

# ESCALA DE NEUTRINOS EN UN MODELO CON TEXTURA UNIVERSAL Y MASAS DE MAJORANA

J. A. Hernández-Acosta<sup>\*</sup>, S. Gómez-Ávila<sup>†</sup>, L. López-Lozano<sup>‡</sup>

Área Académica de Matemáticas y Física, Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo, Carr. Pachuca-Tulancingo Km. 4.5, C.P 42184, Pachuca, Hidalgo, México.

## Resumen

Se muestra cómo usando el concepto de Universal Texture Constraint y las correcciones provenientes de las contribuciones de Majorana a las masas de los neutrinos, puede establecerse una relación entre los parámetros de otros sectores del modelo estándar con el de neutrinos para predecir la escala absoluta de la masa del neutrino más pesado suponiendo ordenamiento normal, dando como resultado:

$$m_3 \in [2.488 \times 10^{-3}, 2.544 \times 10^{-3}], \delta = 4.959 \pm 0.198 \times 10^{-1}$$

## Introducción

El sector de neutrinos permite tener dos contribuciones a la masa como descripción de Majorana y de Dirac. Para quarks y leptones cargados, es posible encontrar parámetros invariantes dependientes de las razones de las masas. Dichas invariancias podrían representar límites a bajas energías de simetrías de sabor a escalas energéticas superiores.

### Universal Texture Constraint (UTC)

Llamamos textura universal al mecanismo que permite utilizar los parámetros invariantes de un sector de fermiones en otro sector distinto y así encontrar valores universales que permitan generar matrices de masas en este ultimo.

### Matrices; Gell-Mann, fermiones

Las 8 matrices de Gell-Mann son utilizadas para describir la mezcla de tres generaciones de neutrinos y las interacciones fuertes. Aunque en total son 8 las matrices de Gell-Mann, son de interés aquellas cuya diagonal no está compuesta únicamente de ceros, es decir las matrices; 3, 8 y la matriz identidad  $I$ .

$$\ell_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \ell_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}, \quad I = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \ell_0$$

Las matrices de masas para los fermiones se modifican multiplicando cada una por el inverso de la masa del fermión mas pesado incluido en la matriz. Se expresan estas matrices en la forma:

$$\underline{M}_i = \frac{1}{m_{3,i}} \underline{m}_i = \frac{1}{m_{3,i}} \begin{pmatrix} m_{1,i} & 0 & 0 \\ 0 & m_{2,i} & 0 \\ 0 & 0 & m_{3,i} \end{pmatrix}, \quad i = u, d, l$$

Es importante que los resultados obtenidos reproduzcan las mediciones experimentales para las diferencias de masas al cuadrado para neutrinos dadas por:

$$\Delta m_{21}^2 = 7.53 \pm 0.18 \times 10^{-5} \text{eV}^2, \quad \Delta m_{32}^2 = 2.453 \pm 0.034 \times 10^{-3} \text{eV}^2$$

## Procedimiento

La textura universal permite considerar como parámetros constantes en todos los sectores a las  $C_{k,i}$ . Se realiza la comparación entre sectores en la Figura 1:

$$\Delta C_{k,i} = \sum_{j=1}^3 \frac{dC_{k,i}}{dm_j} \cdot \delta_{\text{eff}} m_j; \quad C_{k,i} = \ell_n \cdot \underline{M}_i$$

### Masas de Dirac

Se calculan las matrices  $C_0$ ,  $C_3$ ,  $C_8$  para leptones cargados y se cambia la matriz de leptones cargados por la de neutrinos, dando como resultado:

$$C_{0,\nu} = \frac{m_1+m_2}{m_3} + 1, \quad C_{3,\nu} = \frac{m_1+m_2}{m_3}, \quad C_{8,\nu} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \frac{m_1+m_2}{m_3} - 2 \right)$$

Resolviendo para  $m_1$  y  $m_2$  se tiene:

$$m_1 = \frac{m_3(C_{0,l}+C_{3,l})}{2} - \frac{m_3}{2}, \quad m_2 = \frac{m_3(C_{0,l}-C_{3,l})}{2} - \frac{m_3}{2} \quad (Ec.1)$$

