Test de universalidad leptónica y el modelo de Pati-Salam

Oscar Rosero · Eduardo Rojas

Noviembre 9 de 2022

Trabajo de grado
Para optar por el título de Físico

Universidad de Nariño
TANTVM POSSVMVS QVANTVM SCIMVS

Contenido

Introducción

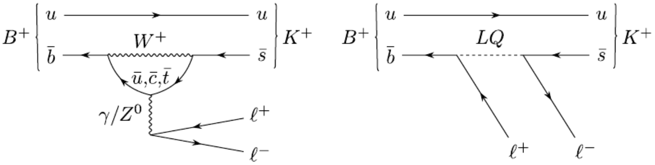
Introducción

- Modelo estándar (ME) provee explicación asombrosamente existosa de la naturaleza de las partículas elementales.
- Evidencias experimentales más significativas de física más allá del ME: Anomalías en decaimientos del mesón $B \Rightarrow$ Violación de la universalidad leptónica.
- Estas anomalías pueden explicarse mediante un leptoquark vectorial $(3,1)_{2/3}$ o $(3,3)_{2/3}$.
- Objetivo de este trabajo: Estudiar un modelo viable basado en la unificación de Pati-Salam que no involucre mezclas con nuevos fermiones vectoriales.

Introducción

Anomalías de sabor y los decaimientos del mesón B

- Búsqueda de nueva física $\rightarrow$ comparar medidas observadas en decaimientos leptónicos con predicciones del ME.
- Cantidades medibles pueden predecirse de forma precisa en los decaimientos de un mesón B^+ $(u\bar{b})$ hacia un Kaón K^+ $(u\bar{s})$ y dos leptones ℓ^+, ℓ^-. A nivel fundamental: $\bar{b} \rightarrow \bar{s}$.
- La universalidad leptónica es simetría accidental del ME.



Contribuciones del ME y de nueva física a decaimientos del mesón B (Fuente: Aaij, et. al., 2022).

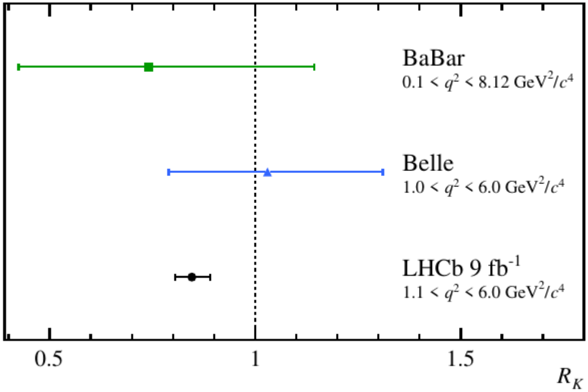
Anomalías de sabor y los decaimientos del mesón B

- Para un decaimiento de un mesón B en otro mesón cualquiera H, la fracción de ramificación para dos modos de decaimiento semileptónico es dada por

$$R_H \equiv \frac{\displaystyle\int_{q^2_{\text{min}}}^{q^2_{\text{max}}} \frac{\mathrm{d}\mathcal{B}\left(B \to H\mu^+\mu^-\right)}{\mathrm{d}q^2}\,\mathrm{d}q^2}{\displaystyle\int_{q^2_{\text{min}}}^{q^2_{\text{max}}} \frac{\mathrm{d}\mathcal{B}\left(B \to He^+e^-\right)}{\mathrm{d}q^2}\,\mathrm{d}q^2}. \tag{1}$$

- Se ha determinado que estas razones están $2{,}1 - 2{,}5\sigma$ por debajo de las predicciones del ME.
- en 2021, el experimento LHCb realizó mediciones precisas de R_K, obteniendo $R_K = 0{,}846\,^{+0{,}044}_{-0{,}041}$.

Anomalías de sabor y los decaimientos del mesón B



Comparación entre medidas de R_K (Fuente: *Nature Phys.*, 18(3):277–282, 2022).

Introducción

Leptoquarks como explicación para las anomalías de sabor

Leptoquarks como explicación para las anomalías de sabor

- Un leptoquark es una partícula hipotética que porta tanto número bariónico como leptónico. Varias teorías de física más allá del ME predicen su existencia.
- Los leptoquarks vectoriales aparecen en teorías de unificación, como la de Pati-Salam.
- Los leptoquarks admiten acoplamientos diferentes para diferentes leptones.
- No existen argumentos teóricos fuertes para preferir un patrón particular de sabores de leptoquarks o de números cuánticos. Esto motiva la búsqueda sistemática de estados finales mínimos pero suficientes que puedan evidenciar leptoquarks con decaimientos arbitrarios de quarks y leptones.

