

Fases de Majorana en el límite de simetría $\mu - \tau$

Diana Carolina Rivera Agudelo



XXX Reunión Anual de DPyC-2016.

Contenido

- 1 Simetría de permutación $\mu - \tau$.
- 2 Rompimiento de $\mu - \tau$.
- 3 fases de violación CP en el límite de simetría $\mu - \tau$.
- 4 conclusiones.

Matriz de mezcla en el sector leptónico

$$-\mathcal{L}_m = \overline{\alpha}'_L (M_\ell)_{\alpha\beta} \beta'_R + \frac{1}{2} \overline{\nu}'_{\alpha L} (M_\nu)_{\alpha\beta} \nu^c_{\beta R} + h.c. \rightarrow -\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{(e \ \mu \ \tau)}_L \gamma^\mu U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c.$$

$$U \equiv U_{PMNS} = U_\ell^\dagger U_\nu$$

- $U_\nu^\dagger M_\nu U_\nu^* = \text{Diag}(m_1, m_2, m_3) \equiv M_\nu^{diag}$
- U_ℓ esta asociada con la diagonalización M_ℓ .

Parametrización estándar. $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - c_{23}s_{12}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} P_\nu.$$

- $P_\nu = \text{Diag}(e^{-i\frac{\beta_1}{2}}, e^{-i\frac{\beta_2}{2}}, 1)$.

Simetría $\mu \leftrightarrow \tau$ $U_{PMNS} |_{\theta_{13}=0, \theta_{23}=45^\circ}$

$$U = U^{\mu-\tau} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ \frac{-s_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{c_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-s_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{c_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad |U_{\mu i}| = |U_{\tau i}|$$

En una base en la que $U_\ell = 1 \rightarrow U = U_\nu \rightarrow M_\nu = U M_\nu^{diag} U^T$.

$$\Rightarrow M_\nu^{\mu-\tau} = \begin{pmatrix} m_1 c_{12}^2 + m_2 s_{12}^2 & (m_2 - m_1) \frac{s_{212}}{\sqrt{8}} & (m_2 - m_1) \frac{s_{212}}{\sqrt{8}} \\ (m_2 - m_1) \frac{s_{212}}{\sqrt{8}} & \frac{1}{2}(m_1 s_{12}^2 + m_2 c_{12}^2 + m_3) & \frac{1}{2}(m_1 s_{12}^2 + m_2 c_{12}^2 - m_3) \\ (m_2 - m_1) \frac{s_{212}}{\sqrt{8}} & \frac{1}{2}(m_1 s_{12}^2 + m_2 c_{12}^2 - m_3) & \frac{1}{2}(m_1 s_{12}^2 + m_2 c_{12}^2 + m_3) \end{pmatrix}$$

$M_\nu^{\mu-\tau}$ invariante ante el intercambio de etiquetas $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$.

Simetría $\mu \leftrightarrow \tau$ $U_{PMNS} |_{\theta_{13}=0, \theta_{23}=45^\circ}$

$$U = U^{\mu-\tau} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ \frac{-s_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{c_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-s_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{c_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad |U_{\mu i}| = |U_{\tau i}|$$

En una base en la que $U_\ell = 1 \rightarrow U = U_\nu \rightarrow M_\nu = U M_\nu^{diag} U^T$.

$$\Rightarrow M_\nu^{\mu-\tau} = \begin{pmatrix} m_1 c_{12}^2 + m_2 s_{12}^2 & (m_2 - m_1) \frac{s_{212}}{\sqrt{8}} & (m_2 - m_1) \frac{s_{212}}{\sqrt{8}} \\ (m_2 - m_1) \frac{s_{212}}{\sqrt{8}} & \frac{1}{2}(m_1 s_{12}^2 + m_2 c_{12}^2 + m_3) & \frac{1}{2}(m_1 s_{12}^2 + m_2 c_{12}^2 - m_3) \\ (m_2 - m_1) \frac{s_{212}}{\sqrt{8}} & \frac{1}{2}(m_1 s_{12}^2 + m_2 c_{12}^2 - m_3) & \frac{1}{2}(m_1 s_{12}^2 + m_2 c_{12}^2 + m_3) \end{pmatrix}$$

$M_\nu^{\mu-\tau}$ invariante ante el intercambio de etiquetas $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$.

$$\theta_{13} \sim 8.5^\circ \text{ y } \theta_{ATM} \approx \theta_{23} \sim 41.7^\circ \quad (\text{G. L. Fogli et al, arXiv:1601.07777v1.})$$

- Una simetría aproximada podría estar detrás del patrón observado en la PMNS.
- Muchos modelos se basan en $\mu - \tau$. Resolver el octante de θ_{23} .
- Consecuencias Fenomenológicas en:
 - Oscilaciones de neutrinos en materia.
 - Distribuciones de los Φ_ν cosmicos de UHE.
 - Asimetría Materia-Antimateria via leptogénesis.

