción de un solo top en el LHC:

- La sección eficaz de procesos de un solo top es proporcional a $|V_{tb}|^2$ lo que nos proporciona una forma de medir V_{tb} .
- Los eventos de un solo top suelen ser fondo de otros, por lo que es necesario entenderlos. Por ejemplo, son fondos para algunas señales del bosón de Higgs.
- La producción de un solo top ocurre por interacción débil con una polarización del 100%. Dicha polarización sirve para probar la estructura $V - A$ (Vector - Vector Axial) de la interacción débil de CC del quark top.
- Nueva física puede ser extraída de estudiar eventos de un solo top, por ejemplo producción de quarks top mediante interacciones débiles no contempladas en el ME ya sea por efectos de loop o nuevas fuentes de eventos de un solo top.

2.3. Operadores efectivos para la producción de un solo top

El lagrangiano para el proceso de producción de un solo top (3.2) es de la forma:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{\Lambda^2} \sum_{\mathcal{O}} (C_{\mathcal{O}} \mathcal{O} + \text{h.c.}) + \dots, \quad (2.10)$$

donde \mathcal{O} denota operadores efectivos de dimensión 6, Λ es la escala de nueva física, y los puntos suspensivos se refieren a los operadores de mayor dimensión. En lo que sigue, será conveniente expresar nuestros resultados en términos de acoplamientos adimensionales, definimos

$$\bar{C}_{\mathcal{O}} = C_{\mathcal{O}} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad (2.11)$$

donde v es el valor de expectación de vacío del campo de Higgs. A nivel árbol las constantes de acoplamiento $\bar{C}_{\mathcal{O}}$ son independientes de la escala Λ . Denotamos los acoplamientos complejos $\bar{C}_{\mathcal{O}} = \bar{C}_{\mathcal{O}r} + i\bar{C}_{\mathcal{O}i}$.

A lo largo de este trabajo, utilizamos los operadores efectivos de dimensión 6 a partir de la base de operadores dada en [8]. Sin embargo, adoptamos la convención de signos en las derivadas covariantes y la normalización de operadores definida en [11], donde un factor y_t se adjunta a un operador por cada campo de Higgs que contenga, y un factor g (g') para cada tensor de campo $W_{\mu\nu}$ ($B_{\mu\nu}$). Estamos interesados en los operadores que pueden contribuir a la producción de un solo top en un colisionador e^+e^- . Hay operadores con acoplamientos de cambio de sabor, pero en este estudio no los consideraremos puesto que sus contribuciones son despreciables.

2.4. Operadores que generan acoplamientos tbW

El vértice de tbW se puede probar y medir utilizando los procesos de producción de pares de top o los procesos de producción de un solo top. La tasa total de $t\bar{t}$ depende muy débilmente de la estructura de vértice de tbW , ya que los quarks tops se producen predominantemente en capa de masa. Sin embargo, los observables más sensibles, como las asimetrías C y P , la polarización del top y las correlaciones de espín proporcionan información interesante. La tasa de producción de un solo top es directamente proporcional al cuadrado del acoplamiento tbW y, por lo tanto, es potencialmente muy sensible a la estructura tbW . En eventos de un solo top, el estudio de las propiedades de polarización proporciona potencialmente una forma de probar una estructura de acoplamiento de tbW .

Con respecto a la producción de quark top en el colisionador e^-e^+ , en el ILC se ha puesto un gran interés en la producción de $t\bar{t}$ y $t\bar{t}H$ para energías del haz de $\sqrt{s}=0.5$ y 1 TeV, y muy pocos estudios han sido hechos en la producción de un solo top.

A la fecha, no hay estudios sobre el potencial de la producción de un solo top en e^-e^+ para probar el acoplamiento efectivo tbW . Uno de los objetivos de este trabajo es averiguar la sensibilidad a este acoplamiento y compararlo con el potencial de $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ para el caso del LHC. Así como también estudiar la sensibilidad a los operadores de cuatro fermiones $e\nu bt$ relevantes para este proceso los cuales están relacionados con el tbW mediante las ecuaciones de movimiento. En este estudio usaremos una base de operadores de dimensión 6 invariantes de calibre $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Hay tres operadores que solo generan corrientes neutras (NC)

$t\bar{t}Z$ y vértices $t\bar{t}\gamma$:

$$\mathcal{O}_{\varphi q}^{(1)33} = \varphi^\dagger i \bar{D}_\mu \varphi \bar{q}_L \gamma^\mu q_L, \quad \mathcal{O}_{\varphi q}^{33} = \varphi^\dagger i \bar{D}_\mu \varphi \bar{t}_R \gamma^\mu t_R, \quad \mathcal{O}_{uB}^{33} = \bar{q}_L \sigma^{\mu\nu} t_R \tilde{\varphi} B_{\mu\nu} \quad (2.12)$$

y dos generan ambos acoplamientos, el de corriente cargadas (CC) y NC:

$$\mathcal{O}_{\varphi q}^{333} = \varphi^\dagger i \bar{D}_\mu^I \varphi \bar{q}_L \tau^I \gamma^\mu q_L, \quad \mathcal{O}_{uW}^{33} = \bar{q}_L \sigma^{\mu\nu} t_R \tau^I \tilde{\varphi} W_{\mu\nu}^I \quad (2.13)$$

Para estos cinco operadores, el proceso $t\bar{t}$ del ILC puede superar el potencial del LHC . Por otra parte los siguientes operadores generan únicamente acoplamientos tbW efectivos de CC:

$$\mathcal{O}_{\varphi ud}^{33} = \tilde{\varphi}^\dagger i D_\mu \varphi \bar{t}_R \gamma^\mu b_R, \quad \mathcal{O}_{dW}^{33} = \bar{q}_L \sigma^{\mu\nu} b_R \tau^I \varphi W_{\mu\nu}^I \quad (2.14)$$

Estrictamente hablando, la distinción entre los operadores NC y los operadores CC que son sensibles a los pares de top y los procesos de un solo top por separado no está totalmente clara. De hecho, se ha señalado que los efectos fuera de capa en la producción de pares de top pueden traer sensibilidad al acoplamiento de tbW y, en particular, se utilizará para medir el ancho del quark top con gran precisión, que argumenta a favor de la noción de que el potencial de las máquinas ILC y CLIC en el estudio de la física del quark top irá más allá del contexto de la producción de $t\bar{t}$ en capa de masa.

Un análisis coherente de los operadores de bosones de calibre y top no puede excluir los efectos de los operadores de cuatro fermiones. De hecho, la elección de operadores de bosones de norma y top de dimensión 6 implica que otros operadores del mismo tipo se consideran redundantes debido a las ecuaciones de movimiento. Estas ecuaciones de movimiento involucran operadores de cuatro fermiones y, por lo tanto, deben incluirse en el análisis para que sea matemáticamente consistente e independiente del modelo.

Los operadores base que generan vértices de cuatro fermiones que involucran al quark top se muestran a continuación. Hay cuatro operadores que generan vértices $eett$ que están relacionados solo con las NC en la producción de $t\bar{t}$, estos no los analizaremos:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{lq}^{(1)13} &= \bar{l}_L \gamma_\mu l_L \bar{q}_L \gamma^\mu q_L, & \mathcal{O}_{eu}^{13} &= \bar{e}_R \gamma_\mu e_R \bar{t}_R \gamma^\mu t_R, \\ \mathcal{O}_{lu}^{13} &= \bar{l}_L \gamma_\mu l_L \bar{t}_R \gamma^\mu t_R, & \mathcal{O}_{qe}^{13} &= \bar{q}_L \gamma_\mu q_L \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \end{aligned} \quad (2.15)$$

Otro objetivo de este trabajo es obtener los límites establecidos por la producción de un solo top de los cuatro operadores, que generan acoplamientos $e\nu tb$ de tipo CC relevantes para ese proceso:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{lq}^{(3)13} &= \bar{l}_L \gamma_\mu \tau^I l_L \bar{q}_L \gamma^\mu \tau^I q_L, & \mathcal{O}_{lequ}^{(1)13} &= \bar{l}_L^j e \varepsilon_{jk} \bar{q}_L^k t, \\ \mathcal{O}_{lequ}^{(3)13} &= \bar{l}_L^i \sigma_{\mu\nu} e_R \varepsilon_{jk} \bar{q}_L^k \sigma^{\mu\nu} t_R, & \mathcal{O}_{ledq}^{13} &= \bar{l}_L e_R \bar{b}_R q_L. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Hay cuatro operadores de dimensión 6 en la base [8] que dan acoplamientos efectivos tbW , estos son: $\mathcal{O}_{\varphi q}^{(3)}$, \mathcal{O}_{uW} , $\mathcal{O}_{\varphi ud}$ y \mathcal{O}_{dW} , donde se han omitido índices generacionales. Los dos primeros

también generan acoplamientos de corriente neutra (NC) y se encuentran entre los operadores que contribuyen a $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$. Combinamos el operador $O_{\varphi q}^{(3)}$ con $O_{\varphi q}^{(1)}$ para eliminar el término de corriente neutra bbZ .

Expandiendo estos operadores en términos de campos físicos:

$$\begin{aligned}
O_{\varphi q}^{(-)33} &= O_{\varphi q}^{(3)33} - O_{\varphi q}^{(1)33} = \frac{y_t^2}{\sqrt{2}}g(v+h)^2 \left(W_\mu^+ \bar{t}_L \gamma^\mu b_L + W_\mu^- \bar{b}_L \gamma^\mu t_L \right) \\
&+ y_t^2 \frac{g}{c_W} (v+h)^2 Z_\mu \bar{t}_L \gamma^\mu t_L, \\
O_{\varphi ud}^{33} &= \frac{y_t^2}{2\sqrt{2}}g(v+h)^2 W_\mu^+ \bar{t}_R \gamma^\mu b_R, \\
O_{uW}^{33} &= 2y_t g(v+h) \left(\partial_\mu W_\nu^- + igW_\mu^3 W_\nu^- \right) \bar{b}_L \sigma^{\mu\nu} t_R \\
&+ \sqrt{2}y_t g(v+h) \left(\partial_\mu W_\nu^3 + igW_\mu^- W_\nu^+ \right) \bar{t}_L \sigma^{\mu\nu} t_R, \\
O_{dW}^{33} &= 2y_t g(v+h) \left(\partial_\mu W_\nu^+ + igW_\mu^+ W_\nu^3 \right) \bar{t}_L \sigma^{\mu\nu} b_R \\
&- \sqrt{2}y_t g(v+h) \left(\partial_\mu W_\nu^3 + igW_\mu^+ W_\nu^- \right) \bar{b}_L \sigma^{\mu\nu} b_R.
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Las relaciones entre el acoplamiento \overline{C}_O en (2.11) y los factores de forma δV_L , V_R , g_L y g_R de tbW son:

$$V_L = V_{tb} + y_t^2 \overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}, \quad V_R = y_t^2 \frac{1}{2} \overline{C}_{\varphi ud}^{33}, \quad g_L = -y_t g \sqrt{2} \overline{C}_{dW}^{33}, \quad g_R = -y_t g \sqrt{2} \overline{C}_{uW}^{33}. \tag{2.18}$$

Ha habido muchos estudios que han establecido límites en los coeficientes de estos operadores basados principalmente en producción de un solo top y en la helicidad del W en decaimientos de top en el LHC ($\sqrt{s} = 7, 8$ Te V) [24, 35–40]. Se presenta una extracción combinada reciente $|f_{LV}V_{tb}|$ del LHC a un nivel 1σ [35]:

$$|f_{LV}V_{tb}| = 1,02 \pm 0,08(\text{exp}) \pm 0,04(\text{teo}), \tag{2.19}$$

donde $f_{LV}V_{tb} \equiv V_L$ en nuestra notación. De esto podemos establecer un nivel $-0,16 < \overline{C}_{\varphi q}^{(-)33} < 0,20$ (o 95%), si asumimos $V_{tb} = 1$. En cuanto a los otros acoplamientos, con la restricción $V_L = 1$, CMS ha informado un análisis global basado en escenarios de ajuste bidimensionales y tridimensionales, de los cuales han obtenido los límites más estrictos a 95% C.L. hasta la fecha [24]:

$$|V_R| < 0,16, \quad |g_L| < 0,057, \quad -0,049 < g_R < 0,048. \tag{2.20}$$

Estos límites pueden convertirse a cotas en los acoplamientos efectivos \overline{C}_O mediante (2.18),

$$-0,16 < \overline{C}_{\varphi q}^{(-)33} < 0,20, \quad |\overline{C}_{\varphi ud}^{33}| < 0,32, \quad -0,053 < \overline{C}_{uW}^{33} < 0,052, \quad |\overline{C}_{dW}^{33}| < 0,062, \tag{2.21}$$

que son por lo tanto los límites actuales de LHC en acoplamientos efectivos \overline{C}_O de dimensión 6. ¿Cuál podría ser la mejora de estos límites en el programa de física del top en el LHC, suponiendo que no se encuentre física más allá del ME? Con luminosidades integradas de hasta 20 fb^{-1} ya obtenidas, las incertidumbres estadísticas son subdominantes en relación con las

incertezas sistemáticas y otras incertezas. Podríamos esperar entonces que incluso la fase HL-LHC no produzca necesariamente una mejora de orden de magnitud sobre los límites (2.20), (2.21). Por ejemplo, en [23] el 95 % CL límites $|\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}| < 0,5$ y $|\overline{C}_{uW}^{33}| < 0,25$ se obtienen en base a las mediciones de la sección transversal ttZ en CMS y ATLAS. Luego se hace una proyección en [23] por hasta $3ab^{-1}$ de pseudodatos que conducen a las estimaciones $|\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}| < 0,2$ y $|\overline{C}_{uW}^{33}| < 0,15$, que ascienden a una mejora en un factor de 2.

El proceso de producción de $t\bar{t}$ en ILC tiene el potencial de mejorar los límites de $\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ y \overline{C}_{uW}^{33} por un orden de magnitud o más [22, 23, 41]. Específicamente, como se informa en [22], el ILC a $\sqrt{s} = 500$ GeV basado en la sección transversal $t\bar{t}$ y de medidas de asimetrías forward-backward (FB), y suponiendo una incertidumbre experimental del 5 % en la sección transversal y del 2 % en la asimetría FB, se obtendría los límites de un solo acoplamiento,

$$|\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}| < 0,04, \quad |\overline{C}_{uW}^{33}| < 0,006. \quad (2.22)$$

En [23], para la misma energía se supone una incertidumbre experimental de 1 %, que produce límites directos de acoplamiento individual correspondientemente más estrictos,

$$|\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}| < 0,015, \quad |\overline{C}_{uW}^{33}| < 0,0011, \quad (2.23)$$

como se muestra en la figura 6 de esa referencia. Nótese que (2.23) asume también polarizaciones de haz longitudinales $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (-80\%, +30\%)$ [23]. Es necesario tener en cuenta que hay otros dos operadores con acoplamientos ttZ que también contribuyen a la producción $t\bar{t}$. Cuando se consideran simultáneamente las contribuciones de estos operadores, los límites marginalizados se relajan. Esto es así con los límites marginalizados del análisis multivariado llevado a cabo en [23], que se informa que son más grandes que los individuales (2.23) por un factor 17. Para los fines del presente estudio, sin embargo, tomamos los límites de un solo acoplamiento (2.23) y (2.22) como puntos de referencia de la sensibilidad proyectada de la producción de $t\bar{t}$ en el ILC.

