



Efectos de Leptoquarks escalares S_1 y R_2 en decaimientos CLFV $\tau \rightarrow \ell_n \ell_n \ell_m^c$ ($\ell = e, \mu$).

Juan Pablo Hoyos Daza.

Departamento de Física, Cinvestav.

En colaboración con: **G. Hernández T., O. Miranda R., R. Sánchez V.**

Taller: “Más allá del Modelo Estándar y Astropartículas”
IF-UNAM 2025

Introducción

El SM, es una QFT gauge no abeliana, invariante bajo el grupo de simetría $\mathcal{G}_{SM} = \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y$ y dotado de un rompimiento espontaneo de simetría, describe de manera muy exitosa la dinámica de las partículas conocidas hasta la fecha.

Sin embargo hay preguntas abiertas en el SM de tipo teórico y experimental, para las cuales se realiza un ardua investigación actual

- Materia oscura.
- Problema de Jerarquía.
- Origen de la masa de los neutrinos.
- Asimetría bariónica en el universo, BAU.

También en modelos BSM, es muy atractivo el estudio de procesos CLFV, los cuales están muy suprimido en el SM.

¿Qué son los LQs?

Los LQs son bosones vectoriales y escalares, hipotéticos, que unifican las propiedades de los quarks y leptones.

La característica más importante de los LQs es la de convertir leptones en quarks y viceversa.

En este trabajo solo nos enfocamos en LQs de tipo escalar.

¿Qué son los LQs?

Las propiedades de transformación de los LQs escalares bajo el \mathcal{G}_{SM} , son presentados en la siguiente tabla

• I. Bigaran and R. R. Volkas, Phys. Rev. D **105** (2022) no.1, 015002.

Scalar LQs	\mathcal{G}_{SM}	Mc	F
S_3	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{3}, 1/3)$	\times	-2
R_2	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, 7/6)$	\checkmark	0
\tilde{R}_2	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, 1/6)$	\times	0
\tilde{S}_1	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, 4/3)$	\times	-2
S_1	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, 1/3)$	\checkmark	-2

Tabla: Representaciones de los LQs bajo \mathcal{G}_{SM} , número fermiónico F . El subíndice es la representación de los LQs bajo $SU(2)_L$. La tilde \sim , es para diferenciar entre LQs con la misma representación bajo $SU(2)_L$ pero diferente hipercarga.

Procesos, $\tau(p) \rightarrow \ell_n(p_1)\ell_n(p_2)\ell_m^c(p_3)$

Ejemplos son los canales: $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^- e^+$ y $\tau^- \rightarrow e^- e^- \mu^+$.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{F=0} &= \bar{q}_j \left(\lambda_L^{jk*} P_L + \lambda_R^{jk*} P_R \right) \ell_k R_2 + \text{h.c.}, \\ \mathcal{L}_{|F|=2} &= \bar{q}_j^c \left(\lambda_L^{jk} P_L + \lambda_R^{jk} P_R \right) \ell_k S_1 + \text{h.c.}\end{aligned}\tag{1}$$

• I. Doršner, S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik and N. Košnik, Phys. Rept. **641** (2016), 1-68.

A nivel de 1-Loop estos procesos solo tienen contribuciones de diagramas tipo caja

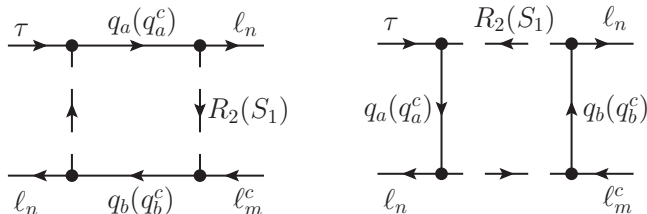


Figura: Diagramas de caja que contribuyen al decaimiento $\tau \rightarrow \ell_n \ell_n \ell_m^c$, donde $q_{a,b}$ son quarks tipo up con $a, b = 1, 2, 3$.

