Introducción a la física de neutrinos

Oscar Zapata
Universidad de Antioquia, Colombia

Octubre 28, 2015

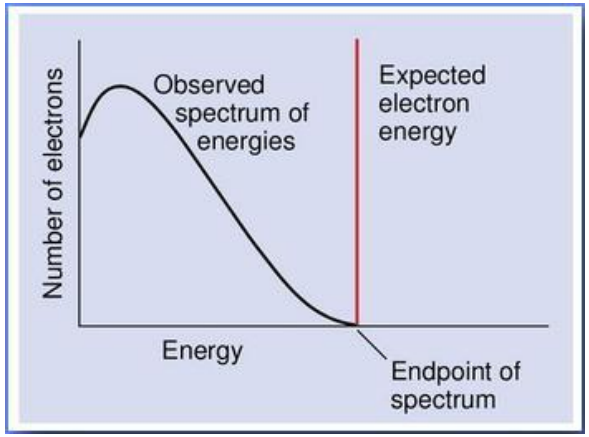
Escuela de Física Teórica, Barranquilla.

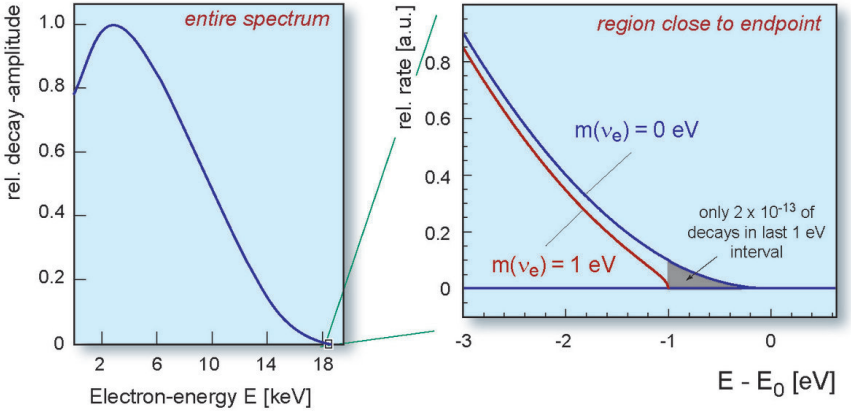
Contenido

- Descubrimiento de los neutrinos.
- Oscilaciones de neutrinos y la matriz PMNS.
- Oscilaciones: experimentos y estado actual.
- Introducción al modelo estándar.
- Masas de neutrinos
- Operador de Weinberg.
- Mecanismos seesaw tipo I, II y III.
- Modelos de Zee, Zee-Babu y seesaw radiativo.
- Procesos que violan el sabor leptónico.
- Neutrinos en cosmología

Descubrimiento de los neutrinos.

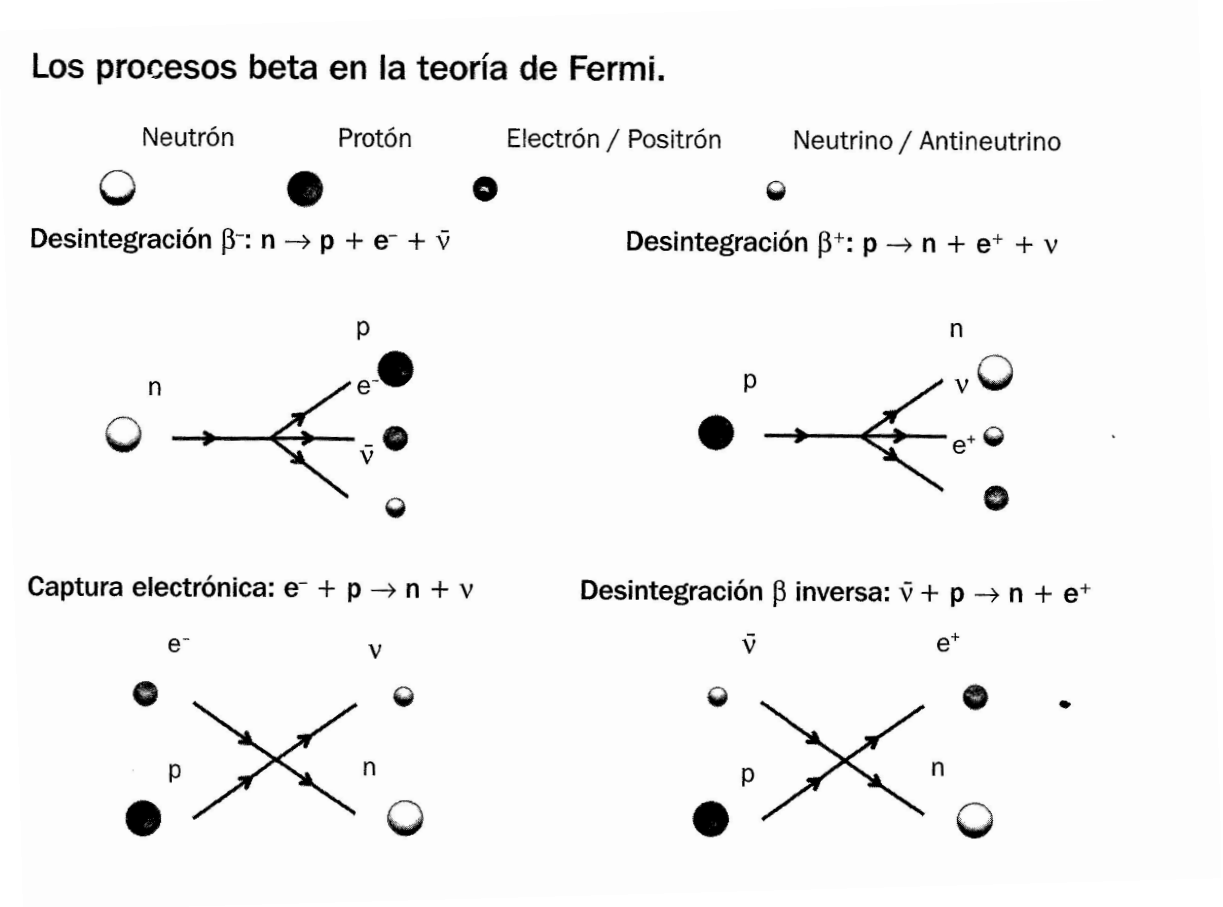
- 1914-Chadwick. Espectro de energía de e^- es continuo:
  - E_{e^-} debería ser fija.
  - $N_Z^A \to N_{Z+1}'^A + e^-$.
  - $E_{e^-} = E_N - E_{N'}$.
- 1930-Pauli. Introducción del neutrino:
  - $N_Z^A \to N_{Z+1}'^A + e^- + \nu$.
  - $E_{e^-} = E_N - E_{N'} - E_\nu$.
  - E_{e^-} no está fija.
  - $m_\nu \approx m_e$, $S_\nu = 1/2$, $Q_\nu = 0$.
  - "Estimados Señores y Señoras radiactivos: ... he encontrado una solución desesperada para salvaguardar la conservación de la energía ..."
- 1934-Joliot Curie. Decaimiento β^+.
  - $N_Z^A \to N_{Z-1}'^A + e^+ + \nu$.
  - $N_Z^A \to N_{Z+1}'^A + e^- + \bar{\nu}$.





Descubrimiento de los neutrinos.

- 1934-Fermi. $\mathcal{L}_{\text{Fermi}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}(\bar{\Psi}_p \gamma^\mu \Psi_n)(\bar{\Psi}_e \gamma_\mu \Psi_\nu)$.
  Rechada en Nature: "... especulaciones abstractas demasiado alejadas de la realidad física ..."



- 1934-Bethe-Peirls. $\sigma(n + \nu \to e^- + p) \sim E_\nu(\text{MeV}) \times 10^{-43}\ \text{cm}^2$.
  Se requeriría un blanco de plomo de un año-luz de espesor para ser absorbido.

Descubrimiento de los neutrinos.

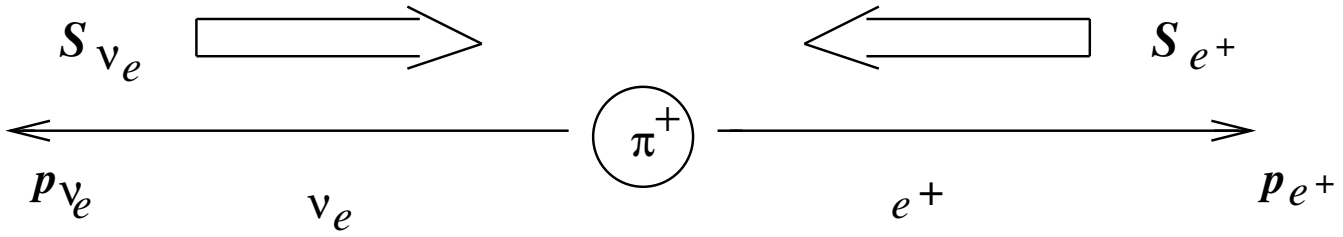
- 1956 (N95). Reines-Cowan (neutrinos del reactor Savannah river plant, 400ℓ $CdCl_2$): detección del (anti)neutrino electrónico.

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n \Rightarrow \begin{cases} e^- + e^+ \to 2\gamma. \\ n + p \to d + \gamma. \end{cases}$$

  Señal: si ambos eventos ocurren dentro de $\sim 10^{-3} sec$.

- 1958. Goldhaber: neutrinos tienen helicidad negativa.

$$R_\pi \equiv \frac{\Gamma(\pi^+ \to e^+ + \nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_e}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2 = 1.28 \times 10^{-4}.$$



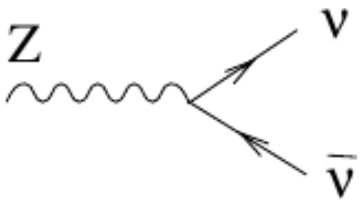
- 1962 (N88). Lederman-Schwartz-Steinberger. Detección de ν_μ.

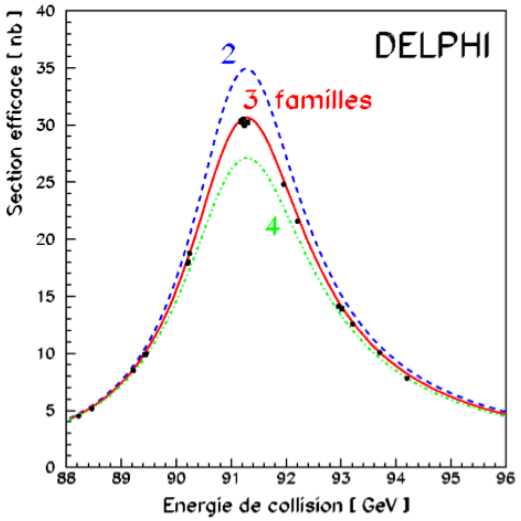
$$\mu^- \to e^- + \nu_1 + \bar{\nu}_2 \qquad \Rightarrow \nu_1 = \nu_2?$$

$$p + p \to \pi + \text{hadrons}, \quad \pi \to \mu + \nu_\mu, \quad \nu_\mu + N \to \mu + \text{hadrons}$$

Descubrimiento de los neutrinos.

- 1973 CERN. Corrientes débiles neutras.$\nu_\mu + N \to \nu_\mu + hadrones$.
- 1977 Martin Perl. Descubrimiento del leptón τ: $e^+ + e^- \to e^\pm + \mu^\mp + 4\nu$
- 1998 LEPI. Existen 3 tipos de neutrinos con $m_\nu < m_Z/2$.





$$\frac{g}{\cos\theta_W}\sum_\alpha \bar{\nu}_{\alpha L}\gamma^\mu \nu_{\alpha L} \Rightarrow \Gamma_{\text{inv}} \equiv \sum_\alpha \Gamma_{Z\to\nu_\alpha\bar{\nu}_\alpha} = N_\nu \frac{G_F M_Z^3}{12\pi\sqrt{2}}$$

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}} = 2.994 \pm 0.012.$$

- 2000. DONUT: descubrimiento de ν_τ.