2.5. Operadores diagonales de cuatro fermiones

El uso de lagrangianos efectivos en el programa de física de quarks top, tiene como objetivo limitar simultáneamente todos los operadores no redundantes (en cierto nivel, como los de dimensión 6) basado en todas las medidas experimentales disponibles. Por ejemplo, se ha presentado un ajuste global reciente en [38] donde los coeficientes de 4 operadores de bosones de norma de top y de 5 operadores cuatro fermiones fueron restringidos usando ambos $t\bar{t}$, así como mediciones de producción de un solo top en el LHC y el Tevatrón. No es de sorprender que los límites obtenidos al considerar los efectos de un operador a la vez tienden a relajarse mucho cuando otros operadores también se toman en cuenta [38]. De hecho, hay un gran esfuerzo para realizar estudios de ajuste global, como se encuentra en la literatura [37]. Además de la motivación para hacer una análisis completo, el objetivo de considerar todos los opera-

dores es por consistencia. Operadores de bosones de norma y top con derivados en campos de fermión [42] no aparecen en la lista de [8] porque las ecuaciones de movimiento los relacionan a los considerados aquí. Estas ecuaciones implican términos de cuatro fermiones que son parte de los operadores no redundantes. Por ejemplo, el acoplamiento tbW es generado por un operador $O_{qW} = \bar{q}_L \gamma^\mu \tau^I D^\nu q_L W_{\mu\nu}^I$, que debería considerarse en la interacción CC del quark top. Teniendo en cuenta el vértice general tbW generado por los operadores en (2.17), de hecho podemos aislar la contribución no redundante de este operador [29]. Sin embargo, es conveniente implementar este efecto con el operador de cuatro fermiones $O_{\ell q}^{(3)}$ que genera una interacción $\bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L \bar{t}_L \gamma_\mu b_L$ en su lugar [29],

$$\begin{aligned} O_{qW}^{33} + (O_{qW}^{33})^\dagger &= \frac{g}{2} \left(O_{\varphi q}^{(3)33} + (O_{\varphi q}^{(3)33})^\dagger \right) \\ &+ g \sum_{k=1}^3 \left(O_{\ell q}^{(3)k33k} + O_{qq}^{(3)k33k} \right). \end{aligned} \quad (2.24)$$

En este sentido, un análisis de acoplamientos de bosones de norma y top puede ser considerado completo y consistente solamente si incluye operadores de cuatro fermiones. Hay 8 operadores diagonales de sabor de cuatro fermiones que involucran dos leptones de la primera familia y dos quarks de la tercera familia. Cuatro de ellos están asociados a acoplamientos CC y los otros cuatro a acoplamientos de NC. Los operadores de CC que contribuyen a la producción de un solo top:

$$\begin{aligned} O_{\ell q}^{(3)13} &= \bar{\ell} \gamma_\mu \tau^I \ell \bar{q} \gamma^\mu \tau^I q = 2 \left(\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L \bar{b}_L \gamma^\mu t_L + \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L \bar{t}_L \gamma^\mu b_L \right) \\ &+ (\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L) \left(\bar{t}_L \gamma_\mu t_L - \bar{b}_L \gamma_\mu b_L \right), \\ O_{\ell edq}^{13} &= \bar{\nu}_L e_R \bar{b}_R t_L + \bar{e}_L e_R \bar{b}_R b_L, \\ O_{\ell equ}^{(1)13} &= \bar{\nu}_L e_R \bar{b}_L t_R - \bar{e}_L e_R \bar{t}_L t_R, \\ O_{\ell equ}^{(3)13} &= \bar{\nu}_L \sigma^{\mu\nu} e_R \bar{b}_L \sigma_{\mu\nu} t_R - \bar{e}_L \sigma^{\mu\nu} e_R \bar{t}_L \sigma_{\mu\nu} t_R, \end{aligned} \quad (2.25)$$

donde hemos usado la notación abreviada O^{13} para O^{1133} . Hasta la fecha, no se han reportado límites basados en LHC ni en Fermilab para procesos de producción y/o de decaimiento de top para estos operadores. En [11] se ha señalado que las distribuciones basadas en mediciones como la fracción de helicidad del W podrían, en principio, utilizarse para este fin ya que el decaimiento leptónico se usa para analizar la polarización de W . Sin embargo, el requisito experimental de que $m_{\ell\nu}$ se acerque a M_W reduce severamente la sensibilidad de las fracciones a los operadores de cuatro fermiones [11].

Capítulo 3

Producción de quark top en colisiones electrón - positrón

Para entender por qué hemos elegido el proceso de producción de un solo top definido más abajo en (3.2), repasemos el contexto de la producción de pares de top y de un solo top en un colisionador e^+e^- . A diferencia del LHC, la producción de $t\bar{t}$ en el ILC es generada por la interacción electrodébil y se convierte en un fondo irreducible para la producción de un solo top. La producción de un solo top puede ser difícil de distinguir de $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$, particularmente cerca de la región del umbral. Éste entremezclado hace que los efectos fuera de capa de masa en la producción de pares de top sea sensible al vértice tbW . Por lo tanto, se puede usar para sondear el vértice tbW y el ancho del top.

A nivel de árbol, $\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{t})$ está dado por dos diagramas (canal s , Z y γ). A $\sqrt{s} = 0,5$ TeV, la sección transversal es de aproximadamente 550 fb, con un aumento de aproximadamente 15 % cuando se incluyen las correcciones QCD. Si requerimos una de las líneas de quark top a unos 20 GeV de la resonancia para obtener eventos de un solo top, la contribución de estos dos diagramas produce $\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow t\bar{b}W^- + \bar{t}bW^+) \cong 20$ fb. Esto no significa sin embargo que $t\bar{t}$ sea la principal fuente de un solo top. En efecto, si consideramos el estado final de $t\bar{b}W^-$, sin la mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), encontraremos que hay un total de siete diagramas, con sólo dos de ellos correspondientes a $t\bar{t}$, y que la sección transversal es en realidad $\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{b}W^- + \bar{t}bW^+) \cong 50$ fb. A este nivel, debemos considerar cuáles son los posibles canales de decaimiento y cuales son los más interesantes.

Debemos tener en cuenta que los estados finales coinciden con los conocidos canales $t\bar{t}$ de decaimiento. El canal dileptónico, con la fracción de 4,5 % de aproximadamente 2,3 fb, produciría aproximadamente 2300 eventos con una luminosidad de $1 ab^{-1}$ antes de los cortes. Esta es una estimación muy aproximada; consideremos específicamente $e^+e^- \rightarrow \bar{b}\mu^-\bar{\nu}_\mu b e^+\nu_e$ que con una fracción de 1,1 % esperamos que contribuya con alrededor de $0,55 fb$. Resulta que este proceso en particular tiene 438 diagramas, de hecho la mayoría de ellos sin líneas t . Después de imponer un corte en el invariante $M_{b\bar{b}}$ para estar lejos de las resonancias de Z y del bosón de Higgs, la sección transversal se reduce a aproximadamente 0,2 fb. El canal dileptónico parece producir estadísticas bastante pobres.

Consideremos ahora el modo semileptónico, con estados finales $l^-\bar{\nu}bbjj$ o $l^+\nu bbjj$. Ya sea que el leptón sea un electrón o un muón, ahora esperamos tener una fracción de $2 \times 7,2\%$ que es aproximadamente $2 \times 3,6$ fb por cada posibilidad $l = e, \mu$.

Sin embargo, si e^\pm es el leptón en el estado final, surge una característica deseable: aparecen diagramas de canal t . En los diagramas de canal t , no hay vértices $ttZ(\gamma)$ y la sensibilidad va sólo al acoplamiento tbW . A partir de [18], encontramos que la sección real para $e^+e^- \rightarrow t\bar{b}e^-\bar{\nu}_e$ es de aproximadamente 3 fb, donde la masa invariante de el sistema $be^-\bar{\nu}_e$ está al menos a 20 GeV de la resonancia del quark top. Con una fracción de 67% del decaimiento hadrónico, entonces esperamos tener un total de 4 fb para el modo semileptónico con el electrón. Los cortes cinemáticos aún reducirán este número de manera significativa, como veremos a continuación, pero aún habrá suficiente sección transversal que arrojará buenas estadísticas. Este es el estado final que nos interesa para este estudio: dos jets b , dos jets livianos, un electrón o positrón y su neutrino.

3.1. Señal de proceso semileptónico y fondo irreducible

El conjunto de diagramas de Feynman para la producción y decaimiento del quark top en colisiones e^-e^+ en el ME para el canal semileptónico es un subconjunto de los procesos de seis fermiones

$$e^-e^+ \rightarrow q_u\bar{q}_d b\bar{b}e^-\bar{\nu}_e + \bar{q}_u q_d b\bar{b}e^+\nu_e \quad (3.1)$$

con $q_u = u, c$ y $q_d = d, s$. Los estados finales (3.1) se pueden alcanzar a través de dos procesos diferentes de producción de top, uno seguido de un decaimiento hadrónico

$$e^-e^+ \rightarrow \begin{cases} t\bar{b}e^-\bar{\nu}_e, & t \rightarrow q_u\bar{q}_d b, \\ \bar{t}b e^+\nu_e, & \bar{t} \rightarrow \bar{q}_u q_d \bar{b}, \end{cases} \quad (3.2a)$$

y el otro seguido de un decaimiento leptónico:

$$e^-e^+ \rightarrow \begin{cases} t\bar{b}\bar{q}_u q_d, & t \rightarrow e^+\nu_e b, \\ \bar{t}b q_u \bar{q}_d, & \bar{t} \rightarrow e^-\bar{\nu}_e \bar{b}. \end{cases} \quad (3.2b)$$

El proceso (3.2a) fué estudiado en [17, 18] en el nivel de producción de top ($e^-e^+ \rightarrow t\bar{b}e^-\bar{\nu}_e$). Aquí, ampliamos ese estudio para incluir el decaimiento del top y el proceso (3.2b).

Los diagramas de Feynman para el proceso (3.2) se muestran en las Figuras 3.1–3.4 para los estados finales que contienen $e^-\bar{\nu}_e$. Establecemos la masa del electrón $m_e = 0$, desacoplando al electrón del campo de Higgs. Solamente tomamos en cuenta la mezcla de Cabibbo en nuestros cálculos, ya que la mezcla de tercera generación puede ciertamente despreciarse para nuestros propósitos. Por lo tanto, en (3.2) tenemos $(q_u, \bar{q}_d) = (u, \bar{d}), (u, \bar{s}), (c, \bar{d}), (c, \bar{s})$. Con estas consideraciones, las seis topologías correspondientes al intercambio de bosones vectoriales de canal t en la Figura 3.1 conducen a 40 diagramas de Feynman. Nótese que esos diagramas involucran

sólo el decaimiento hadrónico del top. Los diagramas de intercambio de bosones vectoriales en canal s con una línea interna de top decayendo hadrónicamente están dados por las cinco topologías de la Figura 3.2, correspondientes a 32 diagramas. Los diagramas del canal s con un decaimiento leptónico del top están dados por las cinco topologías de la Figura 3.3, que conducen a 36 diagramas. Finalmente, la Figura 3.4 muestra una topología, que corresponde a ocho diagramas para intercambio de bosones vectoriales en canal s con dos líneas internas de top, que contribuyen a la producción de un solo top cuando una línea está en su capa de masa y la otra está fuera. Tenemos, entonces, un total de 116 diagramas para la producción semileptónica de un solo top y su decaimiento en el SM con mezcla de Cabibbo, en el canal $e^- \bar{\nu}_e$. Si se tiene en cuenta la mezcla completa de CKM, el número de diagramas se duplica a 232, ya que los diagramas adicionales con mezcla de tercera generación se pueden obtener de los que no la tienen simplemente intercambiando las líneas de estado final q_d y b en cada diagrama.

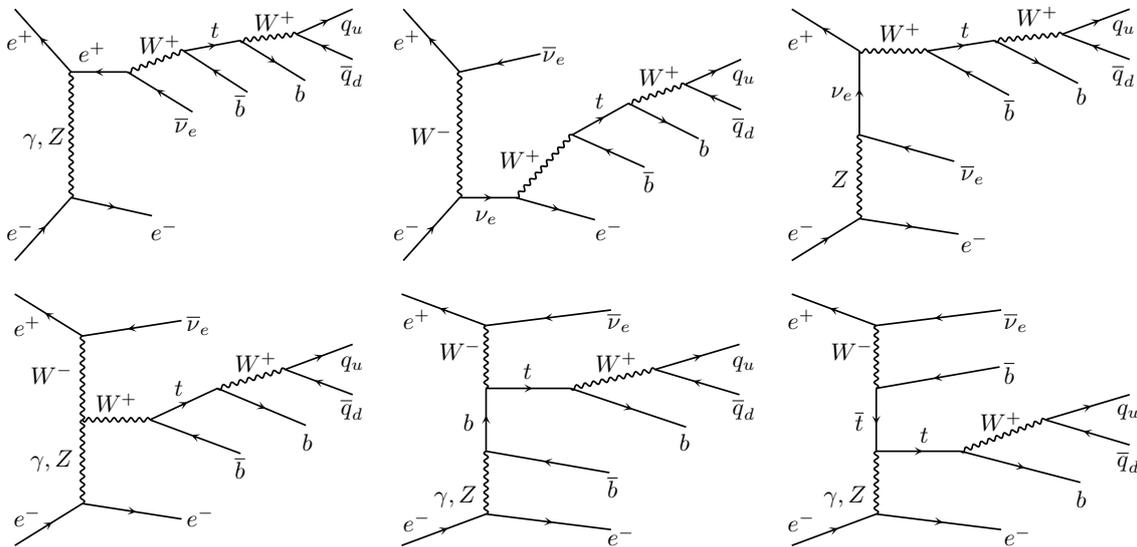


Figura 3.1: Diagramas de Feynman en la norma unitaria para la producción de un solo top en colisiones e^-e^+ con intercambio de bosones vectoriales en canal t

Consideramos los procesos (3.2) dados por los diagramas de Feynman en las Figuras 3.1–3.4, restringidos a las siguientes regiones de espacio de fases:

$$\begin{aligned}
 \text{un solo top hadrónico: } & m(be\nu) \notin I_t \text{ y } m(bjj) \in I_t, \\
 \text{un solo top leptónico: } & m(be\nu) \in I_t \text{ y } m(bjj) \notin I_t, \\
 \text{un solo top: } & \left(m(be\nu) \in I_t \text{ y } m(bjj) \notin I_t \right) \text{ o } \left(m(be\nu) \notin I_t \text{ y } m(bjj) \in I_t \right), \quad (3.3) \\
 \text{par de top: } & m(be\nu) \in I_t \text{ y } m(bjj) \in I_t, \\
 t \text{ virtual: } & m(be\nu) \notin I_t \text{ y } m(bjj) \notin I_t,
 \end{aligned}$$

donde I_t es un intervalo de masa alrededor de la masa del top, $I_t = (132, 212)$ GeV, y $m(be\nu)$, $m(bjj)$ se refieren a la masa invariante de los conjuntos de tres partículas del estado final que pueden originarse a partir del decaimiento del top. La región de un solo top en (3.3) corresponde al proceso en el que estamos interesados, o proceso “señal”. La región de pares de

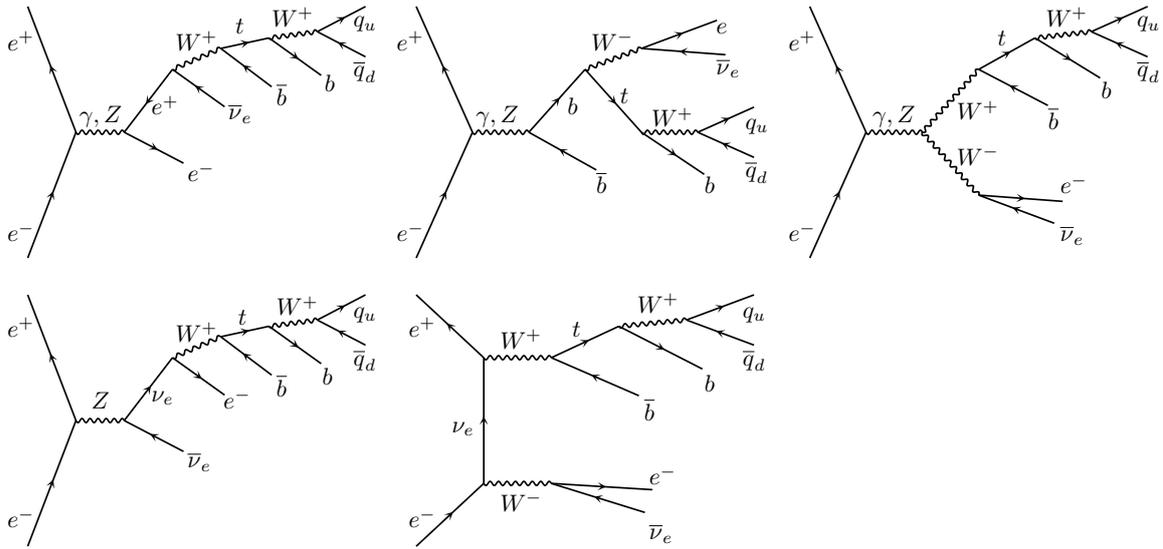


Figura 3.2: Diagramas de Feynman en la norma unitaria para la producción de un solo top en colisiones e^-e^+ con intercambio de bosones vectoriales en canal s y decaimiento hadrónico del top

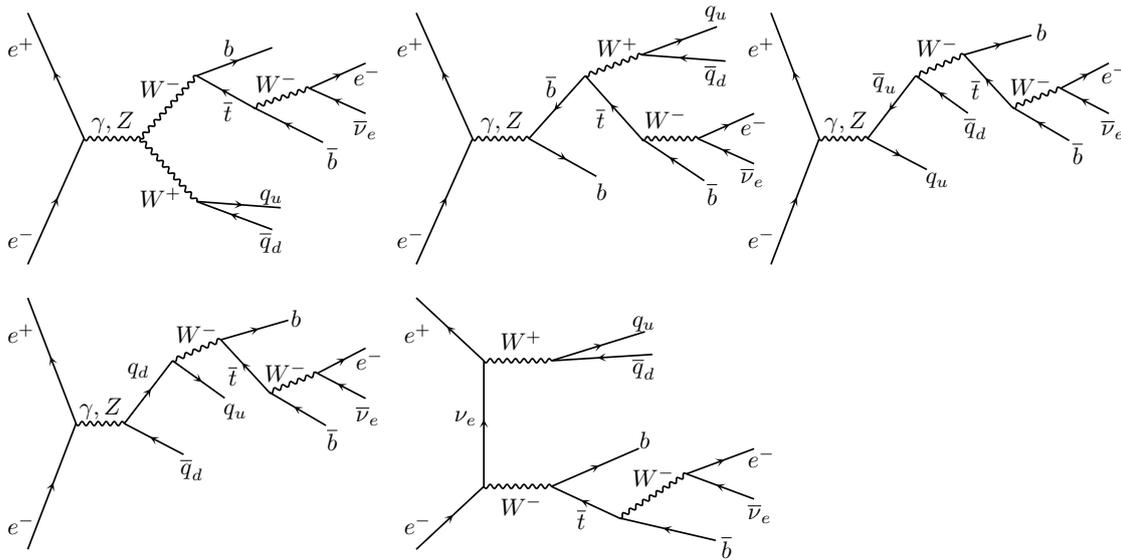


Figura 3.3: Diagramas de Feynman en la norma unitaria para la producción de un solo top en colisiones e^-e^+ con intercambio de bosones vectoriales en canal s y decaimiento leptónico del top

top (3.3) se refiere a la producción de pares en capa de masa, mientras que la línea etiquetada como “ t -virtual” corresponde a la región del espacio de fase donde no se produce top en capa de masa. La Figura 3.5 muestra la dependencia con \sqrt{s} de las secciones eficaces totales para los procesos (3.2) restringidos a las regiones (3.3), con cortes mínimos de espacio de fase (ver (3.5) más abajo). También se muestran en la figura las secciones transversales para los procesos con estados finales μ^\mp , cuyos diagramas están dados por los de las figuras 3.2 - 3.4 con el reemplazo $e, \nu_e \rightarrow \mu, \nu_\mu$. Las secciones transversales para los estados finales muónicos son iguales a las del proceso (3.2) restringido al canal s solamente, lo que ilustra el papel del canal s en (3.2).