Leptoquarks posibles y sus números cuánticos (Fuente: *JHEP*, 11–044, 2017)

Espín	$3B + L$	$\mathrm{SU}(3)_c$	$\mathrm{SU}(2)_L$	$\mathrm{U}(1)_Y$	Acoplamientos permitidos
0	-2	$\bar{3}$	1	$1/3$	$\overline{q}_L^c \ell_L$ o $\overline{u}_R^c e_R$
0	-2	$\bar{3}$	1	$4/3$	$\overline{d}_R^c e_R$
0	-2	$\bar{3}$	3	$1/3$	$\overline{q}_L^c \ell_L$
1	-2	$\bar{3}$	2	$5/6$	$\overline{q}_L^c \gamma^\mu e_R$ o $\overline{d}_R^c \gamma^\mu \ell_L$
1	-2	$\bar{3}$	2	$-1/6$	$\overline{u}_R^c \gamma^\mu \ell_L$
0	0	3	2	$7/6$	$\overline{q}_L e_R$ o $\overline{u}_R \ell_L$
0	0	3	2	$1/6$	$\overline{d}_R \ell_L$
1	0	3	1	$2/3$	$\overline{q}_L \gamma^\mu \ell_L$ o $\overline{d}_R \gamma^\mu e_R$
1	0	3	3	$5/3$	$\overline{u}_R \gamma^\mu e_R$
1	0	3	3	$2/3$	$\overline{q}_L \gamma^\mu \ell_L$

Estudio detallado del modelo

Modelo y contenido de partículas

El modelo fue propuesto por Fornal, et.al. (Phys. Rev. D 99, 055025 (2019)) se basa en el grupo gauge

$$\mathrm{SU}(4)_L \otimes \mathrm{SU}(4)_R \otimes \mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)' \tag{2}$$

Descomposición en multipletes del ME

$$\begin{aligned}
\Psi_L &= (4,1,2,0) = (3,2)_{\frac{1}{6}} \oplus (1,2)_{-\frac{1}{2}} \\
\Psi_R^u &= (1,4,1,\tfrac{1}{2}) = (3,1)_{\frac{1}{6}} \oplus (1,1)_0 \\
\Psi_R^d &= (1,4,1,-\tfrac{1}{2}) = (3,1)_{-\frac{1}{3}} \oplus (1,1)_{-1}
\end{aligned} \tag{3}$$

Contienen Q_L, L_L, u_R, d_R, e_R y un neutrino derecho ν_R.

Sector de Higgs

$$\begin{gathered}
\Sigma_L = (4,1,1,\tfrac{1}{2}), \quad \Sigma_R = (1,4,1,\tfrac{1}{2}), \\
\Sigma = (\bar{4},4,,0)
\end{gathered} \tag{4}$$

Estudio detallado del modelo

Generadores de $\mathrm{SU}(4)$

Partimos de

$$(C_{\alpha\beta})_{ik} = \delta_{\alpha i}\delta_{\beta k} \tag{5}$$

y empleamos combinaciones lineales de la forma

$$C_{\alpha\beta} + C_{\beta\alpha}, \quad \frac{1}{\mathrm{i}}(C_{\alpha\beta} - C_{\beta\alpha}) \tag{6}$$

Para que las matrices diagonales tengan traza cero formamos las combinaciones:

$$\begin{aligned}
C''_{11} &= C_{11} - \frac{1}{3}(C_{11} + C_{22} + C_{33}) = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} 2 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & 0 \end{pmatrix} \\
C''_{22} &= C_{22} - \frac{1}{3}(C_{11} + C_{22} + C_{33}) = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} -1 & & & \\ & 2 & & \\ & & -1 & \\ & & & 0 \end{pmatrix} \\
C''_{33} &= C_{33} - \frac{1}{3}(C_{11} + C_{22} + C_{33}) = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} -1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 2 & \\ & & & 0 \end{pmatrix} \\
C''_{44} &= C_{44} - \frac{1}{3}(C_{11} + C_{22} + C_{33}) = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} -1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & 3 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{7}$$

Las combinaciones

$$\tilde{\lambda}_3 = C''_{11} - C''_{22} = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{pmatrix}, \qquad \tilde{\lambda}_8 = \left(C''_{11} + C''_{22}\right) = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -2 & \\ & & & 0 \end{pmatrix} \tag{8}$$

toman la forma de las matrices de Gell-Mann, mientras que definimos

$$\tilde{\lambda}_{15} = -3C''_{44} = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -3 \end{pmatrix} \tag{9}$$

como el tercer generador diagonal de $\mathrm{SU}(4)$.