### Masas de Majorana

Los fermiones cargados no permiten la consideración de masas de Majorana porque son fermiones de Dirac. Al carecer de carga los neutrinos y considerando neutrinos estériles es posible añadir un termino de Majorana. Incluyendo factor de corrección proveniente de la consideración de masas de Majorana, se obtiene:

#### Caso 1

Con la condición:

$$m_1 \rightarrow m_1 + \delta_1, \quad m_2 \rightarrow m_2 + \delta_2 \quad | \quad \delta_1 - \delta_2 = \delta, \quad \delta_1 + \delta_2 = 0$$

$$\Rightarrow \left. \begin{aligned} m_{1,\mathcal{M}} &= \frac{m_3(C_{0,l}+C_{3,l})}{2} - \frac{m_3+\delta}{2} \\ m_{2,\mathcal{M}} &= \frac{m_3(C_{0,l}-C_{3,l})}{2} - \frac{m_3+\delta}{2} \end{aligned} \right\} (Ec.2)$$

#### Caso 2

$$\Rightarrow \left. \begin{aligned} m_1 &\rightarrow \frac{m_1}{\delta_1}, \quad m_2 \rightarrow \frac{m_2}{\delta_2} \\ m_{1,\mathcal{M}} &= \frac{m_3 \cdot \delta_1 \cdot (C_{0,l}+C_{3,l})}{2} - \frac{m_3 \cdot \delta_1}{2} \\ m_{2,\mathcal{M}} &= \frac{m_3 \cdot \delta_2 \cdot (C_{0,l}-C_{3,l})}{2} - \frac{m_3 \cdot \delta_2}{2} \end{aligned} \right\} (Ec.3)$$

Se construyen curvas de nivel para observar el comportamiento de  $f_1 = \Delta m_{21}^2 - (\Delta m_{21}^2)_{\text{exp}}$  y  $f_2 = \Delta m_{32}^2 - (\Delta m_{32}^2)_{\text{exp}}$  para encontrar la curva del nivel cero.

Puedes encontrarme aquí:



\*he377995@uaeh.edu.mx  
†selim\_gomez@uaeh.edu.mx  
‡lao\_lopez@uaeh.edu.mx

### Masas de Dirac

Sustituyendo los valores numéricos para un valor fijo de  $m_3$  y haciendo la comparación con los valores experimentales:

$$\begin{aligned} m_1 &= 1.437 \times 10^{-5} \text{ eV} & \Delta m_{21}^2 &= 8.839 \times 10^{-6} \text{ eV}^2 \\ m_2 &= 2.973 \times 10^{-3} \text{ eV} & \Delta m_{32}^2 &= 2.491 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \end{aligned} \Rightarrow \begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &\neq (\Delta m_{21}^2)_{\text{exp}} \\ \Delta m_{32}^2 &\approx (\Delta m_{32}^2)_{\text{exp}} \end{aligned}$$

