Seminario de Física de Altas Energías

Instituto de Ciencias Nucleares UNAM

Instituto de Física UNAM

# Neutrinos pesados: sabor, simetrías y señales de nueva física

**Dr. Gerardo Hernández Tomé**
Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo

# Estructura de la charla

**Si existen neutrinos pesados BSM, ¿qué podemos aprender de ellos?**

**1. SEÑALES DE SABOR**

¿Qué hace observable la violación de sabor en leptones cargados?

**2. SEÑALES OCULTAS**

¿Mezclas apreciables implican una señal de sabor observable?

**3. MAJORANA**

¿Qué observables pueden revelar su naturaleza?

## Introducción

- **Modelo Estándar mínimo, renormalizable y sin $\nu_R$:** no se generan masas de neutrinos.
- La simetría de norma impide términos de masa de Majorana renormalizables para los neutrinos izquierdos con esos campos.



## Introducción

- **Modelo Estándar mínimo, renormalizable y sin $\nu_R$:** no se generan masas de neutrinos.
- La simetría de norma impide términos de masa de Majorana renormalizables para los neutrinos izquierdos con esos campos.
- **Oscilaciones:** dos diferencias independientes de masas al cuadrado.

Super-Kamiokande, PRL 81, 1562 (1998); SNO, PRL 89, 011301 (2002).




$$\Delta m^2_{21} \simeq 7.5 \times 10^{-5}\ \mathrm{eV}^2, \quad |\Delta m^2_{\mathrm{atm}}| \simeq 2.5 \times 10^{-3}\ \mathrm{eV}^2.$$

## ¿Qué sabemos hasta ahora?

- Al menos **dos autoestados ligeros** tienen masa.
- Las oscilaciones no fijan la masa absoluta, la naturaleza Dirac/Majorana ni el mecanismo de masa.
- La evidencia exige masas y mezcla; **su origen sigue abierto**. ¿Por qué la masa de los neutrinos es tan pequeñita? 🤔

## Una posible explicación: modelos seesaw tipo I

Minkowski (1977); Gell-Mann, Ramond y Slansky (1979); Yanagida (1979); Mohapatra y Senjanović (1980).

- Añadimos fermiones $N_R \sim (\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$ bajo $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.

$$-\mathcal{L}_\nu = \overline{L}\, Y_\nu \widetilde{H}\, N_R + \frac{1}{2}\overline{N_R^c}\, M_R N_R + \text{h.c.}$$

$$\widetilde{H} = i\sigma_2 H^*, \qquad m_D = Y_\nu v/\sqrt{2}, \qquad v \simeq 246 \text{ GeV}.$$

**Matriz de masas**

$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M_R \end{pmatrix}$$

Base $n_R = (\nu_L^c, N_R)^T$.

**Límite seesaw:** $\|m_D M_R^{-1}\| \ll 1$

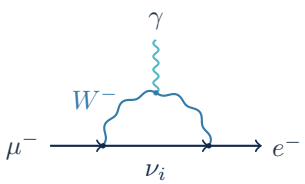
$$\boxed{m_\nu \simeq -m_D M_R^{-1} m_D^T}$$

Una generación: $m_{\text{ligero}} \simeq |m_D|^2/M_R$.

A $m_D$ fijo, una escala $M_R$ grande produce masas ligeras pequeñas.

# La mezcla conecta el sabor neutro y el cargado

**Sabor cargado:**
$\mu^- \to e^- \gamma$




$$\mathcal{L}_{\mathrm{CC}} = -\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \sum_{\alpha,i} \bar{\ell}_\alpha \gamma^\mu P_L U_{\alpha i} \nu_i + \mathrm{h.c.}$$

$\alpha = e, \mu, \tau$, $i = 1, 2, 3$; aquí $U$ es la matriz PMNS unitaria del límite de tres neutrinos ligeros.

Cambio de sabor $\neq$ violación del número leptónico: estas transiciones tienen $\Delta L = 0$.

Maki, Nakagawa y Sakata, PTP 28, 870 (1962); PDG, Neutrino mixing (2025).

## Con sólo neutrinos ligeros, la cLFV es inobservable

- Tres neutrinos ligeros, $m_i \ll M_W$ y $U$ unitaria:

$$\mathrm{BR}(\mu \to e\gamma) \simeq \frac{3\alpha_{\mathrm{em}}}{32\pi} \left| \sum_{i=1}^{3} U_{ei} U_{\mu i}^{*} \frac{\Delta m_{i1}^2}{M_W^2} \right|^2 \lesssim 10^{-54}.$$

$\Delta m_{i1}^2 = m_i^2 - m_1^2$; $\alpha_{\mathrm{em}}$: constante de estructura fina.

- **Supresión GIM:** $\sum_i U_{ei} U_{\mu i}^{*} = 0$ cancela el término independiente de $m_i$.