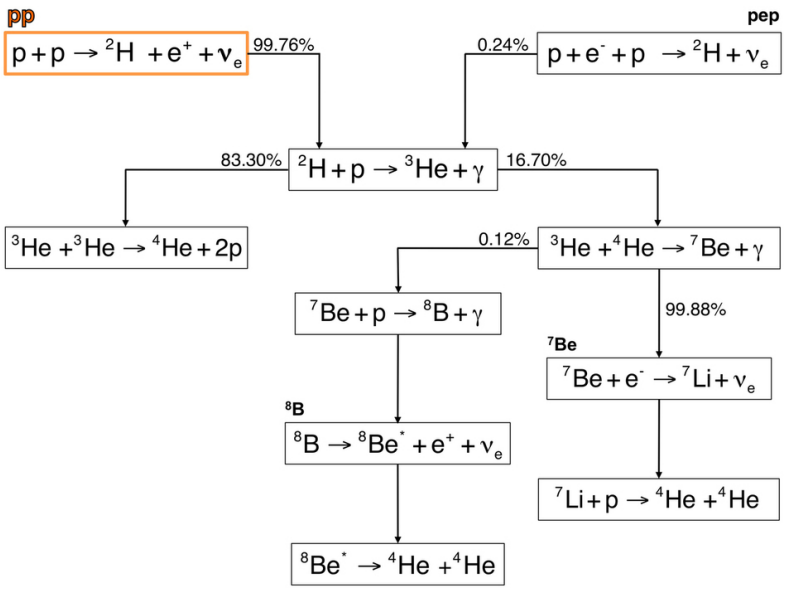
Fuentes de neutrinos

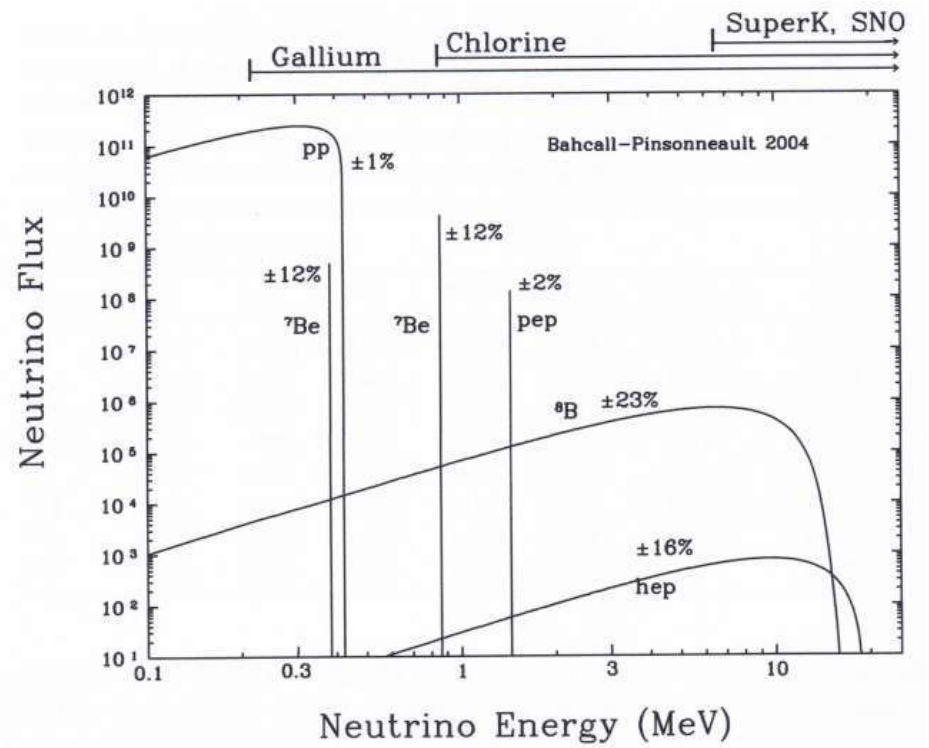
- Sol ν_e: $\Phi_\nu \sim 10^{38}\nu/s$ y $E_\nu \sim 0.1 - 20$ MeV.
  $\Phi_\nu^{Tierra} = 600$ billones ν/m^2.
- Radioactividad de la Tierra: $\Phi_\nu = 60$ mil millones ν/m^2 con $E_\nu \lesssim 1$ MeV.
- Reactores nucleares: $E_\nu \sim 1$ MeV. Para $P = 3$GW $\Phi_\nu \sim 10^{20}\nu/s$.
  A 100 m: $\Phi_\nu \sim 6 \times 10^{11}\nu/cm^2 s$
- Cuerpo humano $\Phi_\nu^{Tierra} = 340$ millones ν/día.
- Atmósfera $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$. $\Phi_\nu \sim 1\nu/cm^2$.
- Aceleradores $E_\nu \sim 0.3$-30 GeV.
- Supernovas: emiten $6 \times 10^{58}\nu$ en 10 sec. $E_\nu \lesssim 30$ MeV.
- Neutrinos reliquia: $110/cm^3$

Neutrinos solares

El 99% de la producción de energía en el sol se debe al proceso *pp*:

$$4p + 2e^- = {}^4\mathrm{He} + 2\nu_e + 26.73\ \mathrm{MeV}.$$





Name	Reaction	$\langle E_\nu \rangle$ [MeV]	$E_\nu^{\max}$ [MeV]	Fractional solar flux
pp	$p + p \to \mathrm{D} + e^+ + \nu_e$	0.26	0.42	0.909
pep	$p + e^- + p \to \mathrm{D} + \nu_e$	1.44	—	2×10^{-3}
hep	${}^3\mathrm{He} + p \to {}^4\mathrm{He} + e^+ + \nu_e$	9.62	18.77	2×10^{-8}
^{7}Be	${}^7\mathrm{Be} + e^- \to {}^7\mathrm{Li} + \nu_e$	(90%) 0.86	—	0.074
		(10%) 0.38	—	
^{8}B	${}^8\mathrm{B} \to {}^8\mathrm{Be}^* + e^+ + \nu_e$	6.71	≈ 15	8.6×10^{-5}

Neutrinos solares

- Homestake (USA). Uso Cloro líquido chlorine C_2Cl_4 y el decaimiento *beta* inverso:

$$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow e^- + {}^{37}Ar \quad \text{at} \quad E_{th} = 0.814 \text{ MeV}.$$

Decaimiento beta o captura de e^-.
Detección de ν: ^{8}B, ^{7}Be y *pep*.
Entre 68-94 detectó un deficit de 1/3 en el flujo esperado.

Neutrinos solares

- SAGE, Gallex, GNO,

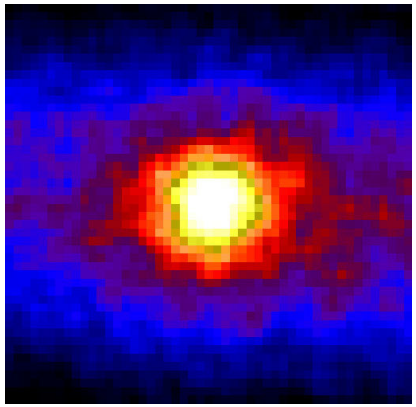
$$\nu_e + {}^{71}Ga \to e^- + {}^{71}Ge \quad \text{at} \quad E_{th} = 0.233 \text{ MeV}.$$

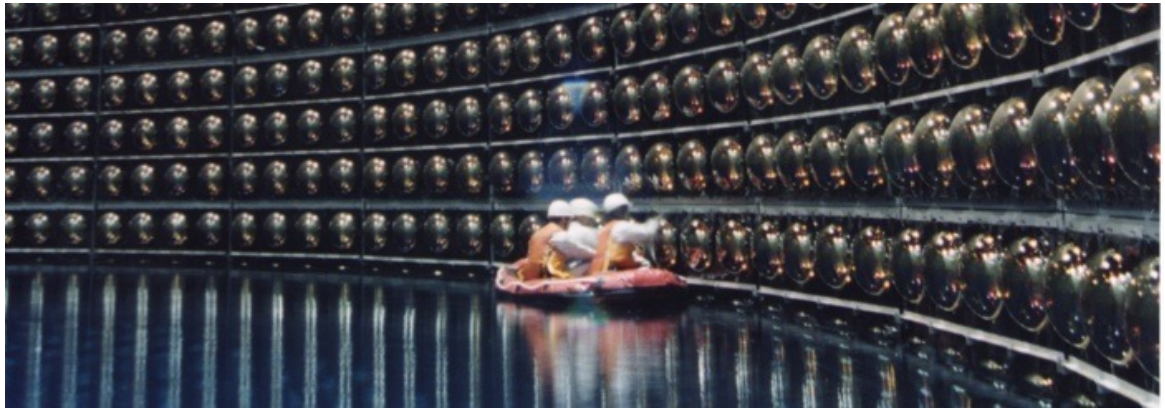
  Detectan *pp*-neutrinos. Miden $\sim 60\%$ del flujo esperado.

- Super-Kamiokande. Dispersión elástica de ν y moléculas de agua

$$\nu_x + e^- \to \nu_x + e^- \quad \text{with } x = e, \mu \quad \text{at} \quad E_{th} = 5 \text{ MeV}.$$

  Miden $\sim 45\%$ del flujo esperado.
  50kT de agua, 40 m de alto y de diámetro y 1000m bajo tierra.



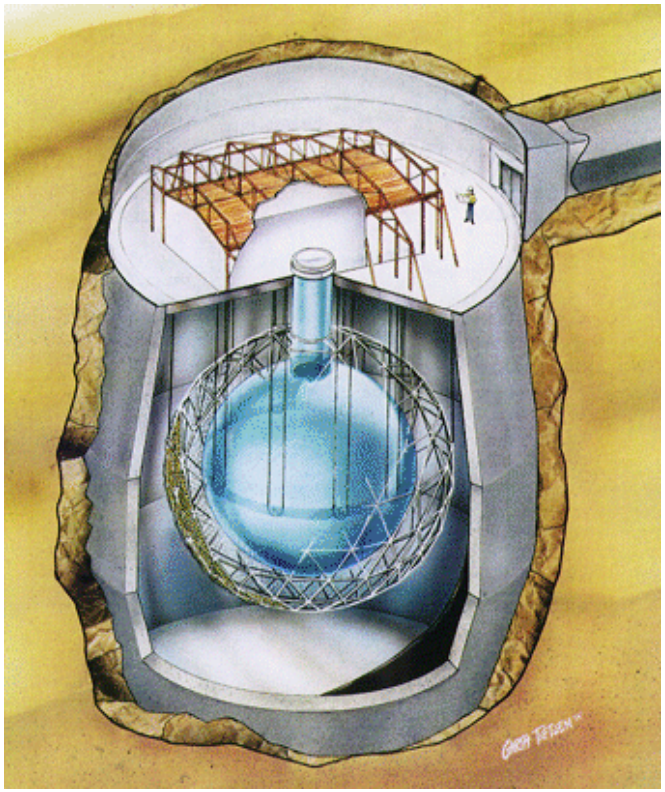


Neutrinos solares: desaparición de ν_e's

SNO. Detector Cherenkov con agua pesada y miden Φ_{ν_e} y Φ_{tot}.

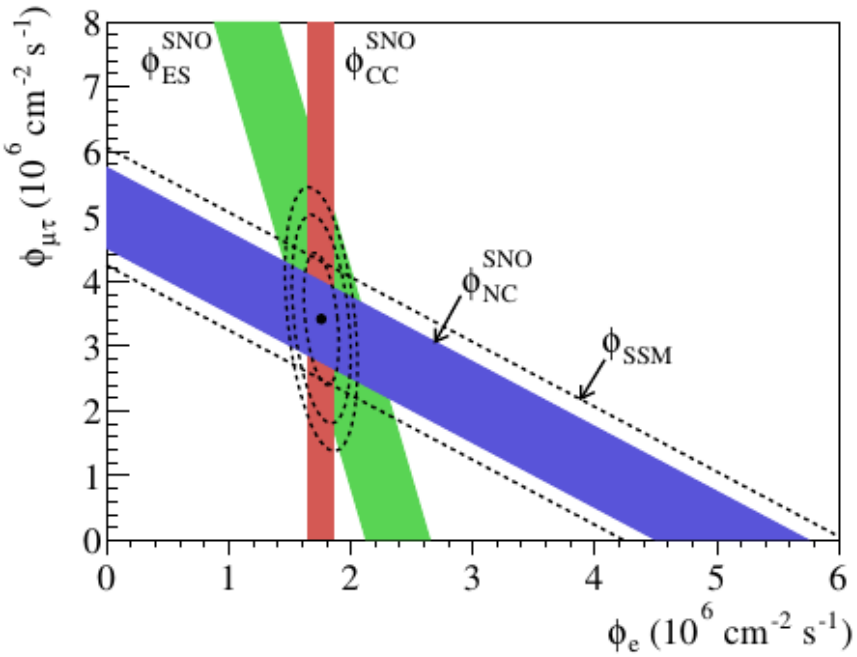
$$\nu_x + e^- \to \nu_x + e^- \qquad \text{by CC and NC}$$
$$\nu_e + d \to e^- + p + p \qquad \text{by CC}$$
$$\nu_x + d \to \nu_x + p + n \qquad \text{by NC.}$$

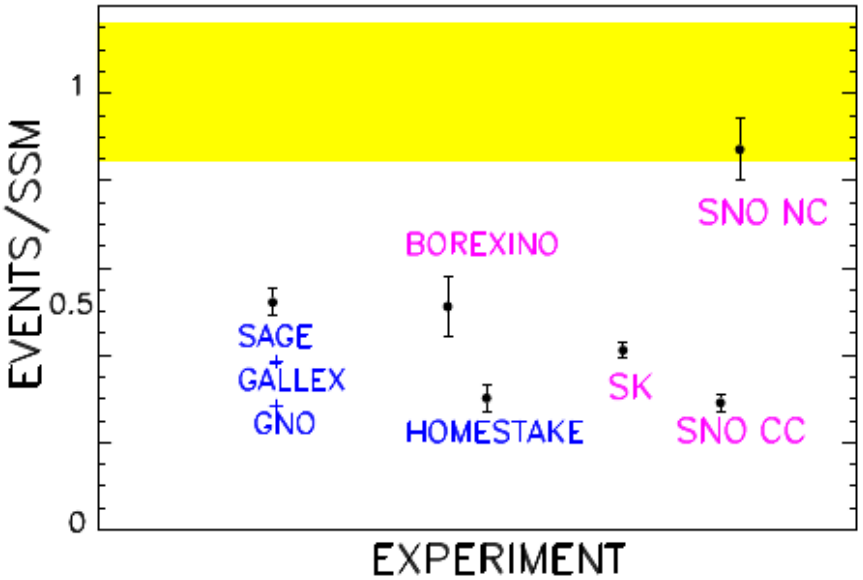
1000T de agua pesada. 6m de radio.