Normalizamos de acuerdo con $\mathrm{Tr}(T_i T_j) = (1/2)\delta_{ij}$

$$T_1 = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_1 = \frac{1}{2}(C_{12} + C_{21}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & \\ 1 & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & 0 & \\ & & & \end{pmatrix}, \qquad T_2 = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_1 = \frac{1}{2\mathrm{i}}(C_{12} - C_{21}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & -\mathrm{i} & 0 & \\ \mathrm{i} & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & 0 & \\ & & & \end{pmatrix},$$

$$T_3 = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_3 = \frac{1}{2}(C''_{11} - C''_{22}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \end{pmatrix}, \qquad T_4 = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_4 = \frac{1}{2}(C_{13} + C_{31}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & \\ 0 & 0 & 0 & \\ 1 & 0 & 0 & \\ & & & \end{pmatrix},$$

$$T_5 = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_5 = \frac{1}{2\mathrm{i}}(C_{13} - C_{31}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & -\mathrm{i} & \\ 0 & 0 & 0 & \\ \mathrm{i} & 0 & 0 & \\ & & & \end{pmatrix}, \qquad T_6 = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_6 = \frac{1}{2}(C_{23} + C_{32}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & 1 & \\ 0 & 1 & 0 & \\ & & & \end{pmatrix},$$

$$T_7 = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_7 = \frac{1}{2\mathrm{i}}(C_{23} - C_{32}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \\ 0 & 0 & -\mathrm{i} & \\ 0 & \mathrm{i} & 0 & \\ & & & \end{pmatrix}, \qquad T_8 = \frac{\sqrt{3}}{2}\tilde{\lambda}_8 = \frac{1}{2\sqrt{3}}\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -2 & \\ & & & 0 \end{pmatrix}.$$

Generadores de $\mathrm{SU}(4)$

Los generadores que que describen transiciones entre quarks y leptones:

$$T_9 = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_9 = \frac{1}{2}(C_{14} + C_{41}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} & & & 1 \\ & & & 0 \\ & & & 0 \\ 1 & 0 & 0 & \end{pmatrix}, \qquad T_{10} = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_{10} = \frac{1}{2\mathrm{i}}(C_{14} + C_{41}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} & & & -\mathrm{i} \\ & & & 0 \\ & & & 0 \\ \mathrm{i} & 0 & 0 & \end{pmatrix},$$

$$T_{11} = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_{11} = \frac{1}{2}(C_{14} + C_{41}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} & & & 0 \\ & & & 1 \\ & & & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \end{pmatrix}, \quad T_{12} = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_{12} = \frac{1}{2\mathrm{i}}(C_{24} + C_{42}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} & & & 0 \\ & & & -\mathrm{i} \\ & & & 0 \\ 0 & \mathrm{i} & 0 & \end{pmatrix},$$

$$T_{13} = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_{13} = \frac{1}{2}(C_{34} + C_{43}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} & & & 0 \\ & & & 0 \\ & & & 1 \\ 0 & 0 & 1 & \end{pmatrix}, \quad T_{14} = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_{14} = \frac{1}{2\mathrm{i}}(C_{34} + C_{43}) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} & & & 0 \\ & & & 0 \\ & & & -\mathrm{i} \\ 0 & 0 & \mathrm{i} & \end{pmatrix}.$$

Y el generador de la carga de $\mathrm{SU}(4)$ al romper

$$T_{15} = \frac{1}{2\sqrt{6}}\tilde{\lambda}_{15} = \frac{1}{2\sqrt{6}}\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -3 \end{pmatrix}.$$

Estudio detallado del modelo

Operador de carga

Operador de carga

Los grupos $\mathrm{SU}(4)$ rompen a $\mathrm{SU}(3)$

$$\mathrm{SU}(4)_{L/R} \to \mathrm{SU}(3)_{L/R} \otimes \mathrm{U}(1)_{L/R\,31} \,. \tag{10}$$

Las branching rules de este rompimiento conllevan a

$$4 \to 3_1 \oplus 1_{-3} \,, \tag{11}$$

De donde es fácil inferir el generador del grupo $\mathrm{U}(1)_{L/R\,31}$ (excepto por un factor constante)

$$T_L^{15} = T_R^{15} = \frac{1}{2\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -3 \end{pmatrix} . \tag{12}$$