### Masas de Majorana

#### Caso 1:

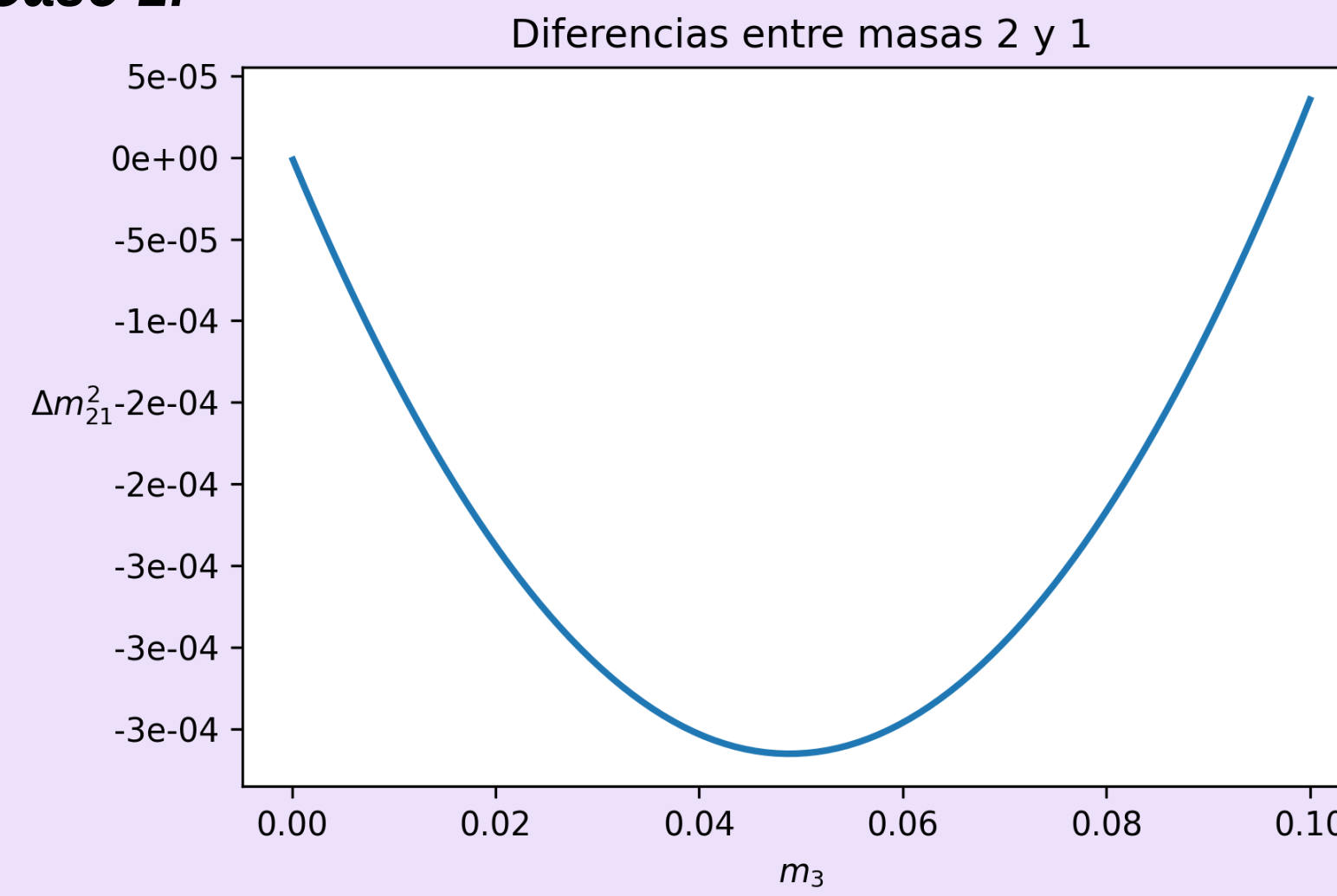


Figura 2: Curva de  $\Delta m_{21}^2$ , cuando;  $m_3 \in (0, 1 \times 10^{-1})$ .

