

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

Jonathan Abel Hernández Acosta: he377995@uaeh.edu.mx  
Dr. Selim Gómez Ávila: selim\_gomez@uaeh.edu.mx  
Dr. Lao Tse López Lozano: lao\_lopez@uaeh.edu.mx



Puedes encontrarme aquí:

## Abstract

En este trabajo se muestra cómo usando el concepto de UTC (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 SM con el de neutrinos para hacer predicciones de la escala absoluta de las masas del neutrino más pesado suponiendo ordenamiento normal.

## Introducción

Un hecho notable del sector de neutrinos es la posibilidad de tener dos contribuciones a su masa como es una descripción de Majorana y otra de Dirac. Por otro lado para quarks y leptones cargados, es posible encontrar parámetros invariantes aproximados dependientes de las razones de las masas con la masa del fermión más pesado de cada sector. Dichas invariancias podrían representar límites a bajas energías de simetrías de sabor a escalas energéticas superiores.

Para encontrar estos parámetros invariantes se utilizan como base tres elementos; Las matrices de Gell-Mann junto con la matriz identidad  $I_3$ , las matrices de masa para fermiones y una UTC.

De forma simplificada, la UTC permite dar una misma estructura a los mecanismos de mezcla para dos familias del modelo estándar, con la que explicar los ángulos de mezcla en ambas familias tomando en cuenta la jerarquía de masas. Suponiendo una textura universal se desea obtener información sobre las masas de los neutrinos por medios del mecanismo de mezcla para la familia de leptones cargados. Para encontrar dicho mecanismo, se hace uso de las matrices de Gell-Mann.

Las 8 matrices de Gell-Mann en física de partículas son utilizadas para describir la mezcla de tres generaciones de neutrinos y las interacciones fuertes. Una de sus peculiaridades es que todas tienen traza cero  $Tr(\ell_i) = 0$ . Aunque en total son 8 las matrices de Gell-Mann, en este caso particular son de interés aquellas cuya diagonal no esta compuesta únicamente de ceros, es decir las matrices; 3, 8 y la matriz identidad  $I_3$ .

$$\ell_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \ell_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \ell_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad I = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

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

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

Aunque lo anterior forma la base para el desarrollo del trabajo, es importante considerar que cualquier resultado obtenido debe tener un punto de comparación a fin de poder determinar su significado. Estos puntos de comparación vienen dados en la forma de los valores medidos experimentalmente y en este caso particular dichos valores son:

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

Que son los resultados experimentales para las diferencias de masas al cuadrado para los neutrinos.