Operador de carga

El operador de carga se define como una combinación lineal de los generadores diagonales de todos los grupos

$$Q = (t^3) + A\big(T_L^{15} + T_R^{15}\big) + BY' \,, \tag{13}$$

Aplicando sobre los multipletes:

$$\Psi_L = (4,1,2,0) = (3,2)_{\frac{1}{6}} \oplus (1,2)_{-\frac{1}{2}}$$
$$\Psi_R^u = (1,4,1,\tfrac{1}{2}) = (3,1)_{\frac{1}{6}} \oplus (1,1)_0$$
$$\Psi_R^d = (1,4,1,-\tfrac{1}{2}) = (3,1)_{-\frac{1}{3}} \oplus (1,1)_{-1}$$

Operador de carga para multiplete $\Psi_L = (4, 1, 2, 0)$

El multiplete tiene dos índices, $\Psi_L^{i\alpha}$, con $i = 1, 2, 3, 4$ índice de $\mathrm{SU}(4)_L$ y $\alpha = 1, 2$ índice de $\mathrm{SU}(2)_L$. Fijando el índice de isoespín podemos representarlo como

$$\Psi_L^{i1} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \nu_e \end{pmatrix}_L , \quad \Psi_L^{i2} = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ e \end{pmatrix}_L \tag{14}$$

Haciendo explícitos los índices de las simetrías, el operador de carga es

$$(Q\Psi_L)^{i\alpha} = \left[(t^3)^\alpha_\beta \delta^i_j + A(T_L^{15})^i_j \delta^\alpha_\beta + 0 \right] \Psi_L^{j\beta} . \tag{15}$$

Operador de carga para multiplete $\Psi_L = (4, 1, 2, 0)$

Para $\alpha = 1$ tendremos:

$$(Q\Psi_L)^{i1} = \left[\frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix} + \frac{A}{2\sqrt{6}}\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -3 \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{1}{2}+\frac{A}{2\sqrt{6}} & & & \\ & \frac{1}{2}+\frac{A}{2\sqrt{6}} & & \\ & & \frac{1}{2}+\frac{A}{2\sqrt{6}} & \\ & & & \frac{1}{2}-\frac{A}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \nu_e \end{pmatrix}_L . \tag{16}$$

Con las cargas del ME

$$\begin{pmatrix} \frac{2}{3} & & & \\ & \frac{2}{3} & & \\ & & \frac{2}{3} & \\ & & & 0 \end{pmatrix} \tag{17}$$

Operador de carga para multiplete $\Psi_L = (4, 1, 2, 0)$

Solucionando el sistema de ecuaciones

$$\boxed{A = \frac{\sqrt{6}}{3}}\,. \tag{18}$$

Haciendo un proceso análogo para $\alpha = 2$ nos arroja el mismo resultado para este coeficiente.

Hasta el momento tenemos, para el operador de carga

$$Q = t^3 + \frac{\sqrt{6}}{3}\left(T_L^{15} + T_R^{15}\right) + BY'\,. \tag{19}$$

Operador de carga para multiplete $\Psi_R^u = (1, 4, 1, \frac{1}{2})$

Este multiplete sólo tiene un índice de $\mathrm{SU}(4)_R$ y contiene las partículas

$$\Psi_R^u = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \nu_e \end{pmatrix}_R . \tag{20}$$

Haciendo explícitos los índices, el operador de carga aplicado a este multiplete dará como resultado

$$(Q\Psi_R^u)^i = \left[\frac{\sqrt{6}}{3}\left(T_R^{15}\right)^i_{\alpha} + \frac{1}{2}B\right]\Psi_R^{u\,\alpha} . \tag{21}$$

Operador de carga para multiplete $\Psi_R^u = (1, 4, 1, \frac{1}{2})$

$$(Q\Psi_R^u)^i = \left[\frac{1}{6}\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -3 \end{pmatrix} + B\left(\frac{1}{2}\right)\begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \nu_e \end{pmatrix}_R$$

$$= \frac{1}{6}\begin{pmatrix} 1+3B & & & \\ & 1+3B & & \\ & & 1+3B & \\ & & & 3(1-B) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \nu_e \end{pmatrix}_R . \tag{22}$$

Con las cargas del ME es posible determinar

$$\boxed{B = 1}. \tag{23}$$

El análisis para el multiplete $\Psi_R^d = (1, 4, 1, -\frac{1}{2})$ arroja el mismo resultado

Operador de carga del modelo

Con los coeficientes que hemos determinado, el operador de carga del modelo es

$$\boxed{Q = t^3 + \frac{\sqrt{6}}{3}\left(T_L^{15} + T_R^{15}\right) + Y'\,.} \tag{24}$$

