Efectos de violación de sabor y de CP en teorías efectivas

M. C. Felipe de Jesús Tlachino Macuitl

Asesor:

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Posgrado en Física Aplicada

Contenido

- Introducción
- El vértice Hq_iq_j
- Acoplamiento $tcgg$
- Conclusiones

Introduccin

- El fenómeno de cambio de sabor está muy suprimido dentro del modelo estándar (ME)
- El único efecto de esta naturaleza se presenta en el sector de quarks, a través de corrientes cargadas
- En el sector de quarks las corrientes neutras con cambio surgen a orden de un lazo
- Evidencia experimental de oscilaciones de neutrinos apunta claramente hacia la no conservación de sabor leptónico

Introduccin

- La violación de CP es un fenómeno cuya validez ha sido establecida experimentalmente en procesos con cambio de sabor como las mezclas de mesones K, B y D

- La fase de la matriz Kobayashi- Maskawa (KM) es la única fuente de violación de CP en el sector electrodébil del ME

- Con motivación derivada del hecho de que cualquier proceso que está fuertemente suprimido o prohibido dentro del ME constituye un laboratorio natural para estudiar efectos de nueva física, estudiaremos acoplamientos con cambio de sabor y violación de CP mediados por un bosón vectorial de norma cargado V y por el bosón de Higss H

Introduccin

- Es este trabajo de tesis estudiaremos los acoplamientos $f_i f_j \gamma\gamma$ y $f_i f_j g g$ mediados por un bosón de norma vectorial cargado V y por el bosón de Higss H
- Se asumirá que existe un nuevo bosón de norma cargado V
  - el cual se acopla en la forma más general posible a pares de fermiones
  - consistente con teoría de renormalización y las simetrías de Lorentz y electromagnética
- El vértice $H f_i f_j$ se genera al introducir invariantes de hasta dimensión seis en el sector de Yukawa

El vértice Hq_iq_j

- El vértice Hq_iq_j es generado por un sector de Yukawa efectivo compuesto de invariantes $SU_L(2) \times U_Y(1)$ de hasta dimensión seis
- El sector efectivo de Yukawa puede ser escrito como [A. Cordero-Cid *et al.*, Phys. Rev. D **70**, 074003 (2004)]:

$$\mathcal{L}^Y_{eff} = -Y^d_{ij}(\bar{Q}_i\Phi d_j) - Y^u_{ij}(\bar{Q}_i\tilde{\Phi} u_j) - \frac{\alpha^d_{ij}}{\Lambda^2}(\Phi^\dagger\Phi)(\bar{Q}_i\Phi d_j) - \frac{\alpha^u_{ij}}{\Lambda^2}(\Phi^\dagger\Phi)(\bar{Q}_i\tilde{\Phi} u_j) + H.c.,$$

El vértice Hq_iq_j

- Al realizar el rompimiento espontáneo de la simetría, $\mathcal{L}^Y_{eff}$ puede ser diagonalizado vía las matrices unitarias V^u_R y V^u_L, con lo cual campos de norma se transforman en campos físicos:

$$\mathcal{L}_{u_i\,u_j\,H} = -H\bar{u}_i(\omega^{ij}_R\,P_R + \omega^{ij}_L\,P_L)u_j,$$

