

Energy-independent contribution to the flavour ratios of high-energy astrophysical neutrinos

Contribuciones independientes de la energía a las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía

Mauricio Bustamante Ramírez

Tesis presentada para optar por el grado de
Magíster en Física

Pontificia Universidad Católica del Perú

Lima, 16 de Junio del 2010



Contenido

- 1 Introducción y motivación
- 2 El Modelo Estándar y la Extensión del Modelo Estándar
- 3 Oscilaciones de neutrinos y neutrinos astrofísicos
- 4 Violación de CPT mediante relaciones de dispersión modificadas
- 5 Violación de CPT en la Extensión del Modelo Estándar
- 6 Conclusiones



Contenido

- 1 Introducción y motivación
- 2 El Modelo Estándar y la Extensión del Modelo Estándar
- 3 Oscilaciones de neutrinos y neutrinos astrofísicos
- 4 Violación de CPT mediante relaciones de dispersión modificadas
- 5 Violación de CPT en la Extensión del Modelo Estándar
- 6 Conclusiones



Introducción y motivación

- Los neutrinos pueden cambiar de sabor.
- Evidencia de experimentos con neutrinos solares, atmosféricos, de reactores y de aceleradores.
- El mecanismo estándar predice

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \propto \sin^2(E^{-1}) ,$$

... y experimentalmente (Super-Kamiokande), en el rango 10 MeV $\lesssim E \lesssim$ cientos TeV, se encuentra

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \propto \sin^2(E^n) , \quad n = -0.9 \pm 0.4 \text{ (90\% C.L.)}$$

- ∴ A estas energías, otros mecanismos, si existen, son *subdominantes*.

¿Esto se cumple aún a energías más altas?



- A energías más altas, $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ podría ser afectada por física nueva como
 - ▶ Supersimetría
 - ▶ Dimensiones extra
 - ▶ Modificaciones a la relación de energía-momentum
 - ▶ Violación de CPT
 - ▶ ...
- C/u contribuye con dependencia distinta de E :

$$\sin^2(k_{\text{std}} E^{-1}) \rightarrow \sin^2 \left(k_{\text{std}} E^{-1} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n E^n \right)$$

- Nos concentraremos en contribuciones independientes de la energía, i.e., $n = 0$.
- Utilizaremos un tratamiento general, independiente de modelos particulares de física nueva.



- A energías más altas, $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ podría ser afectada por física nueva como
 - ▶ Supersimetría
 - ▶ Dimensiones extra
 - ▶ Modificaciones a la relación de energía-momentum
 - ▶ Violación de CPT
 - ▶ ...
- C/u contribuye con dependencia distinta de E :

$$\sin^2(k_{\text{std}} E^{-1}) \rightarrow \sin^2 \left(k_{\text{std}} E^{-1} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n E^n \right)$$

- Nos concentraremos en contribuciones independientes de la energía, i.e., $n = 0$.
- Utilizaremos un tratamiento general, independiente de modelos particulares de física nueva.



- A energías más altas, $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ podría ser afectada por física nueva como
 - ▶ Supersimetría
 - ▶ Dimensiones extra
 - ▶ Modificaciones a la relación de energía-momentum
 - ▶ Violación de CPT
 - ▶ ...
- C/u contribuye con dependencia distinta de E :

$$\sin^2(k_{\text{std}} E^{-1}) \rightarrow \sin^2 \left(k_{\text{std}} E^{-1} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n E^n \right)$$

- Nos concentraremos en contribuciones independientes de la energía, i.e., $n = 0$.
- Utilizaremos un tratamiento general, independiente de modelos particulares de física nueva.



- A energías más altas, $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ podría ser afectada por física nueva como
 - ▶ Supersimetría
 - ▶ Dimensiones extra
 - ▶ Modificaciones a la relación de energía-momentum
 - ▶ Violación de CPT
 - ▶ ...
- C/u contribuye con dependencia distinta de E :

$$\sin^2(k_{\text{std}} E^{-1}) \rightarrow \sin^2 \left(k_{\text{std}} E^{-1} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n E^n \right)$$

- Nos concentraremos en contribuciones independientes de la energía, i.e., $n = 0$.
- Utilizaremos un tratamiento general, independiente de modelos particulares de física nueva.



- A energías más altas, $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ podría ser afectada por física nueva como
 - ▶ Supersimetría
 - ▶ Dimensiones extra
 - ▶ Modificaciones a la relación de energía-momentum
 - ▶ Violación de CPT
 - ▶ ...
- C/u contribuye con dependencia distinta de E :

$$\sin^2(k_{\text{std}} E^{-1}) \rightarrow \sin^2 \left(k_{\text{std}} E^{-1} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n E^n \right)$$

- Nos concentraremos en contribuciones independientes de la energía, i.e., $n = 0$.
- Utilizaremos un tratamiento general, independiente de modelos particulares de física nueva.



- Contribuciones independientes de E pueden provenir de:
 - ▶ acoplamiento distinto de cada sabor de neutrino a un campo gravitacional torsional
 - ▶ violación de la simetría CPT
- Nos concentraremos en la violación de CPT.
- Dos formas de introducirla:
 - 1 a través de un relación de dispersión modificada, i.e., distinta de $E^2 = p^2 + m^2$
 - 2 mediante acoplamientos vectoriales nuevos en el sector de neutrinos

Examinaremos ambas formas.