Este operador debe tener un índice de isoespín y uno de $\mathrm{SU}(4)_{L/R}$. Fijando el índice de isoespín es posible expresar los autovalores de este operador como 2 matrices 4×4

$$Q^u = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & & & \\ & \frac{2}{3} & & \\ & & \frac{2}{3} & \\ & & & 0 \end{pmatrix}, \quad Q^d = \begin{pmatrix} -\frac{1}{3} & & & \\ & -\frac{1}{3} & & \\ & & -\frac{1}{3} & \\ & & & -1 \end{pmatrix} \tag{25}$$

Estudio detallado del modelo

Lagrangiano de interacción

Lagrangiano de interacción

Las interacciones entre partículas mediadas por bosones gauge son obtenidas a partir de

$$\mathcal{L} \supset \overline{\hat{\Psi}}_L \mathrm{i}\gamma^\mu \mathrm{D}_\mu \hat{\Psi}_L + \overline{\hat{\Psi}}{}^u_R \mathrm{i}\gamma^\mu \mathrm{D}_\mu \hat{\Psi}^u_R + \overline{\hat{\Psi}}{}^d_R \mathrm{i}\gamma^\mu \mathrm{D}_\mu \hat{\Psi}^d_R \,, \tag{26}$$

donde la derivada covariante:

$$\mathrm{D}_\mu = \partial_\mu + \mathrm{i} g_L \, G^A_{L\mu} \, T^A_L + \mathrm{i} g_R \, G^A_{R\mu} \, T^A_R + \mathrm{i} g_2 \, W^a_\mu t^a + \mathrm{i} g'_1 \, Y'_\mu \, Y' \,, \tag{27}$$

con $A = 1, \cdots, 15$, $a = 1, 2, 3$, y donde T^A_L, T^A_R, t^a, Y' son los generadores de $\mathrm{SU}(4)_L$, $\mathrm{SU}(4)_R$, $\mathrm{SU}(2)_L$, $\mathrm{U}(1)'$ respectivamente, $G^A_{L\mu}$, $G^A_{R\mu}$, W^a_μ, Y'_μ sus correspondientes campos gauge, y g_L, g_R, g_2, g'_1 las constantes de acoplamiento a cada grupo.

Derivadas covariantes de los multipletes

Para el multiplete $\mathit{\Psi}_L = (4,\, 1,\, 2,\, 0)$, Asociamos un índices i al grupo $\mathrm{SU}(4)_L$ y un índice j al grupo $\mathrm{SU}(2)_L$. La derivada covariante actuando sobre este multiplete se expresa como

$$\mathrm{D}_\mu \hat{\mathit{\Psi}}_L^{ij} = \partial_\mu \hat{\mathit{\Psi}}_L^{ij} - \mathrm{i} g_L^a \big(T_L^a\; G_{L\mu}^a \big)^i_{\ \alpha} \hat{\mathit{\Psi}}_L^{\alpha j} - \mathrm{i} g_2^b \Big(t^b\, W_\mu^b \Big)^j_{\ \alpha} \hat{\mathit{\Psi}}_L^{i\alpha} \,. \tag{28}$$

Por su parte, para los multipletes derechos $\mathit{\Psi}_R^{u/d} = (1,\, 4,\, 1,\, \pm 1/2)$ la derivada covariante es

$$\mathrm{D}_\mu \hat{\mathit{\Psi}}_R^{i} = \partial_\mu \hat{\mathit{\Psi}}_R^{i} - \mathrm{i} g_R^a \big(T_R^a G_{R\mu}^a \big)^i_{\ \alpha} \hat{\mathit{\Psi}}_R^{\alpha} \,. \tag{29}$$

Estudio detallado del modelo

Autoestados de sabor y de masa de los leptoquarks

Operador de carga de la representación adjunta

Los leptoquarks, así como todos los bosones gauge pertenecen a la epresentación adjunta:

$$4 \times \bar{4} = 1 + 15\,. \tag{30}$$

Los autovalores del operador de carga:

$$Q^{[15]}_{kl} = Q^{[4]}_{k} + Q^{[\bar{4}]}_{l} = +Q^{[4]}_{k} - Q^{[4]}_{l} \tag{31}$$

$$Q^{[4]u} = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & & & \\ & \frac{2}{3} & & \\ & & \frac{2}{3} & \\ & & & 0 \end{pmatrix}, \quad Q^{[4]d} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{3} & & & \\ & -\frac{1}{3} & & \\ & & -\frac{1}{3} & \\ & & & -1 \end{pmatrix} \quad Q^{[15]}_{kl} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \frac{2}{3} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2}{3} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2}{3} \\ -\frac{2}{3} & -\frac{2}{3} & -\frac{2}{3} & 0 \end{pmatrix} \tag{32}$$