**Seesaw tipo I convencional:** las mezclas también son diminutas.

$$\Theta \simeq m_D M_R^{-1}, \qquad |\Theta|^2 \sim \frac{m_\nu}{M_N} \ll 1.$$

Estimación de una generación, sin cancelaciones o estructuras protectoras.

$$m_\nu \sim 0.05\ \mathrm{eV}, \quad M_N \sim 1\ \mathrm{TeV} \quad \Longrightarrow \quad |\Theta|^2 \sim 5 \times 10^{-14}.$$

Calibbi y Signorelli (2018); Hernández-Tomé et al., PRD 101, 075020 (2020).

# 1. ¿Qué hace observable la cLFV en modelos con neutrinos pesados?

**Seesaw convencional**

$$m_\nu \sim \Theta^2 M_N$$

Masas pequeñas $\Rightarrow$ mezclas diminutas. 😅

**Masas protegidas por simetría**

$$m_\nu \sim \varepsilon_L \, \Theta^2 M_N$$

$\varepsilon_L \ll 1$ permite mezclas mayores.

Relaciones esquemáticas de escalas; $\varepsilon_L$ parametriza una pequeña ruptura del número leptónico.

- **Mezclas apreciables** compatibles con masas ligeras pequeñas.
- **Estructura de sabor** que conecte leptones distintos, sin cancelaciones que oculten la señal.
- **Tasas accesibles** dentro de los límites experimentales y del régimen perturbativo.

La cLFV tiene $\Delta L = 0$: proteger el número leptónico **no obliga a suprimir el cambio de sabor**.

Kersten y Smirnov, Phys. Rev. D 76, 073005 (2007).

# Un modelo de juguete con dos neutrinos pesados

Hernández-Tomé et al., PRD 101, 075020 (2020); PRD 102, 113006 (2020).

**Tres activos + dos singletes**

$$\mathcal{M}_{\rm toy} = \begin{pmatrix} 0_{3\times3} & 0_{3\times1} & \mathbf{d} \\ 0_{1\times3} & 0 & M \\ \mathbf{d}^T & M & \mu \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{d} = (d_e, d_\mu, d_\tau)^T, \quad d_\alpha = Y_{\nu\alpha} v/\sqrt{2}.$$

**Cinco parámetros físicos**

$$m_{N_1}, \quad m_{N_2}, \quad s_{\nu_e}, \; s_{\nu_\mu}, \; s_{\nu_\tau}$$

$$s_{\nu_\alpha} = \frac{d_\alpha}{\sqrt{m_{N_1} m_{N_2}}}, \qquad r = \frac{m_{N_2}^2}{m_{N_1}^2}.$$

- $\mu = m_{N_2} - m_{N_1} = 0$ ($r = 1$): los estados pesados forman **un fermión de Dirac**.
- Tres neutrinos ligeros sin masa a nivel árbol: la textura requiere ampliarse para describir las oscilaciones.

Objetivo: **aislar y estimar la cLFV** inducida por masas y mezclas del sector pesado.

Una separación pesada grande requiere ajuste de las correcciones radiativas a las masas ligeras.

# cLFV: canales y restricciones complementarias

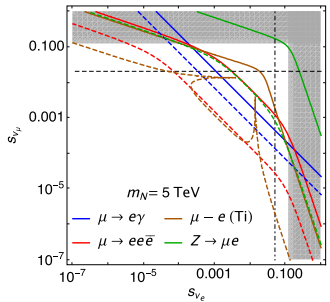
- **Cálculo completo a un lazo:**

$$\ell_\alpha \to \ell_\beta \gamma, \quad \ell_\alpha \to 3\ell,$$
$$\mu - e \text{ conversión}, \quad Z \to \ell_\alpha \ell_\beta.$$

**Límite de Dirac,** $m_N \gg M_W$

$$\mathrm{BR}(\mu \to e\gamma) \simeq \frac{3\alpha_{\mathrm{em}}}{8\pi} s^2_{\nu_e} s^2_{\nu_\mu}.$$

- Otros canales incluyen **penguins y cajas**: cambia su dependencia en masas y mezclas.




$m_{N_1} = m_{N_2} = 5$ TeV, $s_{\nu_\tau} = 0$ (**2020**).
Continuas: límites; trazos: sensibilidades.

Los canales prueban **combinaciones diferentes** de masas y mezclas.

Hernández-Tomé, Illana, Masip, López Castro y Roig, PRD 101, 075020 (2020), Fig. 5 y ec. (62).

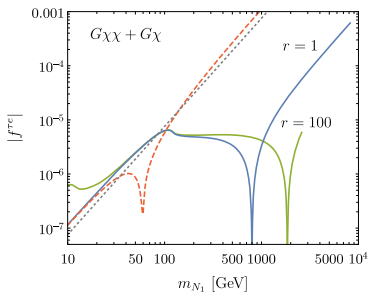
# Decaimientos del Higgs: las cancelaciones importan

- Estudiamos $H^0 \to \ell_i \ell_j$ y la corrección $\Delta\rho$.
- Las contribuciones dominantes pueden **cancelarse**.
- A masas mayores aparece una **supresión adicional por mezclas**.

### Resultado del análisis de 2020

$$\mathrm{BR}(H^0 \to \tau e) < 1.4 \times 10^{-8}.$$

Suma de ambas cargas; supuestos y restricciones del trabajo.