#### Caso 2:

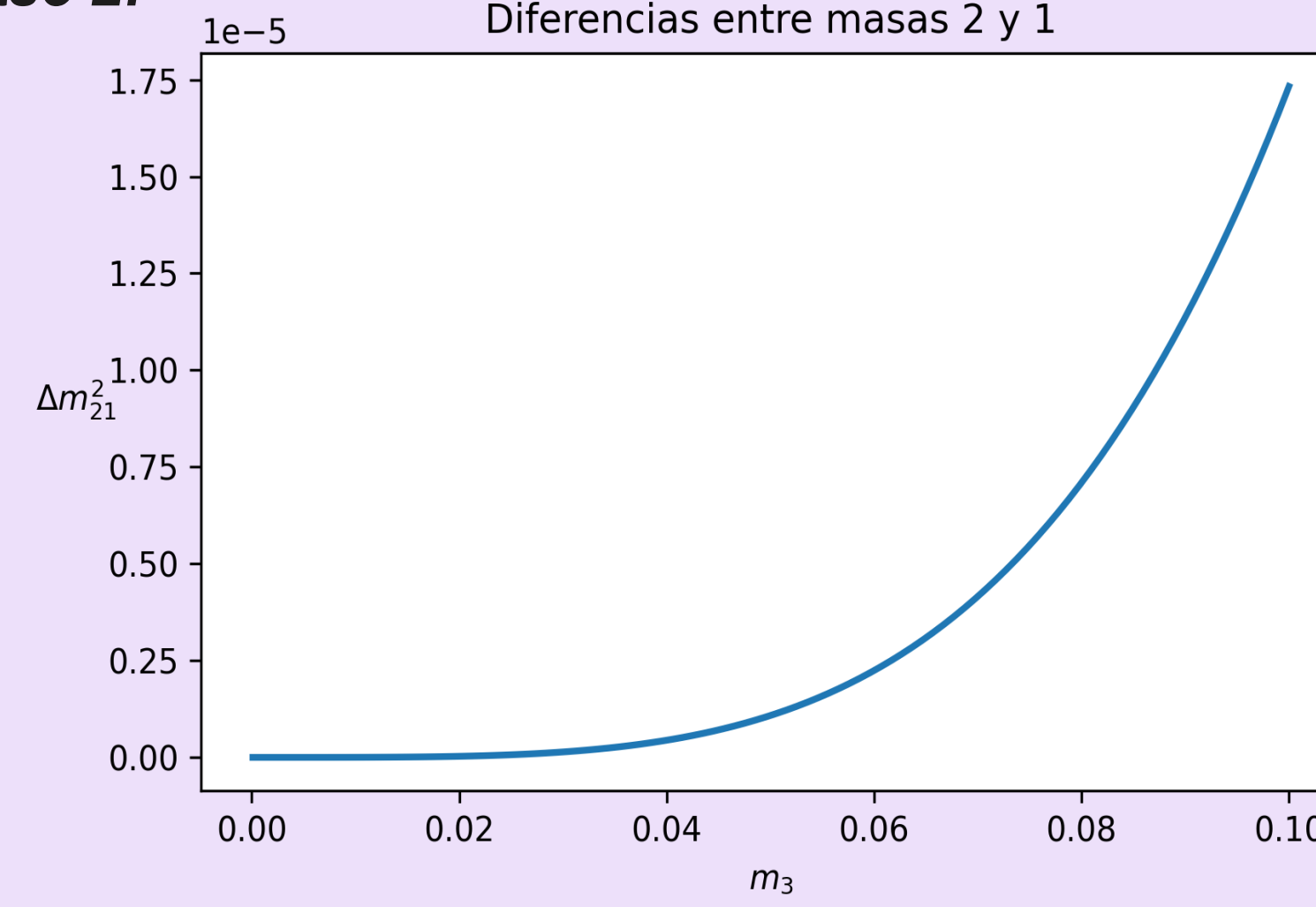


Figura 4: Curva de  $\Delta m_{21}^2$ , cuando;  $m_3 \in (0, 1 \times 10^{-1})$ .