Procesos, $\tau(p) \rightarrow \ell_n(p_1)\ell_n(p_2)\ell_m^c(p_3)$

Después de realizar el cálculo de las amplitudes, se obtiene los siguientes Branching ratios de los procesos mencionados,

$$\text{BR}_{|F|=2} = \frac{m_\tau^5}{512\pi^3\Gamma_\tau} \left\{ \frac{1}{24} (|S_{LR}|^2 + |S_{RL}|^2) \right. \quad (2) \\ \left. + \frac{1}{6} (|S_{LL}|^2 + |S_{RR}|^2 + |V_{LL}|^2 + |V_{RR}|^2 + |V_{LR}|^2 + |V_{RL}|^2) \right\},$$

$$\text{BR}_{F=0} = \frac{m_\tau^5}{512\pi^3\Gamma_\tau} \left\{ \frac{1}{6} (|S_{LL}|^2 + |S_{RR}|^2 + |V_{LL}|^2 + |V_{RR}|^2) \quad (3) \right. \\ \left. + \frac{1}{12} (|S_{LR}|^2 + |S_{RL}|^2) \right\}.$$

Procesos, $\tau(p) \rightarrow \ell_n(p_1)\ell_n(p_2)\ell_m^c(p_3)$

Por ejemplo para el caso de $\text{BR}_{F=0}$

$$S_{LR} = \frac{N_c}{16\pi^2} \sum_{a,b} \lambda_L^{ai*} \lambda_R^{bm*} \left(\lambda_L^{bn} \lambda_R^{an} m_{q_a} m_{q_b} D_0 - 2\lambda_L^{an} \lambda_R^{bn} D_{00} \right),$$

$$\text{En la amplitud: } S_{LR}[\bar{u}(p_1)P_L u(p)][\bar{u}(p_2)P_R v(p_3)]. \quad (4)$$

La expresión para S_{RL} se obtienen reemplazando $L \leftrightarrow R$. D_0 , D_{00} son funciones de Passarino-Veltman.

Restricciones a partir de Δa_μ y $\ell_i \rightarrow \ell_n \gamma$.

Los LQs dan surgimiento a nuevas contribuciones a nivel de loop al vértice $\ell\ell\gamma$. En el escenario de LQs se tiene

$$\Delta a_\ell = a_\ell^{\text{Exp}} - a_\ell^{\text{SM}} = -\frac{N_c m_\ell^2}{16\pi^2 M_{LQ}^2} \sum_q \left\{ \left(|\lambda_L^{q\ell}|^2 + |\lambda_R^{q\ell}|^2 \right) \mathcal{A}_1(q) + \frac{m_q}{m_\ell} \text{Re}(\lambda_L^{q\ell} \lambda_R^{q\ell*}) \mathcal{A}_2(q) \right\}, \quad (5)$$

$$\mathcal{A}_1(q) = Q_q F_1(x_q) + Q_{LQ} F_2(x_q), \quad \mathcal{A}_2(q) = Q_q F_3(x_q) + Q_{LQ} F_4(x_q)$$

• R. Mandal and A. Pich, JHEP **12** (2019), 089.

R_2	S_1
$\text{Re}(\lambda_L^{32} \lambda_R^{32*}) \in [-6.6, 1.6] \times 10^{-4}$	$\text{Re}(\lambda_L^{32} \lambda_R^{32*}) \in [-10.6, 2.6] \times 10^{-4}$
$\text{Re}(\lambda_L^{22} \lambda_R^{22*}) \in [-23, 5.6] \times 10^{-3}$	$\text{Re}(\lambda_L^{22} \lambda_R^{22*}) \in [-25, 6.2] \times 10^{-3}$

Tabla: Rangos a 1σ de $\lambda_{L,R}^{q2}$ para R_2 y S_1 , $M_{LQ} = 1$ TeV y

$\Delta a_\mu = (38 \pm 63) \times 10^{-11}$. Para $M_{LQ} > 1$ TeV, los valores escalan de la forma $(M_{LQ}/\text{TeV})^2$.

Restricciones a partir de Δa_μ y $\ell_i \rightarrow \ell_n \gamma$.

