

Una mirada a la producción electrodébil rara de I^+I^-

Marxil Sánchez García
Mariana Bolaños
Dr. Genaro Toledo Sánchez
Dr. Eduardo Peinado

IFUNAM

XXX Reunión Anual DPyC-SMF, Puebla, Pue.

Mayo, 2016

Procesos suprimidos

Lazos

Resultados

Lazos y efectos de CKM

Sección eficaz

Decaimientos Hadrónicos

Conclusión

Motivación

Procesos suprimidos

Lazos

Resultados

Lazos y efectos de CKM

Sección eficaz

Decaimientos

Hadrónicos

Conclusión

Motivación

Procesos suprimidos

Lazos

Resultados

[Lazos y efectos de CKM](#)
[Sección eficaz](#)

Decaimientos
Hadrónicos

Conclusión

- Colaboraciones LHCb y CMS midieron recientemente :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2.8_{-0.6}^{+0.7}) \times 10^{-9} \quad (1)$$

[CMS and LHCb Collaboration, Nature 522 (2015)6]

- Lo cual esta en acuerdo con el ME.

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.66 \pm 0.23) \times 10^{-9} \quad (2)$$

[Bobeth, C. et al., Phys. Rev. Lett.112 (2014) 101801] [Christoph Bobeth, Martin Gorbahn and Emmanuel Stamou, Phys. Rev.D 89,034023 (2014)]

- La supresión de estos procesos dentro del ME, es debida a la transición entre quarks de la misma carga eléctrica y la interacción involucrada.
- La FCNC se induce a nivel de un lazo, por lo que tienen supresión debido a los bosones pesados de norma.
- Los elementos de CKM producen supresiones debido a la transición de quarks fuera de la diagonal.

Motivación

Procesos suprimidos

Lazos

Resultados

Lazos y efectos de CKM

Sección eficaz

Decaimientos

Hadrónicos

Conclusión

- Nos interesa ilustrar la descripción general de este tipo de procesos y el rol de sus diferentes contribuciones electrodébiles.
- Tomando la sección eficaz de procesos de la forma $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$, podemos dar una descripción de las FCNC en los vértices efectivos.
- Es ilustrativo considerar una cuarta familia de quarks para observar sus efectos en las contribuciones electrodébiles.

- El proceso $b\bar{s} \rightarrow \mu\mu$ a primer orden en una expansión perturbativa, tiene tres contribuciones generales:

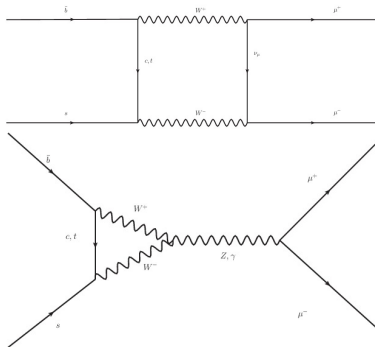


Figura : Diagramas de caja W, pingüino Z y fotón $b\bar{s} \rightarrow \mu^+\mu^-$

- El lagrangiano efectivo que describe la interacción fermiónica es:

$$\mathcal{L} \approx \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(\chi 4 \bar{s}_L \gamma_\mu b_L (\tilde{C}_{\mu L} \gamma^\mu \mu_L) + \frac{\alpha}{4\pi} \left[\tilde{H}_1 \bar{s}_L \gamma_\mu b_L + \tilde{H}_2 \square^{-1} \partial^\nu (m_s \bar{s}_L \sigma_{\mu\nu} d_L + m_b \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} b_R) \right] \bar{\mu} \gamma^\mu \mu \right) + \text{h.c.}, \quad (3)$$

- Donde $\chi \equiv \alpha / (4\pi \sin^2 \theta_W)$.
- Los coeficientes \tilde{C} , \tilde{H}_1 , \tilde{H}_2 contienen la información de la contribución de los lazos integrados.
 [Inami, T. and Lim, C. S., Prog. Theor. Phys. 65 (1981) 297]