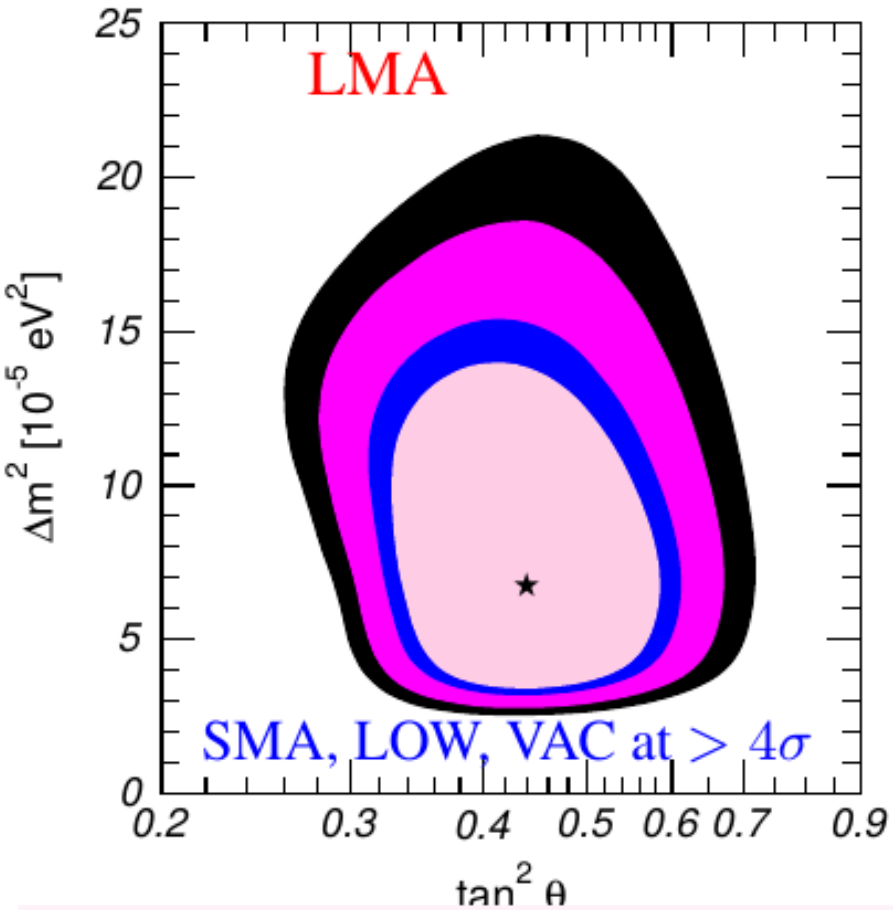
Neutrinos solares: desaparición de ν_e's

ES	$\nu_x e^- \to \nu_x e^-$	$\Phi_{^8\mathrm{B}}^{\mathrm{SK,ES}} = (2.35 \pm 0.08) \times 10^6\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
CC	$\nu_e d \to pp e^-$	$\Phi_{^8\mathrm{B}}^{\mathrm{SNO,CC}} = (1.68 \pm 0.1) \times 10^6\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
NC	$\nu_x d \to \nu_x d$	$\Phi_{^8\mathrm{B}}^{\mathrm{SNO,NC}} = (4.94 \pm 0.42) \times 10^6\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$





Neutrinos solares: desaparición de ν_e's



Best fit

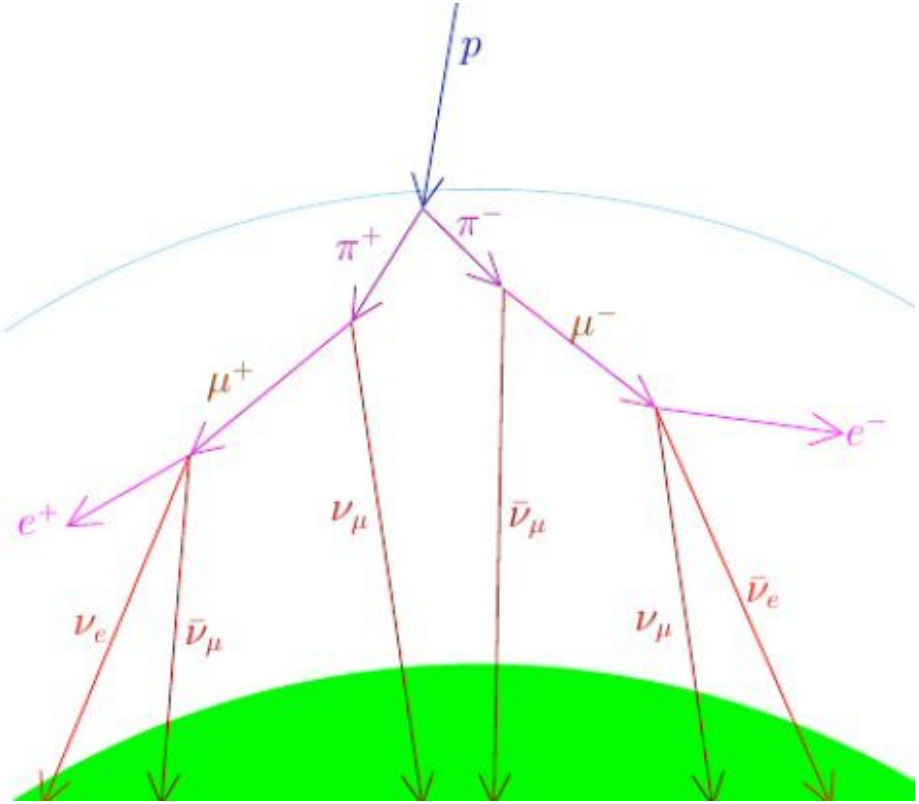
$\Delta m^2 \sim 7 \times 10^{-5}$ eV^2

$\tan^2\theta \sim 0.4 \Rightarrow \theta \sim \frac{\pi}{6}$

Neutrinos atmosféricos

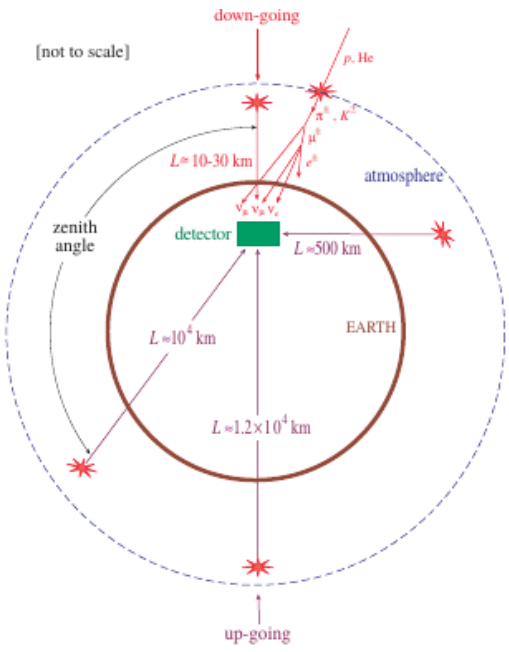
$\nu_{e,\mu}$ producidos por la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera. $E_\nu \sim 0.1 - 10^3$ GeV. $\frac{\Phi_{\nu_\mu}}{\Phi_{\nu_e}} \sim 2.$

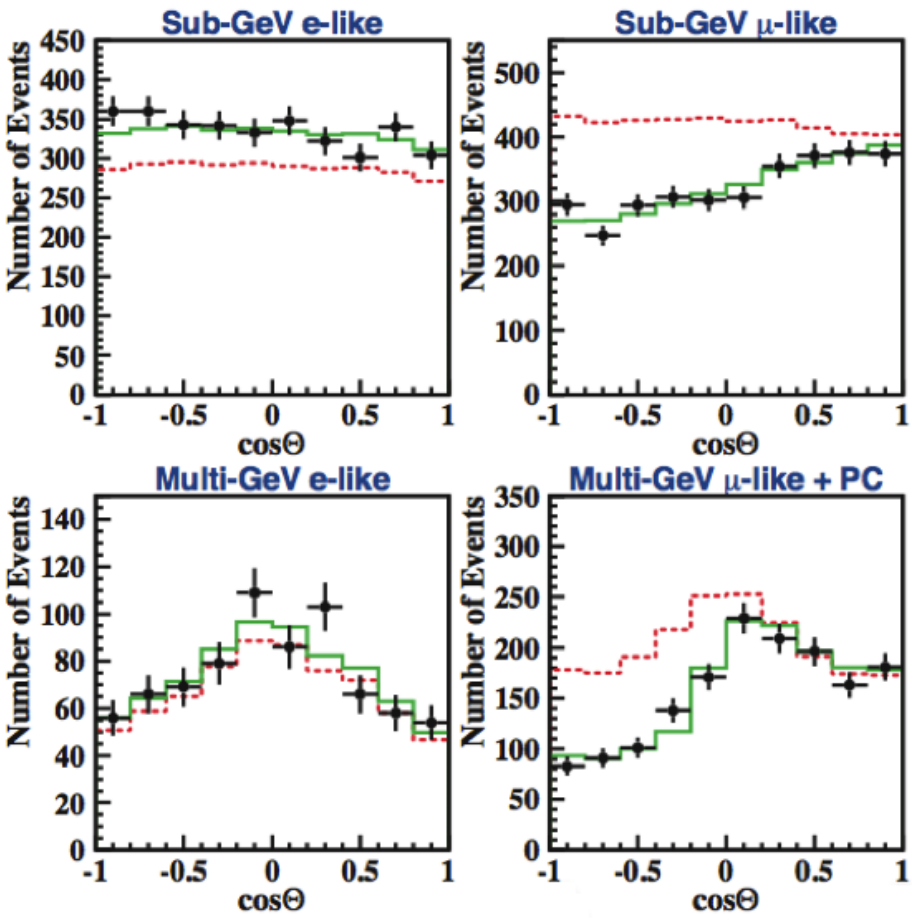
$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \to \mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$
$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \to \ \mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

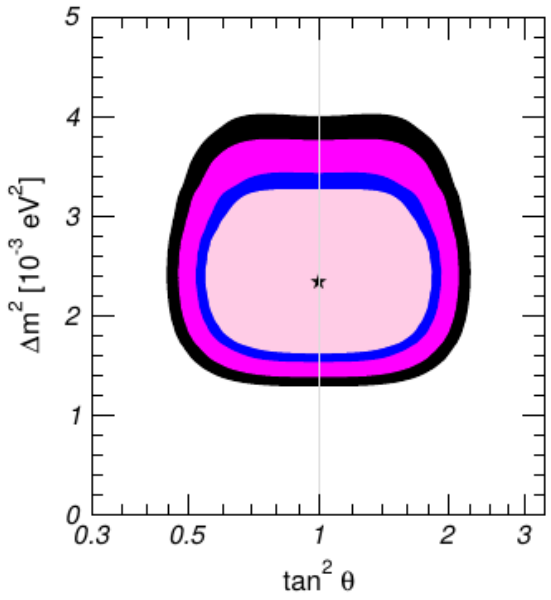


Neutrinos atmosféricos: desaparición de ν_μ's

- ν_e en acuerdo con ME.
- ν_u: deficit aumenta con L y disminuye con E.