Contribución dominante a $|f^{\tau e}|$, a mezclas fijas.
$r = m_{N_2}^2/m_{N_1}^2$; $r = 1$: límite de Dirac.

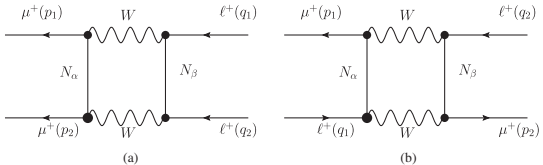
Mezclas grandes **no garantizan** una señal grande en cada canal. 😨

Hernández-Tomé, Illana y Masip, PRD 102, 113006 (2020), Fig. 2 y ec. (21).

# Colisiones $\mu^+\mu^+$: ¿una señal de Majorana?

Un futuro modo de haces del mismo signo ampliaría las búsquedas de cLFV.

$$\mu^+\mu^+ \longrightarrow \ell^+\ell^+, \qquad \ell = e, \tau, \qquad \Delta L = 0.$$




(a) Requiere Majorana. (b) También existe para un singlete de Dirac.

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{(a)} + \mathcal{M}_{(b)}, \qquad r \to 1: \quad \mathcal{M}_{(a)} \to 0, \quad \mathcal{M}_{(b)} \neq 0.$$

La señal **no demuestra por sí sola** naturaleza Majorana.

Gutiérrez Santiago, Portillo-Sánchez, Hernández-Tomé y Rendón, PRD 110, 053006 (2024), Fig. 1.

# Colisiones $\mu^+\mu^+$: tasas y luminosidad

- En este estudio, $\tau^+\tau^+$ es más prometedor que $e^+e^+$: la mezcla electrónica está más restringida.

A $\sqrt{s} \simeq 6$ TeV:

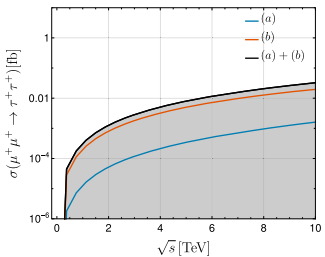
$$\sigma_{\tau\tau} \sim 10^{-2} \text{ fb}.$$

$$N_{\text{prod}} = \sigma\, \mathcal{L}_{\text{int}}$$

**Escenario optimista del artículo**

$$\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}, \quad \mathcal{L}_{\text{int}} = 10 \text{ ab}^{-1}$$

$$\Longrightarrow \quad N_{\text{prod}} \sim 300.$$




(a)

$m_{N_1} = 20$ TeV, $r = 4.64$.

Mezclas de referencia del análisis de **2024**.

Una tasa pequeña exige una **luminosidad integrada muy alta**.

Escenario prospectivo $\mu^+\mu^+$; eventos producidos, sin selección, eficiencias ni análisis de fondos.

Gutiérrez Santiago et al., PRD 110, 053006 (2024), Fig. 3(a) y Sec. IV.

# Del modelo de juguete a los modelos inverse y linear seesaw

- Siguiente paso: describir **masas y oscilaciones** y estudiar sus señales complementarias.

### No unitariedad del bloque ligero

$$N_{\text{ligero}} \simeq (1-\eta)\, U$$

$$\eta \simeq \frac{1}{2}\Theta\Theta^{\dagger}$$

$U$ unitaria; expansión en mezcla activo-pesada.

### cLFV: ejemplo del canal radiativo

$$D^{\gamma}_{\alpha\beta} \propto \sum_{I} \Theta_{\alpha I}\Theta^{*}_{\beta I} G_{\gamma}\left(\frac{M_I^2}{M_W^2}\right)$$

$\alpha \neq \beta$; $I$: estados pesados; $G_\gamma$: función de lazo con $G_\gamma(0) = 0$.

- Una **estructura de sabor** puede permitir no unitariedad diagonal y suprimir la cLFV.

**Low-scale seesaw** $\not\Rightarrow$ **cLFV observable**.

Fernández-Martínez, Hernández-García y López-Pavón, JHEP 08 (2016) 033: formalismo de no unitariedad.

# 2. ¿Es inevitable la cLFV cuando las mezclas son apreciables?

## Inverse y linear seesaw: masas pequeñas, nueve estados

**Tres activos + seis singletes**

$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} 0 & M_D & M_L \\ M_D^T & 0 & M \\ M_L^T & M^T & \mu \end{pmatrix}_{9\times 9}$$

Cada bloque es $3 \times 3$.

$$F \equiv M_D (M^T)^{-1}.$$

**Inverse seesaw (ISS):** $M_L = 0$

$$m_\nu^{\mathrm{ISS}} \simeq F\,\mu\,F^T.$$

**Linear seesaw (LSS):** $\mu = 0$

$$m_\nu^{\mathrm{LSS}} \simeq -\left(F M_L^T + M_L F^T\right).$$

El signo global del caso LSS es convencional.

- Ajustar $\Delta m^2$, ángulos de mezcla y fase CP del sector ligero.
- Tres pares pesados aproximadamente de Dirac en el límite de pequeña ruptura de $L$.

La pequeña ruptura de $L$ controla $m_\nu$; **la estructura de sabor decide la cLFV**.