donde

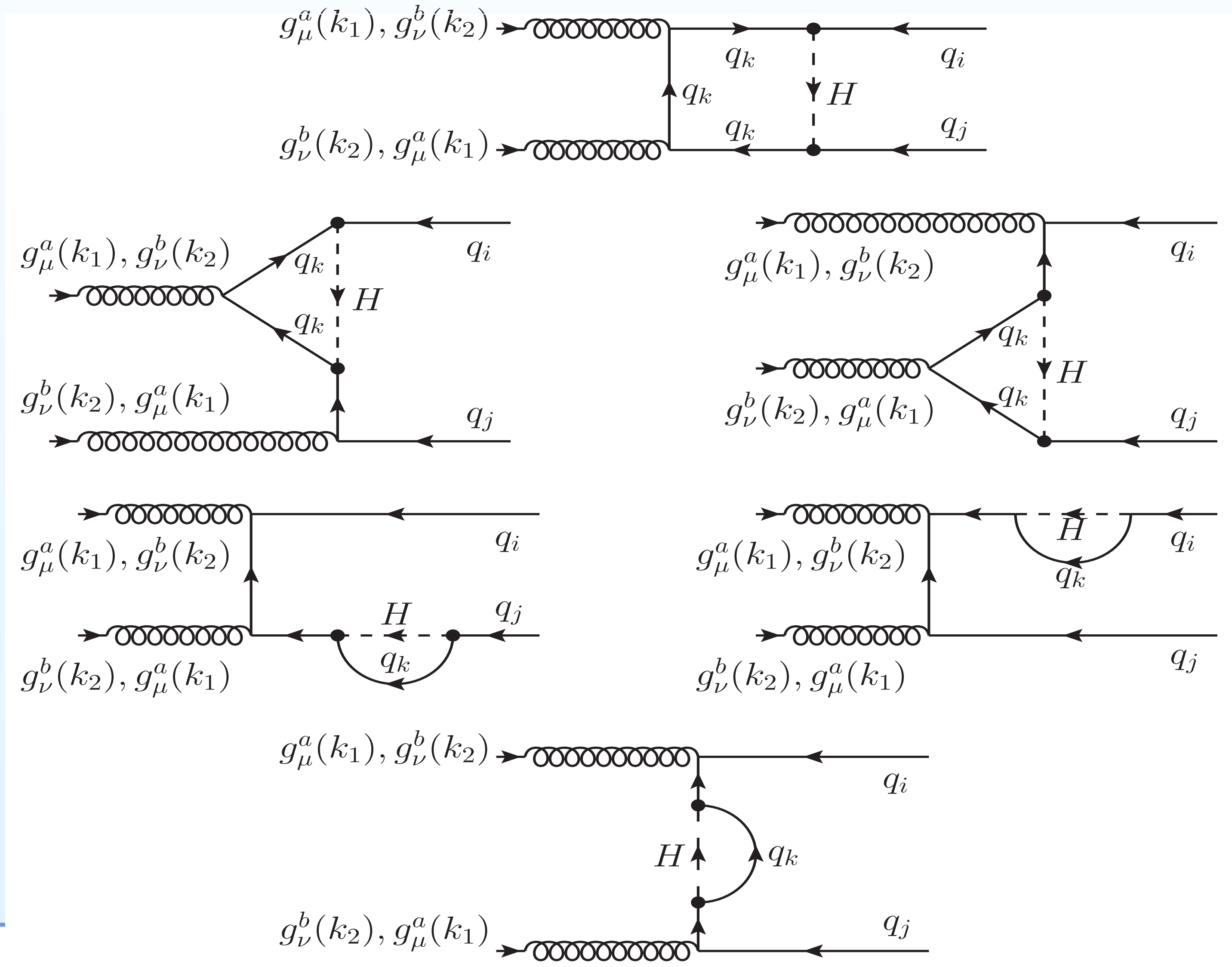
$$\omega^{ij}_R = \frac{g\,m_i}{2\,m_W}\delta_{ij} + \Omega_{ij},$$
$$\omega^{ij}_L = \frac{g\,m_i}{2\,m_W}\delta_{ij} + \Omega^*_{ij},$$