El BR de decaimientos $\ell_i \rightarrow \ell_n \gamma$ inducidos por LQs está dado por

$$\text{BR}(\ell_i \rightarrow \ell_n \gamma) = \frac{\alpha_{em}}{4\Gamma_{\ell_i}} \frac{(m_{\ell_i}^2 - m_{\ell_n}^2)^3}{m_{\ell_i}^3} \sum_q \left(|A_R^{qin}|^2 + |A_L^{qin}|^2 \right),$$

$$A_R^{qin} = \frac{N_c}{32\pi^2 M_{LQ}^2} \left\{ \left(m_{\ell_i} \lambda_L^{qi} \lambda_L^{qn*} + m_{\ell_n} \lambda_R^{qi} \lambda_R^{qn*} \right) \mathcal{A}_1(q) \right. \quad (6)$$

$$\left. + m_q \left(\lambda_L^{qi} \lambda_R^{qn*} \right) \mathcal{A}_2(q) \right\}, \quad A_L^{qin} = A_R^{qin} (R \leftrightarrow L).$$

• R. Mandal and A. Pich, JHEP 12 (2019), 089.

LQ	BR($\mu \rightarrow e\gamma$)	BR($\tau \rightarrow e\gamma$)	BR($\tau \rightarrow \mu\gamma$)
R_2	$ \lambda_{LR}^{321} ^2 < 1.1 \times 10^{-15}$	$ \lambda_{LR}^{331} ^2 < 1.4 \times 10^{-7}$	$ \lambda_{LR}^{332} ^2 < 1.8 \times 10^{-7}$
	$ \lambda_{LR}^{221} ^2 < 1.3 \times 10^{-12}$	$ \lambda_{LR}^{231} ^2 < 1.6 \times 10^{-4}$	$ \lambda_{LR}^{232} ^2 < 2.2 \times 10^{-4}$
S_1	$ \lambda_{LR}^{321} ^2 < 2.9 \times 10^{-15}$	$ \lambda_{LR}^{331} ^2 < 3.6 \times 10^{-7}$	$ \lambda_{LR}^{332} ^2 < 4.8 \times 10^{-7}$
	$ \lambda_{LR}^{221} ^2 < 1.7 \times 10^{-12}$	$ \lambda_{LR}^{231} ^2 < 2.1 \times 10^{-4}$	$ \lambda_{LR}^{232} ^2 < 2.8 \times 10^{-4}$

Tabla: Cotas de la combinación $|\lambda_{LR}^{qin}|^2 \equiv |\lambda_L^{qi} \lambda_R^{qn*}|^2 + |\lambda_R^{qi} \lambda_L^{qn*}|^2$, $M_{LQ} = 1$ TeV. Para $M_{LQ} > 1$ TeV, $|\lambda_{LR}^{qin}|^2 \sim (M_{LQ}/\text{TeV})^4$.

Resultados y análisis numérico

Las representaciones R_2 y S_1 presentan una estructura de sabor con 18 parámetros libres, suponiendo que $\lambda_{L,R}^{q\ell}$ son reales. Para facilitar el análisis de este espacio de parámetros, se trabajan los siguientes escenarios:

- Solo top. Estructura de sabor $\lambda_{L,R}^{3\ell}$.
- Solo charm. Estructura de sabor $\lambda_{L,R}^{2\ell}$.

$$\lambda_{L,R}^{3\ell} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \lambda_{L,R}^{31} & \lambda_{L,R}^{32} & \lambda_{L,R}^{33} \end{pmatrix}, \quad \lambda_{L,R}^{2\ell} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \lambda_{L,R}^{21} & \lambda_{L,R}^{22} & \lambda_{L,R}^{23} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

También suponemos que los $\lambda_{L,R}^{q\ell}$ están sujetos al límite superior perturbativo

$$0 < \lambda_{L,R}^{q\ell} < \sqrt{4\pi}. \quad (7)$$

Resultados y análisis numérico

Al realizar un escaneo aleatorio sobre los parámetros $\lambda_{L,R}^{q\ell}$, fijando $M_{LQ} = 1$ TeV, una región resultante del espacio de parámetros que satisface las restricciones mencionadas es

$$\begin{aligned}\lambda_L^{q1} &= [10^{-12}, 10^{-10}], & \lambda_R^{q1} &= [10^{-5}, 10^{-1}], \\ \lambda_L^{q2} &= [0, 10^{-3}], & \lambda_R^{q2} &= [10^{-2}, \sqrt{4\pi}], \\ \lambda_L^{q3} &= [10^{-5}, 10^{-4}], & \lambda_R^{q3} &= [0, \sqrt{4\pi}].\end{aligned}\tag{8}$$