Garnica, Peinado y Hernández-Tomé, PRD 108, 035033 (2023); Celestino-Ramírez et al., EPJC 85, 405 (2025).

## Diagonalizar $9 \times 9$: precisión y control de aproximaciones

$$\mathcal{U}^T \mathcal{M}_\nu \mathcal{U} = \widehat{m}, \qquad \widehat{m}_i \geq 0, \qquad \mathcal{U}^\dagger \mathcal{U} = I_9.$$

### Diagonalización completa

- Takagi con precisión suficiente.
- Reconstruir masas, mezclas y amplitudes; verificar su estabilidad.

### Diagonalización por bloques

- Expandir en mezcla activo-pesada.
- Identificar el orden dominante y contrastarlo con el cálculo completo.

$$K = (N \;\; R)_{3\times 9}, \qquad \underbrace{I_3 - NN^\dagger}_{\Delta_{\rm NU}} = RR^\dagger, \qquad \eta \simeq \tfrac{1}{2}\Delta_{\rm NU}.$$

Verificar **masas, mezcla y estabilidad** después de diagonalizar.

Garnica et al., PRD 108, 035033 (2023); Celestino-Ramírez et al., EPJC 85, 405 (2025).

## Inverse seesaw: ¿dónde alojamos la estructura de sabor?

$$m_\nu = U^*_{\mathrm{PMNS}}\, \widehat{m}_\nu\, U^\dagger_{\mathrm{PMNS}}.$$

### A (2023): sabor en $M_D$

- $M$ y $\mu$ diagonales; $M_D$ general.
- Construcción tipo Casas–Ibarra.
- cLFV y $\eta_{\alpha\beta}$ correlacionadas.

$$|\eta_{e\mu}| \lesssim 10^{-5}$$

Resultado del barrido de 2023 para $v_M \sim 1$ TeV.

### B (2023): sabor en $\mu$

- $M_D$ y $M$ diagonales reales.
- La matriz $\mu$ reproduce $m_\nu$:

$$\mu = F^{-1} m_\nu F^{-T}.$$

- $F$ diagonal $\Rightarrow \eta \simeq F^2/2$ diagonal, aunque $U_{\mathrm{PMNS}}$ mezcle sabores.

La mezcla de los neutrinos ligeros **no fija por sí sola** la cLFV del sector pesado.

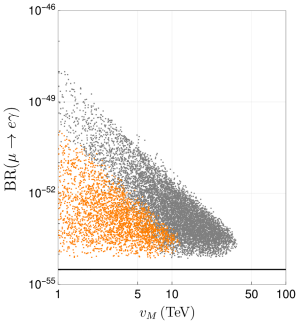
Garnica, Peinado y Hernández-Tomé, PRD 108, 035033 (2023), Sec. IV.

# Un escenario low-scale sin cLFV observable

## Escenario B: $M_D$ y $M$ diagonales

- Al orden dominante, la contribución pesada a cLFV se anula.
- El cálculo completo deja residuos: **mucho menores que la sensibilidad experimental**.
- Realización de sabor:

$$U(1)_{B-L} \times Z_5.$$




Negro: aproximación dominante.
Puntos: diagonalización completa.

**Oscilaciones compatibles + escala baja** $\not\Rightarrow$ **cLFV observable**.

Garnica, Peinado y Hernández-Tomé, PRD 108, 035033 (2023), Fig. 3 y Sec. V.

# Sin cLFV apreciable, la no unitariedad permanece

## Caso A (2025): ISS y LSS

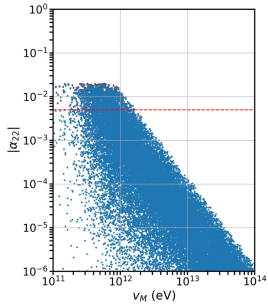
- $M_D, M$ diagonales; sabor en $\mu$ o $M_L$.

$$\eta_{\alpha\beta} \simeq 0 \quad (\alpha \neq \beta), \qquad \eta_{\alpha\alpha} \neq 0.$$

- La desviación diagonal también es observable:

$$\delta_\mu \equiv 1 - \alpha_{22}^{\text{tri}} \simeq \eta_{\mu\mu}.$$

- Para $v_M \gtrsim 2$ TeV, los puntos del **barrido de 2025** pasan el corte considerado.




En la figura, $|\alpha_{22}|$ denota $\delta_\mu$.
Corte de oscilaciones usado: $5 \times 10^{-3}$.

Suprimir cLFV **no elimina** las pruebas de no unitariedad diagonal.

Celestino-Ramírez, Hernández-Tomé, Miranda y Peinado, EPJC 85, 405 (2025), Fig. 1.

# Texturas que seleccionan un solo canal de cLFV

## Caso B (2025): análisis numérico en inverse seesaw

$M_D$ diagonal; una entrada no diagonal adicional en $M$; $\mu$ reconstruida desde $m_\nu$.

$$\frac{M_{\mu e}}{v_M} = \begin{pmatrix} a & x & 0 \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & c \end{pmatrix} \quad \mu \to e\gamma \qquad \frac{M_{\tau e}}{v_M} = \begin{pmatrix} a & 0 & y \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & c \end{pmatrix} \quad \tau \to e\gamma \qquad \frac{M_{\tau \mu}}{v_M} = \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & b & z \\ 0 & 0 & c \end{pmatrix} \quad \tau \to \mu\gamma$$

Tres elecciones independientes; se muestran los canales dominantes.