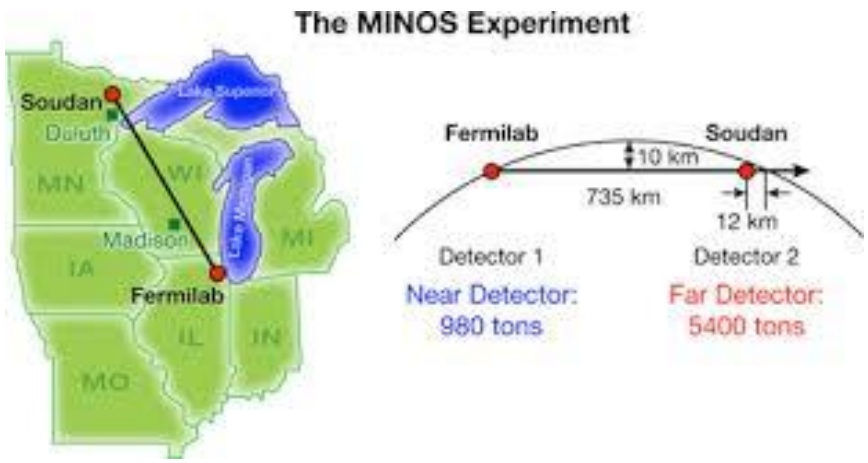


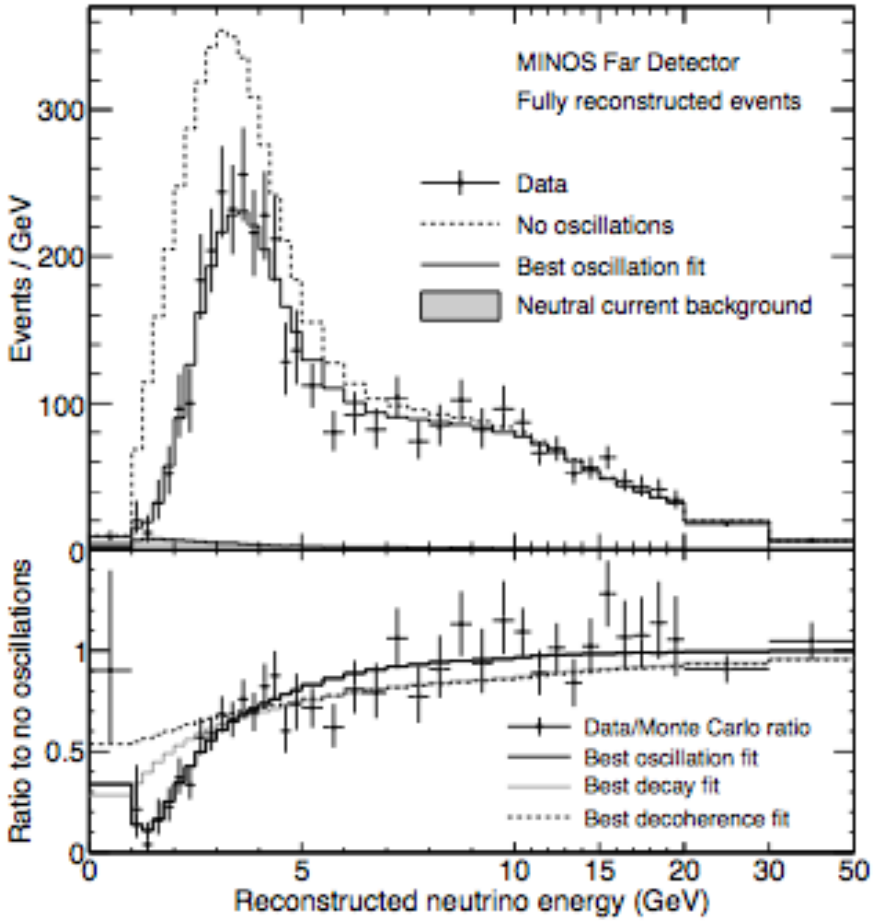




Neutrinos de aceleradores: K2K/T2K, MINOS

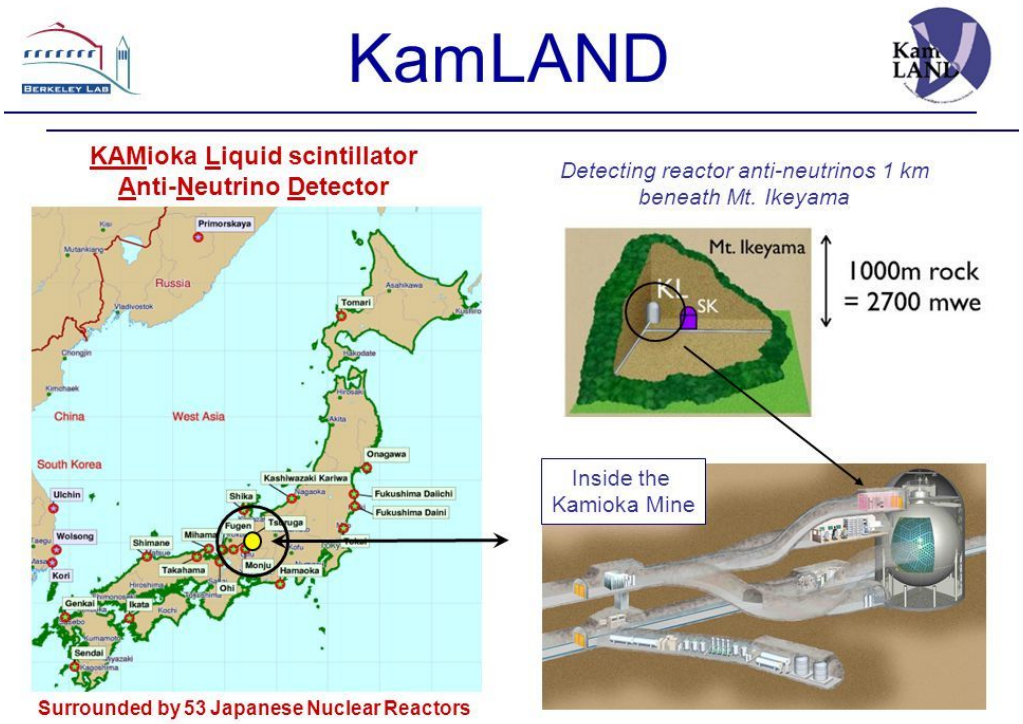
- $E_\nu \sim 1 - 10$ GeV y $L = 250$ y 735 km.
- Control sobre la producción de piones.
- Confirmación de las oscilaciones de ν_μ (desaparación) y acuerdo con masas y mezcla ATM.

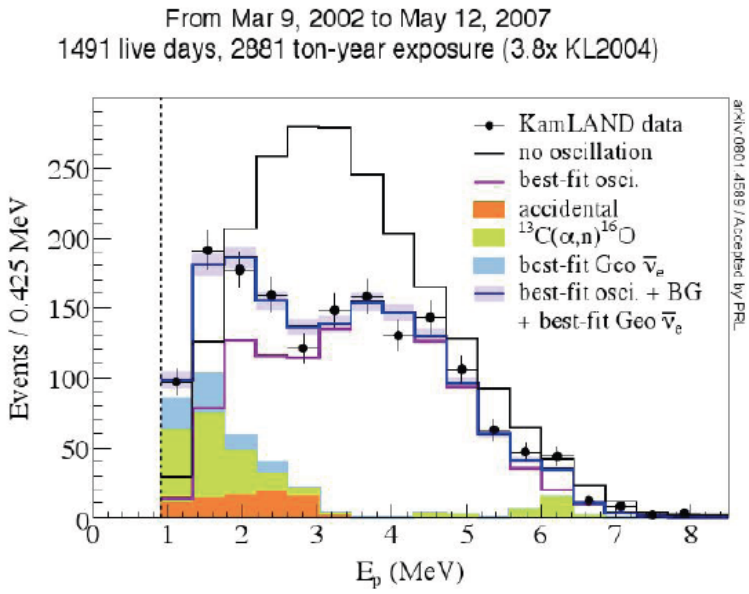




Neutrinos de reactores: KamLAND

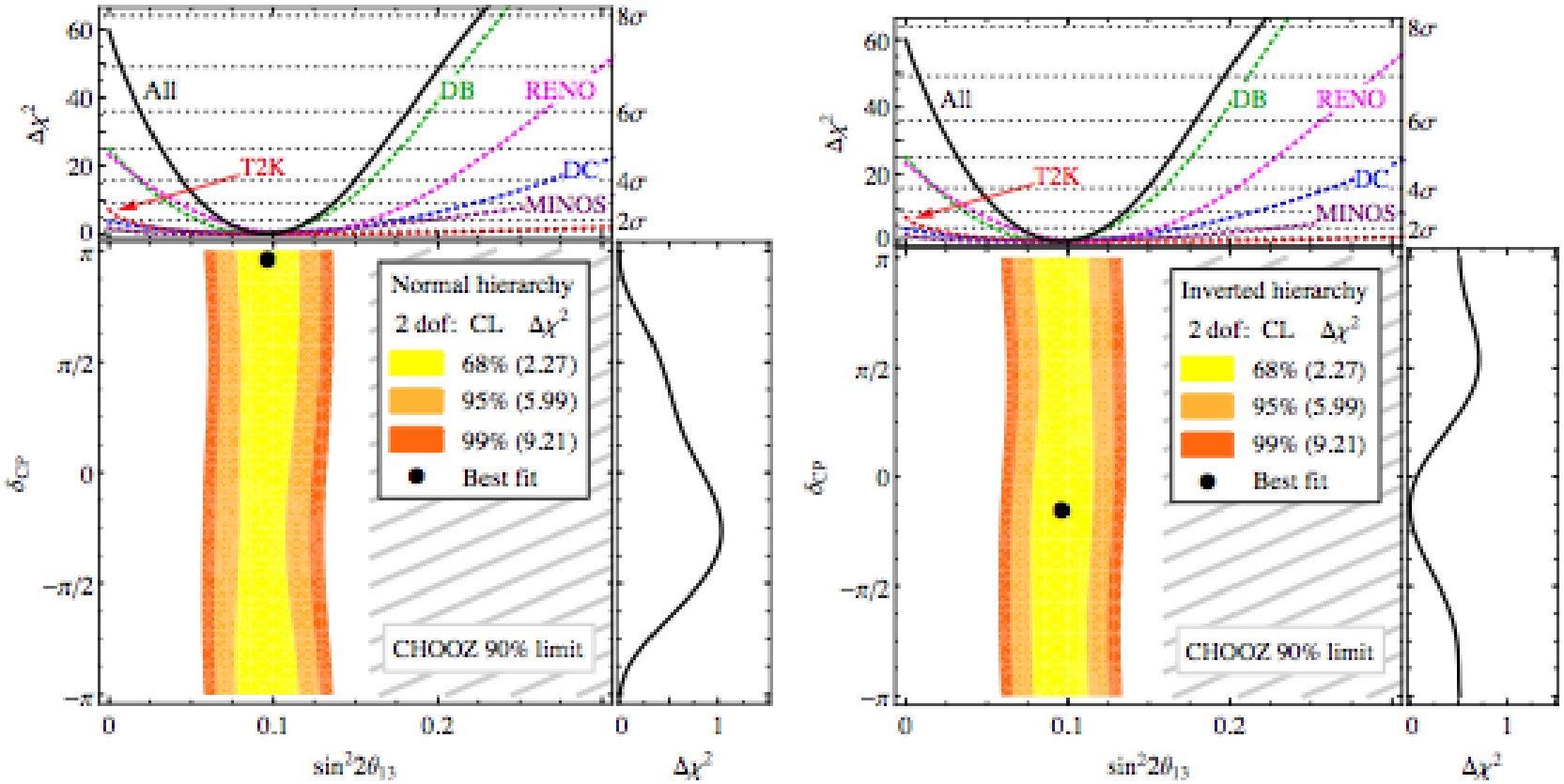
- $E_\nu \sim 1 - 10$ MeV y $L \sim 180$.
- Búsqueda de $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e$ (como los solares).
- Confirmación de las oscilaciones de ν_e y acuerdo con masas y mezcla solar: $\Delta m^2 \sim 8 \times 10^{-5}$ eV^2 y $\tan^2\theta = 0.40$.