El fondo irreducible de la producción de un solo top consiste en todos los procesos (3.1) que

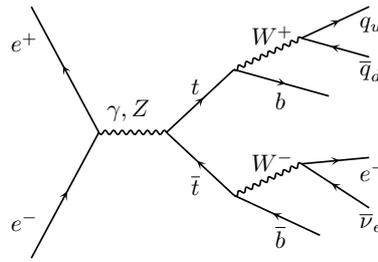


Figura 3.4: Diagramas de Feynman en la norma unitaria con un estado intermedio de pares de top. Estos diagramas contribuyen con la producción de un solo top cuando una línea de top está en capa de masa y otra fuera

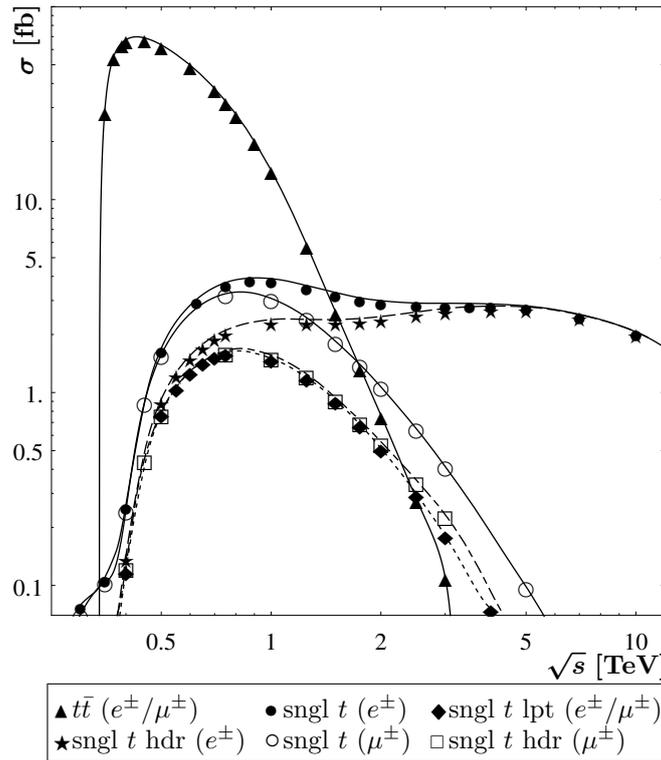


Figura 3.5: Dependencia de la sección eficaz total con \sqrt{s} para procesos de producción de un solo top y producción de pares de top (3.3) con cortes mínimos en el espacio de fase (3.5). También son mostrados procesos con $\mu\nu_\mu$ en el estado final, los cuales ocurren sólo a través de diagramas de canal s en las figuras 3.2–3.4.

no proceden a través de un solo top en capa de masa. Distinguimos tres contribuciones al fondo irreducible: (i) producción de pares de top, que surge de los diagramas en la figura 3.4 con ambas líneas de top en capa de masa, (ii) procesos de top fuera de capa, que comprenden los diagramas en las figuras 3.1 - 3.4 con todas las líneas de top internas fuera de capa de masa, y (iii) procesos sin top procedentes de todos los diagramas de Feynman para (3.1) que no contienen ningún propagador de top. Está claro por definición que no puede haber interferencia entre los procesos (i) y (ii), y la interferencia entre (i) y (iii) resulta estar suprimido, como se explica más abajo. Por lo tanto, es apropiado adoptar la convención de referirse a las contribuciones (ii) y (iii) juntos como fondo irreducible, y para (i) como un fondo de producción de pares de top separado.

Para el proceso (3.1) con mezcla de Cabibbo y para el canal $e^-\bar{\nu}_e$, hay 2064 diagramas sin

líneas internas de t (1808 con 6 vértices electrodébiles y 256 con 4 vértices electrodébiles y 2 fuertes). Como discutimos con más detalle a continuación, a las energías ILC / CLIC, 90% de la sección transversal de fondo irreducible proviene de los procesos de producción asociada WH y WZ

$$e^-e^+ \rightarrow W^+ H e^- \bar{\nu}_e, \quad W^+ \rightarrow q_u \bar{q}_d, \quad H \rightarrow b\bar{b}, \quad (3.4a)$$

$$e^-e^+ \rightarrow W^+ Z e^- \bar{\nu}_e, \quad W^+ \rightarrow q_u \bar{q}_d, \quad Z \rightarrow b\bar{b}, \quad (3.4b)$$

y sus conjugados de carga. El proceso (3.4a) contiene 96 diagramas de Feynman y (3.4b) 320, para un total de 416 Diagramas. En el cálculo del fondo irreducible descrito a continuación, sin embargo, tenemos en cuenta el proceso completo (3.1).

3.2. Cortes en el espacio de fase y selección de eventos

Calculamos las secciones transversales a nivel de árbol para la producción y decaimiento de un solo top, y para los procesos de fondo, con el programa de Monte Carlo de elemento de matriz MADGRAPH5_AMC @ NLO (en adelante MG5) versión 2.3 [32]. En todos los casos establecemos $m_t = 172$ GeV, $m_b = 4,7$ GeV, $m_c = 1,27$ GeV, $m_Z = 91,19$ GeV, $m_W = 79,82$ GeV, $m_h = 125$ GeV, $\alpha(m_Z) = 1/132,507$, $G_F = 1,1664 \times 10^{-5}$ GeV⁻², $\alpha_S(m_Z) = 0,118$. Las masas de los quarks más ligeros, e y μ se igualan a cero, y el valor de expectatación de vacío de Higgs $v = 246,22$ GeV. Además, tomamos en cuenta la mezcla de Cabibbo con $\theta_c = 0,228$. Para el análisis de eventos usamos ROOT versión 5.34 [33].

Para que la sección transversal esté bien definida, y para mejorar la relación de señal a fondo, aplicamos varios cortes en el espacio de fase, discutidos en detalle en lo que sigue. Imponemos centralidad mínima y cortes de aislamiento en la forma

$$A_0 : \quad |\eta(e)| < 4, \quad |\eta(j)| < 3, \quad \Delta R_{\text{ch.}} > 0,5, \quad (3.5)$$

donde $\eta(e)$ se refiere a la seudorapidez del electrón o positrón del estado final, $\eta(j)$ a la de los jets, y $\Delta R_{\text{ch.}}$ a la distancia en el plano $\eta - \phi$ entre cualquier par de partículas cargadas. Suponemos que el detector central cubre la región central $|\eta| < 3 - 3,5$ y los detectores adelantados la región $3 < |\eta| < 4$, como se espera que sea el caso en el ILC / CLIC [1, 6].

Como se muestra en la figura 3.6, el corte en $\eta(e)$ es sustancialmente más restrictivo a la energía de CLIC que a las del ILC. Esto es una consecuencia del hecho de que a $\sqrt{s} = 3$ TeV el proceso (3.2) ocurre principalmente a través de los diagramas de intercambio de bosones vectoriales en canal t de la figura 3.1, mientras que en el ILC los diagramas de canal s en las figuras 3.2-3.4 dominan, como se muestra en la figura 3.5. El corte en $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ en (3.5) es un corte de aislamiento que establece la distancia mínima entre cualquier par de partículas cargadas en el estado final.

El fondo reducible del proceso (3.2), que se estudia en más detalle a continuación, consiste en

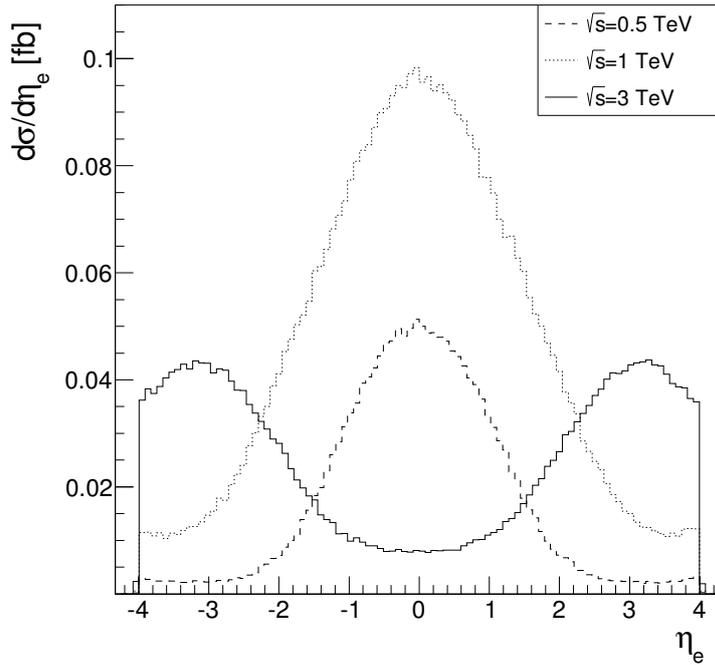


Figura 3.6: Sección eficaz diferencial para la pseudorapidez del e^\mp del proceso señal (3.2) con los cortes A_0 , (3.5), y C_0 , (3.6), normalizada con la sección eficaz total (ver tabla 3.1).

estados finales con cuatro jets, un electrón o positrón y \cancel{E}_\perp , con el número de jets b $N_b \neq 2$. Tales estados finales contienen pares de partones sin masa, quarks ligeros o gluones, que conducen a singularidades infrarrojas. Para evitar esas singularidades, requerimos que los jets del estado final satisfagan la condición

$$C_0 : \quad m(j, j') > \begin{cases} 60 \text{ GeV} & \text{if } \sqrt{s} = 3 \text{ TeV}, \\ 40 \text{ GeV} & \text{if } \sqrt{s} = 1 \text{ TeV}, \\ 30 \text{ GeV} & \text{if } \sqrt{s} = 0,5 \text{ TeV}, \end{cases} \quad (3.6)$$

donde $m(j, j')$ se refiere a la masa de cualquier par de partones en el estado final. Como se muestra en la tabla 3.1, la restricción C_0 recorta alrededor del 35 % de las secciones transversales del fondo irreducible tanto a las energías del ILC como de CLIC, y reduce aproximadamente el 10 % de la señal en el ILC y 30 % a la energía de CLIC más alta.

En la figura 3.7 mostramos varias secciones eficaces diferenciales de masa calculadas con los cortes (3.5), (3.6), para la señal y fondo reducible a $\sqrt{s} = 1$ TeV. A las otras energías, 0,5 y 3 TeV, las distribuciones son cualitativamente similares. Las distribuciones de masa del par $b\bar{b}$, $m(b, \bar{b})$, y el par de jets ligeros, $m(q, \bar{q})$, para el fondo irreducible (líneas punteadas en figuras 3.7 (a) y (b), resp.) se ven dominados por los picos de Z , h y W , respectivamente, como se esperaba del fondo irreducible principal (3.4). Por ejemplo, a $\sqrt{s} = 3$ TeV la sección transversal total para (3.4) con los cortes A_0 y C_0 se encuentra en 6.57 fb, lo que representa un 92 % del fondo irreducible, 7,15 fb, como se muestra en la tabla 3.1. Para suprimir el fondo reducible,

σ [fb], $\sqrt{s} = 0,5$ TeV					
	sngl-h	sngl-l	sngl	pair	irr.bkg.
A_0	0,93	0,79	1,72	62,28	2,09
C_0	0,85	0,72	1,58	58,07	1,78
C_1	0,53	0,46	0,99	35,41	1,10
C_2	0,53	0,46	0,99	—	0,47
C_3	0,36	0,32	0,68	—	0,039
C_4	0,34	0,29	0,63	—	0,026
$\sqrt{s} = 1$ TeV					
A_0	2,42	1,53	3,93	14,09	4,50
C_0	2,15	1,43	3,58	12,94	3,13
C_1	1,31	0,89	2,29	7,87	1,94
C_2	1,31	0,89	2,29	—	1,07
C_3	1,06	0,78	1,85	—	0,074
C_4	0,99	0,72	1,72	—	0,057
$\sqrt{s} = 3$ TeV					
A_0	2,77	0,18	2,95	0,12	11,25
C_0	1,90	0,16	2,06	0,096	7,15
C_1	1,16	0,099	1,26	0,059	4,43
C_2	1,16	0,099	1,26	—	1,40
C_3	0,96	0,096	1,06	—	0,060
C_4	0,93	0,087	1,02	—	0,045

Tabla 3.1: Efectos de los cortes en el espacio de fase (3.5)–(3.10) en la sección eficaz total para el proceso (3.2) y el subproceso (3.3). La eficiencia de etiquetado b y la probabilidad de mal etiquetar involucrado en C_1 se dan en el texto debajo de la ecuación (3.7).

requerimos que el estado final contenga exactamente dos jets b :

$$C_1 : \quad N_b = 2. \quad (3.7)$$

Asumimos que la eficiencia del etiquetado de jets b es $\eta_b = 80\%$, las probabilidades de maletiquetar son $p_c = 10\%$ para los jets c y $p_q = 1\%$ para los partones ligeros. Estos son valores realistas, consistentes con las eficiencias actuales alcanzadas en los detectores del LHC [34]. En nuestro análisis simulamos el etiquetado de b renombrando los quarks b como ligeros con un 20% de probabilidad y renombrando como b los quarks c con un 10% de probabilidad y los partones más ligeros con un 1% de probabilidad. Así, con el corte (3.7) la señal y el fondo irreducible de la sección eficaz se reducen a alrededor del 61% de su valor. El corte C_1 juega un papel importante para el rechazo del fondo reducible, como se discute en detalle más abajo.