Operador de bosones gauge

Términos de interacción de $\mathrm{SU}(4)$

$$\mathrm{i} g_L G^A_{L\mu} T^A_L + \mathrm{i} g_R G^A_{R\mu} T^A_R \tag{33}$$

Definimos el operador de bosones gauge

$$\mathbb{G}_{L/R\,\mu} \equiv G^A_{L/R\,\mu} T^A_{L/R} \,. \tag{34}$$

$$\mathbb{G} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{array}{ccc|c} & & & X^1 \\ & \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{A=1}^{8} G^A_\mu T^A & & X^2 \\ & & & X^3 \\ \hline X^{1*} & X^{2*} & X^{3*} & \frac{\sqrt{3}}{2} G^{15}_\mu \end{array} \right) , \qquad X = \begin{pmatrix} X^1 \\ X^2 \\ X^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(G^9_\mu - \mathrm{i} G^{10}_\mu \right) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(G^{11}_\mu - \mathrm{i} G^{12}_\mu \right) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(G^{13}_\mu - \mathrm{i} G^{14}_\mu \right) \end{pmatrix} .$$

Matriz de masa de los leptoquarks

$$\mathcal{M}_X^2 = \frac{1}{4}\begin{pmatrix} g_L^2\left[v_L^2 + v_\Sigma^2(1+z^2)\right] & -2g_L g_R v_\Sigma^2 z \\ -2g_L g_R v_\Sigma^2 z & g_R^2\left[v_R^2 + v_\Sigma^2(1+z^2)\right] \end{pmatrix},$$

Matriz de mezcla

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_4 & \sin\theta_4 \\ -\sin\theta_4 & \cos\theta_4 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} X_L \\ X_R \end{pmatrix}.$$

Haciendo que $\mathrm{SU}(4)_R$ rompa a una escala energética mucho mayor asumimos que los vevs de los campos escalares $v_R \gg v_L$ y $v_R \gg v_\Sigma$, con lo que la mezcla desaparece, $\sin\theta_4 = 0$ y las masas de los leptoquarks se vuelven

$$M_{X_1} = \frac{1}{2}g_L\sqrt{v_L^2 + v_\Sigma^2(1+z^2)}$$

$$M_{X_2} = \frac{1}{2}g_R v_R\,.$$

Estudio detallado del modelo

Estructura de sabor y términos de interacción

Estructura de sabor y términos de interacción

- $\mathrm{SU}(4)_R$ rompe a una escala de enrgía mucho mayor, lo cual suprime las corrientes derechas con cambio de sabor.
- Analizaremos únicamente los términos de interacción de las partes izquierdas

$$\mathcal{L} \supset \overline{\Psi}_L \mathrm{i}\gamma^{\mu} \mathrm{D}_{\mu} \Psi_L \,. \tag{35}$$

Ψ_L puede expresarse como dos cuadrupletes de $\mathrm{SU}(4)$ fijando el índice de isoespín

$$\Psi_L^u \equiv \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \nu_\ell \end{pmatrix}_L , \qquad \Psi_L^d \equiv \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ \ell \end{pmatrix}_L , \tag{36}$$

Estructura de sabor y términos de interacción

El Lagrangiano puede expresarse como

$$\mathcal{L} \supset \overline{\Psi}{}^{u}_{L} \mathrm{i}\gamma^{\mu} \mathrm{D}_{\mu} \Psi^{u}_{L} + \overline{\Psi}{}^{d}_{L} \mathrm{i}\gamma^{\mu} \mathrm{D}_{\mu} \Psi^{d}_{L} \tag{37}$$

Las interacciones de nuestro interés son con leptoquarks, es decir de $\mathrm{SU}(4)$. Restringiéndonos a los términos de este grupo en la derivada covariante:

$$\mathcal{L} \supset \overline{\Psi}{}^{u}_{L} \mathrm{i}\gamma^{\mu} (\mathrm{i} g_L \mathbb{G}_L) \Psi^{u}_{L} + \overline{\Psi}{}^{d}_{L} \mathrm{i}\gamma^{\mu} (\mathrm{i} g_L \mathbb{G}_L) \Psi^{d}_{L} \,. \tag{38}$$