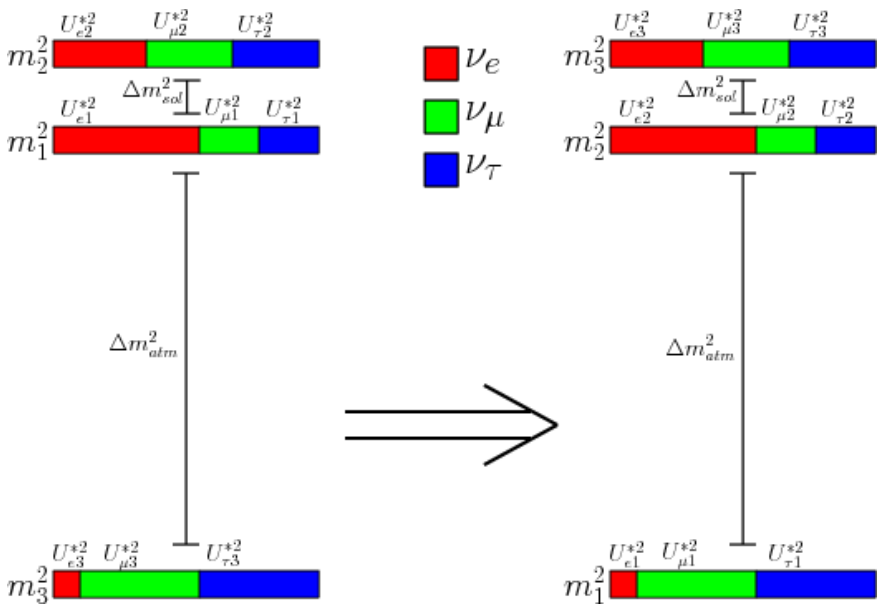


Un nuevo ángulo: DayaBay,T2K,MINOS,RENO,DC

- Aparición de ν_e en $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$.
- Confirmación un nuevo ángulo de mezcla $\sim 8^o$ con $\Delta m^2 \sim 3 \times 10^{-3}$ eV^2.



Status



parameter	best fit $\pm 1\sigma$	2σ range	3σ range
Δm^2_{21} $[10^{-5}\mathrm{eV}^2]$	$7.60^{+0.19}_{-0.18}$	7.26–7.99	7.11–8.18
$\lvert\Delta m^2_{31}\rvert$ $[10^{-3}\mathrm{eV}^2]$ (NH)	$2.48^{+0.05}_{-0.07}$	2.35–2.59	2.30–2.65
$\lvert\Delta m^2_{31}\rvert$ $[10^{-3}\mathrm{eV}^2]$ (IH)	$2.38^{+0.05}_{-0.06}$	2.26–2.48	2.20–2.54
$\sin^2\theta_{12}/10^{-1}$	3.23±0.16	2.92–3.57	2.78–3.75
$\theta_{12}/^\circ$	34.6±1.0	32.7–36.7	31.8–37.8
$\sin^2\theta_{23}/10^{-1}$ (NH)	$5.67^{+0.32}_{-1.28}$ [a]	4.13–6.23	3.92 – 6.43
$\theta_{23}/^\circ$	$48.9^{+1.9}_{-7.4}$	40.0–52.1	38.8–53.3
$\sin^2\theta_{23}/10^{-1}$ (IH)	$5.73^{+0.25}_{-0.43}$	4.32–6.21	4.03–6.40
$\theta_{23}/^\circ$	$49.2^{+1.5}_{-2.5}$	41.1–52.0	39.4–53.1
$\sin^2\theta_{13}/10^{-2}$ (NH)	2.34±0.20	1.95–2.74	1.77–2.94
$\theta_{13}/^\circ$	8.8±0.4	8.0–9.5	7.7–9.9
$\sin^2\theta_{13}/10^{-2}$ (IH)	2.40±0.19	2.02–2.78	1.83–2.97
$\theta_{13}/^\circ$	8.9±0.4	8.2–9.6	7.8–9.9
δ/π (NH)	$1.34^{+0.64}_{-0.38}$	0.0–2.0	0.0–2.0
$\delta/^\circ$	241^{+115}_{-68}	0–360	0–360
δ/π (IH)	$1.48^{+0.34}_{-0.32}$	0.0–0.14 & 0.81-2.0	0.0–2.0
$\delta/^\circ$	266^{+61}_{-58}	0–25 & 146–360	0–360

Modelo Estándar

- Teoría gauge basada el grupo de simetría ($Q = T_3 + Y/2$):

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \to SU(3)_c \times U(1)_Q.$$

- 3 generaciones de fermiones

$$Q_u = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad Q_c = \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \quad Q_t = \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} \sim (3, 2, 1/6),$$

$$u_R, c_R, t_R \sim (3, 1, 4/3), \qquad d_R, s_R, b_R \sim (3, 1, -2/3),$$

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad L_\mu = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \quad L_\tau = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix} \sim (1, 2, -1),$$

$$e_R, \mu_R, \tau_R \sim (1, 1, -2).$$

- De los neutrinos:
  - Son parte de un doblete de $SU(2)_L$ con $T_{3L} = 1/2$.
  - No tienen interacciones electromagnéticas y de color.
  - No hay neutrinos derechos.
- Bosones gauge: $G^\mu, W^\mu_{1,2,3}, B^\mu \to G^\mu, W^{\pm\mu}, Z^{0\mu}, A^\mu$.

Modelo Estándar

- Rompimiento espontáneo de la simetría: mecanismo Higgs.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \sim (1,2,1), \qquad \mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi),$$

$$D^\mu = \partial^\mu + igT_a W_a^\mu + ig' \frac{Y_\phi}{2} B^\mu, \qquad V = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2.$$

Si $\mu^2 < 0$ el vacío es degenerado y la simetría puede ser rota espontáneamente cuando el campo de Higgs adquiere un vev

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

- Masas de los bosones gauge:

$$m_W = \frac{gv}{2}, \qquad m_z = \frac{gv}{2\cos\theta_W}, \qquad \tan\theta_W = \frac{g'}{g}.$$

Modelo Estándar

- Masas de los fermiones:

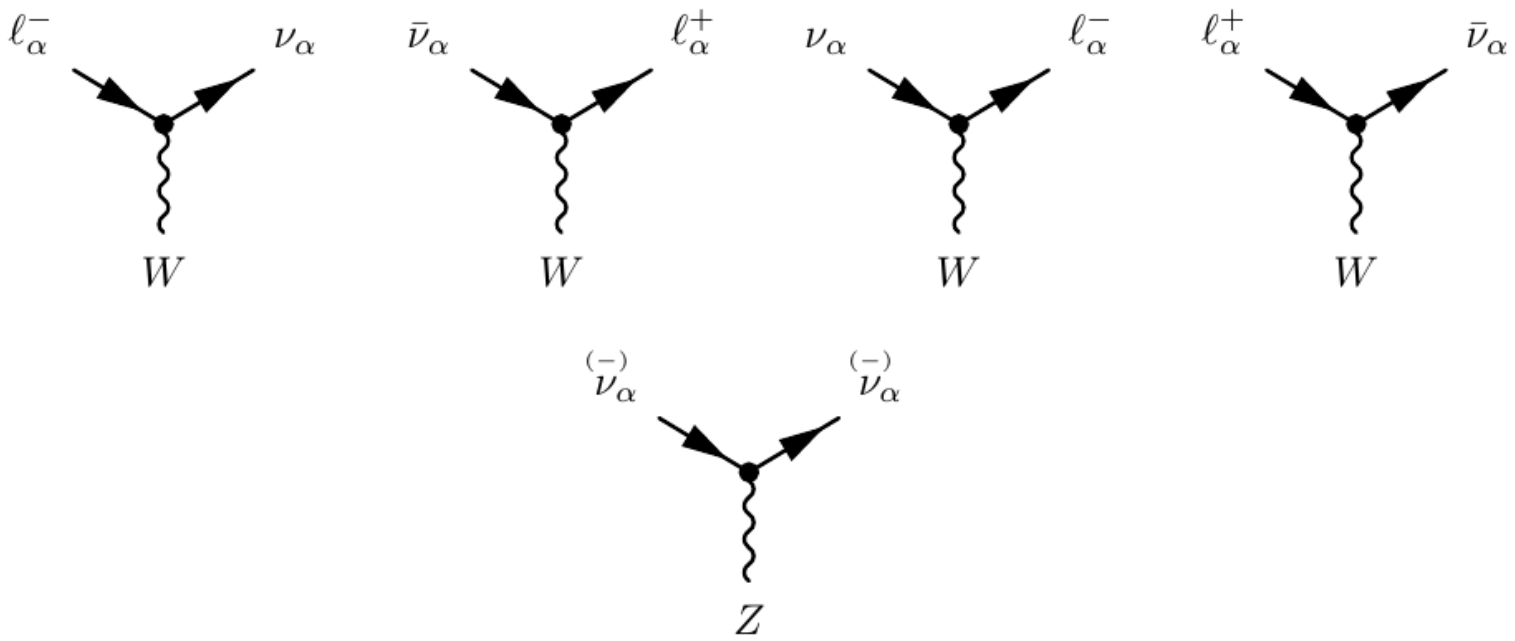
$$-\mathcal{L}_Y = y^d_{\alpha\beta}\bar{Q}_\alpha\phi d_\beta + y^u_{\alpha\beta}\bar{Q}_\alpha\tilde{\phi}u_\beta + y^l_{\alpha\beta}\bar{L}_\alpha\phi e_\beta + h.c., \qquad \tilde{\phi} = i\sigma_2\phi^*.$$

$$(m^u)_\alpha = y^u_\alpha v/\sqrt{2}\ \ ,(m^d)_\alpha = h^d_\alpha v/\sqrt{2}\ \ ,(m^e)_\alpha = y^e_\alpha v/\sqrt{2}\,.$$

No hay un término de masa de Dirac para los neutrinos porque el ME no contiene ν_R: $m_D(\bar{\nu}_L\nu_R + \bar{\nu}_R\nu_L)$.

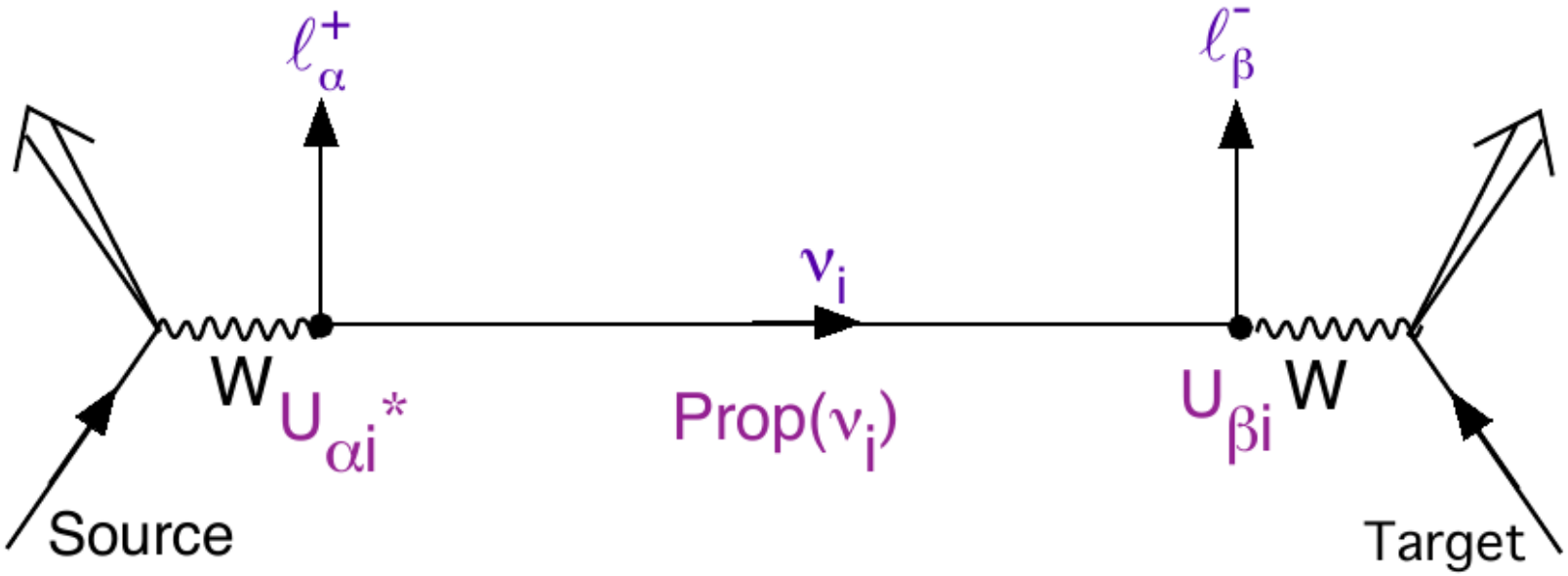
- Interacción electodébil y los neutrinos:

$$\mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{NC} = \frac{ig}{\sqrt{2}}\sum_\ell \bar{\nu}_{L\ell}\gamma^\mu\ell^-_L W^+_\mu + \frac{ig}{2\cos\theta_W}\sum_\ell \bar{\nu}_{L\ell}\gamma^\mu\nu_{L\ell}Z^0_\mu + \text{h.c.}.$$



Oscilaciones de neutrinos: teoría.