- Las contribuciones de los lazos del pingüino Z y la caja se puede ver como:

$$\tilde{C} \equiv \sum_{j=c,t} V_{js}^* V_{jb} \bar{C}(x_j, x_1) \quad (4)$$

- Las contribuciones electromagnéticas de lazo se pueden ver como:

$$\tilde{H}_i = \sum_{j=c,t} V_{js}^* V_{jb} \bar{H}_i(x_j, x_1) \quad (5)$$

- Donde $x_1 \equiv (\frac{m_u}{m_W})^2$ y $x_j \equiv (\frac{m_j}{m_W})^2$
- La función factorizada, con $x_1 = 0$ en la norma $\xi = 1$, es dada por:

$$\bar{C}(x_j, 0) = \left[\frac{x_j}{4} - \frac{3x_j}{4(-1+x_j)} + \frac{3x_j^2 \ln(x_j)}{4(-1+x_j)^2} \right]. \quad (6)$$

- \bar{C} puede ser dividido en dos contribuciones: la del del pingüino Z y la caja W: $\bar{C} = \Gamma_Z + \Gamma_{box}$.
- La contribución del pingüino Z es dada:

$$\Gamma_Z = \frac{x_j}{4} - \frac{3}{8(x_j - 1)} + \frac{3(2x_j^2 - x_j) \ln x_j}{8(x_j - 1)^2} + \frac{x_j}{\xi x_j - 1} \left(\frac{3}{4(x_j - 1)} + \frac{1}{8(\xi x_j - 1)} \right) - \frac{1}{8(\xi x_j - 1)} \left[1 + \left(\frac{1 + 5\xi}{\xi - 1} - \frac{1}{\xi x_j - 1} \right) \ln \xi \right] - (x_j \rightarrow x_1).$$

- Para el vértice efectivo electromagnético se tiene:

$$\begin{aligned} \bar{s}\Gamma_{\gamma\mu}b &= \frac{e}{(4\pi)^2} \frac{g^2}{2M_W^2} V_{js} V_{jb} \bar{s} \left[F_1(q^2 \gamma_\mu - q_\mu \not{q}) \frac{1 - \gamma_5}{2} \right. \\ &\quad \left. + F_2 \sigma_{\mu\nu} i q^\nu \left(m_s \frac{1 - \gamma_5}{2} + m_b \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \right] b \end{aligned} \quad (7)$$

- Se cumple:

$$\bar{H}_1 \equiv -4F_1 - 8\Gamma_Z \quad \bar{H}_2 \equiv -4F_2 \quad (8)$$

- Incluimos una cuarta familia con $m_{t',b'} = 1$ TeV. Para los nuevos acoplamientos entre familias utilizamos el argumento de Froggatt y Nielsen.

[C. F. Froggatt and H. B. Nielsen, Nucl. Phys. B147 (1979), 277.]

$$|U_{jq}| \sim (m_q/m_j)^{1/2} \quad m_q \ll m_j \quad (9)$$

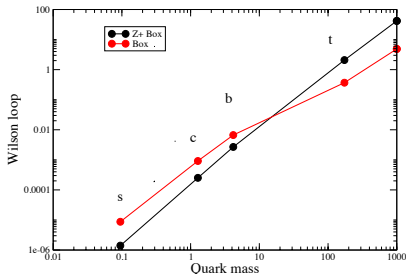


Figura : Valores de las contribuciones a un lazo de \tilde{C} y Γ_{Box} , debido a los quarks incluyendo una posible 4ta. familia.

Motivación

Procesos suprimidos

Lazos

Resultados

Lazos y efectos de CKM

Sección eficaz

Decaimientos

Hadrónicos

Conclusión

- Los efectos del lazo para el vertice electromagnético no se comportan de la misma forma en que lo hacen el lazo Z y de la caja.

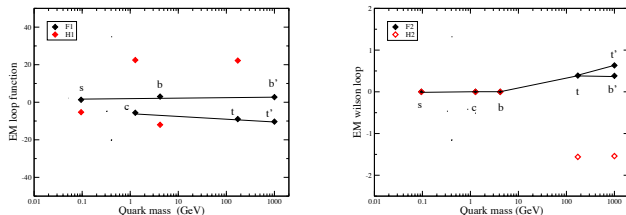


Figura : Valores de las contribuciones electromagnéticas, debido a los quarks incluyendo una posible 4ta. familia.