## Resultados

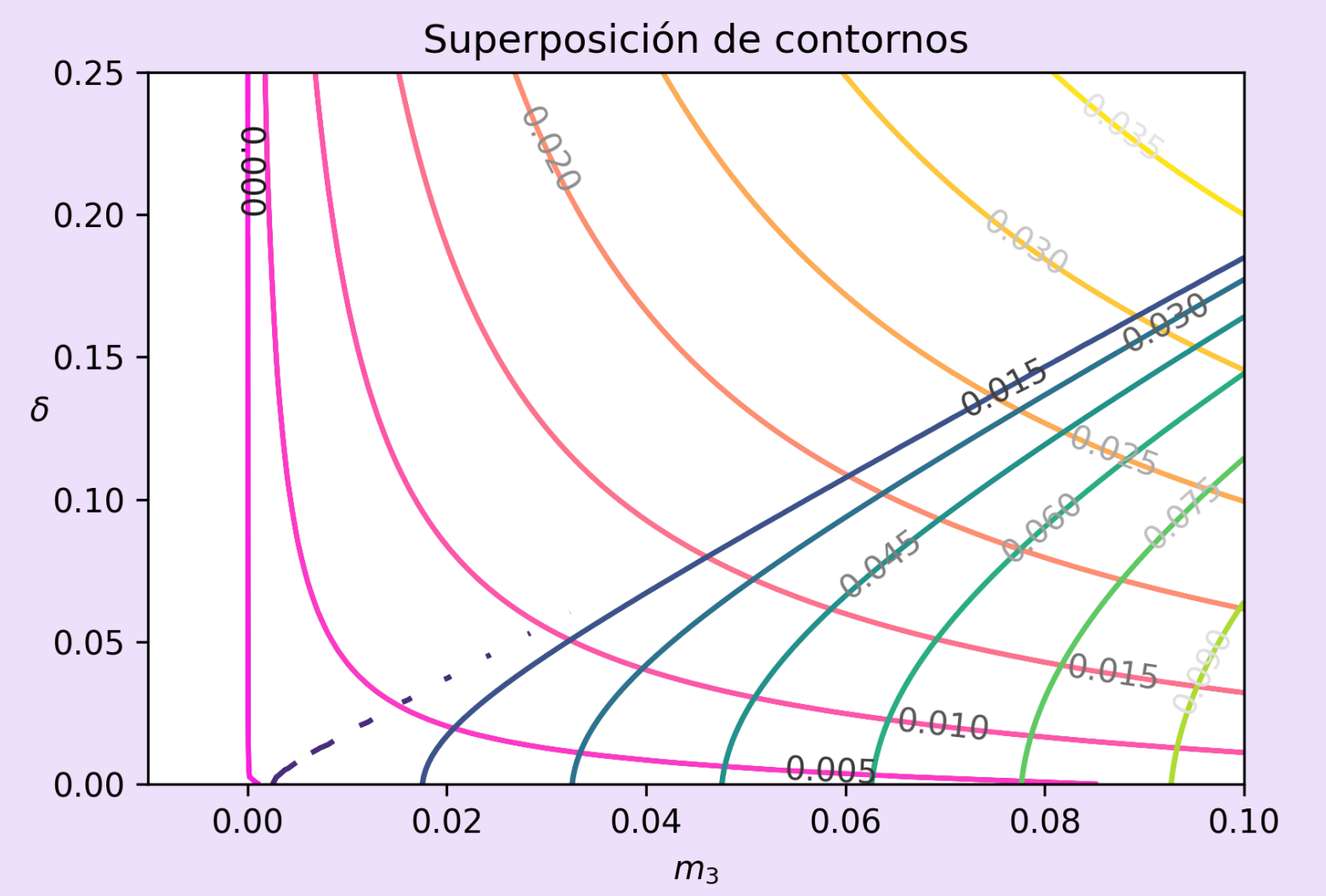


Figura 3: Curvas;  $f_1, f_2$  utilizando las masas de la ecuación Ec. 1. Las curvas cero no se intersectan.