(Z.Z. Xing and Z.H.Zhao, arXiv:1512.04207v1)

- Objetivo ppal: Hacer una busqueda de las fases de Majorana requeridas para un rompimiento de $\mu - \tau$ mínimo.

Parámetros de rompimiento

$$M_\nu = M_\nu^{\mu \leftrightarrow \tau} + \delta M_\nu = \begin{pmatrix} m_{ee} & m_{e\mu} & m_{e\mu} \\ m_{e\mu} & m_{\mu\mu} & m_{\mu\tau} \\ m_{e\mu} & m_{\mu\tau} & m_{\mu\mu} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & \delta \\ 0 & 0 & 0 \\ \delta & 0 & \epsilon \end{pmatrix}.$$

$$\delta = m_{e\tau} - m_{e\mu}, \quad \epsilon = m_{\tau\tau} - m_{\mu\mu}.$$

- Si la rotura es pequeña $\rightarrow \hat{\delta} \equiv \left| \frac{\delta}{m_{e\mu}} \right| \ll 1$, $\hat{\epsilon} \equiv \left| \frac{\epsilon}{m_{\mu\mu}} \right| \ll 1$.
- $\hat{\delta}, \hat{\epsilon} \rightarrow f(\theta_{23}, \theta_{12}, \theta_{13}, \delta_{CP}, \beta_1, \beta_2, |m_1|, |m_2|, m_3)$.
- $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ y $\Delta m^2 = m_3^2 - \frac{(m_1^2 - m_2^2)}{2}$.

Aproximación analítica

$$\hat{\delta} = \frac{y_- f s_{13} - y_+}{1 + f s_{13} \tan \theta_{23}},$$

$$\hat{\epsilon} = \frac{g \cos 2\theta_{23} - s_{13} h}{1 + g s_{23}^2 + s_{13} h/2},$$

$$y_{\pm} = \frac{c_{23} \pm s_{23}}{c_{23}},$$

$$f = \frac{(c_{12}^2 |m_1| e^{-i\beta_1} + s_{12}^2 |m_2| e^{-i\beta_2}) e^{-i\delta_{CP}} - m_3 e^{i\delta_{CP}}}{c_{12} s_{12} (|m_1| e^{-i\beta_1} - |m_2| e^{-i\beta_2})},$$

$$g = \frac{(c_{12}^2 s_{13}^2 - s_{12}^2) |m_1| e^{-i\beta_1} + (s_{12}^2 s_{13}^2 - c_{12}^2) |m_2| e^{-i\beta_2} + m_3 c_{13}^2}{s_{12}^2 |m_1| e^{-i\beta_1} + c_{12}^2 |m_2| e^{-i\beta_2}},$$

$$h = \frac{(|m_1| e^{-i\beta_1} - |m_2| e^{-i\beta_2}) \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} e^{-i\delta_{CP}}}{s_{12}^2 |m_1| e^{-i\beta_1} + c_{12}^2 |m_2| e^{-i\beta_2}}.$$

- **NH**, $m_1 \ll m_2 \approx \sqrt{\Delta m_{sol}^2} \ll m_3 \approx \sqrt{\Delta m_{ATM}^2}$.

$$f \approx \frac{e^{i(\delta_{CP} + \beta_2)}}{s_{12} c_{12}} \sqrt{\frac{\Delta m_{ATM}^2}{\Delta m_{sol}^2}} \left(1 - \mathcal{O}\left(\frac{\Delta m_{sol}^2}{\Delta m_{ATM}^2}\right) \right), \quad |f| \sim 12.5 \rightarrow |\hat{\delta}| \sim 3.26.$$

→ **Sin importar las fases de CP, NH es desfavorecida.** Consistente con S. Gupta et al. JHEP. **09** (2013) 035.

- **IH**, $m_1 \approx \sqrt{\Delta m_{ATM}^2}$, $m_2 \approx \sqrt{\Delta m_{sol}^2 + \Delta m_{ATM}^2} \gg m_3$.

$$f \approx \frac{-e^{-i\delta_{CP}} (c_{12}^2 e^{-i(\beta_1 - \beta_2)} + s_{12}^2 + \frac{s_{12}^2}{2} \frac{\Delta m_{sol}^2}{\Delta m_{ATM}^2})}{s_{12} c_{12} \left(1 - e^{-i(\beta_1 - \beta_2)} + \frac{1}{2} \frac{\Delta m_{sol}^2}{\Delta m_{ATM}^2} \right)}.$$

$|f|$ muy grande si $\beta_1 - \beta_2 = 0$.

$$\text{Si } \beta_1 - \beta_2 = \pm\pi \rightarrow \begin{cases} |f| \sim 1 \rightarrow |\hat{\delta}| \sim 0.1 \\ g \sim -1 \ \& \ h \sim 4e^{-i\delta_{CP}} \rightarrow |\hat{\epsilon}| \sim 0.6 \end{cases}$$