Los términos que involucran al leptoquark son de la forma

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \supset &-\frac{g_L}{\sqrt{2}}\Big[\big(\overline{u}_1\gamma^\mu X_L^1 + \overline{u}_2\gamma^\mu X_L^2 + \overline{u}_3\gamma^\mu X_L^3\big)\nu_\ell \\ &+\big(\overline{d}_1\gamma^\mu X_L^1 + \overline{d}_2\gamma^\mu X_L^2 + \overline{d}_3\gamma^\mu X_L^3\big)\ell\Big] + \text{h.c.} \\ = &-\frac{g_L}{\sqrt{2}}X_L^c\big[\overline{u}_c\gamma^\mu\nu_\ell + \overline{d}_c\gamma^\mu\ell\big] + \text{h.c.} \\ = &-\frac{g_L}{\sqrt{2}}X_L\big[\overline{u}\gamma^\mu\nu_\ell + \overline{d}\gamma^\mu\ell\big] + \text{h.c.}\,,\end{aligned} \tag{39}$$

donde c es índice de color, que suprimimos porque está contraido y no afecta nuestro análisis. Además definimos

$$u \equiv \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}_L , \qquad d \equiv \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}_L \tag{40}$$

Introducción de índices de familia

Para obtener los términos con las tres familias del ME tenemos en cuenta los dobletes de isoespín definidos como

$$Q_{Li} = \begin{pmatrix} V^{\dagger}_{ki} u_k \\ d_i \end{pmatrix}, \qquad L_{Lj} = \begin{pmatrix} U_{kj}\nu_j \\ \ell_j \end{pmatrix}, \tag{41}$$

donde V es la matriz CKM y U la matriz PMNS.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} \supset & -\frac{g_L}{\sqrt{2}} X_L \left[V^{\dagger}_{ki} \overline{u}_i x^{ij}_L \gamma^{\mu} U_{kj} \nu_j + \overline{d}_i \gamma^{\mu} x^{ij}_L \ell_j \right] \\
= & -\frac{g_L}{\sqrt{2}} X_L \left[\left(V^{\dagger}_{ki} x^{ij}_L U_{kj} \right) \overline{u}_i \gamma^{\mu} \nu_j + \overline{d}_i \gamma^{\mu} x^{ij}_L \ell_j \right] \\
= & -\frac{g_L}{\sqrt{2}} X_L \left[x^{ij}_{Lu} (\overline{u}_i \gamma^{\mu} \nu_j) + x^{ij}_{Ld} (\overline{d}_i \gamma^{\mu} \ell_j) \right],
\end{aligned}$$

Lagrangiano de interacción

$$\boxed{\mathcal{L} \supset \frac{g_L}{\sqrt{2}} X_L \left[x_{Lu}^{ij} (\overline{u}_i \gamma^\mu \nu_j) + x_{Ld}^{ij} \left(\overline{d}_i \gamma^\mu \ell_j \right) \right]}, \tag{42}$$

Estudio fenomenológico

Estudio fenomenológico

Análisis independiente del modelo

Análisis independiente del modelo

$$\mathcal{L} \supset U_{1\mu} \sum_{i,j=1,2,3} \left[x_L^{ij} \left(\overline{d}_L^i \gamma^\mu e_L^j \right) + \left(V^\dagger x_L U \right)_i{}^j \left(\overline{u}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j \right) + x_R^{ij} \left(\overline{d}_R^i \gamma^\mu e_R^j \right) \right] + \text{h.c}\,,$$

Para evitar restricciones provenientes de conversiones $\mu - e$ a nivel nuclear y violaciones de paridad usamos las estructura del modelo mínimo

$$x_L = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & x_L^{s\mu} & x_L^{s\tau} \\ 0 & x_L^{b\mu} & x_L^{b\tau} \end{pmatrix} .$$

Los decaimientos semileptónicos del mesón B involucran una transición $b \to s\mu^+\mu^-$ via el Hamiltoniano efectivo

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}(b \to s\mu^+\mu^-) = -\frac{\alpha_{\text{em}} G_F}{\sqrt{2}\pi} V_{tb} V_{ts}^* \left[C_9^{bs\mu\mu} (\bar{s} P_L \gamma_\beta b) \left(\overline{\mu} \gamma^\beta \mu \right) + C_{10}^{bs\mu\mu} (\bar{s} P_L \gamma_\beta b) \left(\overline{\mu} \gamma^\beta \gamma_5 \mu \right) \right]$$

Análisis independiente del modelo

Coeficientes de Wilson:

$$C_9^{bs\mu\mu} = -C_{10}^{bs\mu\mu} = -\frac{\pi}{\sqrt{2}\,G_F \alpha_{\text{em}}\, V_{tb}\, V_{ts}^*} \frac{x_L^{s\mu}\left(x_L^{b\mu}\right)^*}{M_{U_1}^2} \, .$$