- La matriz Ω^u representa los efectos de nueva física y está dada por

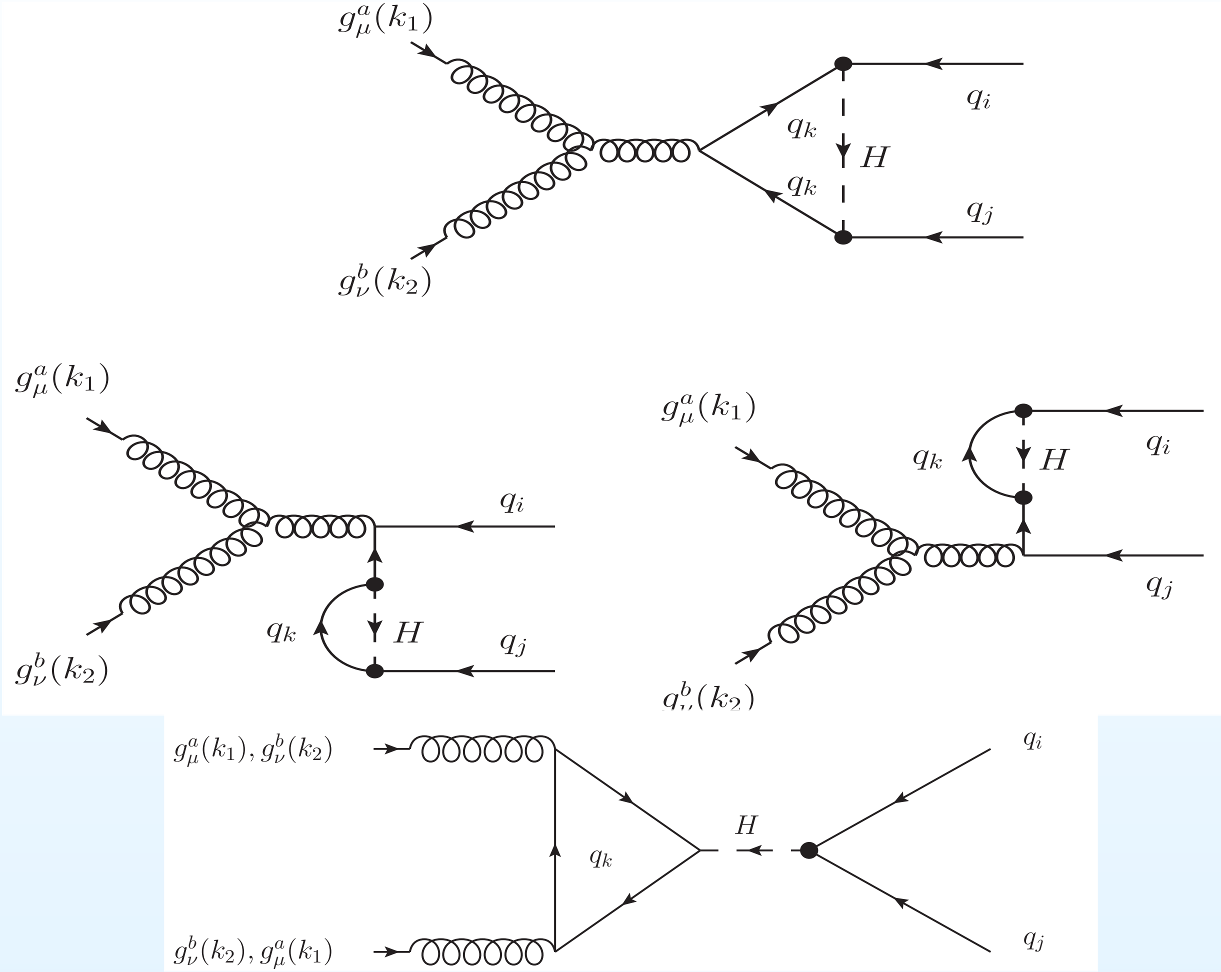
$$\Omega^u = V^u_L\,\frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{v^2}{\Lambda^2}\,\alpha^u\,V^u_R$$

Acoplamiento $tcgg$

- Los diagramas que contribuyen al acoplamiento $tcgg$ son



Acoplamiento $tcgg$



Acoplamiento $tcgg$

- La amplitud del acoplamiento $tcgg$ esta dada por

$$\mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{total} = \mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{CTB} + \mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{VT} + \mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{RED(H)}, \quad (1)$$

donde

$$\mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{CTB} = \frac{g_s^2}{8}(\lambda^a\lambda^b\Gamma^{\mu\nu}_{CTB} + \lambda^b\lambda^a\Gamma^{\nu\mu}_{CTB}), \quad (2)$$

y

$$\mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{VT} = \frac{ig_s^2}{4} f^{abc}\lambda^c\Gamma^{\mu\nu}_{VT}, \quad (3)$$

Acoplamiento $tcgg$

- Es conveniente escribir la amplitud $\mathcal{M}_{total}^{\mu\nu ab}$ de la forma:

$$\mathcal{M}_{total}^{\mu\nu ab} = \mathcal{M}_{GI}^{\mu\nu ab} + \mathcal{M}_{NGI}^{\mu\nu ab} + \mathcal{M}_{RED(H)}^{\mu\nu ab}, \tag{4}$$

donde

$$\mathcal{M}_{GI}^{\mu\nu ab} = \frac{g_s^2}{8}(\lambda^a\lambda^b + \lambda^b\lambda^a)(\Gamma_{CTB}^{\mu\nu} + \Gamma_{CTB}^{\nu\mu}), \tag{5}$$

y

$$\mathcal{M}_{NGI}^{\mu\nu ab} = \frac{ig_s^2}{4} f^{abc}\lambda^c(\Gamma_{VT}^{\mu\nu} + \Gamma_{CTB}^{\mu\nu} - \Gamma_{CTB}^{\nu\mu}), \tag{6}$$

Acoplamiento $tcgg$

- La amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{total}$ tiene simetria explicita de Bose y es finita

- La amplitud La amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{RED(H)}$ es finita e invariante de norma
- La amplitud $\mathcal{M}^{\mu\nu ab}_{GI}$ es finita e invariante de norma. El cálculo es analogo al del acoplamiento $f_i f_j \gamma\gamma$ [F. J. Tlachino *et al.*, Phys. Rev. **D79**, 093009 (2009)].
  - Se tienen estructuras con invariancia de norma explicita