- DH

$$f \approx \frac{-e^{-i\delta_{CP}}(c_{12}^2 e^{-i(\beta_1 - \beta_2)} + s_{12}^2) - e^{i\delta_{CP}} e^{i\beta_1}}{s_{12} c_{12}(1 - e^{-i(\beta_1 - \beta_2)})}.$$

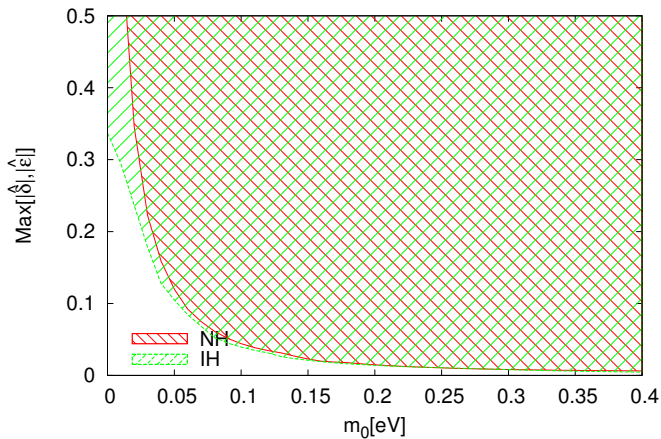
$|f|$ muy grande si $\beta_1 - \beta_2 = 0$.

Si $\beta_1 = \pi$, $\beta_2 = \pi/2$ & $\delta_{CP} = -\pi/2 \rightarrow \begin{cases} |f| \sim 0.6 \rightarrow |\hat{\delta}| \sim 0.2 \\ g \sim 2 \text{ \& } h \sim 1.7 \rightarrow |\hat{\epsilon}| \sim 0.1 \end{cases}$

- Fases iguales de Majorana generan un rompimiento fuerte de $\mu - \tau$.
- $\mu - \tau$ se rompe fuertemente en el caso de NH.
- En DH se presentan casos de rompimiento pequeño. Consistente con D. Rivera and A. Perez-Lorenzana. P.R.D. 92,007009(2015).

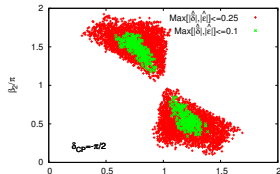
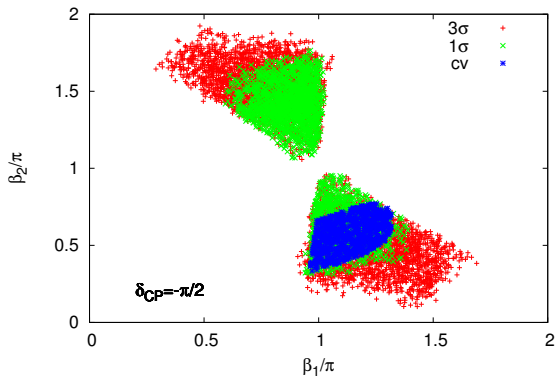
Análisis numérico

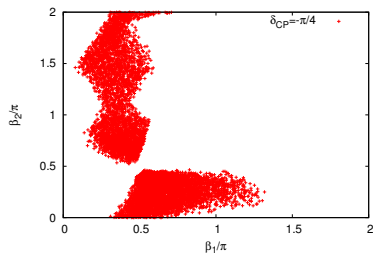
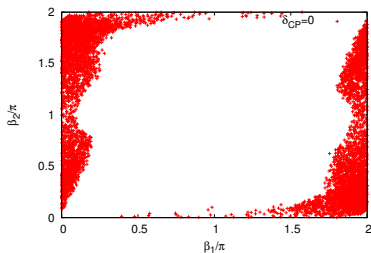
- $\delta_{CP}, \beta_1, \beta_2$ en $(0, 2\pi)$.
- Los parámetros de oscilación se variaron dentro de 3σ segun G.L.Fogli et al, P.R.D 89, 093018



Explorando las fases de majorana para δ_{CP} fijo

- $m_0 = 0.1(\text{DH.})$
- $\delta_{CP} = -\pi/2$.
- $\hat{\delta}, \hat{\epsilon}(\theta_{23}, \theta_{12}, \theta_{13}, \delta m^2, \Delta m^2, \delta_{CP}, \beta_1, \beta_2, m_0)$.
- $\text{Max}[|\hat{\delta}|, |\hat{\epsilon}|] \leq 0.25$





Conclusiones (arXiv:1603.02336)

- Fases iguales de Majorana conducen a un rompimiento fuerte de $\mu - \tau$ sin importar la jerarquía.
- La jerarquía mas favorable es la degenerada.
- El tamaño de rompimiento está fuertemente gobernado por las fases de CP.
- Una futura determinación de la fase de dirac podría restringir fuertemente las fases de Majorana compatibles con $\mu - \tau$ aproximada.