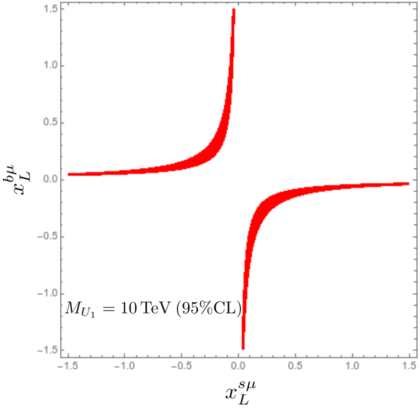
Valores encontrados por Altmannshofer & Stangl 2021 para $C_9 = -C_{10}$ a partir de todos los decaimientos raros del mesón B:

$$C_{9\,\text{ex}}^{bs\mu\mu} = -C_{10\,\text{ex}}^{bs\mu\mu} = -0{,}39 \pm 0{,}07 \, .$$

Análisis independiente del modelo

Intervalo de 1σ de los acoplamientos de sabor obtenidos a partir del ajuste de χ^2 para un leptoquark con $M_{U_1} = 10\,\text{TeV}$:

$x_L^{s\mu}$	$x_L^{b\mu}$
$[0{,}23, 0{,}30]$	$[-0{,}26, -0{,}20]$



Estudio fenomenológico

Fenomenología del modelo

Los estados de los leptoquarks X_1, X_2 modifican los coeficientes de wilson a la forma

$$C_9^{\mu\mu} = -C_{10}^{\mu\mu} = -\frac{\sqrt{2}\pi^2 g_L^2 x_{Ld}^{s\mu} x_{Ld}^{b\mu\,*}}{G_F e^2 V_{tb} V_{ts}^*}\left[\frac{\cos^2\theta_4}{M_{X_1}^2} + \frac{\sin^2\theta_4}{M_{X_2}^2}\right]. \tag{43}$$

Con la restricción sobre la energía a la que rompe $\mathrm{SU}(4)_R$ obtenemos

$$C_9^{\mu\mu} = -C_{10}^{\mu\mu} = -\frac{\pi}{\sqrt{2}G_F\alpha_{\text{em}} V_{tb} V_{ts}^*}\frac{1}{M_X^2}\left(\frac{g_L}{\sqrt{2}}x_{Ld}^{s\mu}\right)\left(\frac{g_L}{\sqrt{2}}x_{Ld}^{b\mu}\right), \tag{44}$$

Parametrización de la matriz de acoplamientos

A partir de un análisis sobre las búsquedas para $K_L^0 \to e^{\pm}\mu^{\mp}$ y conversiones $e-\mu$, Fornal et.al. parametrizan los acoplamientos como

$$x_{Ld} \approx \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi} \begin{pmatrix} \delta_1 & \delta_2 & 1 \\ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_1}\cos\theta & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_2}\sin\theta & \delta_3 \\ -\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_2}\sin\theta & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_1}\cos\theta & \delta_4 \end{pmatrix},$$

donde $|\delta_i| \ll 1$.

A partir de constraints para las anomalías $R_{K^{(*)}}$ se establece

$$\cos(\phi_1+\phi_2) \approx 0{,}18\,,$$

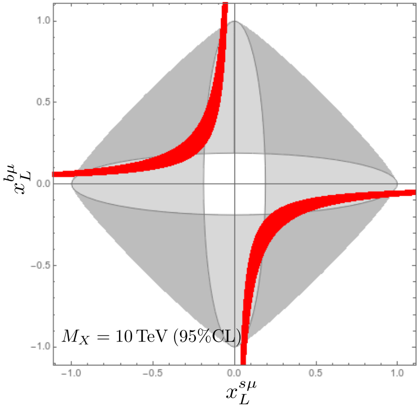
Adiconalmente se ubica la constante

$$g_L \approx 1{,}06 g_s\,,$$

con $g_s \approx 0{,}96$ siendo la constante de acoplamiento fuerte a 10 TeV.

Región permitida

Región permitida a $95\,\%\mathrm{CL}$ para un leptoquark con $M_X = 10\mathrm{TeV}$



Conclusiones

Conclusiones

- Leptoquarks provenientes de $\mathrm{SU}(4)$ ofrecen posible explicación a las anomalías que violan universalidad leptónica. El vértice admite transiciones directas entre quarks y leptones con acoplamientos diferentes.
- Para la anomalía $]R_K$, que involucra la transición $b \to s\mu^+\mu^-$ determinamos $x_L^{s\mu}$, $x_L^{b\mu}$ en los intervalos $[0{,}23, 0{,}30]$ y $[-0{,}26, -0{,}20]$ para un leptoquark de 10TeV.
- La parametrización de la matriz de acoplamientos admite un amplio rango de valores. Los datos obtenidos del análisis independiente se encuentran dentro de este rango.
- El rango de valores del análisis específico es aún muy amplio. Se requiere un análisis fenomenológico más cuidadoso que analice la pertinencia de esta parametrización.

Gracias