Acoplamiento $tcgg$

$$T^{\mu\nu}_{1_{L,R}} = F_{1_{L,R}}\,\frac{g^{\mu\nu}\,k_1\cdot k_2 - k_1^\nu\,k_2^\mu}{k_1\cdot k_2},$$

$$T^{\mu\nu}_{2_{L,R}} = F_{2_{L,R}}\,\frac{(p_j^\mu\,k_1\cdot k_2 - k_2^\mu\,k_1\cdot p_j)(p_j^\nu\,k_1\cdot k_2 - k_1^\nu\,k_2\cdot p_j)}{(m_W\;k_1\cdot k_2)^2},$$

$$T^{\mu\nu}_{3_{L,R}} =(F_{3_{L,R}}\;\not{k}_1 + F_{4_{L,R}}\;\not{k}_2)\,\frac{(g^{\mu\nu}\,k_1\cdot k_2 - k_1^\nu\,k_2^\mu)}{m_W\;k_1\cdot k_2},$$

$$T^{\mu\nu}_{8_{L,R}} = F_{13_{L,R}}\;\frac{\not{k}_1\,\gamma^\mu\,\gamma^\nu\,k_1\cdot k_2 - \not{k}_1\,\gamma^\mu\;\not{k}_2\,k_1^\nu}{m_W\;k_1\cdot k_2} + F_{14_{L,R}}\;\frac{\not{k}_2\,\gamma^\nu\,\gamma^\mu\,k_1\cdot k_2 - \not{k}_2\,\gamma^\nu\;\not{k}_1\,k_2^\mu}{m_W\;k_1\cdot k_2},$$

$$T^{\mu\nu}_{9_{L,R}} = F_{15_{L,R}}\;\frac{\not{k}_1\;\not{k}_2\,\gamma^\nu\,(p_j^\mu\,k_1\cdot k_2 - k_2^\mu\,k_1\cdot p_j)}{m_W^3\;k_1\cdot k_2} + F_{16_{L,R}}\;\frac{\not{k}_2\;\not{k}_1\,\gamma^\mu\,(p_j^\nu\,k_1\cdot k_2 - k_1^\nu\,k_2\cdot p_j)}{m_W^3\;k_1\cdot k_2},$$

$$T^{\mu\nu}_{10_{L,R}} = F_{17_{L,R}}\;\frac{\not{k}_1\,\gamma^\mu\;\not{k}_2\,(p_j^\nu\,k_1\cdot k_2 - k_1^\nu\,k_2\cdot p_j)}{m_W^3\;k_1\cdot k_2} + F_{18_{L,R}}\;\frac{\not{k}_2\,\gamma^\nu\;\not{k}_1\,(p_j^\mu\,k_1\cdot k_2 - k_2^\mu\,k_1\cdot p_j)}{m_W^3\;k_1\cdot k_2},$$

$$T^{\mu\nu}_{11_{L,R}} = F_{19_{L,R}}\;\frac{\not{k}_1\,\gamma^\mu\;\not{k}_2\,\gamma^\nu}{m_W^2} + F_{20_{L,R}}\;\frac{\not{k}_2\,\gamma^\nu\;\not{k}_1\,\gamma^\mu}{m_W^2}$$

Acoplamiento $tcgg$

- La amplitud $\mathcal{M}_{NGI}^{\mu\nu ab}$ es finita y tiene simetria explicita de Bose