La mayor parte del rechazo del fondo irreducible, y de los eventos del fondo reducible que quedan después de aplicar el corte (3.7), se logra requiriendo que cada evento contenga los productos de decaimiento de exactamente un solo quark top en su capa de masa, como se describe de la ecuación (3.3) en la línea “un solo top”. Los cuatro jets del estado final se denotan $J_{0,\dots,3}$, con $J_{0,1}$ los dos jets etiquetados b y $J_{2,3}$ los dos jets ligeros, estos últimos en ningún orden particular. En los eventos con un top que decae hadrónicamente, denotamos J_0 al jet b producido, y J_1 al jet b que proviene del decaimiento t/\bar{t} . En los eventos con un top

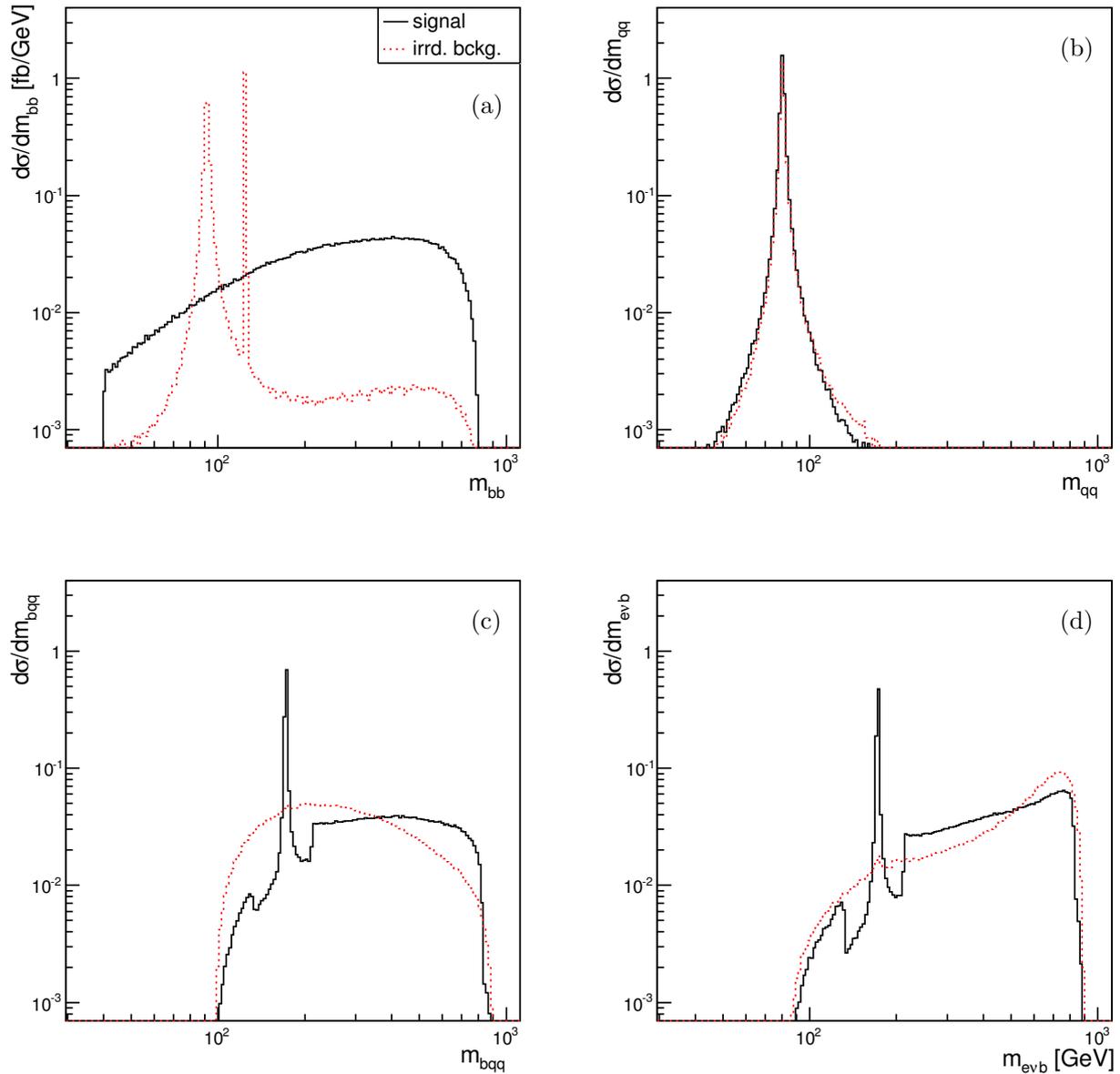


Figura 3.7: *

Sección eficaz diferencial para el proceso señal (3.2) y el fondo irreducible a $\sqrt{s} = 1$ TeV y con los cortes A_0 , (3.5), y C_0 , (3.6). Toda la sección eficaz está normalizada a la sección eficaz total: 3.58 fb para la señal y 3.13 fb para el proceso de fondo.

que decae leptónicamente, denotamos J_0 al jet b que proviene del decaimiento, y J_1 al jet b producido. De este modo, con la notación introducida en (3.3), los cortes de espacio de fase de los eventos de un solo top se escriben:

$$C_2 : \left(m(J_0, e, \nu) \in I_t \text{ and } m(J_1, J_2, J_3) \notin I_t \right) \text{ or } \left(m(J_0, e, \nu) \notin I_t \text{ and } m(J_1, J_2, J_3) \in I_t \right), \quad (3.8)$$

donde el primer paréntesis corresponde al decaimiento leptónico y el segundo al hadrónico del quark top. En la figura 3.7 (c), la sección eficaz diferencial para la masa invariante $m(b, j, j)$ del proceso de señal (línea continua) corresponde a $m(J_1, J_2, J_3)$, y en 3.7 (d), $m(b, e, \nu)$ corresponde a $m(J_0, e, \nu)$. Para el fondo irreducible, las distribuciones de $m(b, j, j)$ y $m(b, e, \nu)$ obtenidos con

cada uno de los dos quarks b en el estado final son esencialmente idénticas.

El fondo irreducible contiene una componente combinatoria sustancial que satisface (3.8), como se aprecia en la figura 3.7 (c) donde la distribución de $m(b, q, q)$ contiene un número significativo de eventos bajo el pico de masa del top. Esto produce una sección transversal de fondo irreducible considerable incluso después de aplicar el corte C_2 , como se muestra en la tabla 3.1. Como la mayoría del fondo irreducible consta de procesos (3.4) en los que los pares $b\bar{b}$ provienen del decaimiento de Z o h , introducimos el siguiente corte:

$$C_3 : \begin{cases} m(J_0, J_1) > 130 \text{ GeV} & \text{si } \sqrt{s} \geq 1 \text{ TeV}, \\ m(J_0, J_1) > 130 \text{ o } m(J_0, J_1) < 70 \text{ GeV} & \text{si } \sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}, \end{cases} \quad (3.9)$$

para suprimir aún más el fondo irreducible restante. Finalmente, requerimos que los dos jets ligeros sean productos de decaimiento de un bosón W en capa de masa (cf. figuras 3.1 – 3.4) y que el estado final contenga \cancel{E}_T sustancial,

$$C_4 : \quad 60 \text{ GeV} < m(J_2, J_3) < 100 \text{ GeV}, \quad \text{and} \quad \cancel{E}_T > 10 \text{ GeV}. \quad (3.10)$$

El corte C_4 proporciona una mayor supresión del fondo irreducible sin afectar significativamente a la señal.

El efecto acumulativo de los cortes del espacio de fase (3.5) - (3.10) en la señal y en el fondo se muestra en la tabla 3.1. Las líneas de esta tabla etiquetadas con C_4 dan la sección eficaz para la señal y el fondo irreducible, incluidos el efecto de las eficiencias de etiquetado b y todos los cortes del espacio de fase. De esos resultados, y asumiendo una luminosidad integrada $L = 1 \text{ ab}^{-1}$, estimamos que la incertidumbre estadística en la sección eficaz de la señal σ_{sgn} debe ser 4.0 %, 2.4 %, 3.1 % a $\sqrt{s} = 0.5, 1, 3 \text{ TeV}$, respectivamente. Se ve que el fondo irreducible asciende a 4.1 %, 3.3 %, 4.4 % de σ_{sgn} , respectivamente, para las mismas tres energías.

3.3. Fondo de pares de top

La tabla 3.1 muestra que el fondo de producción de pares de top es totalmente rechazado por el corte C_2 , pero eso es cierto sólo cuando las incertidumbres de medición no se tienen en cuenta. Si tenemos en cuenta el efecto sobre el corte C_2 de las incertidumbres de medición en $m(J_1, J_2, J_3)$ y $m(J_0, e, \nu)$, sin embargo, una fracción de los eventos de pares de top pasarían ese corte. Para incertidumbres de medición razonablemente pequeñas esperamos que esa fracción de eventos sea una fracción relativamente pequeña de la sección eficaz de la de producción de pares. En el caso de CLIC, en el que la sección transversal $t\bar{t}$ ya es muy pequeña en comparación con la de un solo top, se espera que este efecto sea de segundo orden. En el ILC, sin embargo, la producción de pares de top es sustancialmente más grande que la de un solo top, por lo que incluso una pequeña la fracción de estos eventos puede convertirse en un gran fondo. En esta sección cuantificamos el fondo de producción de pares de top para la producción de un solo top teniendo en cuenta la incerteza en la reconstrucción de la masa del top.

Un objetivo de los detectores ILC y CLIC es lograr resoluciones de energía y masa de jets lo suficientemente grandes para poder separar los picos W y Z en el espectro de masas de dos jets [5, 6]. Como se muestra en figura 2.6 de [6], para ese propósito la resolución de masa σ_m/m debe ser mejor que 5%, con una buena separación de picos de W y Z obtenidos para $\sigma_m/m = 2,5\%$. Motivado por esa observación, suponemos que la masa del top será reconstruida a partir de tres jets en el ILC / CLIC con una incertidumbre relativa en el rango 5–7.5%. Para obtener una estimación cuantitativa del efecto de las incertezas de medición en el fondo $t\bar{t}$, difuminamos aleatoriamente las masas reconstruidas $m(J_1, J_2, J_3)$ y $m(J_0, e, \nu)$ antes de aplicar el corte C_2 a cada evento de producción de pares de top. Suponemos que esas masas se distribuyen independientemente de forma normal con el parámetro de desviación estándar $\sigma_m = \varepsilon_m m$, donde ε_m es la incertidumbre relativa asumida. Por simplicidad asumimos el mismo valor de ε_m para $m(J_1, J_2, J_3)$ y $m(J_0, e, \nu)$. Llevamos a cabo este análisis aleatorio de eventos muestrales $t\bar{t}$ miles de veces para obtener una muestra estadística de la sección eficaz $t\bar{t}$ después de los cortes $A_0, C_{0,\dots,4}$. La distribución resultante $\sigma_{t\bar{t}}$ es muy asimétrica con una larga cola a la derecha, así que la caracterizamos por el intervalo $(\langle\sigma_{t\bar{t}}\rangle, \langle\sigma_{t\bar{t}}\rangle + \Delta\sigma_{t\bar{t}})$.

A $\sqrt{s} = 3$ TeV, si suponemos que la masa del top debe reconstruirse con incertidumbre $\varepsilon_m = 5\%$, el fondo $t\bar{t}$ resulta ser 0.48% - 0.50% de la sección transversal de un solo top con todos los cortes, $A_0, C_{0,\dots,4}$, como se muestra en la tabla 3.1. Para $\varepsilon_m = 7,5\%$, encontramos el fondo $t\bar{t}$ para ser 0.51% - 0.79% de la sección eficaz de un solo top. Como se esperaba, el fondo resulta representar una pequeña incertidumbre a la energía del CLIC.

A $\sqrt{s} = 1$ TeV, para $\varepsilon_m = 5\%$, el fondo $t\bar{t}$ resulta ser de 1.6% - 3.3% de la sección transversal de un solo top. Para $\varepsilon_m = 7,5\%$, obtenemos 3.5% - 16.4%. Vemos que para ε_m menos del 7,5%, el fondo de $t\bar{t}$ está limitado a aproximadamente el 15% de la sección transversal de un sólo top, y para valores más bajos cerca de $\varepsilon_m \simeq 5\%$ ese fondo puede ser algo menor que 5%.

A $\sqrt{s} = 0,5$ TeV, para $\varepsilon_m = 5\%$, el fondo $t\bar{t}$ es de 8.6% - 17% de la sección transversal de un solo top. Si $\varepsilon_m = 7,5\%$, obtenemos 16.5% - 50.5% para el fondo $t\bar{t}$. Estos resultados tampoco son inesperados, ya que la sección transversal $t\bar{t}$ es grande en el ILC a 0.5 TeV y puede potencialmente inundar el proceso de un solo top. También sugieren, sin embargo, que el fondo de pares de top puede ser limitado al rango 10–30% para ε_m menor que 7%, y al rango 10–20% si ε_m está cerca de 5%.

3.4. Fondo Reducible

El fondo reducible para el proceso de producción de un solo top (3.2) viene dado por procesos de la forma

$$e^-e^+ \rightarrow j_1 j_2 j_3 j_4 e^- \bar{\nu}_e + j_1 j_2 j_3 j_4 e^+ \nu_e, \quad (3.11)$$

con $j = u, d, c, s, b, g$ o sus antipartículas. El número de jets b / \bar{b} en (3.11) puede ser $N_b = 0, 1, 3$ (con $N_b = 2$ correspondiente al proceso señal y fondo irreducible (3.1), y $N_b = 4$ prohibido por conservación de la carga eléctrica). Dado que la probabilidad de confundir un estado final (3.11) con $N_b \neq 2$ con uno $N_b = 2$ como en (3.1) depende de N_b y del número N_c de quarks c / \bar{c} ,

tenemos que considerar por separado los casos con diferentes valores de N_b, N_c .

Para nuestro cálculo del fondo reducible, adoptamos la mezcla de Cabibbo de dos generaciones, ya que los efectos de la mezcla de la tercera generación en las secciones transversales es numéricamente inconsecuente. Esto implica en particular que solo los procesos (3.11) con $N_b = 0$ y sin líneas internas t son posibles. De hecho, el cálculo explícito muestra que los estados finales (3.11) con $N_b = 1, 3$, que sólo pueden ocurrir mediante mezcla de tercera generación, implican secciones eficaces de $\mathcal{O}(10^{-2}\text{fb})$ como mucho, incluso antes de los cortes restrictivos $C_{1\dots 4}$ aplicadas en las ecuaciones (3.7)-(3.10). Por la misma razón, secciones transversales igualmente insignificantes se obtienen para diagramas con $N_b = 0$ con una o más líneas internas t .

El fondo reducible (3.11) contiene una gran cantidad de subprocesos cuya descripción detallada no es necesaria para nuestro propósito. Con sólo la mezcla de dos generaciones tomada en cuenta, implica 15632 diagramas de Feynman con estados finales $e^-\bar{\nu}_e$. Sin embargo, algunas características generales de este fondo, con los cortes A_0, C_0 , son fáciles de entender. Con esos cortes, los estados finales del gluón $q_u\bar{q}_dgg$ son una fracción minoritaria de la sección transversal. Los estados finales $q_u\bar{q}_dq\bar{q}$ que dominan la sección transversal se originan principalmente de la producción asociada de WZ , como se ve en la figura 3.8, de forma similar al fondo irreducible.

Calculamos la sección transversal de fondo reducible aplicando el corte A_0 , (3.5), a partículas con carga eléctrica o de color (es decir, a leptones cargados, quarks y gluones). El corte C_0 , (3.6), también fué requerido para hacer la sección transversal finita en el infrarojo. La simulación de los partones ligeros fué llevada a cabo, como se analiza en el texto de abajo (3.7), reetiquetando quarks c como b con probabilidad $p_c = 0,1$ y los partones ligeros con probabilidad $p = 0,01$. Las probabilidades de maletiquetado resultantes para los procesos (3.11) con $N_b = 0$ están dados por

$$\begin{aligned}
 0_b0_c : \quad & 6p^2q^2 = 5,88 \times 10^{-4}, \\
 0_b1_c : \quad & 3pp_cq^2 + 3p^2qq_c = 3,21 \times 10^{-3}, \\
 0_b2_c : \quad & p_c^2q^2 + 4pp_cqq_c + p^2q_c^2 = 1,34 \times 10^{-2}, \\
 0_b3_c : \quad & 3p_c^2qq_c + 3pp_cq_c^2 = 2,92 \times 10^{-2},
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

con $q = 1-p, q_c = 1-p_c$. Los estados finales maletiquetados, que contienen dos quarks b “falsos”, se requiere que pasen los cortes $C_{2\dots 4}$ luego, como se define en (3.8) - (3.10), del mismo modo que la señal y el fondo irreducible. Los efectos de los cortes $A_0, C_{0,1}$ en las secciones transversales totales se muestran en la tabla 3.2. Nótese que a cada energía, las secciones transversales correspondiente al corte C_1 se puede obtener multiplicando los resultados para los cortes A_0 y C_0 por las probabilidades correspondientes en (3.12), salvo una pequeña incerteza numérica. Como se ve en la tabla, esas secciones transversales son como máximo $\mathcal{O}(10^{-2}\text{fb})$. Después de que los cortes $C_{2\dots 4}$ son aplicados, las secciones transversales del fondo reducible resultan ser como máximo $\mathcal{O}(10^{-3}\text{fb})$ y por lo tanto insignificantes.