- Realizaciones de sabor propuestas:

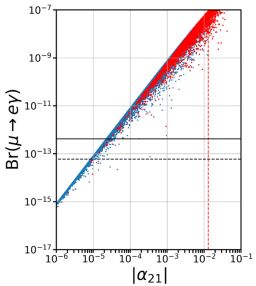
$$U(1)_{B-L} \times Z_5 \text{ (ISS)}, \qquad U(1)_{B-L} \times Z_7 \text{ (LSS)}.$$

La textura puede **seleccionar un par de sabores** y suprimir los otros canales. 😉

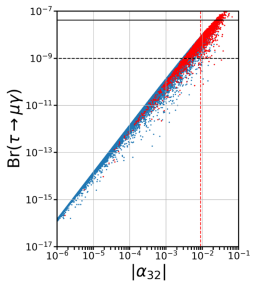
Celestino-Ramírez et al., EPJC 85, 405 (2025), Sec. 3 y ecs. (9)–(11).

# cLFV y no unitariedad: pruebas complementarias

**$\mu \to e\gamma$: fuerte restricción de sabor**




**$\tau \to \mu\gamma$: información complementaria**



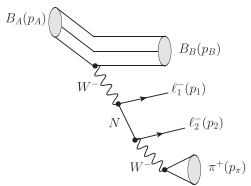

Horizontales: límites/proyecciones de cLFV (2025). Rojo: restricciones de no unitariedad.

**Low-scale seesaw no implica cLFV observable.**

Celestino-Ramírez et al., EPJC 85, 405 (2025), Fig. 2 y conclusiones.

# 3. ¿Qué observables revelan la naturaleza de Majorana?

# La tercera pregunta: una señal de número leptónico



(a)

**Un neutrino de Majorana puede conectar dos vértices**

$$B_A \to B_B \ell_1^- N, \qquad N \to \ell_2^- \pi^+.$$

El estado final tiene **dos leptones negativos**: $\Delta L = 2$.

**Ventana resonante:**

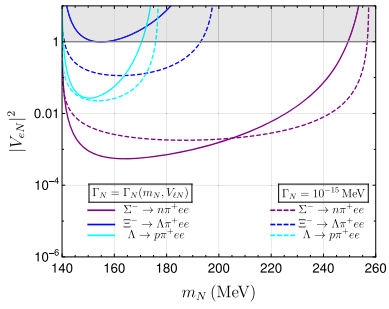
$$m_{\ell_2} + m_\pi < m_N < m_A - m_B - m_{\ell_1}.$$

$$\frac{1}{(q_N^2 - m_N^2)^2 + m_N^2 \Gamma_N^2} \xrightarrow{\Gamma_N \ll m_N} \frac{\pi}{m_N \Gamma_N} \delta(q_N^2 - m_N^2).$$

Producir $N$ *on-shell* realza la tasa integrada: aquí exploramos masas de **MeV–GeV**, accesibles en decaimientos de bariones.

P6: G. Hernández-Tomé, D. Portillo-Sánchez y G. Toledo, PRD 107, 055042 (2023), Fig. 1(a).

# P6: hiperones como búsqueda complementaria de LNV




Sensibilidad supuesta: $\mathrm{BR}_{\mathrm{sens}} = 10^{-8}$.

## Un solo $N$ de Majorana

$$\Sigma^- \to n\pi^+ e^- e^-,$$
$$\Xi^- \to \Lambda\pi^+ e^- e^-, \quad \Lambda \to p\pi^+ e^- e^-.$$

- El canal $\Sigma^-$ ofrece el mayor alcance de estos tres.
- En la zona más favorable: $|V_{eN}|^2 \sim 10^{-3}$, bajo los supuestos del estudio.
- Búsqueda complementaria; los límites de kaones son más fuertes.

La resonancia abre una posibilidad de búsqueda; estas curvas **no son límites experimentales medidos**.

P6, Fig. 2. Continua: anchura calculada con mezclas universales; discontinua: $\Gamma_N = 10^{-15}\,\mathrm{MeV}$.

## Bariones pesados y canales con tau

**Más espacio de fases permite explorar nuevos canales**

**Violación de número leptónico**

$$\Lambda_b^0 \to p^+\pi^+\mu^-\tau^-$$

**Mismo signo:** $\Delta L = 2$.

**Conservación de número leptónico**

$$\Lambda_b^0 \to p^+\pi^-\mu^-\tau^+$$

**Signos opuestos:** $\Delta L = 0$.

- Se estudian transiciones de $\Lambda_b$, $\Sigma_b$, $\Xi_b$ y $\Omega_b$, con $P = \pi, K$ y distintos pares leptónicos.
- Dos estados casi degenerados: $N_4, N_5$, con masas, mezclas y fases tratadas como parámetros fenomenológicos.