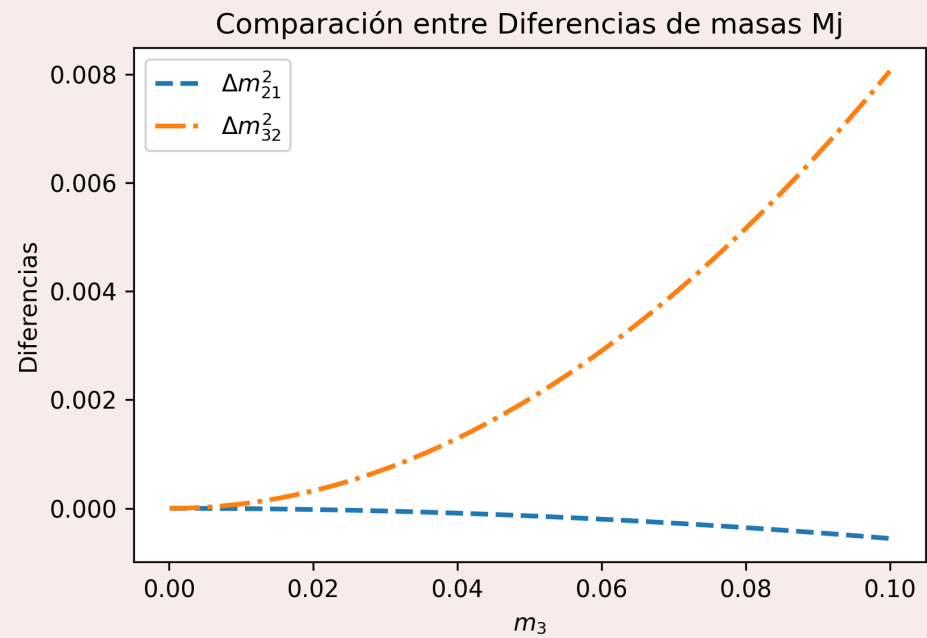
### Masas de Dirac

$m_3$  fijo

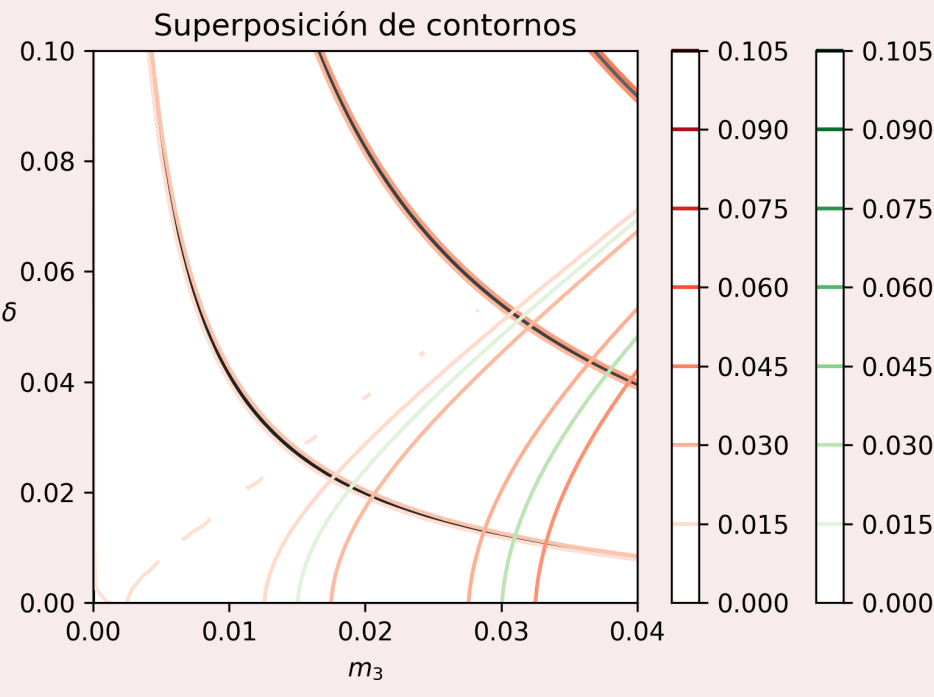
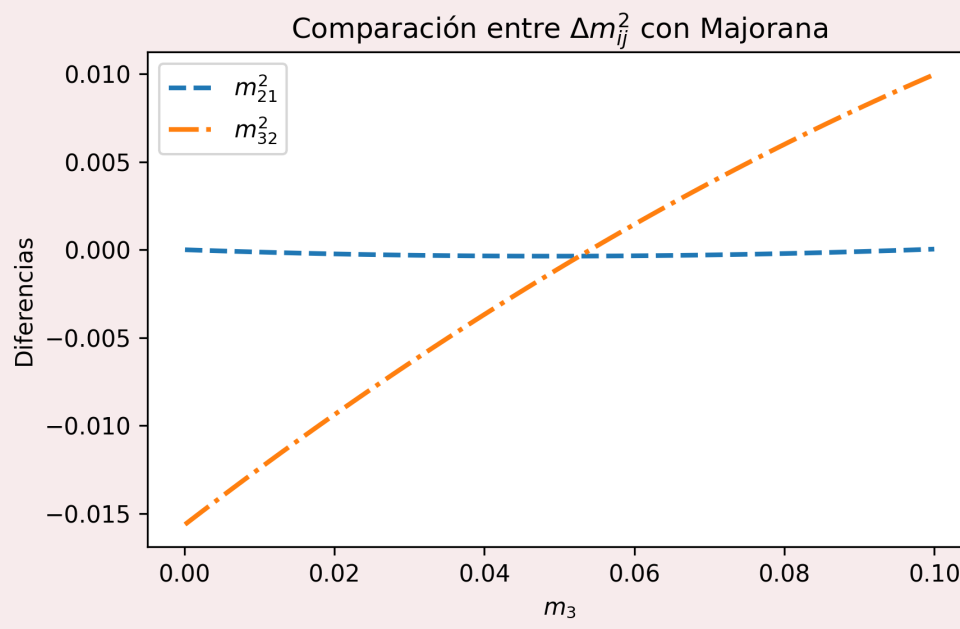
Sustituyendo los valores numéricos para un valor fijo de  $m_3$  y haciendo la comparación con los valores experimentales se observa que:

$$m_1 = 1.4379016917476228 \times 10^{-5} \text{eV} \\ m_2 = 2.97317458881508 \times 10^{-5} \text{eV} \\ (\Delta m_{21}^2)' = m_2^2 - m_1^2 = 8.83956037984321 \times 10^{-10} \text{eV}^2 \\ (\Delta m_{32}^2)' = m_3^2 - m_2^2 = 2.49116023286403 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \\ \Delta m_{21}^2 \neq (\Delta m_{21}^2)' \quad \Delta m_{32}^2 \approx (\Delta m_{32}^2)'$$

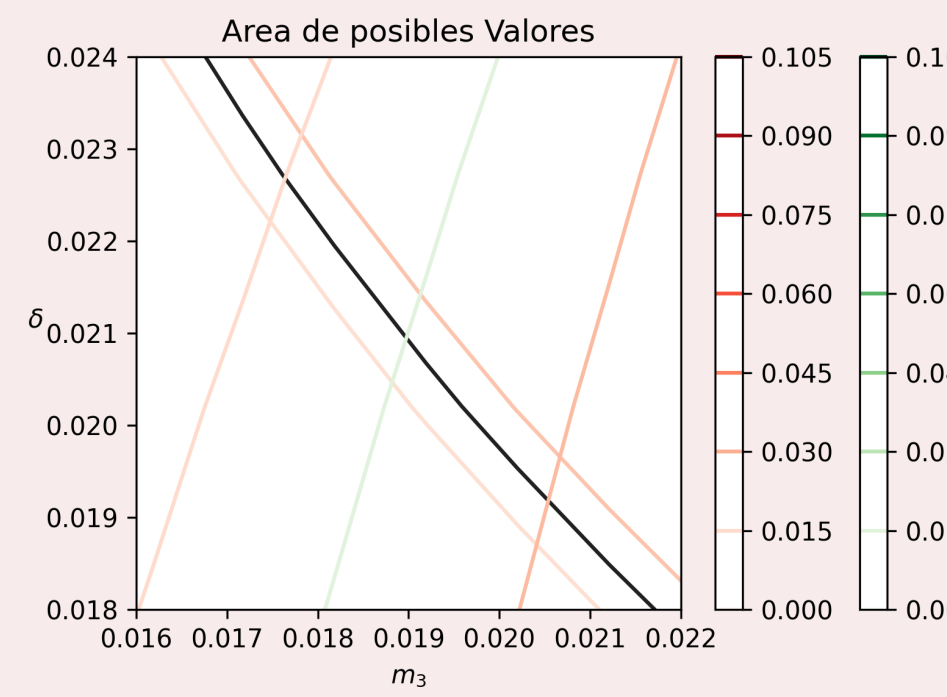
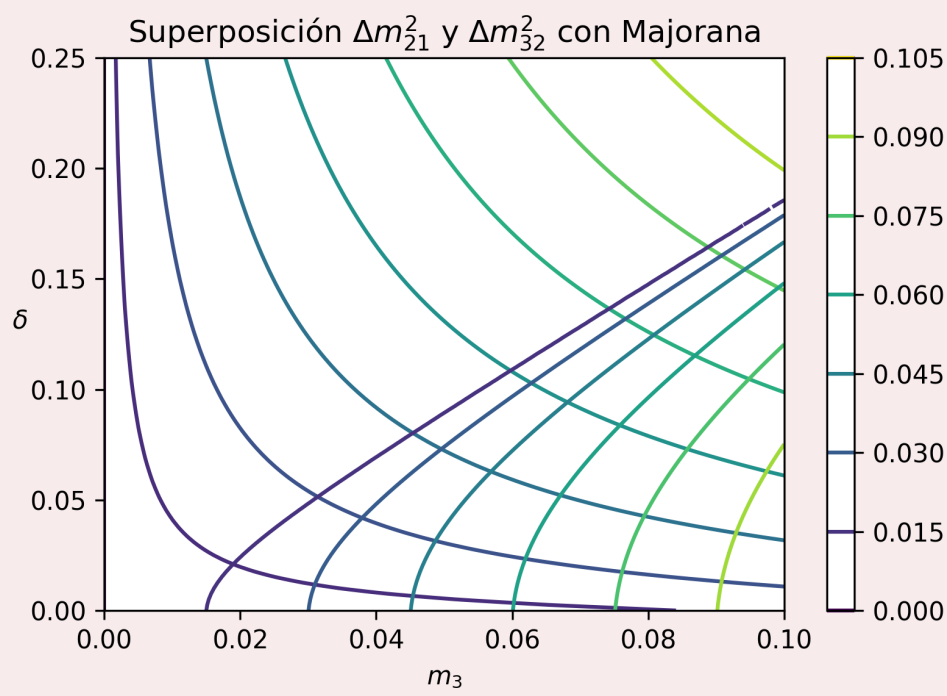
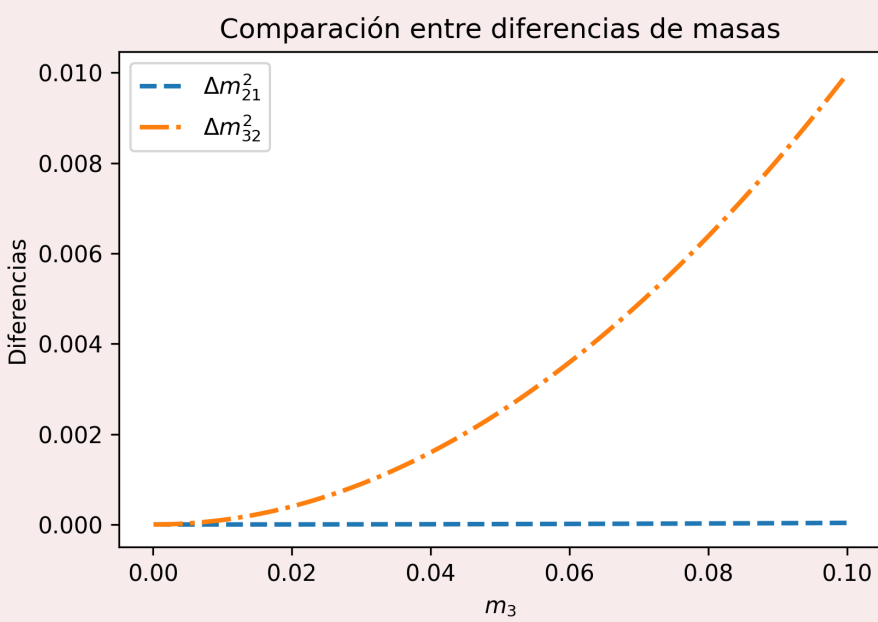
### Caso 1:



### Caso 2:



$m_3$  libre



## Procedimiento

Utilizando las matrices definidas en [1] y las matrices para leptones cargados se escribe:

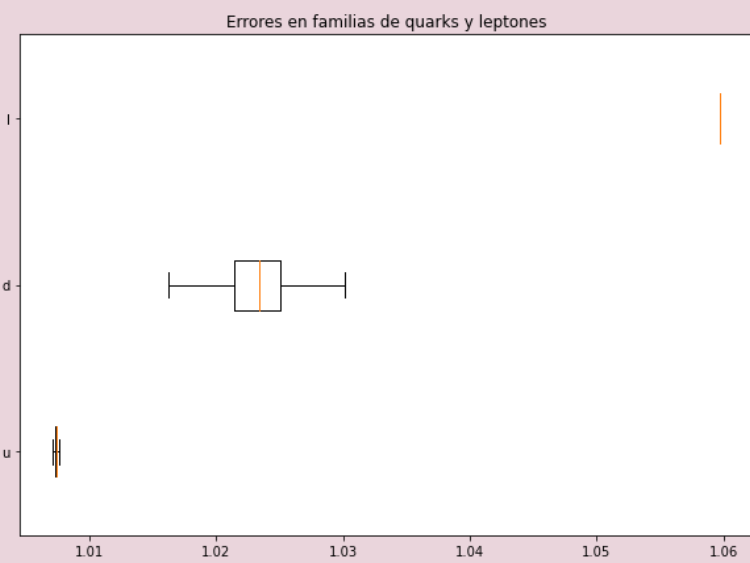
$$C_0 = 2\sqrt{\frac{3}{2}} I \cdot \underline{M}_\ell$$

Calculando el delta de esta expresión:

$$\Delta C_{0,i} = \sum_{j=1}^3 \frac{dC_{0,i}}{dm_j} \cdot \delta m_j$$

Se obtienen las expresiones:

$$\Delta C_{0,u} = \frac{\delta m_{uc}}{m_{uc}} + \frac{\delta m_{dumc}}{m_{uc}} - \frac{m_{uc} + m_{dumc}}{m_{uc}} \cdot \delta m_{top} = 0.00010158844981379264 \\ \Delta C_{0,d} = \frac{\delta m_{duuc}}{m_{duuc}} + \frac{\delta m_{ucdu}}{m_{duuc}} - \frac{m_{duuc} + m_{ucdu}}{m_{duuc}} \cdot \delta m_{bottom} = 0.002578912712621048 \\ \Delta C_{0,l} = \frac{\delta m_{lc}}{m_{lc}} + \frac{\delta m_{\nu l}}{m_{lc}} - \frac{m_{lc} + m_{\nu l}}{m_{lc}} \cdot \delta m_\tau = 4.036633023376959 \times 10^{-6}$$



### Masas de Dirac

Con la suposición de la existencia de una UTC, 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:

$$C_{0,l} = 2\sqrt{\frac{3}{2}} \cdot I \cdot \underline{M}_\ell \quad C_{0,\nu} = 2\sqrt{\frac{3}{2}} \cdot I \cdot \underline{M}_\nu = \frac{m_1 + m_2}{m_3} + 1 \\ C_{3,l} = 2 * \ell_3 \cdot \underline{M}_\ell \quad C_{3,\nu} = 2 * \ell_3 \cdot \underline{M}_\nu = \frac{m_1 - m_2}{m_3} \\ C_{8,l} = 2 * \ell_8 \cdot \underline{M}_\ell \quad C_{8,\nu} = 2 * \ell_8 \cdot \underline{M}_\nu = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ \frac{m_1 + m_2}{m_3} - 2 \right]$$

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

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

### Masas de Majorana

Incluyendo el factor de corrección proveniente de la consideración de masas de Majorana, se obtienen dos casos.

#### Caso 1

Suponiendo lo siguiente:

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

Las expresiones para  $m_1$  y  $m_2$  se convierten en:

$$m_{1,\delta} = \frac{m_3(C_{0,l} + C_{3,l})}{2} - \frac{m_3 + \delta}{2} \\ m_{2,\delta} = \frac{m_3(C_{0,l} - C_{3,l})}{2} - \frac{m_3 + \delta}{2}$$

#### Caso 2

Se resuelve nuevamente para  $m_1$  y  $m_2$  cambiando la suposición inicial tal que:

$$\delta_1 + \delta_2 = 0, \quad \delta_1 - \delta_2 = \delta \quad \rightarrow \quad m_{1,\delta} = \frac{m_3(C_{0,l} + C_{3,l})}{2} - \frac{m_3 + \delta}{2} \\ m_{2,\delta} = \frac{m_3(C_{0,l} - C_{3,l})}{2} - \frac{m_3 - \delta}{2}$$