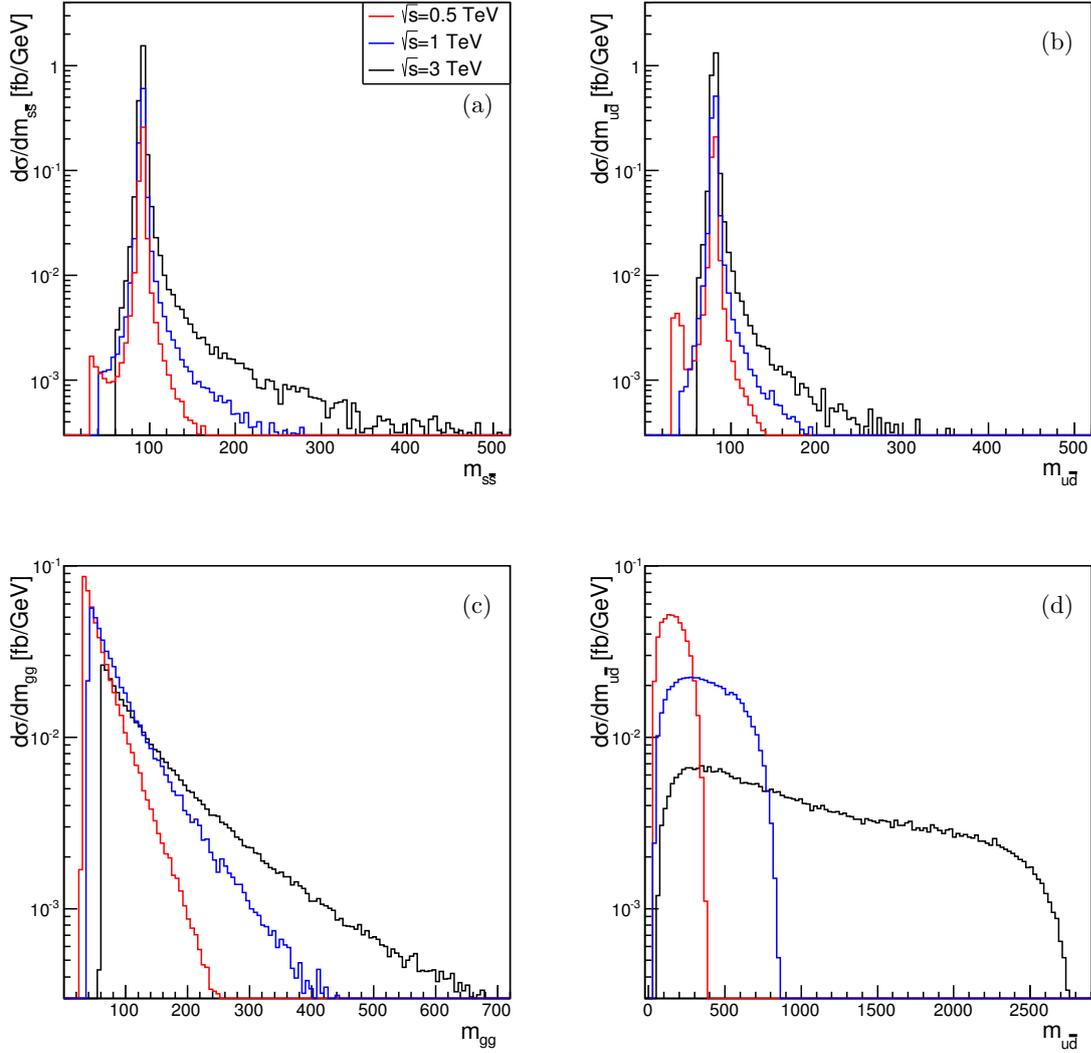


Figura 3.8: Sección eficaz diferencial para el proceso de fondo reducible $e^-e^+ \rightarrow u\bar{d}s\bar{s}e^-\bar{\nu}_e$ ((a) y (b)) y $e^-e^+ \rightarrow u\bar{d}gge^-\bar{\nu}_e$ ((c) y (d)), con los cortes A_0 , (3.5), y C_0 , (3.6), normalizado a la sección eficaz total.

σ [fb], $\sqrt{s} = 0,5$ TeV				
	0_b0_c	0_b1_c	0_b2_c	0_b3_c
A_0, C_0	1.71	1.72	0.38	0.38
C_1	1.03×10^{-3}	5.43×10^{-3}	5.14×10^{-3}	1.11×10^{-2}
$\sqrt{s} = 1$ TeV				
	0_b0_c	0_b1_c	0_b2_c	0_b3_c
A_0, C_0	3.29	3.29	0.85	0.85
C_1	2.04×10^{-3}	9.48×10^{-3}	1.12×10^{-2}	2.42×10^{-2}
$\sqrt{s} = 3$ TeV				
	0_b0_c	0_b1_c	0_b2_c	0_b3_c
A_0, C_0	6.85	6.82	2.00	1.98
C_1	3.50×10^{-3}	1.98×10^{-2}	2.49×10^{-2}	5.35×10^{-2}

Tabla 3.2: Efecto de los cortes en el espacio de fase (3.7) sobre la sección eficaz total para el proceso (3.11). La eficiencia de etiquetado b y probabilidades de mal etiquetado involucrados en C_1 son dados en el texto debajo de la ecuación (3.7).

Polarización de haz

El diseño de línea de base del ILC supone una polarización del haz de electrones de al menos 80 % y 30 % para el haz de positrones [4]. Para CLIC, el diseño base supone una polarización del haz de electrones de 80 % y un haz de positrones no polarizado [6]. En ambos aceleradores se prevé una mejora posterior que aumentaría la polarización del haz de positrones a 60 % [4,6]. El estudio de la polarización del haz en la producción de un solo top puede conducir a una reducción de las incertidumbres de medición, aumentar la sección transversal de la señal, y por lo tanto reducir la incertidumbre estadística o suprimir fondos importantes.

A $\sqrt{s} = 3$ TeV las incertidumbres de la sección transversal están dominadas por el fondo irreducible y la incertidumbre estadística (aproximadamente 4.4 % y 3.1 %, respectivamente). La incertidumbre del fondo de producción de los pares de top es subdominante como se discute en la sección 3.3. Las combinaciones de polarización del haz longitudinal que causan la sección eficaz señal la sección transversal para aumentarla o disminuirla tiene el mismo efecto en el fondo irreducible, aunque no necesariamente en la misma cantidad. Con polarizaciones longitudinales $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (-90\%, 60\%)$ tanto la señal como el fondo irreducible aumentan, lo que lleva a una incertidumbre estadística del 2 % y un fondo irreducible del 6,2 %, empeorando así la incertidumbre general. Para $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (-90\%, -60\%)$ obtenemos una incertidumbre estadística del 3,2 % y un fondo irreducible del 4,7 %, y para $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (90\%, 60\%)$ obtenemos 4,4 % y 4,5 %, respectivamente; estos casos muestran pocos cambios en las incertidumbres con respecto al caso no polarizado. Finalmente, para $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (90\%, -60\%)$ la incertidumbre estadística crece a 8 % mientras que el fondo irreducible disminuye a 3,3 %, para un incertidumbre general considerablemente peor que el resultado no polarizado. Con esta energía, por lo tanto, encontramos que incluso para el haz más alto posible las polarizaciones no conducen a una reducción significativa en la incertidumbre de sección eficaz con respecto al caso no polarizado.

A $\sqrt{s} = 1$ TeV, suponiendo una luminosidad integrada $L = 1 \text{ ab}^{-1}$, encontramos una incertidumbre estadística del 2,4 % y un fondo irreducible del 3,3 %. La producción de los pares de top puede ser significativamente más grande que el fondo irreducible. Asumiendo las polarizaciones del haz más altas posibles, encontramos que $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (-90\%, 60\%)$ aumenta la sección transversal de la señal σ_{sgnl} por un factor de 2,72 relativo al caso no polarizado, lo que reduce la incertidumbre estadística a 1,5 %. Los fondos de producción irreducible y de pares de top aumentan por un factor de 2 y 2,24, respectivamente, de modo que $\sigma_{\text{irr}}/\sigma_{\text{sgnl}}$ disminuye en un 25 % y $\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{\text{sgnl}}$ por 20 % con respecto al caso no polarizado. Las polarizaciones $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (-90\%, -60\%)$ también reducen la proporción $\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{\text{sgnl}}$, pero disminuyendo todas las secciones eficaces. La sección eficaz señal denotada como σ_{sgnl} , disminuye por un factor de 0,79, lo que aumenta ligeramente la incertidumbre estadística a 2,7 %. La relación $\sigma_{\text{irr}}/\sigma_{\text{sgnl}}$ permanece sin cambios, y $\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{\text{sgnl}}$ disminuye en un 25 % con respecto al caso no polarizado.

A $\sqrt{s} = 0,5$ TeV obtenemos una incertidumbre estadística del 4 % y un fondo irreducible de 3,3 % relativo a la sección transversal de la señal σ_{sgnl} . Es evidente que a esta energía el fondo de producción $t\bar{t}$ domina fuertemente la incertidumbre de la sección transversal incertidumbre.

Las polarizaciones del haz $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (-90\%, 60\%)$ aumentan σ_{sgnl} por un factor de 2,7 y $\sigma_{t\bar{t}}$ por 2,2, lo que lleva a una disminución en $\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{\text{sgnl}}$ del 20%. Las polarizaciones $(\mathcal{P}_{e^-}, \mathcal{P}_{e^+}) = (-90\%, -60\%)$ disminuyen σ_{sgnl} por un factor 0,7 y $\sigma_{t\bar{t}}$ por 0,6, lo que reduce $\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{\text{sgnl}}$ en un 20%.

Por lo tanto, a las energías de ILC esperamos que las polarizaciones más altas del haz permitan una reducción moderada de las incertidumbres de la sección eficaz de un solo top de 20–25%. Las polarizaciones más bajas producirían correspondientemente menores reducciones de la incerteza sistemática.

Capítulo 4

Metodología y Resultados

Para el cálculo de la sección transversal con vértices efectivos anómalos usamos MG5. Para propósitos computacionales, establecemos la escala $\Lambda = 10$ TeV en (2.10), (2.11). Los operadores efectivos (2.17), (2.25) se implementaron en MG5 mediante el programa FEYNRULES versión 2.0 [43].

Los diagramas de Feynman para los procesos (3.2) que contienen vértices efectivos se ilustran en la figura 4.1 - 4.5. Hay 116 diagramas para la producción y decaimiento semileptónico de un solo top en el ME con mezcla de Cabibbo, en el canal $e^- \bar{\nu}_e$. Cuando se “activan” los operadores efectivos en el Lagrangiano (2.10), hay 296 diagramas adicionales con un vértice de los operadores (2.17) y ninguno de los operadores (2.25), o $N_{tbW} = 1, N_{4f} = 0$; 220 con $N_{tbW} = 2, N_{4f} = 0$; 40 con $N_{tbW} = 3, N_{4f} = 0$; 124 con $N_{tbW} = 0, N_{4f} = 1$; 24 con $N_{tbW} = 0, N_{4f} = 2$; 192 con $N_{tbW} = 1, N_{4f} = 1$; 20 con $N_{tbW} = 1, N_{4f} = 2$; y 60 con $N_{tbW} = 2, N_{4f} = 1$, para un total de 976 diagramas adicionales.

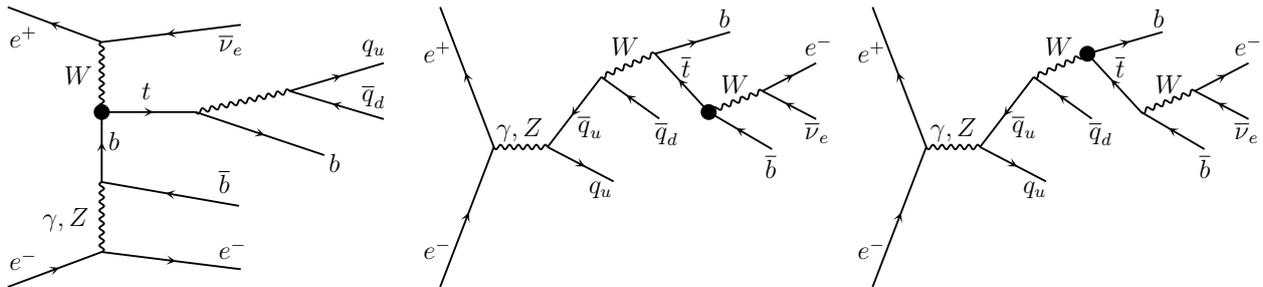


Figura 4.1: Ejemplos de diagramas de Feynman con un vértice anómalo de tres partículas para los operadores (2.17)

Los diagramas con uno, dos y tres vértices efectivos que entran en la amplitud de (3.2), y contribuyen a ella a $\mathcal{O}(\Lambda^{-n})$ con $n = 2, 4$ y 6 , respectivamente. De hecho, una vez que la dependencia del propagador de top con los acoplamientos efectivos a través del ancho de decaimiento del top se tiene en cuenta, la amplitud de dispersión se da como una serie de potencias de Λ^{-2} . Enfatizamos aquí que los diagramas con dos vértices efectivos deben mantenerse en la amplitud ya que, a través de su interferencia con diagramas del SM, hacen contribuciones a la sección transversal del mismo orden, $\mathcal{O}(\Lambda^{-4})$, que el cuadrado de diagramas con un solo vértice efectivo. De hecho, hemos tenido en cuenta las contribuciones de diagramas con tres

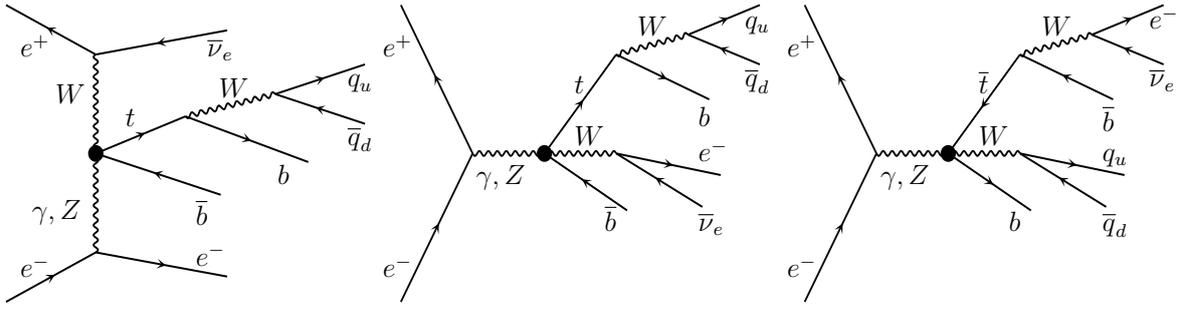


Figura 4.2: Todos los diagramas de Feynman con un vértice anómalo de cuatro partículas para los operadores O_{uW}^{33} , O_{dW}^{33} en (2.17).

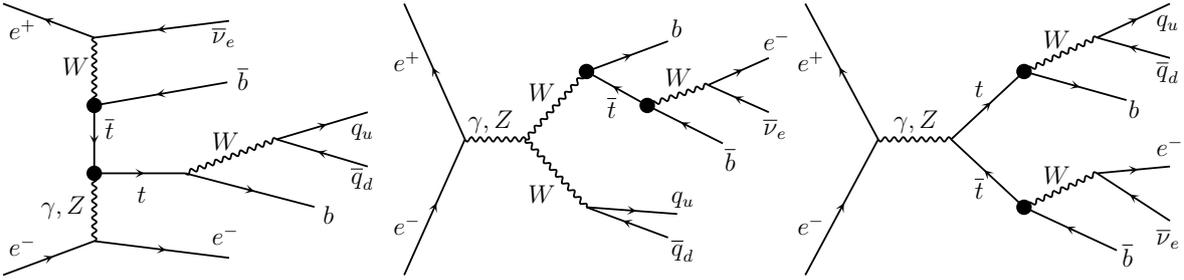


Figura 4.3: Ejemplos de diagramas de Feynman con dos y tres vértices anómalos para los operadores (2.17)

vértices efectivos en nuestro cálculo, así como la dependencia de la anchura de decaimiento del top en los acoplamientos efectivos, pero hemos verificado explícitamente en todos los casos que la contribución a la sección transversal de términos de orden superior a $\mathcal{O}(\Lambda^{-4})$ es realmente insignificante para los valores del acoplamientos efectivos dentro de los límites dados a continuación. (Observamos aquí, entre paréntesis, que las contribuciones a la sección transversal al orden $1/\Lambda^4$ de operadores de dimensión 8 que interfieren con el SM son actualmente desconocidos y constituye una incertidumbre inherente al análisis de Teoría de Campos Efectivos (EFT) en dimensión 6.)

4.1. Metodología y suposiciones

Para obtener límites en los acoplamientos efectivos, consideramos la razón de la sección transversal $\sigma_{\text{eff}}(\{\overline{C}_O\})$ obtenida del Lagrangiano (2.10) a nivel de árbol con la sección transversal en el ME $\sigma_{\text{SM}} = \sigma_{\text{eff}}(\{0\})$

$$R = \frac{\sigma_{\text{eff}}(\{\overline{C}_O\})}{\sigma_{\text{SM}}}, \quad (4.1)$$

donde $\{\overline{C}_O\}$ es el conjunto de constantes de acoplamiento anómalas. Para una incerteza experimental relativa dada ε_{exp} , la región de valores permitidos para los acoplamientos efectivos $\{\overline{C}_O\}$ se determinan a nivel de 1σ por las desigualdades

$$R \lesssim 1 \pm \varepsilon_{\text{exp}}. \quad (4.2)$$

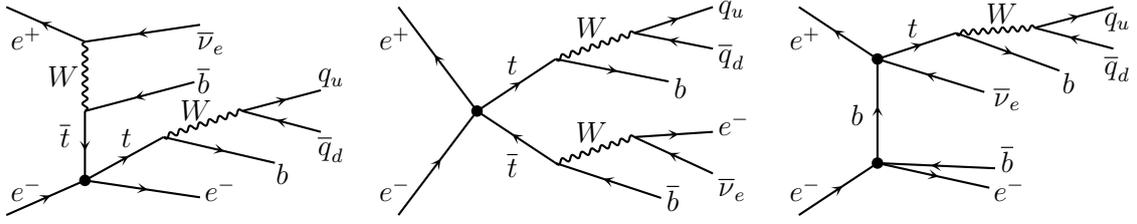


Figura 4.4: Ejemplos de diagramas de Feynman con uno y dos vértices de cuatro fermiones para los operadores (2.25).