- Los neutrinos son producidos por interacciones débiles cargadas: autoestados de sabor (débiles) $\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$.
- La matriz de masa de los neutrinos en la base de sabor es en general no diagonal.
- Esto implica que los autoestados de masa (los que se propagan) $\nu_i = \nu_1, \nu_2, \nu_3$ son diferentes de los auestados débiles.
- Por tanto la probabilidad de encontrar un neutrino que fue creado en cierto sabor y que se mantenga o cambie de sabor oscila con el tiempo.



Oscilaciones de neutrinos: teoría.

$$-\mathcal{L}_{W+m} = \frac{g}{\sqrt{2}}\,\overline{e}'_{aL}\,\gamma^{\mu}\,\nu'_{aL}\,W^{-}_{\mu} + (m_l)_{ab}\overline{e}'_{aL}e'_{bR} + (m_D)_{ab}\,\overline{\nu}'_{aL}\nu'_{bR} + h.c.$$

$$e'_L = V_L\,e_L\,,\;\; e'_R = V_R\,e_R \;\; \nu'_L = U_L\,\nu_L\,,\;\; \nu'_R = U_R\,\nu_R\,,$$

$$V_L^{\dagger}\,m_l\,V_R = (m_l)_{diag} \qquad\qquad U_L^{\dagger}\,m_D\,U_R = (m_D)_{diag}\,.$$

$$-\mathcal{L}_{W+m} = \frac{g}{\sqrt{2}}\,\overline{e_i}\,\gamma^{\mu}\,(V_L^{\dagger}U_L)_{ij}\,\nu_{Lj}\,W^{-}_{\mu} + m_{li}\overline{e}_{Li}e_{Ri} + m_{Di}\,\overline{\nu}_{Li}\nu_{Ri} + h.c.\,,$$

Matriz de mezcla leptónica o Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata

$$U = U_{PMNS} = V_L^{\dagger}U_L.$$

$$\text{Estados de sabor:}\;\; |\nu_{\alpha}(t)\rangle = \sum_{i=1}^{n} U^{*}_{\alpha i}\,|\nu_i(t)\rangle\,,$$

- Expansión en ondas planas.
- Todos los $|\nu_i\rangle$ tienen el mismo momento p y $E_i = \sqrt{p^2c^2 + m_i^2c^4}$.

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-\frac{iE_it}{\hbar}}\,|\nu_i(0)\rangle$$

Oscilaciones de neutrinos: teoría.

Probabilidad de transición al estado de sabor β

$$
\begin{aligned}
P_{\alpha\beta}(t) &= |A_{\alpha\beta}(t)|^2 = |\langle \nu_\alpha(t)|\nu_\beta\rangle|^2 \\
&= |\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} U_{\alpha i}U^*_{\beta j}\langle \nu_i(t)|\nu_j(0)\rangle|^2 \\
&= \left|\sum_{i=1}^{n} U_{\alpha i}U^*_{\beta i} e^{-\frac{iE_i t}{\hbar}}\right|^2 .
\end{aligned}
$$

$$
E_i = pc + \frac{m_i^2 c^3}{2p} = E + \frac{m_i^2 c^4}{2E}, \qquad L \simeq ct
$$

$$
P_{\alpha\beta}(L) = \sum_{i,j=1}^{n} U_{\alpha i}U^*_{\beta i}U^*_{\alpha j}U_{\beta j} e^{-\frac{i\Delta m_{ij} c^3}{2E\hbar}L}, \qquad \Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2.
$$

Oscilaciones de neutrinos: 2 generaciones.

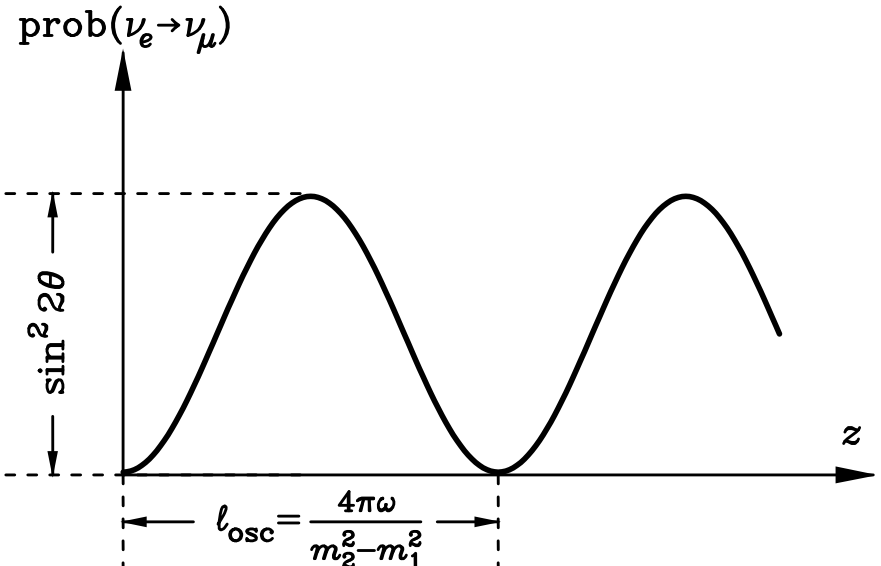
$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta_0 & \sin\theta_0 \\ -\sin\theta_0 & \cos\theta_0 \end{pmatrix}, \qquad \begin{cases} |\nu_e\rangle = c\,|\nu_1\rangle + s\,|\nu_2\rangle\,, \\ |\nu_\mu\rangle = -s\,|\nu_1\rangle + c\,|\nu_2\rangle\,. \end{cases}$$

$$P(\nu_e \to \nu_\mu;\, t) = P(\nu_\mu \to \nu_e;\, t) = \sin^2 2\theta_0\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E} t\right).$$

$$P(\nu_e \to \nu_e;\, t) = P(\nu_\mu \to \nu_\mu;\, t) = 1 - P(\nu_e \to \nu_\mu;\, t).$$

$$P(\nu_e \to \nu_\mu;\, L) = \sin^2 2\theta_0\, \sin^2\left(\pi \frac{L}{l_{osc}}\right),$$

$$l_{osc} = \frac{2\pi}{E_2 - E_1} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \simeq 2.48\, m\, \frac{E\,(\mathrm{MeV})}{\Delta m^2\,(\mathrm{eV}^2)} = 2.48\, km\, \frac{E\,(\mathrm{GeV})}{\Delta m^2\,(\mathrm{eV}^2)}$$



Oscilaciones de neutrinos: 3 generaciones.

Una matriz unitaria compleja $n \times n$ tiene $n(n-1)/2$ ángulos y $n(n+1)/2$ fases. Si $n = 3 \Rightarrow 3$ ángulos y una fase (de Dirac).

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \nu_{2L} \\ \nu_{3L} \end{pmatrix} .$$

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}\, c_{13} & s_{12}\, c_{13} & s_{13}\, e^{-i\delta} \\ -s_{12}\, c_{23} - c_{12}\, s_{23}\, s_{13}\, e^{i\delta} & c_{12}\, c_{23} - s_{12}\, s_{23}\, s_{13}\, e^{i\delta} & s_{23}\, c_{13} \\ s_{12}\, s_{23} - c_{12}\, c_{23}\, s_{13}\, e^{i\delta} & -c_{12}\, s_{23} - s_{12}\, c_{23}\, s_{13}\, e^{i\delta} & c_{23}\, c_{13} \end{pmatrix} .$$

$$|\Delta m^2_{21}| \ll |\Delta m^2_{31}| \simeq |\Delta m^2_{32}|.$$

$m_1 \ll (\lesssim)\, m_2 \ll m_3$ (jerarquía directa) $m_3 \ll m_1 \approx m_2$ (invertida).

Oscilaciones de neutrinos: 3 generaciones.

Si $\frac{\Delta m^2_{21}}{2E} L \ll 1$. (exp. atmosféricos, reactor, acelerador)

$$P(\nu_a \to \nu_b;\, L) = 4|U_{a3}|^2\, |U_{b3}|^2\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{31}}{4E}\, L\right) .$$

$$P(\nu_e \to \nu_\mu;\, L) = 4|U_{e3}|^2\, |U_{\mu 3}|^2\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{31}}{4E}\, L\right) = s^2_{23}\, \sin^2 2\theta_{13}\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{31}}{4E}\, L\right) ,$$

$$P(\nu_e \to \nu_\tau;\, L) = 4|U_{e3}|^2\, |U_{\tau 3}|^2\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{31}}{4E}\, L\right) = c^2_{23}\, \sin^2 2\theta_{13}\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{31}}{4E}\, L\right) ,$$

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau;\, L) = 4|U_{\mu 3}|^2\, |U_{\tau 3}|^2\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{31}}{4E}\, L\right) = c^4_{13}\, \sin^2 2\theta_{23}\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{31}}{4E}\, L\right) ,$$

$$P(\nu_e \to \nu_e;\, L) = 1 - \sin^2 2\theta_{13}\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{31}}{4E}\, L\right) .$$

Oscilaciones de neutrinos: 3 generaciones.

Si $\frac{\Delta m^2_{31}}{2E} L \simeq \frac{\Delta m^2_{32}}{2E} L \gg 1$. (exp. solar, LB reactor (KamLAND))

$$P(\nu_e \to \nu_e) \simeq c_{13}^4 P + s_{13}^4 \,,$$

$$P = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \, \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2_{21}}{4E} \, L \right) \,.$$

Si $U_{e3} = 0$

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \to \nu_\mu;\, L) &= c_{23}^2 \sin^2 2\theta_{12} \, \sin^2 \Delta_{21} \,, \\
P(\nu_e \to \nu_\tau;\, L) &= s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{12} \, \sin^2 \Delta_{21} \,, \\
P(\nu_\mu \to \nu_\tau;\, L) &= \sin^2 2\theta_{23} \, (-s_{12}^2 \, c_{12}^2 \sin^2 \Delta_{21} + s_{12}^2 \, \sin^2 \Delta_{31} + c_{12}^2 \sin^2 \Delta_{32}
\end{aligned}$$

con $\Delta_{ij} \equiv (\Delta m^2_{ij}/4E)L$.

Oscilaciones de neutrinos: 3 generaciones.

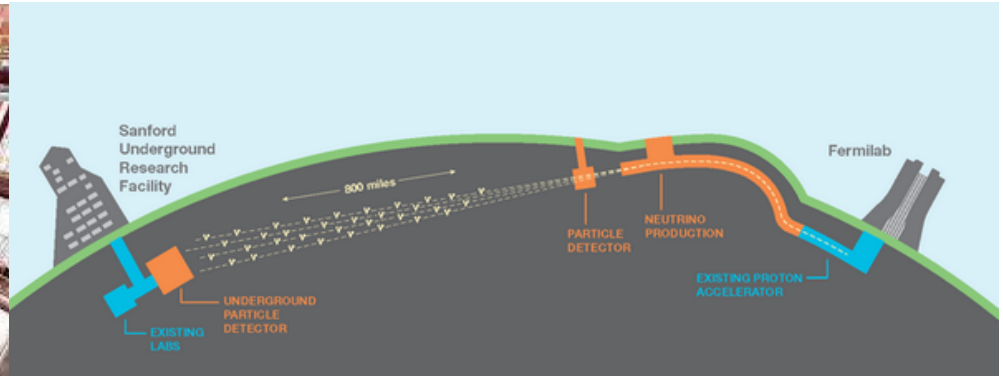
Toda teoría cuántica de campos local e invariante de Lorentz es invariante bajo la simetría CPT.

$$\Delta P^{CP}_{\alpha\beta} = P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta),$$
$$\Delta P^{T}_{\alpha\beta} = P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) - P(\nu_\beta \to \nu_\alpha),$$
$$\Delta P^{CPT}_{\alpha\beta} = P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\beta \to \bar{\nu}_\alpha).$$

$$\Delta P^{CP}_{e\mu} = \Delta P^{CP}_{\mu\tau} = \Delta P^{CP}_{\tau e} = \Delta P.$$

$$\Delta P = -4 s_{12} c_{12} c_{13}^2 s_{23} c_{23} \sin\delta \left[\sin\left(\frac{\Delta m^2_{12} L}{2E}\right) + \sin\left(\frac{\Delta m^2_{23} L}{2E}\right) + \sin\left(\frac{\Delta m^2_{31} L}{2E}\right) \right].$$

δ puede tener profundas implicaciones en la asimetría materia-antimateria.