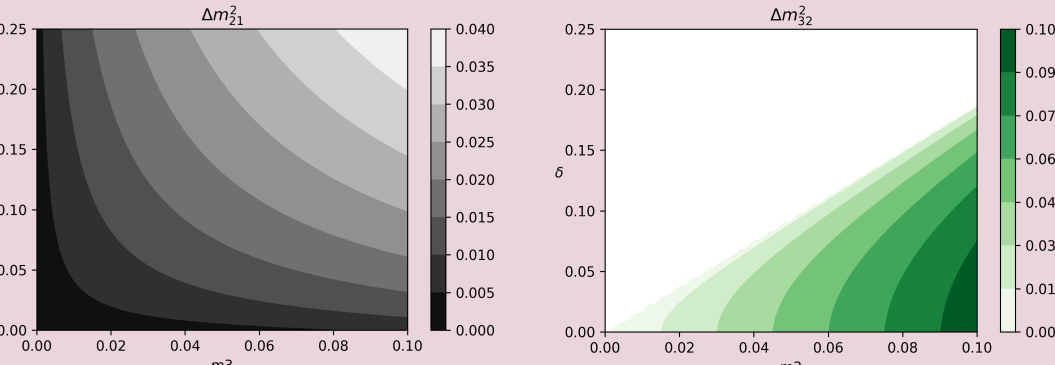


Fig. [1] : Gráficos de contorno con relleno para las diferencias de masas al cuadrado dejando como parámetros libres a  $m_3$  y  $\delta$ . La barra lateral indica el nivel del contorno según la intensidad de color.

Finalmente, utilizando los datos experimentales para  $\Delta m_{21}^2$  y  $\Delta m_{32}^2$  se construyen gráficos de contorno de la diferencia entre los calculados en el caso mas conveniente y el experimental, para determinar un área de posible interés.

Después se construyen gráficos de contorno para observar el comportamiento de las funciones para  $\Delta m_{21}^2$  y  $\Delta m_{32}^2$  cuando los dos parámetros libres  $m_3$  y  $\delta$  no son fijos.

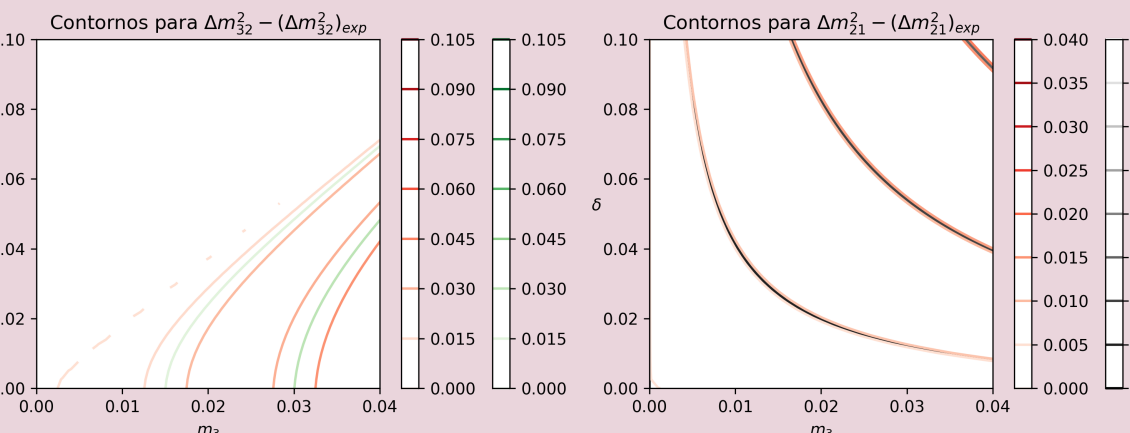


Fig. [2] : Gráficos de contorno sin relleno para las diferencias de masas al cuadrado menos el valor experimental, dejando como parámetros libres a  $m_3$  y  $\delta$ . La barra lateral indica el nivel del contorno según el color de la curva.

## Conclusiones

## Referencias

Giunti, C. & Kim, C. W. (2007). Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. Oxford University Press.  
Monteverde, A. C., Ávila, S. G. & Lozano, L. T. L. (2020). On the universal texture in the PA-2hdm for the v-spin case.  
Ryder, L. H. (1985). Quantum Field Theory. Cambridge University Press.