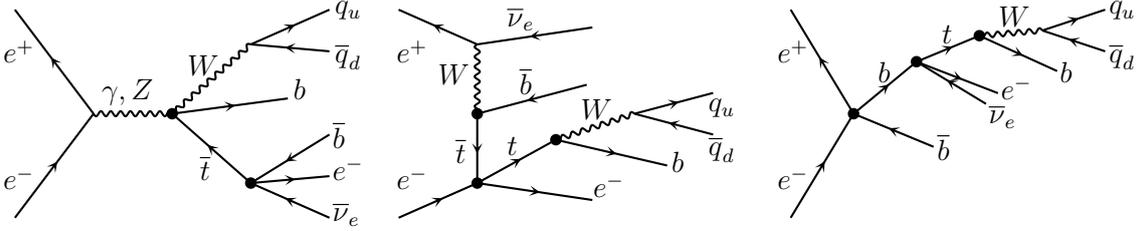


Figura 4.5: Ejemplo de diagramas de Feynman con ambos vértices de bosones de norma y de cuatro fermiones para los operadores (2.17), (2.25).

Obtenemos los intervalos permitidos para los acoplamientos efectivos tomados uno a la vez parametrizando la relación (4.1) como

$$R = 1 + a\bar{C}_O + b\bar{C}_O^2 + \dots, \quad (4.3)$$

donde los puntos suspensivos se refieren a potencias mayores de \bar{C}_O . De manera similar, consideramos que también se permiten regiones de dos acoplamientos para pares de acoplamientos efectivos, parametrizando (4.1) como

$$R = 1 + a\bar{C}_O + b\bar{C}_O^2 + a'\bar{C}_{O'} + b'\bar{C}_{O'}^2 + c\bar{C}_O\bar{C}_{O'} + \dots, \quad (4.4)$$

con \bar{C}_O y $\bar{C}_{O'}$ los acoplamientos efectivos considerados, y todos los demás puestos a cero. Los parámetros en (4.3) y (4.4) se determinan a partir de un conjunto amplio de simulaciones en MG5 a las cuales se ajustan (4.3) y (4.4). Una vez que se conocen esos parámetros, (4.2) produce los límites unidimensionales -o bidimensionales- deseados en los acoplamientos efectivos que se consideran.

La condición de consistencia de que la contribución a la sección transversal de los términos de $\mathcal{O}(\Lambda^{-6})$ y superiores en (2.10) sea insignificamente pequeña implica para las parametrizaciones (4.3) y (4.4) el requisito de que los términos de $\mathcal{O}(\bar{C}^3)$ y superiores deben ser correspondientemente insignificantes dentro de la región permitida determinada por (4.2). Verificamos esta condición de consistencia en todos los casos considerados a continuación.

Para obtener límites en los acoplamientos efectivos a través de (4.2), a continuación suponemos que ε_{exp} toma valores dentro de ciertos intervalos. Motivamos los rangos asumidos para ε_{exp} estimando las incertidumbres en la sección transversal de la señal en nuestra simulación de Monte Carlo, mediante la adición en cuadratura de la incertidumbre estadística y el fondo

irreducible y las incertidumbres derivadas del fondo $t\bar{t}$. Esto nos lleva a suponer que en $\sqrt{s} = 3$ TeV ε_{exp} está en el rango 5% - 9%, y en $\sqrt{s} = 1$ TeV dentro del 5% - 15%. En el caso de $\sqrt{s} = 0,5$ TeV asumimos ε_{exp} se encuentra en el intervalo 10% - 20%, pero presentamos también algunos resultados al 30%. Como se analiza con más detalle a continuación, a estas tres energías, los límites de acoplamiento individual que obtenemos pueden ser extrapolados a valores de ε_{exp} moderadamente más bajos o más altos que los rangos que suponemos. Además, la polarización del haz puede contribuir a reducir incertidumbres de fondo, que pueden ayudar a alcanzar el extremo inferior de los intervalos de incertidumbre asumidos, especialmente para $\sqrt{s} = 0,5$ TeV.

4.2. Resultados

En la tabla 4.1 se reportan los límites de sólo un acoplamiento obtenidos de (4.2) para acoplamientos efectivos tbW y en la tabla 4.2 para acoplamientos efectivos de cuatro fermiones. La validez de la dependencia cuadrática (4.3) de la sección eficaz se verifica que se mantiene para todos los acoplamientos en las tres energías y las tres incertidumbres experimentales mostradas en las tablas, con una excepción.

El límite inferior para $\bar{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ at $\sqrt{s} = 3$ TeV en el valor más alto de ε_{exp} se encuentra fuera del intervalo de validez de la aproximación cuadrática (4.3), que estimamos que es $-0,12 < \bar{C}_{\varphi q}^{(-)33} < 0,12$ a esa energía. Ese valor por lo tanto, se omite en la tabla 4.1. Sin embargo, no hay pérdida de información relevante por esta omisión, ya que vemos en la tabla 4.1 que la sección transversal en las energías de ILC es más sensible que en CLIC para $\bar{C}_{\varphi q}^{(-)33}$.

\sqrt{s} [TeV]	0.5			1			3		
ε_{exp} (%)	10	15	20	5	10	15	5	7	9
$\bar{C}_{\varphi q}^{(-)33}$	-0,033 0,056	-0,057 0,076	-0,083 0,095	-0,031 0,015	-0,056 0,036	-0,082 0,057	-0,030 0,054	-0,067 0,066	— 0,077
$\bar{C}_{\varphi dr}^{33}$	-0,90 0,85	-1,05 1,00	-1,19 1,14	-0,32 0,31	-0,50 0,49	-0,63 0,62	-0,21 0,20	-0,24 0,23	-0,26 0,25
$\bar{C}_{\varphi di}^{33}$	$\pm 0,87$	$\pm 1,03$	$\pm 1,16$	$\pm 0,31$	$\pm 0,50$	$\pm 0,63$	$\pm 0,21$	$\pm 0,24$	$\pm 0,26$
\bar{C}_{uWr}^{33}	-0,013 0,021	-0,022 0,028	-0,032 0,035	-0,013 0,0058	-0,025 0,014	-0,041 0,021	-0,046 0,020	-0,050 0,023	-0,053 0,027
\bar{C}_{uWi}^{33}	$\pm 0,12$	$\pm 0,14$	$\pm 0,15$	$\pm 0,030$	$\pm 0,050$	$\pm 0,060$	$\pm 0,030$	$\pm 0,034$	$\pm 0,038$
\bar{C}_{dWr}^{33}	-0,16 0,13	-0,19 0,16	-0,21 0,18	-0,033 0,028	-0,050 0,046	-0,063 0,058	-0,025 0,025	-0,029 0,029	-0,032 0,032
\bar{C}_{dWi}^{33}	$\pm 0,15$	$\pm 0,17$	$\pm 0,19$	$\pm 0,031$	$\pm 0,048$	$\pm 0,061$	$\pm 0,025$	$\pm 0,029$	$\pm 0,032$

Tabla 4.1: Límites individuales para acoplamientos efectivos tbW , para tres valores de \sqrt{s} y tres incertidumbres experimentales asumidas.

Cuando la interferencia de diagramas que contienen un vértice efectivo del operador \mathcal{O} con los del ME es nula o es suprimida por pequeños parámetros de masa, el término lineal en (4.1) es suprimido y las cotas de $\bar{C}_{\mathcal{O}}$ son simétricas alrededor del origen. Este es el caso, en particular, para el acoplamiento $\bar{C}_{\mathcal{O}_i}$ asociado con la parte antihermitiana \mathcal{O} , $i/2(\mathcal{O} - \mathcal{O}^\dagger)$, ya

que esos operadores impares CP no interfieren con los operadores ME los cuales son pares CP (nótese que solamente estamos teniendo en cuenta mezcla de Cabibbo, es por eso que todos los parámetros de la corriente cargada del ME son reales). Por otro lado, cuando la interferencia de diagramas con un vértice de la parte hermitiana de \mathcal{O} con el ME está suprimida, los límites en $\overline{C}_{\mathcal{O}r}$ y $\overline{C}_{\mathcal{O}i}$ son iguales, y se denotan $\overline{C}_{\mathcal{O}r|i}$ en la tabla 4.1 y $\overline{F}_{\mathcal{O}r|i}$ en la tabla 4.2.

Para $\sqrt{s} = 0,5$, con una incertidumbre experimental $\varepsilon_{\text{exp}} = 30\%$ obtenemos los límites de acoplamiento individual.

$$\begin{aligned} -0,14 < \overline{C}_{\varphi q}^{(-)33} < 0,13, \quad -1,42 < \overline{C}_{\varphi ud r|i}^{33} < 1,37, \quad \left| \overline{C}_{\varphi ud i}^{33} \right| < 1,40, \\ -0,055 < \overline{C}_{uW r}^{33} < 0,049, \quad \left| \overline{C}_{uW i}^{33} \right| < 0,19, \quad -0,25 < \overline{C}_{dW r}^{33} < 0,22, \quad \left| \overline{C}_{dW i}^{33} \right| < 0,23. \end{aligned} \quad (4.5)$$

A esa energía, la sección transversal de la señal es más sensible a $\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ y $\overline{C}_{uW r}^{33}$, para los cuales los límites en (4.5) están cerca de los límites actuales establecidos por CMS como se cita arriba en (2.21). Por lo tanto, para mejorar los límites actuales de CMS en esos acoplamientos, la sección transversal de un solo top debe medirse por el ILC a $\sqrt{s} = 0,5$ TeV con una incertidumbre $\varepsilon_{\text{exp}} < 30\%$. También señalamos que, a esa energía y con una incertidumbre baja $\varepsilon_{\text{exp}} = 5\%$, obtendríamos los límites $-0,0093 < \overline{C}_{\varphi q}^{(-)33} < 0,035$. Comparando con los límites al mismo valor de incertidumbre en la tabla 4.1 llegamos a la conclusión que la sensibilidad a $\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ para una incertidumbre relativa fija es menor en CLIC que en el ILC.

\sqrt{s} [TeV]	0.5			1			3		
ε_{exp} (%)	10	15	20	5	10	15	5	7	9
$\overline{F}_{\ell q}^{(3)13} \times 10^2$	-0,28 0,48	-0,48 0,65	-0,69 0,83	-0,067 0,033	-0,12 0,080	-0,18 0,13	-0,025 0,045	-0,047 0,055	-0,082 0,065
$\overline{F}_{ledq r i}^{13} \times 10^2$	$\pm 5,8$	$\pm 6,9$	$\pm 7,8$	$\pm 0,58$	$\pm 0,92$	$\pm 1,2$	$\pm 0,21$	$\pm 0,24$	$\pm 0,26$
$\overline{F}_{lequ r i}^{(1)13} \times 10^2$	$\pm 2,4$	$\pm 2,8$	$\pm 3,2$	$\pm 0,36$	$\pm 0,56$	$\pm 0,71$	$\pm 0,26$	$\pm 0,30$	$\pm 0,33$
$\overline{F}_{lequ r i}^{(3)13} \times 10^2$	$\pm 0,77$	$\pm 0,91$	$\pm 1,0$	$\pm 0,14$	$\pm 0,21$	$\pm 0,27$	$\pm 0,076$	$\pm 0,086$	$\pm 0,095$

Tabla 4.2: Límites de acoplamientos de un solo top en acoplamientos efectivos de cuatro fermiones, para tres valores de \sqrt{s} y tres incertidumbres experimentales supuestas.

Los límites de un solo acoplamiento en la tabla 4.2 muestran una sensibilidad mucho mayor a los acoplamientos \overline{F} que a los \overline{C} , y un fuerte crecimiento de esa sensibilidad con la energía, como se espera de las interacciones de cuatro fermiones. Como también se ve en la tabla, la sección transversal de un solo top es más sensible a $\overline{F}_{\ell q}^{(3)13}$, lo que está relacionado con el hecho de que el operador $O_{\ell q}^{(3)13}$ en (2.25) es el único operador de cuatro fermiones que conduce a una interferencia sustancial con el ME. En el caso de $\sqrt{s} = 0,5$ TeV, si asumimos una incertidumbre experimental $\varepsilon_{\text{exp}} = 30\%$, obtenemos los límites

$$-0,011 < \overline{F}_{\ell q}^{(3)13} < 0,012, \quad \left| \overline{F}_{ledq r|i}^{13} \right| < 0,093, \quad \left| \overline{F}_{lequ r|i}^{(1)13} \right| < 0,038, \quad \left| \overline{F}_{lequ r|i}^{(3)13} \right| < 0,012, \quad (4.6)$$

que todavía son bastante fuertes.

A cada energía, las tablas 4.1 y 4.2 dan límites inferiores y superiores para cada acopla-

miento, para tres diferentes valores de ε_{exp} . Como es fácil de verificar, cualquiera de esos tres valores resultan de la interpolación lineal de los otros dos, dentro de aproximadamente 5%. Esto muestra, heurísticamente, que la interpolación lineal es válida y se puede usar para encontrar los límites correspondientes a otros valores de ε_{exp} dentro del rango dado en la tabla. La extrapolación lineal también puede ser usada para obtener límites para ε_{exp} moderadamente más pequeños que el valor más bajo usado en la tabla, o moderadamente más grande que el más alto. Una ilustración de esto es proporcionado por los límites en $\sqrt{s} = 0,5$ TeV y $\varepsilon_{\text{exp}} = 30\%$ dado arriba en (4.5), (resp., (4.6)) que concuerdan con una extrapolación de la tabla 4.1 (resp., 4.2) dentro de a lo más de 5% de desviación.

Las regiones permitidas para pares de acoplamientos efectivos que involucran los bosones de norma se muestran en la figura 4.6, donde los límites actuales para el LHC de (2.21) también se muestran como referencia. Las regiones permitidas para pares de acoplamientos efectivos de cuatro fermiones son mostrados en la figura 4.7. Como se puede ver en las figuras 4.6, 4.7, con la excepción de los acoplamientos en 4.6 (d) y 4.7 (d), (e), (f), la sección transversal en el ILC ya sea para $\sqrt{s} = 0,5$ o 1 TeV no determina una vecindad pequeña y simplemente conexas en torno al origen, sino más bien una banda toroidal extendida. Sin embargo, la intersección de esas dos regiones proporciona una vecindad simplemente conexas del ME. Esas regiones permitidas para el ILC están más restringidas por los límites impuestos por CLIC, como se muestra en las figuras.

El término que contiene el coeficiente c en (4.4), correspondiente a la interferencia de dos amplitudes anómalas, conduce a una rotación de los ejes de simetría de la región permitida en relación con los ejes de coordenadas. Así, los efectos de la interferencia entre las amplitudes proporcionales a $C_{\varphi ud r}^{33}$ y $C_{dW r}^{33}$ son evidentes en la figura 4.6 (d), considerables a $\sqrt{s} = 0,5$ TeV y significativamente más débiles a energías más altas. Una interferencia más pequeña, pero perceptible, entre las amplitudes proporcionales a $\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ y $\overline{C}_{uW r}^{33}$ se puede ver en la figura 4.6 (c). Todos los demás pares de acoplamientos corresponden a operadores efectivos que involucran campos de quark b de quiralidades opuestas, para las cuales la interferencia es suprimida por la pequeña masa del quark b . Por otro lado, no hay efectos de interferencia visible en la figura 4.7, a excepción de uno débil en el panel (c) para la menor \sqrt{s} . En particular, las regiones permitidas por la sección transversal de un solo top a $\sqrt{s} = 0,5$ TeV no se muestra en las figuras 4.7 (e), (f) son elipses con sus ejes paralelo a los ejes de coordenadas, inscritos dentro de los rectángulos definido por los límites de sólo un acoplamiento en la tabla 4.2.

El operador $O_{lq}^{(3)13}$ se relaciona con ciertos operadores de bosones de norma por las ecuaciones de movimiento. En la figura 4.8 mostramos las regiones permitidas para pares de acoplamientos que incluyen $\overline{F}_{lqr}^{(3)13}$ y un acoplamiento efectivo de bosón de norma.