- Se logra obtener estructuras con invariancia de norma explicita

$$
\begin{aligned}
T^{\mu\nu}_{12_{L,R}} &= F_{11_{L,R}} \frac{\gamma^\mu\, k_2\, \gamma^\nu\, k_1\cdot k_2 - k_1\, k_2\, \gamma^\nu\, k_2^\mu}{m_W\ k_1\cdot k_2} + F_{12_{L,R}} \frac{\gamma^\nu\, k_1\, \gamma^\mu\, k_1\cdot k_2 - k_2\, k_1\, \gamma^\mu\, k_1^\nu}{m_W\ k_1\cdot k_2}, \\
T^{\mu\nu}_{13_{L,R}} &= F_{13_{L,R}} \frac{\not{k}_1\, \gamma^\mu\, \gamma^\nu\, k_1\cdot k_2 - \not{k}_1\, \gamma^\mu\, \not{k}_2\, k_1^\nu}{m_W\ k_1\cdot k_2} - F_{14_{L,R}} \frac{\not{k}_2\, \gamma^\nu\, \gamma^\mu\, k_1\cdot k_2 - \not{k}_2\, \gamma^\nu\, \not{k}_1\, k_2^\mu}{m_W\ k_1\cdot k_2}, \\
T^{\mu\nu}_{14_{L,R}} &= F_{15_{L,R}} \frac{\not{k}_1\, \not{k}_2\, \gamma^\nu\, (p_j^\mu\, k_1\cdot k_2 - k_2^\mu\, k_1\cdot p_j)}{m_W^3\ k_1\cdot k_2} - F_{16_{L,R}} \frac{\not{k}_2\, \not{k}_1\, \gamma^\mu\, (p_j^\nu\, k_1\cdot k_2 - k_1^\nu\, k_2\cdot p_j)}{m_W^3\ k_1\cdot k_2}, \\
T^{\mu\nu}_{15_{L,R}} &= F_{17_{L,R}} \frac{\not{k}_1\, \gamma^\mu\, \not{k}_2\, (p_j^\nu\, k_1\cdot k_2 - k_1^\nu\, k_2\cdot p_j)}{m_W^3\ k_1\cdot k_2} - F_{18_{L,R}} \frac{\not{k}_2\, \gamma^\nu\, \not{k}_1\, (p_j^\mu\, k_1\cdot k_2 - k_2^\mu\, k_1\cdot p_j)}{m_W^3\ k_1\cdot k_2}, \\
T^{\mu\nu}_{16_{L,R}} &= F_{19_{L,R}} \frac{\not{k}_1\, \gamma^\mu\, \not{k}_2\, \gamma^\nu}{m_W^2} - F_{20_{L,R}} \frac{\not{k}_2\, \gamma^\nu\, \not{k}_1\, \gamma^\mu}{m_W^2}
\end{aligned}
$$

Acoplamiento $tcgg$

- Además se obtiene la siguiente estructura invariante de norma

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu}_{17_{L,R}} &= F_{22_{L,R}}(k_1 k_2 g^{\mu\nu} + \gamma^\mu\gamma^\nu k_1\cdot k_2 - \gamma^\mu k_2 k_1^\nu - k_1\gamma^\nu k_2^\mu) \\ &- F_{23_{L,R}}(k_2 k_1 g^{\mu\nu} + \gamma^\nu\gamma^\mu k_1\cdot k_2 - \gamma^\nu k_1 k_2^\mu - k_2\gamma^\mu k_1^\nu), \end{aligned} \tag{7}$$

- Solo se logra obtener si se toma la suma $\Gamma^{\mu\nu}_{VT}(k_1,k_2) + \Gamma^{\mu\nu}_{CTB}(k_1,k_2) - \Gamma^{\nu\mu}_{CTB}(k_2,k_1)$.

Acoplamiento $tcgg$

- Sin embargo, no se a logrado demostrar la invariancia de norma para la amplitud $\mathcal{M}_{NGI}^{\mu\nu ab}$
  - Al contraer con k_1^{μ} o k_2^{ν} no se cancelan todas las estructuras de Dirac presentes en la amplitud
  - Los coeficientes dependen de manera complicada de funciones escalares de Passarino-Veltman

Acoplamiento $tcgg$

- Se analiza por separado la parte que no es invariante de norma
- Aplicando ecuación de Dirac y las condiciones cinematicas, se tiene:
-

$$\begin{aligned} T_{NGI} =& C0(m_t^2, m_c^2, m_t^2, 2k_1 \cdot k_2, m_\kappa^2, m_h^2, m_\kappa^2) E_1^{\mu\nu} \\ & + B0(2k_1 \cdot k_2, m_\kappa^2, m_\kappa^2) E_2^{\mu\nu} + B0(m_t^2, m_h^2, m_\kappa^2) E_3^{\mu\nu} \\ & + B0(m_c^2, m_h^2, m_\kappa^2) E_4^{\mu\nu} + B0(0, m_h^2, m_\kappa^2) E_5^{\mu\nu} + F_{SPV} E_6^{\mu\nu} \end{aligned} \tag{8}$$

- Al contraer con k_1^μ o k_2^ν no se cancelan todas las estructuras de Dirac presentes en T_{NGI}

Conclusiones

- Terminar el análisis de invariancia de norma del acoplamiento $tcgg$ mediado por el bosón de Higgs

- Una vez que se termine este cálculo se procederá al estudio de la amplitud del acoplamiento $f_i f_j \gamma\gamma$ mediado por el bosón de norma vectorial cargado V

- Ya estamos analizando la contribución del seudobosón de Golstone asociado a V (G_V) al acoplamiento $f_i f_j \gamma\gamma$, ya que parte del análisis es similar al del acoplamiento $f_i f_j \gamma\gamma$ mediado por el bosón de Higgs