[PHYSICAL REVIEW D 86, 115008 (2012)] [<http://arxiv.org/abs/1208.3195v2>]

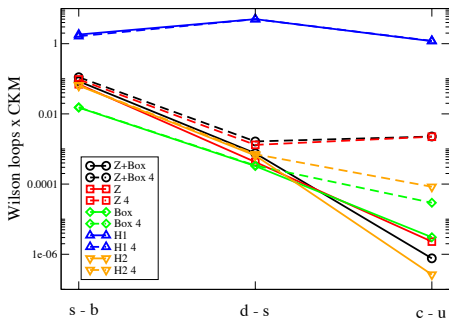


Figura : Valores de las contribuciones a un lazo incluyendo los acoplamientos CKM para $s - \bar{b}$, $d - \bar{s}$ y $c - \bar{u}$

- El efecto de una cuarta familia parece ser sensible para procesos con quarks $c - \bar{u}$.

- Tomando la amplitud total como: $\mathcal{M} = \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_{box} + \mathcal{M}_\gamma$, la sección eficaz se puede calcular tomando la producción del par de leptones en el polo del mesón.

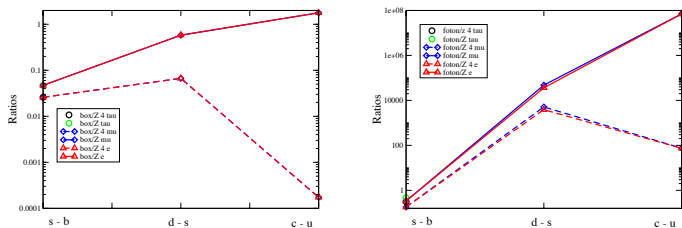


Figura : Razones entre secciones eficaces de distintos canales para tres procesos.

- Para la sección eficaz del kaón y del mesón D, la contribución del fotón es la dominante.

- La descripción de estos procesos, como decaimientos, se explota parametrizando los mesones en una estructura de Lorentz:

$$\langle 0 | \bar{q}_2 \gamma_\mu \gamma_5 q_1 | M(p) \rangle = i f_M p_\mu \quad (10)$$

- Donde p es el momento del mesón M y f_M es la constante de decaimiento.
- Notamos que la contribución del fotón en los decaimientos de mesones escalares se cancela por invariancia de norma: $p^\mu \Gamma_{\gamma\mu} = 0$.

- Experimentalmente se midió $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2.8_{-0.6}^{+0.7}) \times 10^{-9}$. Esto lo podemos escribir como:

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \mathcal{B}_{EXP} + Error_{EXP} \quad (11)$$

- La sección eficaz total se puede escribir como:

$$\sigma_4(Z+\square) = \sigma_3(Z+\square) + \bar{\sigma}_4(Z+\square) \quad (12)$$

- Usando la sección eficaz de forma análoga que el valor experimental del BR porcentual, podemos ver que: $Error_{EXP} \propto \bar{\sigma}_4$.

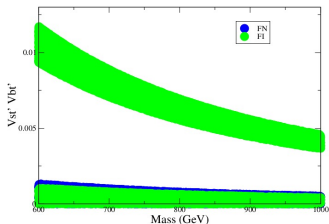
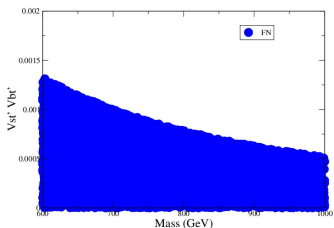


Figura : Valores permitidos para la masa $m_{t', b'}$ con una fase de 0° y una fase de 180° para los acoplamientos $V_{st'} V_{bt'}$

Motivación

Procesos suprimidos

Lazos

Resultados

[Lazos y efectos de CKM](#)
[Sección eficaz](#)
Decaimientos Hadrónicos

Conclusión

- Realizando una dispersión $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ encontramos una rica estructura donde se incluye el canal del fotón.
- La supresión de este tipo de procesos viene del lazo y de los elementos de CKM.
- Una cuarta familia sería sensible en procesos como $D^0 \rightarrow l^+l^-$.
- Acotando con respecto al experimento del proceso $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ y tomando la masa de la cuarta familia entre 600-1000 GeV, se encuentra que en la región permitida el producto de los acoplamientos $V_{st'} V_{bt'}$ se hace más pequeña conforme se incrementa la masa de la cuarta familia.
- Tomando una fase de 180° , en los acoplamientos $V_{st'} V_{bt'}$, la región permitida es más grande.