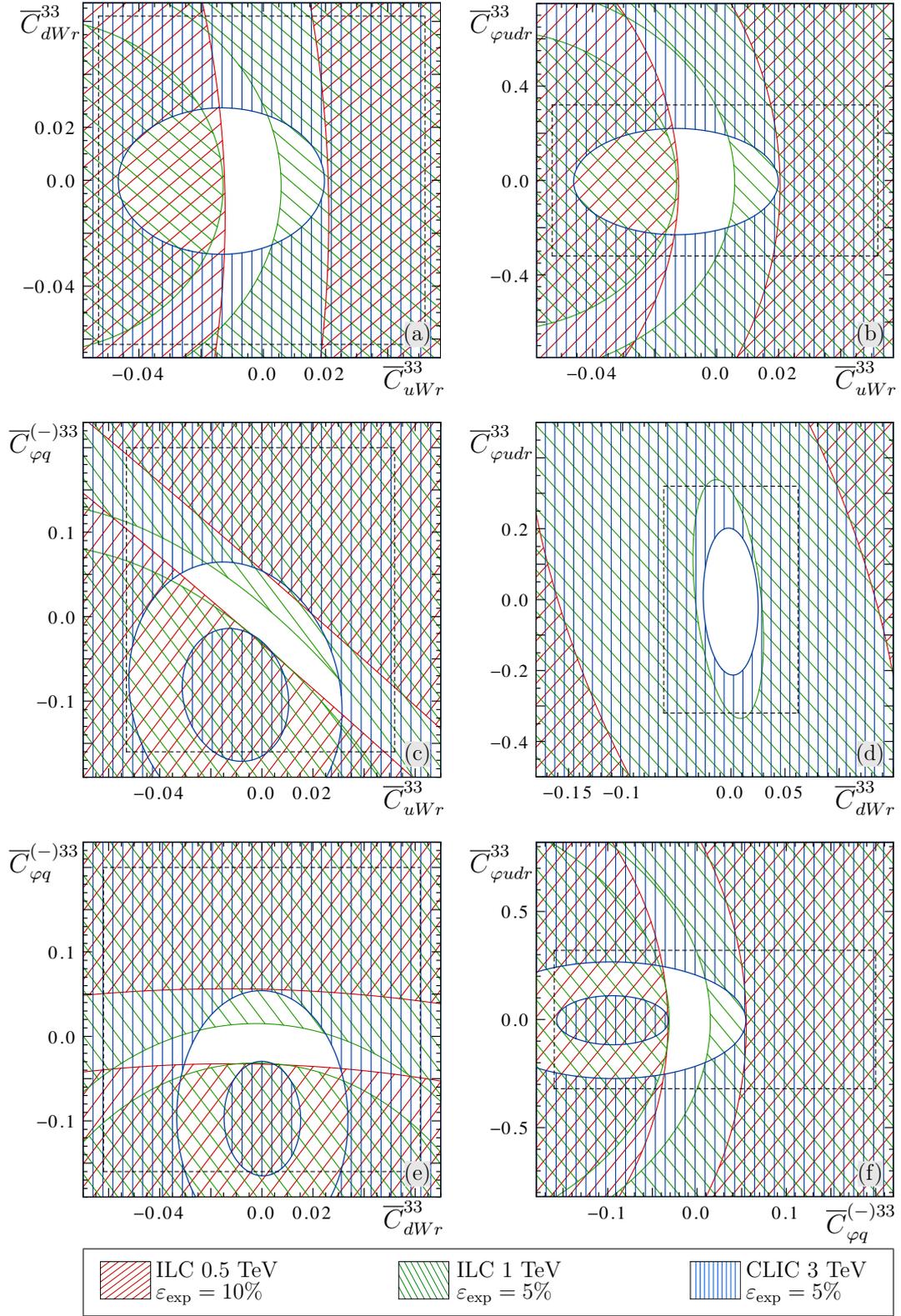


Figura 4.6: Regiones de parámetros para acoplamientos efectivos tbW a 68 % C.L., excluido por una medición de la sección eficaz total para el proceso (3.2). Áreas sombreadas rojas: $\sqrt{s} = 0,5$ TeV, $\varepsilon_{\text{exp}} = 10\%$. Áreas sombreadas verdes: $\sqrt{s} = 1$ TeV, $\varepsilon_{\text{exp}} = 5\%$. Zonas sombreadas azules: $\sqrt{s} = 3$ TeV, $\varepsilon_{\text{exp}} = 5\%$. Líneas punteadas: límites CMS de (2.21).

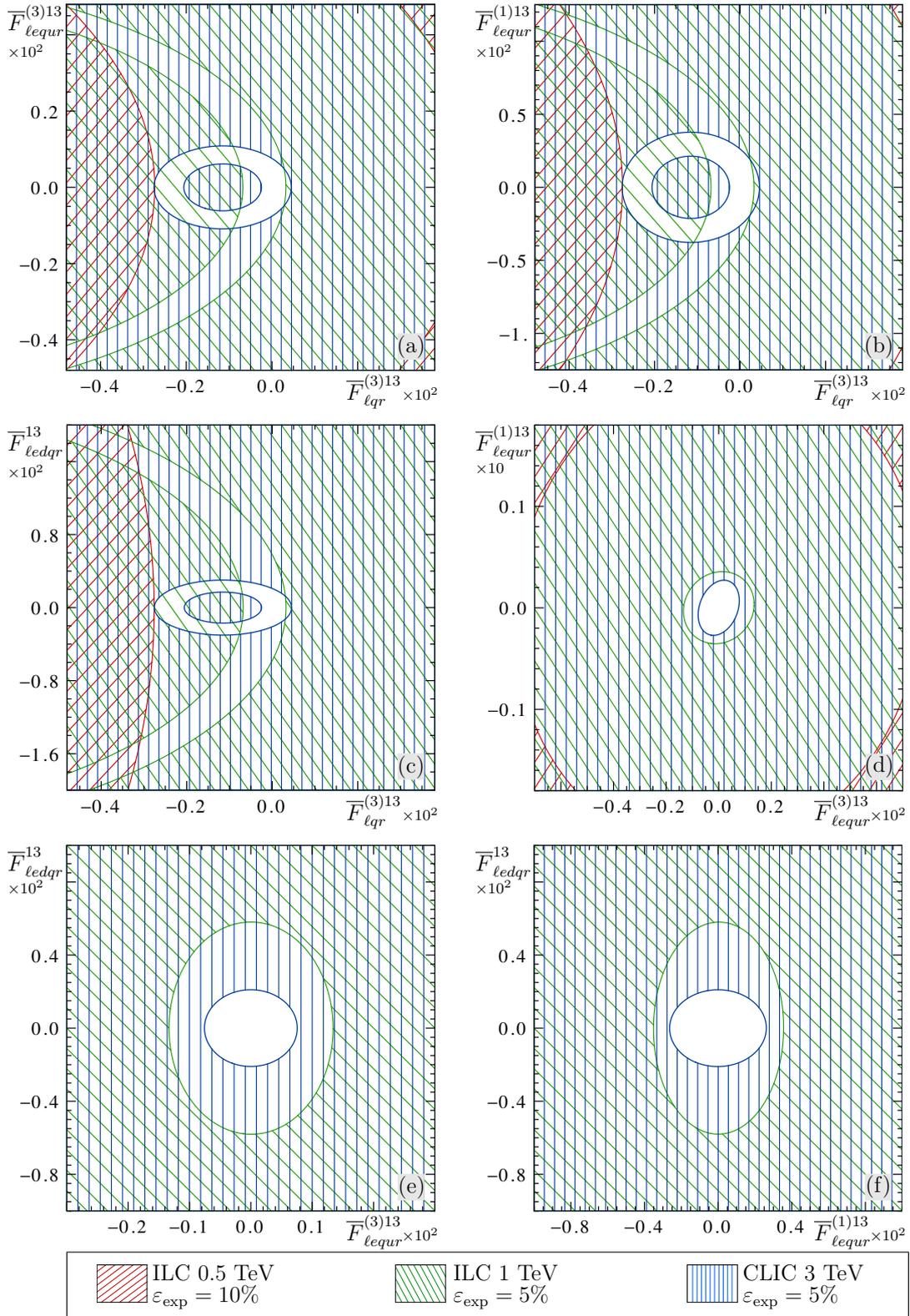


Figura 4.7: Regiones de parámetros para acomplamientos de corrientes cargadas tbv_e a 68% C.L., excluido por una medición de la sección eficaz total para el proceso (3.2). Código de colores como en la figura previa.

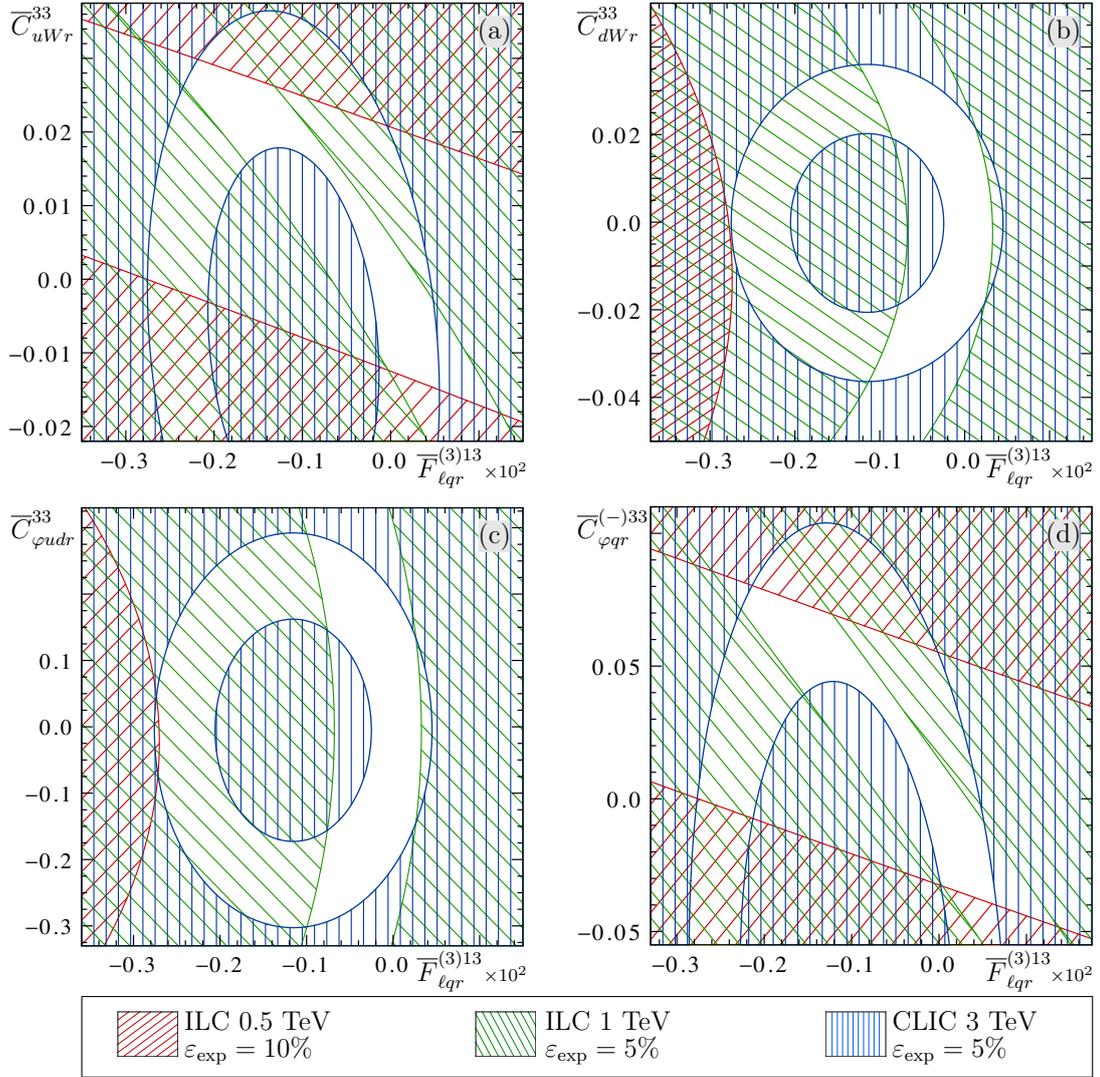


Figura 4.8: Regiones de parámetros para acoplamientos efectivos tbW junto con acoplamientos de cuatro fermiones $\bar{F}_{\ell qr}^{(3)13}$, excluido en 68 % C.L. por una medida de la sección transversal total para el proceso (3.2). Códigos de color como en la figura anterior.

Conclusiones

La física del quark top es una parte esencial del programa de los futuros colisionadores como ILC y CLIC. Mientras que la mayor parte del interés se ha centrado en la producción de $t\bar{t}$ y su gran sensibilidad a acoplamientos de NC $ttZ(A)$, en este trabajo, discutimos si el modo de un solo top proporciona información útil. En este contexto, es importante enfatizar el hecho de que mientras que en el ILC el modo de un solo top es subdominante a la producción de pares de top, que luego se convierte en un fuerte fondo, en CLIC la producción de un solo top es el modo dominante de producción de top. Hemos llevado a cabo un análisis preliminar a nivel de partones, del estado final semileptónico de seis fermiones $b\bar{b}e^-\nu_e q_u q_d$ (y su conjugado de carga) en el contexto de producción de un solo top y hemos encontrado que a las tres energías consideradas, $\sqrt{s} = 0,5, 1$ y 3 TeV, las secciones transversales de la señal son de aproximadamente 1-2 fb (véase la tabla 3.1), incluídos los cortes de espacio de fase y las eficiencias del etiquetado b , suficientes para mantener las incertidumbres estadísticas por debajo del 5%.

Hemos obtenido límites individuales en los vértices de tbW en el contexto de operadores efectivos de dimensión 6 invariantes de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [8], como se muestra en la tabla 4.1 y figura 4.6. Para discutir nuestros resultados para los cuatro acoplamientos de bosones de norma y top que generan vértices CC, es conveniente separarlos en dos pares. En el primer par tenemos los operadores $O_{\varphi q}^{(-)33}$ y O_{uW}^{33} , que tienen en común que ambos generan interferencia con el ME, generan simultáneamente un acoplamiento adicional ttZ/A de NC y contribuyen sustancialmente a diagramas en canal s que aparecen en ambos procesos, un solo top y producción de pares de top. Con el aumento de la energía tanto los efectos de la interferencia como la contribución del canal s disminuyen, y también lo hace la sensibilidad a estos acoplamientos.

Para comparar nuestros resultados con los del LHC dados en (2.21) y a las proyecciones para la producción $t\bar{t}$ en el ILC, (2.22) y (2.23), tomamos el inverso de la longitud del intervalo determinado por el límite de un solo acoplamiento en esas ecuaciones y en la tabla 4.1 como medida de la sensibilidad. Para el acoplamiento $\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ la sensibilidad obtenida a $\sqrt{s} = 0,5$ TeV si suponemos una incerteza experimental de 10% es cuatro veces más grande que en el LHC, (2.21), y casi lo mismo que la de producción $t\bar{t}$ a la misma energía, con las incertezas experimentales para $t\bar{t}$ asumido en (2.22), pero tres veces más pequeño si las incertezas son los asumidos en (2.23). Incertezas experimentales mayores conducen, por supuesto, a una menor sensibilidad. Como se discutió en relación con (4.5), para una incertidumbre experimental de alrededor del 30%, la sensibilidad a $\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ a $\sqrt{s} = 0,5$ TeV se vuelve igual al actual resultado del LHC. Como se ve en la tabla 4.1, la mayor sensibilidad a $\overline{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ se obtiene para $\sqrt{s} =$

1 TeV si asumimos una incertidumbre experimental de 5%. En ese caso la sensibilidad es aproximadamente de ocho veces mayor que el resultado actual del LHC, casi dos veces más grande que la sensibilidad $t\bar{t}$ en el ILC en (2.22), y un poco más pequeño que en (2.23). Por lo tanto, para el acoplamiento $\bar{C}_{\varphi q}^{(-)33}$ esperamos que la sensibilidad de la producción de un solo top en colisionadores lineales e^-e^+ mejore significativamente el actual en el LHC y el proyectado para el HL-LHC, y para ser competitivo con la sensibilidad de producción $t\bar{t}$ en el ILC.

Para el acoplamiento $\bar{C}_{uW_r}^{33}$ a $\sqrt{s} = 0,5$ TeV y con una incertidumbre experimental del 10%, la sensibilidad de la tabla 4.1 es tres veces más grande que el resultado actual del LHC (2.21), aunque casi tres veces más pequeño que el resultado de producción $t\bar{t}$ en ILC (2.22), y aproximadamente 15 veces más pequeño que (2.23). El más larga sensibilidad a este acoplamiento en la tabla 4.1 se produce a $\sqrt{s} = 1$ TeV para una incertidumbre experimental supuesta del 5%, que es cinco veces más grande que el resultado actual del LHC (2.21), ligeramente más pequeño que la sensibilidad $t\bar{t}$ en el ILC (2.22) y un orden de magnitud menor que (2.23). En este caso, concluimos que la sensibilidad a $\bar{C}_{uW_r}^{33}$ de producción de un solo top en el ILC mejorará la sensibilidad actual del LHC por un factor de 3-5, pero será significativamente peor que la producción de $t\bar{t}$ en el ILC.