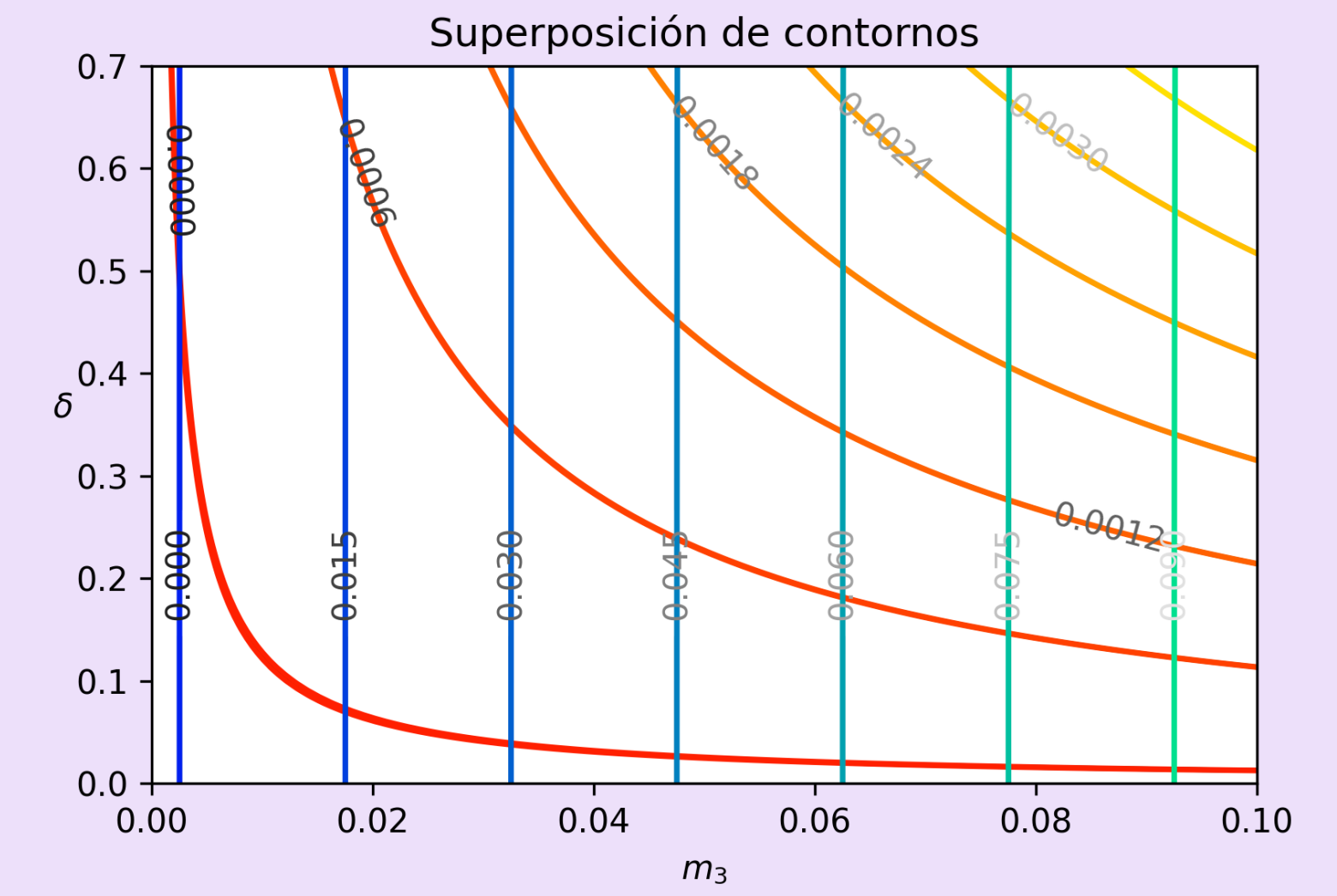


Figura 5: Curvas;  $f_1, f_2$  utilizando las masas de la ecuación Ec. 2. Las curvas cero si se intersectan.