Comparar LNV y LNC permite separar **sabor** y **número leptónico**. No se presupone aquí un ajuste completo de ISS/LSS.

F. Fortuna, G. Toledo, G. Hernández-Tomé y D. Portillo-Sánchez, PRD 112, 015010 (2025).

# Dos estados de Majorana pueden ocultar LNV

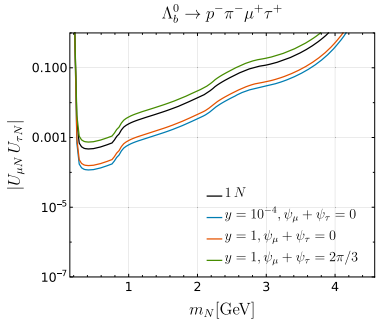
$$y = \frac{m_5 - m_4}{\Gamma_N}, \qquad \psi_\alpha = \phi_{\alpha 5} - \phi_{\alpha 4}.$$

$$\psi_{\rm LNV} = \psi_\alpha + \psi_\beta, \qquad \psi_{\rm LNC} = \psi_\alpha - \psi_\beta.$$

**Factor de interferencia de P7**

$$R(y,\psi) = 2\left[1 + \frac{\cos\psi - y\sin\psi}{1+y^2}\right].$$

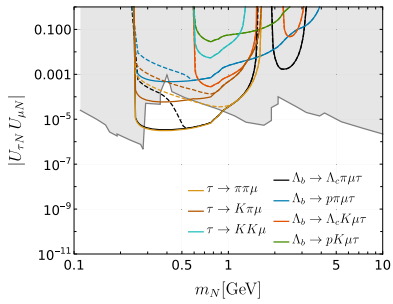
- $y \lesssim 1$: las fases pueden realzar o suprimir la señal.
- $y \gg 1$: $R \to 2$; se pierde la interferencia.




**Límite de Dirac:** $m_4 = m_5$ y $U_{\alpha 5} = iU_{\alpha 4}$ para todo $\alpha$. Entonces LNV se cancela, aunque LNC puede sobrevivir.

Ec. (11), Fig. 4. Límite cuasidegenerado: anchuras y módulos de mezclas iguales.

# La señal requiere que el neutrino decaiga en el detector




Bariones: continua, $P_N = 1$; discontinua, $L_{\rm det} = 10\,\mathrm{m}$.

**Probabilidad de decaimiento visible**

$$P_N = 1 - \exp\left[-\frac{L_{\rm det}}{\beta_N \gamma_N c\tau_N}\right].$$

$$\mathrm{BR}_{\rm vis} = \int P_N \, d\mathrm{BR}.$$

- Las mezclas pequeñas alargan la vida media: $N$ puede escapar.
- En: $\mathrm{BR}_{\rm sens} = 10^{-8}$, mezclas universales y barión inicial en reposo.

**Resonancia, interferencia y aceptación determinan la señal observable.**

Fig. 3 (panel inferior derecho). Las regiones grises de búsquedas directas usan hipótesis de mezcla diferentes.

## Conclusiones: tres preguntas, un mensaje

### 1. ¿Qué hace observable la cLFV?

Masas ligeras protegidas, mezclas activo–pesadas apreciables y una estructura de sabor adecuada.

### 2. ¿Es inevitable en un low-scale seesaw?

No. Las texturas pueden suprimir cLFV y mantener no unitariedad, sin perder la compatibilidad con las oscilaciones.

### 3. ¿Cómo explorar la naturaleza de Majorana?

Con procesos $\Delta L = 2$. La producción resonante puede realzarlos; las fases, el límite de Dirac y la aceptación pueden ocultarlos.

**Buscamos tanto las señales posibles como los mecanismos que las suprimen.**



# MISSION COMPLETE!

**THANKS FOR WATCHING**

INSERT COIN FOR THE NEXT PROJECT

# B1. ¿La simetría gauge prohíbe toda masa de neutrino?

- En el Modelo Estándar mínimo **renormalizable**, sin $\nu_R$, no hay masa de Dirac ni de Majorana para los neutrinos.
- Como teoría efectiva sí admite el operador de Weinberg:

$$\mathcal{L}_5 = -\frac{C^{(5)}_{\alpha\beta}}{2\Lambda}(\overline{L^c_\alpha}\,\widetilde{H}^*)(\widetilde{H}^\dagger L_\beta) + \text{h.c.}, \qquad m_\nu = \frac{v^2}{2\Lambda}C^{(5)}.$$

- Es gauge-invariante, tiene dimensión cinco y viola $L$ en dos unidades.
- El seesaw tipo I es una posible realización ultravioleta:

$$m_\nu \simeq -\frac{v^2}{2} Y_\nu M_R^{-1} Y_\nu^T.$$

Las oscilaciones exigen masas y mezcla; no seleccionan una realización única del mecanismo de masa.

Contexto de P1 y P4; expresión efectiva obtenida al integrar los singletes del seesaw tipo I.