Los operadores $O_{\varphi ud}^{33}$ y O_{dW}^{33} no contribuyen apreciablemente a la producción de $t\bar{t}$ en el ILC, y conduce a una interferencia modesta con las amplitudes del ME. Ellos contribuyen a la producción de un solo top en colisiones e^-e^+ principalmente a través de diagramas de canal t , con la contribución de diagramas de canal s permaneciendo esencialmente una entrada al ME que es importante a energías más bajas pero se vuelve muy pequeñas para energías superiores a $\sqrt{s} = 2$ TeV. Al respecto, notamos que $O_{\varphi ud}^{33}$ no genera interacciones de NC, y que O_{dW}^{33} solamente genera, además de tbW , un acoplamiento bbZ con muy poco efecto en diagramas de canal s . Como resultado, la sensibilidad a estos operadores aumenta con la energía.

La sensibilidad para $\bar{C}_{\varphi dr}^{33}$ a $\sqrt{s} = 0,5$ TeV con una suposición de incerteza experimental del 10%, como se muestra en la tabla 4.1, es menos de la mitad de los límites actuales del LHC (2.21). A $\sqrt{s} = 1$ TeV con una incertidumbre supuesta de 5% es igual a la sensibilidad de los resultados actuales del LHC (2.21), y a $\sqrt{s} = 3$ TeV con incertidumbre de 5% es aproximadamente 60% más grande que la sensibilidad actual del LHC. Para estos acoplamientos, por lo tanto, a lo sumo una ligera mejora sobre el LHC actual la sensibilidad puede esperarse de CLIC, y ninguna del ILC.

La sensibilidad a $\bar{C}_{dW_r}^{33}$ a $\sqrt{s} = 0,5$ TeV suponiendo una incerteza experimental del 10%, como figura en la tabla 4.1, es aproximadamente la mitad de los límites actuales de LHC (2.21). A $\sqrt{s} = 1$ TeV con una incerteza supuesta de 5% es dos veces más grande que la sensibilidad actual de LHC, y 2.5 veces tan grande a $\sqrt{s} = 3$ TeV con una incertidumbre del 5%. Por lo tanto, la sensibilidad de $\bar{C}_{dW_r}^{33}$ a la energía más grande de colisión e^-e^+ , aumenta en un factor de 2-2.5 con respecto a la sensibilidad actual del LHC.

Estas conclusiones dependen, por supuesto, del hecho de que en cada una de las tres energías discutidas aquí, hemos supuesto las más bajas incertezas experimentales, mostradas en la tabla 4.1. Con la información contenida en esa tabla, sin embargo, estas conclusiones se pueden

adaptar a otros valores de la incerteza experimental.

Los límites en los operadores de cuatro fermiones de (2.25) se dan en la tabla 4.2 y en las figuras 4.7 y 4.8. Esos acoplamientos de CC de cuatro fermiones no se pueden observar en colisionadores de hadrones, o en procesos de NC como producción $t\bar{t}$ en colisiones e^-e^+ . De lo anterior, la producción de un solo top en estos colisionadores es la única posibilidad para acotarlos. Dado que la sensibilidad a las interacciones de cuatro fermiones aumenta muy rápidamente con la energía, para estos acoplamientos CLIC es claramente la mejor opción. La sensibilidad a 1 TeV en ILC es aún sustancial, sin embargo, siendo aproximadamente la mitad que para CLIC, como se muestra en tabla 4.2.

Apéndices

A. Luminosidad

La luminosidad instantánea \mathcal{L} representa el número de partículas por unidad de superficie y por unidad de tiempo en un haz. Para el caso de los aceleradores, es una medida del número de colisiones que pueden producirse en un detector por cm^2 y por segundo. Cuanto mayor sea \mathcal{L} mayor es el número de colisiones. La luminosidad \mathcal{L} para el LHC puede ser obtenida semicualitativamente de:

1. n que es el número de protones por paquete (bunch).
2. t que es el tiempo entre bunches.
3. S_{ef} que es la sección de colisión efectiva que depende del perfil transversal del bunch. Tenemos $S_{ef} = 4\pi\sigma_t^2$ con $\sigma_t = 16 \times 10^{-4}\text{cm}$ (tamaño del perfil transversal del bunch en el punto de interacción)
4. f el factor geométrico de reducción de luminosidad (≤ 1) debido al ángulo de cruce en el punto de interacción. En el año 2011 su valor alcanzó $f \sim 0,95$, por lo que puede ser tomado como 1.

De lo anterior, tendríamos

$$\mathcal{L} \sim \frac{fn^2}{4\pi\sigma_t^2} \quad (4.7)$$

Con $n = 1,15 \times 10^{11}$, $t = 25 \times 10^{-9}\text{s}$ y $S_{ef} = 4\pi(16 \times 10^{-4})^2\text{cm}^2$ obtenemos $\mathcal{L} \sim 10^{34}\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Este valor indica que en los detectores del LHC se podrían producir 10^{34} colisiones por segundo y por cm^2 .

La integral de la luminosidad extendida en el tiempo es la luminosidad integrada:

$$L = \int \mathcal{L} dt \quad (4.8)$$

Es una medida de la cantidad de datos obtenidos, siendo un importante parámetro para caracterizar a un acelerador. Nos da una medida más completa de su rendimiento permitiendo comparar diferentes aceleradores entre si.

Se mide en unidades inversas de área. Si conocemos la sección eficaz σ y la luminosidad

integrada L podemos estimar el número eventos N , multiplicando ambas cantidades:

$$N = L \times \sigma \quad (4.9)$$

B. Colisionadores ILC y CLIC

Los futuros colisionadores de leptones tales como el International Linear Collider (ILC) [1–5] y el Compact Linear Collider (CLIC) [6, 7] tienen al quark top como una de sus principales áreas de investigación.

Los aceleradores de partículas circulares (Tevatrón, HERA, LEP, LHC) están dispuestos en un anillo, donde las partículas se aceleran gradualmente a medida que giran alrededor del anillo muchas veces. Este método enfrenta un límite ya que se vuelve progresivamente más difícil acelerar las partículas a energías más altas, porque las partículas pierden energía emitiendo radiación cuando se doblan alrededor del anillo; este fenómeno se conoce como radiación sincrotrón. Para superar esta dificultad, los colisionadores ILC y CLIC aceleran electrones y positrones en línea recta. El desafío entonces es desarrollar aceleradores que sean lo suficientemente potentes como para impartir la energía deseada a los electrones y positrones de una sola vez.

El ILC es un colisionador electrón- positrón que permitiría complementar los avances logrados por el Gran Colisionador de Hadrones (LHC). El ILC pretende dar una mayor precisión a los descubrimientos del LHC.

El ILC colisionará electrones contra positrones a energías que van de 250 GeV a 1 TeV. Debido a que los haces están constituidos por partículas elementales, no se fragmentan como ocurre con un haz de protones, por lo que los estados finales de interés ($t\bar{t}$, Higgs, etc.) estarán acompañados de relativamente pocas partículas, lo que permite identificar y estudiar esos estados finales con mayor facilidad. Esto contrasta con LHC, donde las colisiones protón-protón dan lugar a muchas piezas fragmentadas de lo que originalmente era un protón, cada fragmento a su vez, produce su propia lluvia de partículas.

Para el ILC para la energía de 500 GeV se espera una luminosidad de $2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ lo que da al año una luminosidad integrada de $0,5 \text{ab}^{-1}$. Para 1 TeV se espera una luminosidad de $4 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ por lo que al año se obtendría una luminosidad integrada de 1ab^{-1} .

Por otra parte CLIC pretende trabajar con energías similares al LHC, pero al usar electrones y sus antipartículas en lugar de protones, permitirá obtener una perspectiva diferente de la física subyacente.

CLIC permitiría por su alta energía y precisión experimental un mayor conocimiento de la física fundamental más allá de lo brindado por el LHC y un colisionador electrón-positrón de menor energía.

CLIC estará diseñado para ir incrementando su energía de colisión por etapas, comenzando a partir de 380 GeV con luminosidad $1,5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ y luminosidad integrada de $0,38 \text{ab}^{-1}$, llegar a 1.5 TeV con luminosidad $3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ y luminosidad integrada de $0,75 \text{ab}^{-1}$, y

alcanzar finalmente una energía de 3 TeV con luminosidad $5,9 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ y luminosidad integrada de $1,48 \text{ab}^{-1}$ con una aceleración de 100 MV/m.

CLIC representa una opción de acelerador para ser construido en el CERN, que llegará a concretarse dependiendo de los resultados futuros del LHC.

Bibliografía

- [1] T. Behnke *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report Vol. 1,” arXiv:1306.6327.
- [2] H. Baer *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Vol. 2,” arXiv:1306.6352.
- [3] C. Adolphsen *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Vol. 3 I,” arXiv:1306.6353.
- [4] C. Adolphsen *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Vol. 3 II,” arXiv:1306.6328.
- [5] T. Behnke *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report Vol. 4,” arXiv:1306.6329.
- [6] L. Linssen *et al.*, “Clic Conceptual Design Report,” arXiv:1202.5940.
- [7] P. Lebrun *et al.*, “Clic Conceptual Design Report,” arXiv:1209.2543.
- [8] B. Grzadkowski, M. Iskrzyński, M. Misiak, J. Rosiek, “*Dimension-six terms in the Standard Model Lagrangian*,” JHEP **10** (2010) 085 [18pp](#).
- [9] U. Husemann, Prog. Part. Nucl. Phys. **95**, 48 (2017); F. P. Schilling, Int. J. Mod. Phys. A **27**, 1230016 (2012); W. Bernreuther and P. Uwer, Nucl. Part. Phys. Proc. **261-262**, 414; W. Bernreuther, J. Phys. G **35**, 083001 (2008); *ibid*, Nuovo Cim. C **033**, no. 4, 3 (2010);
- [10] J. de Blas, M. Chala and J. Santiago, JHEP **1509**, 189 (2015)
- [11] C. Zhang, Phys. Rev. D **90** (2014) 014008.
- [12] S. Willenbrock and C. Zhang, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **64**, 83 (2014); C. Zhang, N. Greiner and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **86**, 014024 (2012); A. Cordero-Cid, J. M. Hernandez, G. Tavares-Velasco and J. J. Toscano, J. Phys. G **35**, 025004 (2008); A. Avilez-Lopez, H. Novales-Sanchez, G. Tavares-Velasco and J. J. Toscano, Phys. Lett. B **653**, 241 (2007); R. Martinez and G. Valencia, Phys. Rev. D **95**, no. 3, 035041 (2017).
- [13] G. Durieux, F. Maltoni and C. Zhang, Phys. Rev. D **91**, 074017 (2015).
- [14] R. A. Coimbra, P. M. Ferreira, R. B. Guedes, O. Oliveira, A. Onofre, R. Santos and M. Won, Phys. Rev. D **79**, 014006 (2009).
- [15] N. Zhou, D. Whiteson and T. M. P. Tait, Phys. Rev. D **85**, 091501 (2012); E. Alvarez, D. A. Faroughy, J. F. Kamenik, R. Morales and A. Szyrkman, Nucl. Phys. B **915**, 19 (2017); C. Zhang, arXiv:1708.05928 [hep-ph]; R. Frederix, D. Pagani and M. Zaro, arXiv:1711.02116 [hep-ph].

- [16] E. Devetak, A. Nomerotski and M. Peskin, Phys. Rev. D **84**, 034029 (2011); R. R  ntschi and M. Schulze, JHEP **1508**, 044 (2015); J. Gao and H. X. Zhu, Phys. Rev. Lett. **113**, no. 26, 262001 (2014); Ibid, Phys. Rev. D **90**, no. 11, 114022 (2014); B. Chokouf  i Nejad, W. Kilian, J. M. Lindert, S. Pozzorini, J. Reuter and C. Weiss, JHEP **1612**, 075 (2016); F. Larios, T. M. P. Tait and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **57**, 3106 (1998); G. J. Gounaris and F. M. Renard, Phys. Rev. D **94**, no. 5, 053009 (2016); W. Bernreuther and L. Chen, Phys. Rev. D **93**, no. 5, 053018 (2016); N. Bouayed and F. Boudjema, Phys. Rev. D **77**, 013004 (2008); S. Kanemura, D. Nomura and K. Tsumura, Phys. Rev. D **74**, 076007 (2006); S. Godfrey and S. h. Zhu, Phys. Rev. D **72**, 074011 (2005); T. Han, Y. J. Kim, A. Likhoded and G. Valencia, Nucl. Phys. B **593**, 415 (2001); A. A. Billur, M. K  ksal and A. Guti  rrez-Rodr  guez, Phys. Rev. D **96**, no. 5, 056007 (2017); Ibid, Adv. High Energy Phys. **2017**, 6738409 (2017). W. Bernreuther, L. Chen, I. Garc  a, M. Perell  , R. P. F. Richard, E. Ros and M. Vos, arXiv:1710.06737 [hep-ex].
- [17] E. Boos, Y. Kurihara, M. Sachwitz, H.J. Schreiber, S. Shichanin, Y. Shimizu, “*Top quark production in the reaction $e^+e^- \rightarrow evtb$ at linear collider energies,*” Z. Phys. C **70** (1996) 255.
- [18] E. Boos, M. Dubinin, A. Pukhov, M. Sachwitz, H. J. Schreiber, “*Single top production in e^+e^- , e^-e^- , γe and $\gamma\gamma$ collisions,*” Eur. Phys. J. C **21** (2001).
- [19] F. Penunuri, F. Larios and A. O. Bouzas, Phys. Rev. D **83**, 077501 (2011)
- [20] C. Schwinn, hep-ph/0412028.
- [21] J. Fuster, I. Garcia, P. Gomis, M. Perell  s, E. Ros and M. Vos, Eur. Phys. J. C **75**, 223 (2015);
- [22] J. A. Aguilar-Saavedra, M. C. N. Fiolhais, A. Onofre, “*Top effective operators at the ILC,*” J. H. E. P. **07** (2012) 180 [1  n-13](#).
- [23] C. Englert and M. Russell, Eur. Phys. J. C **77**, no. 8, 535 (2017).
- [24] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1702**, 028 (2017).
- [25] K. Kolodziej, Phys. Lett. B **584**, 89 (2004).
- [26] Q. H. Cao and B. Yan, Phys. Rev. D **92**, no. 9, 094018 (2015).
- [27] P. Batra and T. M. P. Tait, Phys. Rev. D **74**, 054021 (2006).
- [28] S. Liebler, G. Moortgat-Pick and A. S. Papanastasiou, JHEP **1603**, 099 (2016).
- [29] F. Bach and T. Ohl, Phys. Rev. D **86**, 114026 (2012).
- [30] B. Ananthanarayan, J. Lahiri, M. Patra and S. D. Rindani, Phys. Rev. D **86**, 114019 (2012).
- [31] L. Chen, O. Dekkers, D. Heisler, W. Bernreuther and Z. G. Si, JHEP **1612**, 098 (2016).
- [32] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, M. Zaro, “*The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations,*” J. High Energy Phys. **07** (2014) 079.

- [33] R. Brun, F. Rademakers, “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework,” Proceedings of the AIHENP’96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A **389** (1997) 81.
- [34] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “*Identification of b-quark jets with the CMS experiment*,” JINST **8**, P04013 (2013). [arXiv:1211.4462].
- [35] C. Escobar [ATLAS and CMS Collaborations], arXiv:1709.02749 [hep-ex].
- [36] R. Romero Aguilar, A. O. Bouzas and F. Larios, Phys. Rev. D **92**, no. 11, 114009 (2015).
- [37] N. Castro, J. Erdmann, C. Grunwald, K. Krüninger and N. A. Rosien, Eur. Phys. J. C **76**, no. 8, 432 (2016); J. L. Birman, F. Deliot, M. C. N. Fiolhais, A. Onofre and C. M. Pease, Phys. Rev. D **93**, no. 11, 113021 (2016); Z. Hioki, K. Ohkuma and A. Uejima, Phys. Lett. B **761**, 219 (2016); V. Cirigliano, W. Dekens, J. de Vries and E. Mereghetti, Phys. Rev. D **94**, no. 3, 034031 (2016) I. Brivio, arXiv:1710.01003 [hep-ph].
- [38] A. Buckley, C. Englert, J. Ferrando, D. J. Miller, L. Moore, M. Russell and C. D. White, JHEP **1604**, 015 (2016); *ibid.* Phys. Rev. D **92**, no. 9, 091501 (2015).
- [39] K. Skovpen [CMS Collaboration], arXiv:1711.02153 [hep-ex].
- [40] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], arXiv:1707.05393 [hep-ex]; *Ibid.*, Eur. Phys. J. C **77**, no. 4, 264 (2017)
- [41] M. S. Amjad *et al.*, Eur. Phys. J. C **75**, no. 10, 512 (2015).
- [42] J. A. Aguilar-Saavedra, “*A minimal set of top-Higgs anomalous couplings*,” Nucl. Phys. B **821** (2009) 215–227 .
- [43] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, Comput. Phys. Commun. **185**, 2250 (2014).
- [44] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).