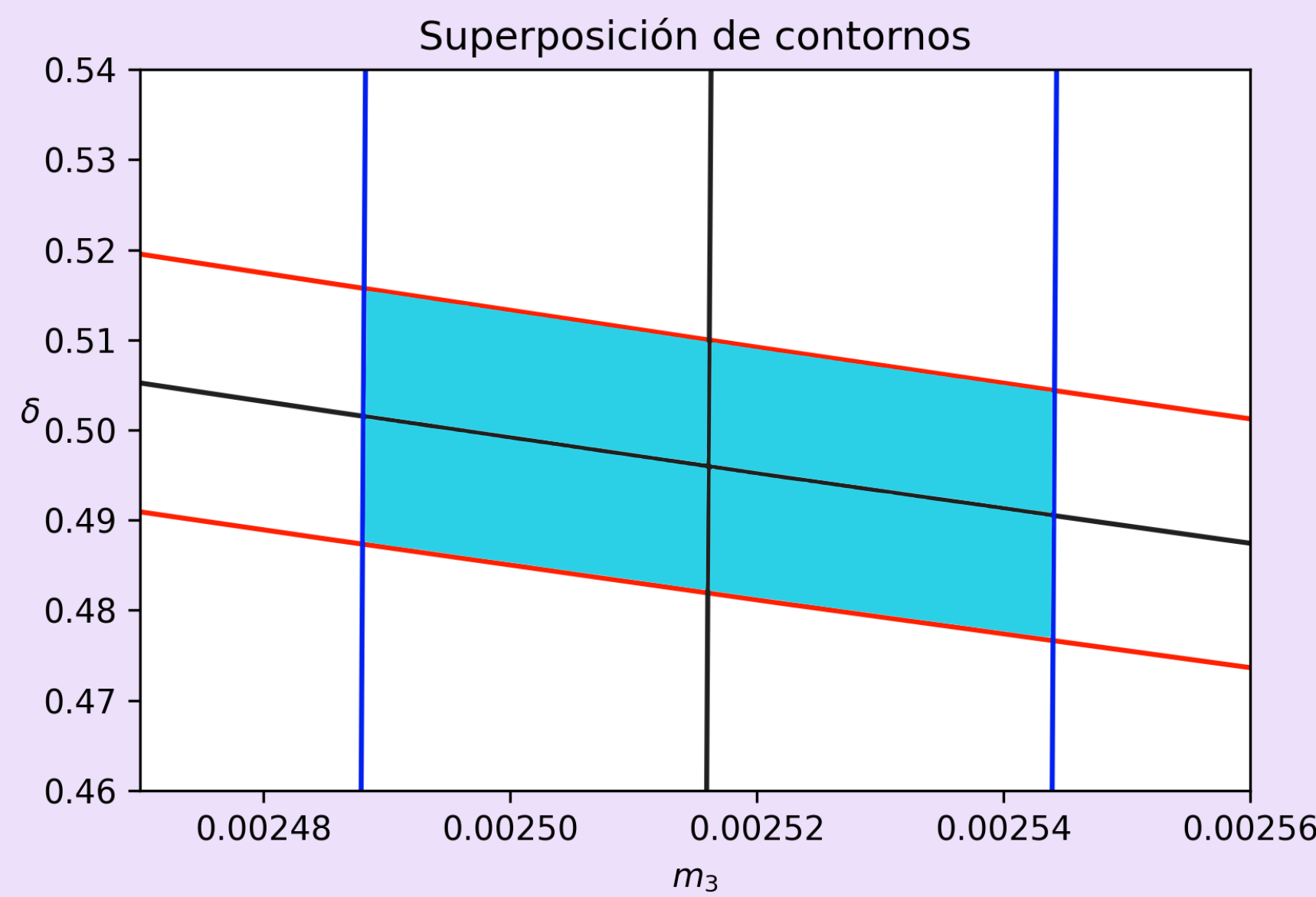


Figura 6: Predicción de valores para  $\delta, m_3$ ;

$$m_3 \in [2.488 \times 10^{-3}, 2.544 \times 10^{-3}]$$

$$\delta = 4.959 \times 10^{-1} \pm 0.198 \times 10^{-1}$$

tal que;

$$\Delta m_{21}^2 = (\Delta m_{21}^2)_{\text{exp}}, \quad \Delta m_{32}^2 = (\Delta m_{32}^2)_{\text{exp}}.$$

## Conclusiones y Perspectivas

- Se concluye que existe un conjunto de valores numéricos para  $m_3$  y  $\delta$  tal que los  $\Delta m_{ij}^2$  teóricos concuerden con las mediciones y estan dados por:

$$m_3 \in [2.488 \times 10^{-3}, 2.544 \times 10^{-3}], \quad \delta = 4.959 \pm 0.198 \times 10^{-1}$$

- Se requiere estudiar la relación de la corrección de Majorana  $\delta$  con el Lagrangiano electro-débil y su efecto en el mecanismo see-saw asociado para complementar la predicción dada.

## Referencias

- Giunti, C. & Kim, C. W. (2007). Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. Oxford University Press.
- Carrillo, A. L. & Gómez, S. & López, L. T. (2020). On the universal texture in the PA-2hdm for the v-spin case.
- Ryder, L. H. (1985). Quantum Field Theory. Cambridge University Press.
- Ereditato, A. (2018). The State of the Art of Neutrino Physics. A tutorial for Graduate Students and Young Researchers. World Scientific.
- Grossman, Y. (2002). TASI 2002 lectures on neutrinos. pp: 1-12.
- Westerdale, S. (2015). Neutrino Mass Problem: Masses and Oscillations. pp: 1-7.
- Santamaria, A. (1993). Masses, Mixings, Yukawa Couplings and their Symmetries. pp: 1-9.

### Agradecimientos

J. A. Hernández-Acosta agradece cordialmente a sus asesores; S. Gómez-Ávila y L. López-Lozano por el apoyo académico brindado en la realización de este trabajo así como por la paciencia y comprensión en el desarrollo y continuación del mismo. Agradecimientos a M. B. Palacios-Hernández, J. F. Landaverde-Cañedo y A. Castelan-Hernández.