Resultados y análisis numérico

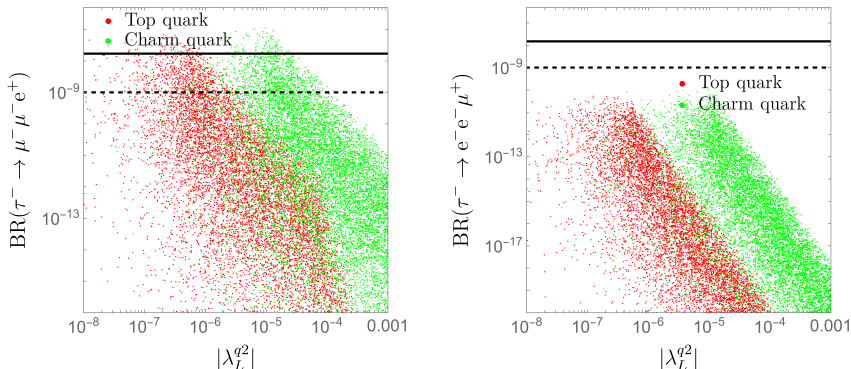


Figura: Región de los parámetro $|\lambda_L^{q2}|$. Los BR corresponden a S_1 . Regiones similares se obtienen en el modelo R_2 . La línea negra solida (punteada) es el límite actual (futura) del proceso.

Resultados y análisis numérico

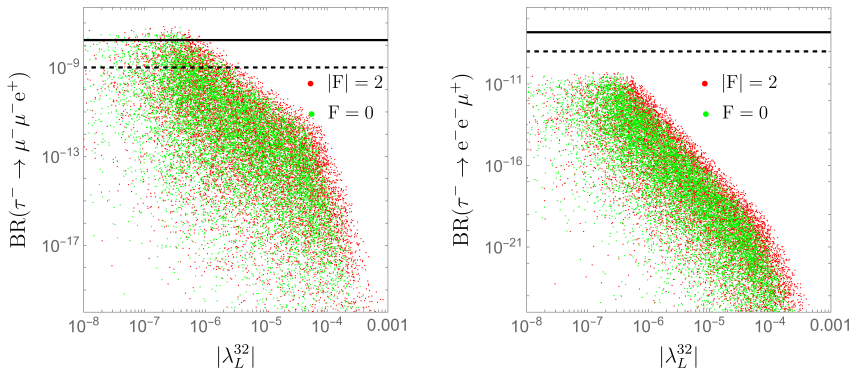


Figura: Espacio del parámetro $|\lambda_L^{32}|$, en los dos canales $\tau \rightarrow \ell_n \ell_n \ell_m^c$, para los LQ S_1 ($|F| = 2$) y R_2 ($F = 0$).

Conclusiones.

- Se han estudiado los procesos $\tau \rightarrow \ell_n \ell_n \ell_m^c$ ($\ell = \mu, e$) a baja energía dentro de los modelos de leptoquarks escalares R_2 y S_1 , como un análisis complementario de los procesos CLFV.
- Hemos derivado expresiones analíticas de los BR en ambos modelos. El análisis se realiza asumiendo dos estructuras de sabor específicas para los $\lambda_{L,R}^{q\ell}$, incorporando además las restricciones provenientes de los procesos Δa_μ y $\ell_i \rightarrow \ell_n \gamma$.

Conclusiones.

- Los resultados numéricos indican que, bajo las restricciones a los $\lambda_{L,R}^{q\ell}$, es posible obtener regiones del espacio de parámetros donde la observación de $\tau \rightarrow \ell_n \ell_n \ell_m^c$ podría estar al alcance de las sensibilidades experimentales actuales o de un futuro cercano.
- Entre los modelos investigados, las señales tanto del escenario que conserva el número leptónico como del que lo viola resultan igualmente accesibles, lo que impide descartar el modelo con violación del número leptónico.

¡Gracias por tu atención!