Neutrinos en la materia

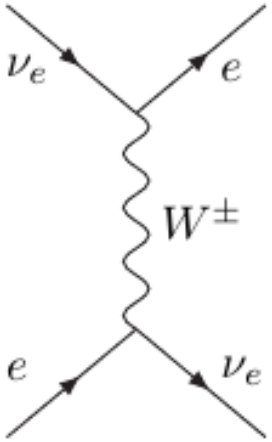
- Interacción $\nu - p$: $\sigma_{IS} \sim \frac{G_F^2 E^2}{\pi} \sim 10^{-43}\text{cm}^2$ para $E_\nu \sim 1$ MeV.
- Si $\Phi_\nu^{Tierra} \sim 10^{10}$ solo uno se vería afectado.
- Forward elastic coherent scattering: ν y el medio no cambian.

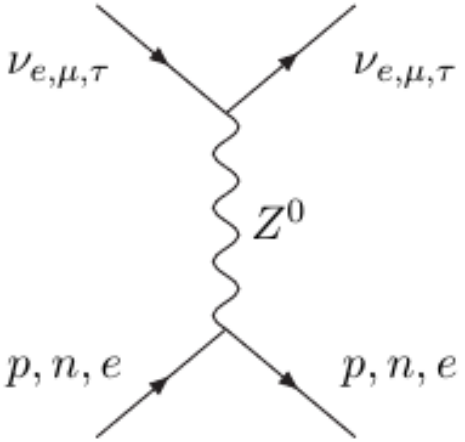
$$H_{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\,[\bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu_e][\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)e] = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\,[\bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma_5)e][\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)\nu_e].$$

$$H_{eff}(\nu_e) = \langle H_{CC}\rangle_{electron} \equiv \bar{\nu}_e V_e \nu_e\,.$$

$$\langle\bar{e}\gamma_0 e\rangle = \langle e^\dagger e\rangle = N_e\,, \langle\bar{e}\boldsymbol{\gamma} e\rangle = \langle\mathbf{v}_e\rangle\,, \langle\bar{e}\gamma_0\gamma_5 e\rangle = \langle\frac{\boldsymbol{\sigma}_e\mathbf{p}_e}{E_e}\rangle\,, \langle\bar{e}\boldsymbol{\gamma}\gamma_5 e\rangle = \langle\boldsymbol{\sigma}_e\rangle\,,$$

$$V_e = \sqrt{2}\,G_F\left(N_e - \frac{N_n}{2}\right), V_\mu = V_\tau = \sqrt{2}\,G_F\left(-\frac{N_n}{2}\right).$$





Neutrinos en la materia

$$\nu_{fl} = U\nu_m, \qquad U = \begin{pmatrix} \cos\theta_0 & \sin\theta_0 \\ -\sin\theta_0 & \cos\theta_0 \end{pmatrix},$$

$$i(d/dt)|\nu_m\rangle = H_m|\nu_m\rangle, \quad H_m = diag(E_1,\, E_2).$$

$$i(d/dt)|\nu_{fl}\rangle = H_{fl}|\nu_{fl}\rangle = UH_mU^\dagger|\nu_{fl}\rangle.$$

$$H_{fl} = \begin{pmatrix} \left(p + \frac{m_1^2+m_2^2}{4E}\right) - \frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta_0 & \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta_0 \\ \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta_0 & \left(p + \frac{m_1^2+m_2^2}{4E}\right) + \frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta_0 \end{pmatrix}.$$

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta_0 & \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta_0 \\ \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta_0 & \frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta_0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta_0 + \sqrt{2}\,G_F N_e & \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta_0 \\ \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta_0 & \frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta_0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}.$$

Neutrinos en la materia

$$\nu_A = \nu_e \cos\theta + \nu_\mu \sin\theta\,, \qquad \tan 2\theta = \frac{\frac{\Delta m^2}{2E}\sin 2\theta_0}{\frac{\Delta m^2}{2E}\cos 2\theta_0 - \sqrt{2}\,G_F\,N_e}\,.$$

$$\nu_B = -\nu_e \sin\theta + \nu_\mu \cos\theta\,,$$

Oscilaciones en la materia:

$$P(\nu_e \to \nu_\mu;\, L) = \sin^2 2\theta\, \sin^2\left(\pi \frac{L}{l_m}\right)\,,$$

$$l_m = \frac{2\pi}{E_A - E_B} = \frac{2\pi}{\sqrt{\left(\frac{\Delta m^2}{2E}\cos 2\theta_0 - \sqrt{2}\,G_F\,N_e\right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2}{2E}\right)^2 \sin^2 2\theta_0}}\,.$$

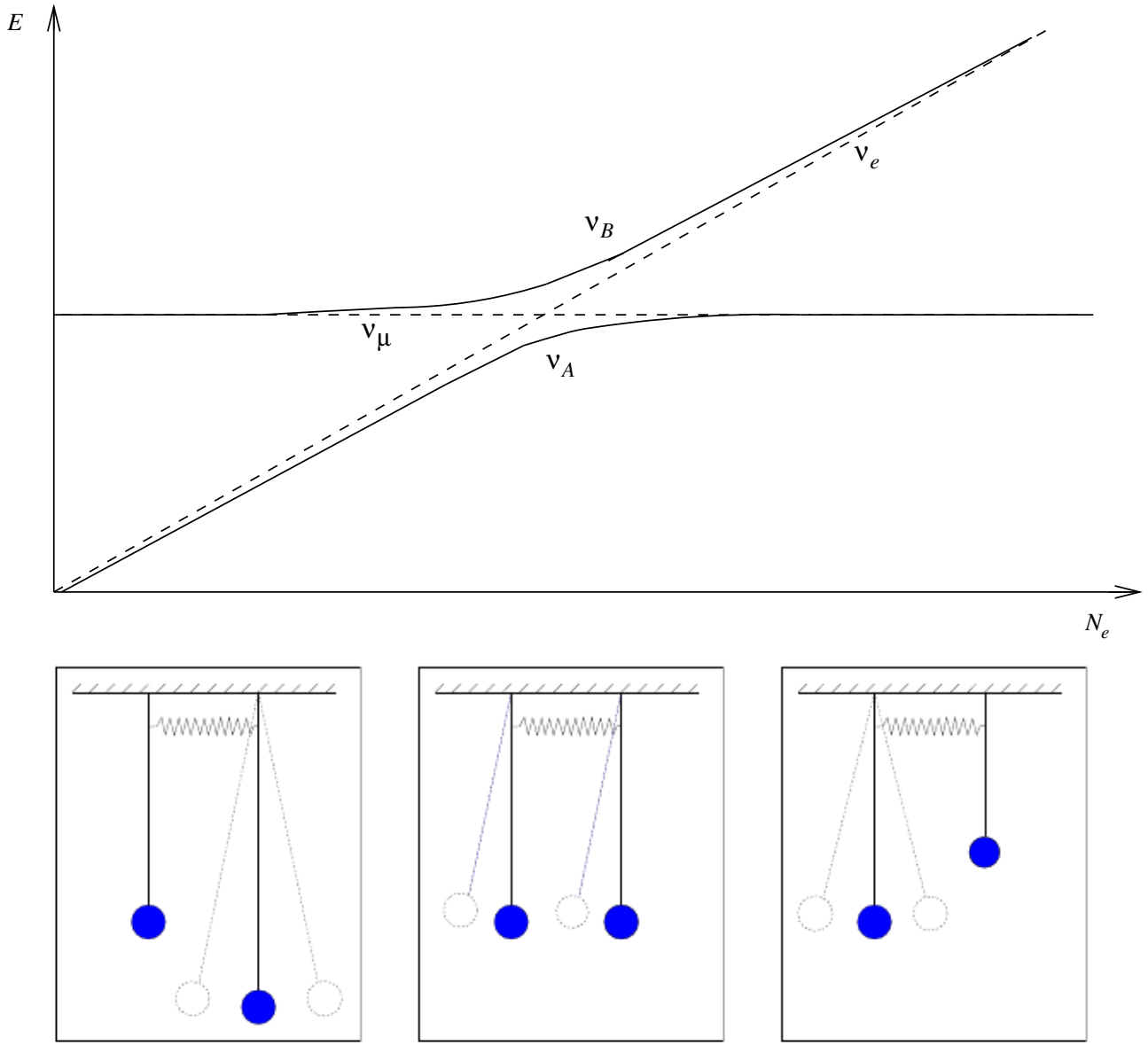
Amplitud de la oscilación:

$$\sin^2 2\theta = \frac{\left(\frac{\Delta m^2}{2E}\right)^2 \sin^2 2\theta_0}{\left(\frac{\Delta m^2}{2E}\cos 2\theta_0 - \sqrt{2}\,G_F\,N_e\right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2}{2E}\right)^2 \sin^2 2\theta_0}$$

Resonancia MSW: $\sin^2 2\theta = 1$

$$\sqrt{2}\,G_F\,N_e = \frac{\Delta m^2}{2E}\cos 2\theta_0.$$

LMA solution



Espinores de Weyl, Dirac y Majorana

Proyectores de quiralidad :

$$P_L = \frac{1-\gamma_5}{2}\,, P_R = \frac{1+\gamma_5}{2}\,,$$

$$P_L^2 = P_L\,, P_R^2 = P_R\,, P_L P_R = P_R P_L = 0\,, P_L + P_R = 1\,.$$

Proyector de helicidad

$$P_\pm = \frac{1}{2}\left(1 \mp \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|}\right)\,.$$

Operador conjugación partícula-antipartícula $\hat{C}$:

$$\hat{C}:\ \psi \to \psi^c = C\bar{\psi}^T\,, C = i\gamma_2\gamma_0\,.$$

$$C^\dagger = C^T = C^{-1} = -C\,, C\gamma_\mu C^{-1} = -\gamma_\mu^T\,.$$

Espinores de Weyl, Dirac y Majorana

$$(\psi^c)^c = \psi\,, \quad \overline{\psi^c} = \psi^T C\,, \quad \overline{\psi_1}\psi_2^c = \overline{\psi_2^c}\psi_1\,,$$

ψ, ψ_1, ψ_2 son fermiones de 4 componentes.

$$\hat{C}:\ \psi_L \to (\psi_L)^c = (\psi^c)_R\,, \qquad \psi_R \to (\psi_R)^c = (\psi^c)_L\,,$$

Término de masa de Dirac

$$-\mathcal{L}_m = m\bar{\psi}\psi = \overline{(\psi_L + \psi_R)}(\psi_L + \psi_R) = \overline{\psi_L}\psi_R + \overline{\psi_R}\psi_L\,,$$

$$\text{Fermión de Dirac}\ \ \psi = \psi_L + \psi_R\,.$$

Fermión de Majorana $\psi = \psi_L + \eta(\psi^c)_R = \psi_L + \eta(\psi_L)^c\,.$ $\qquad \psi^c = \eta^*\psi\,.$

Masas de Majorana

Para n fermiones de Majorana

$$-\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}\left[\overline{(\psi_L)^c} M \psi_L + \overline{\psi_L} M^\dagger (\psi_L)^c\right] = \frac{1}{2}\left[\psi_L^T C M \psi_L + \overline{\psi_L} C M^\dagger \overline{\psi_L}^T\right] = \frac{1}{2}\left[\right.$$

$$\psi = (\psi_1, ..., \psi_n)^T, \qquad M_{ij} = M_{ji}$$

No es posible distinguir cinemáticamente entre fermiones de Majorana y Dirac.
Invarianza bajo transformaciones $U(1)$:

$$\psi \to e^{i\alpha}\psi\,, \qquad \bar{\psi} \to \bar{\psi} e^{-i\alpha}\,,$$

Término de masa de Majorana rompe la simetría $U(1)$ en dos unidades.