## B2. ¿Por qué el modelo de juguete deja tres masas nulas?

$$\mathcal{M}_{\rm toy} = \begin{pmatrix} 0_{4\times 4} & \mathbf{a} \\ \mathbf{a}^T & \mu \end{pmatrix}, \qquad \mathbf{a} = (d_e, d_\mu, d_\tau, M)^T.$$

- Con parámetros reales, $\mu \geq 0$ y $\mathbf{a} \neq 0$, tiene **rango dos**: tres masas nulas a nivel árbol.

$$D^2 = M^2 + d_e^2 + d_\mu^2 + d_\tau^2, \qquad m_{N_{1,2}} = \frac{\sqrt{\mu^2 + 4D^2} \mp \mu}{2}.$$

$$m_{N_1} m_{N_2} = D^2, \qquad m_{N_2} - m_{N_1} = \mu.$$

- Una deformación es necesaria para reproducir las oscilaciones; para separación grande, también hay que controlar las correcciones radiativas.

El parámetro $\mu$ de esta textura está en la entrada $(5,5)$: no es el $\mu'$ de la entrada $(4,4)$ que genera una masa ligera tipo ISS.

P1, Sec. II, ecs. (6)–(8) y discusión de estabilidad radiativa; P2 y P3 usan este marco.

## B3. ¿Por qué una masa mayor no siempre da una señal mayor?

- En el modelo de juguete, a mezcla fija:

$$Y_{\nu\alpha} = \frac{\sqrt{2 m_{N_1} m_{N_2}}}{v}\, s_{\nu_\alpha}.$$

- Aumentar las masas con $s_{\nu_\alpha}$ fijo aumenta los Yukawas. Es una trayectoria distinta de mantener fijo $Y_\nu$.
- P1 impone $|Y_{\nu\alpha}|^2 < 4\pi$; el crecimiento no puede extrapolarse indefinidamente.
- En P2, diferentes contribuciones a $H^0 \to \ell_i \ell_j$ se cancelan; a masas mayores aparece una supresión adicional por mezclas.

$$\mathrm{BR}(H^0 \to \tau e) < 1.4 \times 10^{-8} \quad \text{bajo los supuestos de P2.}$$

Hay que especificar qué se mantiene fijo y sumar la amplitud completa. El resultado de un canal no se extrapola a todos los demás.

P1, ecs. (58)–(60); P2, Fig. 2, ec. (21) y conclusiones.

## B4. ¿Mismo signo significa necesariamente Majorana?

$$\mu^+\mu^+ \to \tau^+\tau^+ : \qquad L_{\text{inicial}} = -2 = L_{\text{final}}, \quad \Delta L = 0.$$

- En P3 hay cajas genuinamente Majorana y cajas que sobreviven en el límite de Dirac.
- La observación del canal prueba cambio de sabor; por sí sola no prueba violación del número leptónico total.

$$10\ \text{ab}^{-1} = 10^4\ \text{fb}^{-1}, \qquad 0.03\ \text{fb} \times 10^4\ \text{fb}^{-1} = 300.$$

- El ejemplo de 300 eventos corresponde a $\sqrt{s} = 10$ TeV; el valor $\sim 10^{-2}$ fb mostrado antes corresponde a $\sqrt{s} \simeq 6$ TeV.

$N_{\text{seleccionados}} = N_{\text{prod}}\,\varepsilon$. Una estimación de eventos producidos no equivale a una significancia de descubrimiento.

P3, Fig. 1, Fig. 3(a) y Sec. IV. Escenario prospectivo de haces del mismo signo.

## B5. ¿$\eta$ diagonal basta para eliminar cualquier cLFV?

$$\eta_{\alpha\beta} \simeq \frac{1}{2}\sum_I \Theta_{\alpha I}\Theta^*_{\beta I}, \qquad D^{\gamma}_{\alpha\beta} \propto \sum_I \Theta_{\alpha I}\Theta^*_{\beta I} G_\gamma(M_I^2/M_W^2).$$

- Una cancelación en la suma sin pesos no garantiza la cancelación de la suma con funciones de lazo distintas.
- En la textura diagonal de P4, a orden dominante cada sector pesado se asocia a un sabor: la supresión es más fuerte que una cancelación accidental en $\eta$.
- La estructura no diagonal de $\mu$ genera la mezcla ligera; sus efectos subdominantes dejan residuos pequeños en el cálculo completo.

El resultado depende de la textura y del orden de aproximación; no debe convertirse en un teorema para matrices de mezcla arbitrarias.

P4, Sec. IV B y Fig. 3; P5, casos con cLFV suprimida y con un par de sabores seleccionado.

## B6. ¿Cómo comprobar la reconstrucción y la diagonalización?

$$F = M_D(M^T)^{-1}, \qquad \mu = F^{-1} m_\nu F^{-T} \quad \text{(ISS, } F \text{ invertible)}.$$

- La reconstrucción usa la expresión seesaw aproximada; después hay que comprobar el espectro completo.

$$\mathcal{U}^T \mathcal{M}_\nu \mathcal{U} = \widehat{m}, \qquad \mathcal{U}^\dagger \mathcal{U} = I, \qquad \widehat{m}_i \geq 0.$$

- Revisar el residuo de Takagi, la unitariedad y la reconstrucción $\mathcal{M}_\nu = \mathcal{U}^* \widehat{m} \mathcal{U}^\dagger$.
- Volver a calcular $\Delta m^2$, mezcla ligera y observables; aumentar la precisión hasta estabilizarlos.