Masas de neutrinos en el ME

$$H = (H^+, H^0)^T, \qquad \tilde{H} \equiv i\tau_2 H^*$$

$$-\mathcal{L}_Y = h^u_{ij}\overline{Q}_{Li}u_{Rj}\tilde{H} + h^d_{ij}\overline{Q}_{Li}d_{Rj}H + f^e_{ij}\bar{l}_{Li}e_{Rj}H + h.c.$$

$$(m_u)_{ij} = h^u_{ij}v\,, \quad (m_d)_{ij} = h^d_{ij}v\,, \quad (m_e)_{ij} = f^e_{ij}v\,.$$

Los neutrinos no tienen una masa de Dirac porque en el ME no hay neutrinos derechos singletes de $SU(2)$.

Masas de Majorana: $\nu_L^T C \nu_L$

- ν_L tiene $T_3 = 1/2$ así que $\nu_L^T C \nu_L$ tiene $T_3 = 1$.
- $l^T C\, i\tau_2 \boldsymbol{\tau}\, l \sim (3, -2)$.
- Se requiere de un triplete de Higgs $\boldsymbol{\Delta} \sim (3, 2)$:

$$-\mathcal{L}^{\Delta}_{Yuk} = f_\Delta (l^T C\, i\tau_2 \boldsymbol{\tau}\, l)\boldsymbol{\Delta} + h.c.$$

- Si $\langle \Delta \rangle = v$ se obtienen masas de Majorana. Sin embargo, Δ no existe en el ME.
- Δ como un producto de dos dobletes de Higgs:

$$H^T i\tau_2 \boldsymbol{\tau}\, H \sim (3, 2).$$

$$\frac{f}{M}(l^T C\, i\tau_2 \boldsymbol{\tau}\, l)(H^T i\tau_2 \boldsymbol{\tau}\, H) \Rightarrow \text{No es renormalizable.}$$

Conservación del número leptónico en el ME

Correcciones radiativas: masas a un loop, 2 loops, 3 lopps, etc?

- Tales correcciones inducen un término efectivo $\frac{y^{\nu}_{\alpha\beta}}{v}\phi\phi L_\alpha L_\beta$.
- Sin embargo el ME contiene la simetría accidental

$$G_{SM} = U(1)_B \times U(1)_{L_e} \times U(1)_{L_\mu} \times U(1)_{L_\tau},$$

  que conduce a la conservación del número leptónico

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau.$$

- B y L son violados por efectos no perturbativos (esfalerones). Sin embargo $B - L$ es conservado.

Los neutrinos son no masivos en el ME

Más allá del ME: neutrinos derechos

Introducción de tres neutrinos derechos : $N_\alpha \sim (1,0)$.

$$-\mathcal{L}_Y = y^l_{\alpha\beta}\bar{L}_\alpha \phi E_\beta + y^\nu_{\alpha\beta} L_\alpha \tilde{\phi} N_\beta + h.c., \Rightarrow -m_D \bar{\nu}_L \nu_R + h.c.$$

$$l'_{L,R} = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}_{L,R} \quad \text{and} \quad N'_{L,R} = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}_{L,R}$$

con $l_{L,R} = V^{l\dagger}_{L,R} l'_{L,R}$, $y^l = V^{l\dagger}_L y^{l'} V^l_R$ y $y^l_{\alpha\beta} = y^l_\alpha \delta_{\alpha\beta}$
$N_{L,R} = V^{\nu\dagger}_{L,R} N'_{L,R}$, $y^\nu = V^{\nu\dagger}_L y^{\nu'} V^\nu_R$ and $y^\nu_{\alpha\beta} = y^\nu_\alpha \delta_{\alpha\beta}$.
V^l_L, V^l_R, V^ν_L y V^ν_R son unitarias

$$-\mathcal{L}_Y = \left(\frac{v+h}{\sqrt{2}}\right)\left[\bar{l}'_L y^{l'} l'_R + \bar{N}'_L y^{\nu'} N'_R\right] + h.c.$$

$$-\mathcal{L}^D_{\text{mass}} = \underbrace{\frac{v}{\sqrt{2}} y^l_\alpha}_{=m_{e_\alpha}} \bar{e}_{\alpha L} e_{\alpha R} + \underbrace{\frac{v}{\sqrt{2}} y^\nu_i}_{=m_{\nu_i}} \bar{\nu}_{iL} \nu_{iR} + h.c., \Rightarrow y^\nu_i \lesssim 10^{-11}.$$

$$l_{R,L} = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_{L,R} = \begin{pmatrix} e_e \\ e_\mu \\ e_\tau \end{pmatrix}_{L,R} \quad \text{and} \quad N_{L,R} = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_{L,R}.$$

Dirac+Majorana

$$-\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}\nu_L^T\, C\, m_L\, \nu_L + \overline{\nu}_L\, m_D^*\, \nu_R + \frac{1}{2}\nu_R^T\, C\, m_R^*\, \nu_R + h.c. = \frac{1}{2}\, n_L^T\, C\mathcal{M}\, n_L + h.c.\,.$$

$n_L = (\nu_L,\, (\nu_R)^c) = (\nu_L,\, \nu_L^c)$.

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D^T & m_R \end{pmatrix},$$

$U^T\mathcal{M}U = \mathcal{M}_d$, $UU^T = 1$, $\mathcal{M}_d = diag(m_1,\, m_2)$, $n_L = U\chi_L$,

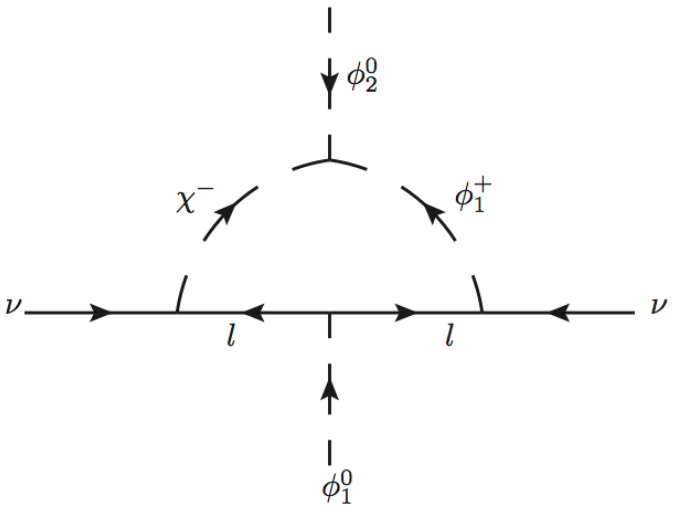
$$n_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_L^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_{1L} \\ \chi_{2L} \end{pmatrix}. \quad \tan 2\theta = \frac{2m_D}{m_R - m_L},$$

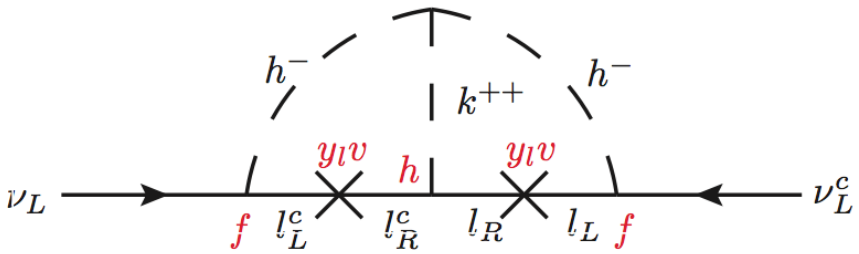
$$m_{1,2} = \frac{m_R + m_L}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{m_R - m_L}{2}\right)^2 + m_D^2}\,.$$

En el límite $m_L = 0$ y $m_D \ll m_R$ con un solo sabor

$$\theta \simeq \frac{m_D}{m_R} \ll 1\,, m_1 \simeq m_L - \frac{m_D^2}{m_R}\,, m_2 \simeq m_R\,,$$

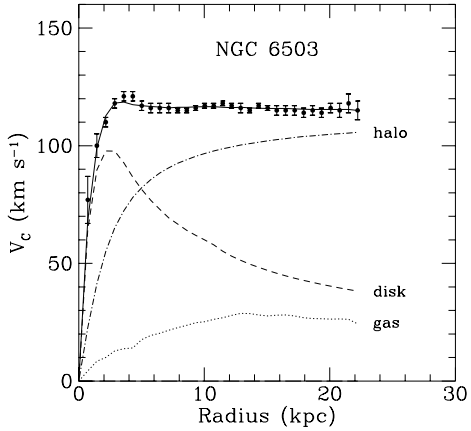
Mecanismos radiativos

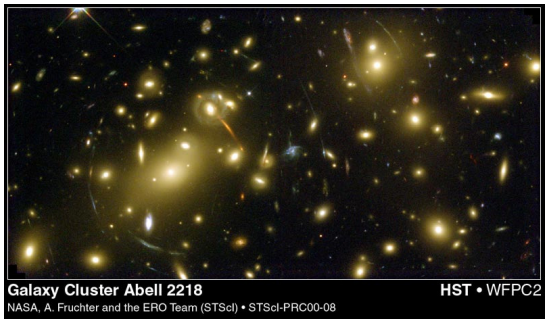


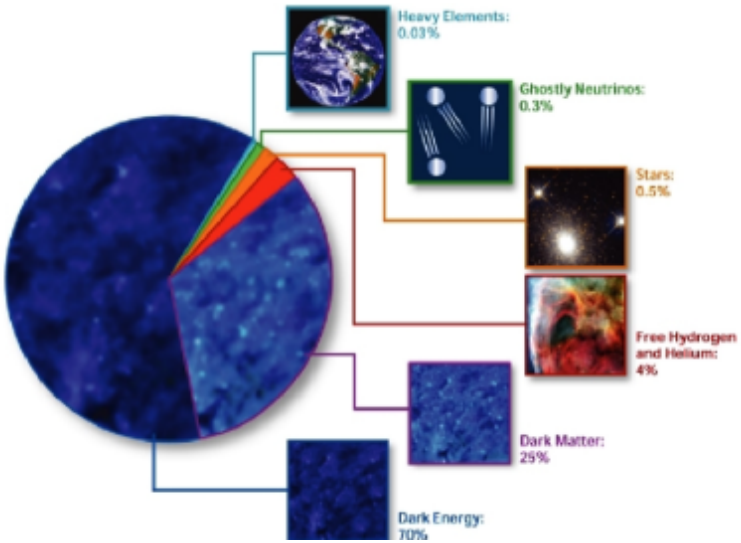


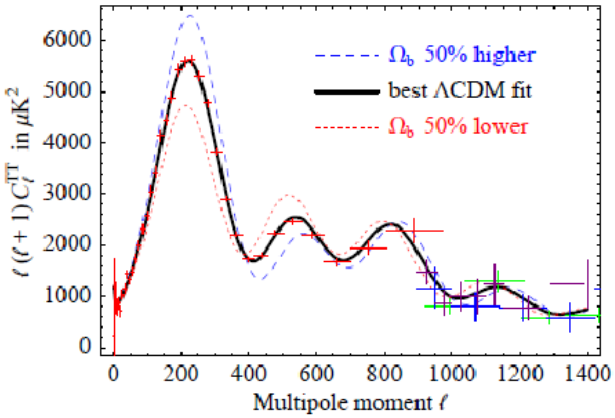
Evidencia de materia oscura

- Galactic rotation curves
- Big bang nucleosynthesis
- Cluster and supernova data
- Bullet cluster
- Weak lensing
- CMB anisotropies









Despite of this evidence the nature of DM is still unknow.

From astrophysical observations the DM particles must be

1. Non baryonic: it is not made of baryons.
2. Dark: no electric charge.
3. Stable or longlived: a lifetime longer that the age of the Universe.
4. Cold or warm: non relativistic at the time of formation of first structures.

Neutrino DM within the Standard Model?

$$\Omega_\nu \simeq 0.02 \frac{\sum m_{\nu_i}}{1\,\mathrm{eV}} \ll 0.27$$

They are relativistic at the time of formation of first structures: hot DM

SM neutrinos can not constitute all the DM of the Universe:

$\Rightarrow$ DM requires physics beyond SM.

Conclusiones y perspectivas

- Evidencia directa del cambio de sabor de los neutrinos solares.
- Evidencia directa de un deficit en el flujo de neutrinos atmosféricos.
- Evidencia contundente de la mazcla y masas de los neutrinos.
- Determinación de Δm^2_{atm}, y θ_{atm}, Δm^2_{sol} y θ_{sol}.
- Determinación de θ_{13}.
- Descripción exitosa de las oscilaciones de los neutrinos.
- Violación CP?
- Masa absoluta de los neutrinos?
- Jerarquía de masas.
- Dirac o Majorana?
- Neutrinos esteriles?
- Mecanismo de generación de las masas de los neutrinos?