Un buen residuo relativo global puede ocultar errores en masas ligeras diminutas. La estabilidad debe verificarse también en los observables ligeros.

P4, Secs. II y IV, ec. (4.7); P5, análisis numérico. Los criterios de residuos explicitan la comprobación matemática.

## B7. ¿Qué significa el parámetro diagonal de no unitariedad?

$$K = (N\ R), \qquad I - NN^\dagger = RR^\dagger, \qquad N \simeq (I - \eta)U.$$

- En la parametrización triangular $N = T\,U_{\rm tri}$:

$$T = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & 0 \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix}, \qquad \delta_\mu \equiv 1 - \alpha_{22} \simeq \eta_{\mu\mu}.$$

- El límite unitario es $\alpha_{22} \to 1$ y $\delta_\mu \to 0$.
- El corte $\delta_\mu \leq 5 \times 10^{-3}$ es el de oscilaciones utilizado en P5; $v_M \gtrsim 2$ TeV describe ese barrido, no una cota universal del modelo.

La matriz $\eta$ es semidefinida positiva a este orden: $|\eta_{\alpha\beta}|^2 \leq \eta_{\alpha\alpha}\eta_{\beta\beta}$. Elementos no diagonales pequeños permiten diagonales no nulos.

P5, Tabla 2, ec. (4) y Fig. 1. Se distingue explícitamente el elemento triangular de su desviación respecto de uno.

## B8. ¿Qué hace la resonancia y cuándo vale la factorización?

$$m_{\ell_2} + m_P < m_N < m_A - m_B - m_{\ell_1}, \qquad \Gamma_N \ll m_N.$$

- Si el polo queda dentro del espacio de fases y el resto del integrando varía lentamente, la aproximación de anchura estrecha da

$$\Gamma(B_A \to B_B \ell_1 N \to B_B \ell_1 \ell_2 P) \simeq \Gamma(B_A \to B_B \ell_1 N)\,\mathrm{BR}(N \to \ell_2 P).$$

- Para LNV hay que incluir las asignaciones permitidas de los leptones y el tratamiento apropiado de partículas idénticas.
- Un neutrino fuera de la ventana es virtual: ya no se usa esta factorización resonante.

El factor $1/\Gamma_N$ pertenece a la tasa integrada del propagador. La anchura también depende de las mezclas y de los canales abiertos.

P6, Sec. II y Apéndice B; P7, Sec. II y Apéndice B.

## B9. ¿Basta la degeneración de masas para cancelar LNV?

- Se requiere también la relación de mezclas y fases:

$$m_4 = m_5, \qquad U_{\alpha 5} = i U_{\alpha 4} \quad \text{para todo } \alpha.$$

$$y = \frac{\Delta m_N}{\Gamma_N}, \qquad R(y,\psi) = 2\left[1 + \frac{\cos\psi - y\sin\psi}{1+y^2}\right].$$

- Para fases alineadas de un par pseudo-Dirac:

$$R_{\mathrm{LNV}}(y,\pi) = \frac{2y^2}{1+y^2}, \qquad R_{\mathrm{LNC}}(y,0) = \frac{2(2+y^2)}{1+y^2}.$$

- En $y = 0$, LNV se cancela y LNC sobrevive. En $y \gg 1$, ambos factores tienden a dos.

Las masas casi iguales no fijan por sí solas la interferencia. Estas expresiones suponen anchuras y módulos de mezclas iguales y $\Delta m_N \ll m_N$.

P7, ec. (11) y discusión del límite de Dirac. Los factores se comparan con la normalización de un estado usada allí.

## B10. ¿Cómo cambian la señal el detector y las hipótesis de mezcla?

$$\lambda_N = \beta_N \gamma_N c\tau_N, \qquad P_N(L_{\mín}, L_{\máx}) = e^{-L_{\mín}/\lambda_N} - e^{-L_{\máx}/\lambda_N}.$$

$$N_{\sel} = N_{B_A} \int P_N \, \varepsilon_{\reco} \, d\mathrm{BR}.$$

- Hay que integrar sobre los boosts del neutrino y la geometría. P7 usa el barión inicial en reposo y $L_{\det} = 10$ m en sus curvas de referencia.
- A cinemática y factor de interferencia fijos, si las mezclas al cuadrado escalan como $u$, $\Gamma_N \propto u$. Para $\lambda_N \gg L_{\det}$:

$$\mathrm{BR}_{\mathrm{ideal}} \propto u, \qquad P_N \propto u, \qquad \mathrm{BR}_{\mathrm{vis}} \propto u^2.$$

Las sensibilidades supuestas de $10^{-8}$ no son límites medidos. Comparar búsquedas exige especificar mezclas, vida media, aceptación y canal.

P6, hipótesis de anchura de Figs. 2–3; P7, Secs. II C y III, Fig. 3. Escalamiento a cocientes de mezclas e interferencia fijos.