¿Por qué estudiar la violación de *CPT*?

CPT es (aparentemente) una de las simetrías más fundamentales de la Naturaleza

Más precisamente ...

a las energías exploradas ($>$ TeV), todas las interacciones conocidas son invariantes bajo *CPT*.

interacción	C	P	T	CP	CPT
gravitacional	✓	✓	✓	✓	✓
electromagnética	✓	✓	✓	✓	✓
fuerte	✓	✓	✓	✓	✓
débil	✗	✗	✓	✓	✓

(En algunos decaimientos de K y B , también se viola CP y T .)

∴ El Modelo Estándar ha sido diseñado para ser invariante bajo esta simetría

Pero, a energías más altas, inexploradas, *CPT* podría ya no ser conservada.



Contenido

- 1 Introducción y motivación
- 2 El Modelo Estándar y la Extensión del Modelo Estándar
- 3 Oscilaciones de neutrinos y neutrinos astrofísicos
- 4 Violación de CPT mediante relaciones de dispersión modificadas
- 5 Violación de CPT en la Extensión del Modelo Estándar
- 6 Conclusiones



El Modelo Estándar

Electromagnetismo → QED (Feynman, Dyson, Schwinger, 1940s)

Interacciones débiles \rightarrow bosones vectoriales intermedios W

1960s - 1970s:

1970s:

Interacciones fuertes → QCD (Nambu, Bjorken, etc.) $SU(3)_C$

Teoría electrodébil } **Modelo Estándar**
 QCD } $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$



Lagrangiano del sector electrodébil ($SU(2) \otimes U(1)$):

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{leptones}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$$

Para ψ campo libre de Dirac:

$$\psi = \psi_L + \psi_R, \quad \psi_L \equiv P_L \psi = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi, \quad \psi_R \equiv P_R \psi = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi$$

- En el SM, los neutrinos son no masivos, i.e., $\nu = \nu_L$.
- Doblete de isospin débil: $L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$
- Singlete de isospin débil: $R = e_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) e$
- El campo Higgs es un doblete: $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$
- ϕ^+, ϕ^0 : escalares



Para una generación de leptones:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{EW}} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \\
 & + \bar{R} \left(\partial_\mu + i \frac{g'}{2} A_\mu Y \right) R + \bar{L} i \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i \frac{g'}{2} A_\mu Y + i \frac{g}{2} \tau \cdot \mathbf{B}_\mu \right) L \\
 & + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \\
 & - G_e \left[\bar{R} \phi^\dagger L + \bar{L} \phi R \right]
 \end{aligned}$$

Por el momento, cuatro bosones no masivos: $A_\mu, B_\mu^1, B_\mu^2, B_\mu^3$

Después del rompimiento de la simetría electrodébil, aparecen las masas de bosones y fermiones.



Simetrías del Modelo Estándar

Además de la simetría gauge $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$:

Simetrías continuas de Lorentz

- Toda teoría de campos relativista es invariante bajo transformaciones de Lorentz:

$$x \rightarrow x' = \Lambda x \Rightarrow \psi(x) \rightarrow \psi'(x') = \Lambda_{1/2}^{-1} \psi(\Lambda x)$$

- Clasificamos los bilineales del SM:

$\bar{\psi}\psi$	escalar
$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$	vector
$\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi = \frac{1}{2}\bar{\psi}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]\psi$	tensor
$\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$	pseudo-vector
$\bar{\psi}\gamma^5\psi$	pseudo-escalar

e.g., **escalar:** $\bar{\psi}\psi \rightarrow \bar{\psi}\psi$ **vector:** $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \rightarrow \bar{\psi}\Lambda_\nu^\mu\gamma^\nu\psi$



Simetrías discretas

Otras simetrías potenciales del Lagrangiano:

- **Paridad:** $(t, \mathbf{x}) \xrightarrow{P} (t, -\mathbf{x})$
- **Inversión del tiempo:** $(t, \mathbf{x}) \xrightarrow{T} (-t, \mathbf{x})$
- **Conjugación de carga:** partícula \xrightarrow{C} antipartícula

$$\begin{array}{ccccc}
 L_+^\uparrow & \xleftarrow{P} & L_-^\uparrow = P L_+^\uparrow & \text{"orthochronous"} \\
 \uparrow & & \uparrow & \\
 T & & T & \\
 \downarrow & & \downarrow & \\
 L_+^\downarrow = T L_+^\uparrow & \xleftarrow{P} & L_-^\downarrow = P T L_+^\uparrow & \text{"nonorthochronous"} \\
 \text{"proper"} & & \text{"improper"} &
 \end{array}$$

Toda teoría de campos relativista debe ser invariante bajo $L_+^\uparrow \dots$

...pero no necesariamente bajo C, P, T .



C , P y T afectan a los bilineales de forma distinta:

	$\bar{\psi}\psi$	$i\bar{\psi}\gamma^5\psi$	$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$	$\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$	$\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$	∂_μ
P	+1	-1	$(-1)^\mu$	$-(-1)^\mu$	$(-1)^\mu (-1)^\nu$	$(-1)^\mu$
T	+1	-1	$(-1)^\mu$	$(-1)^\mu$	$-(-1)^\mu (-1)^\nu$	$-(-1)^\mu$
C	+1	+1	-1	+1	-1	+1
CPT	+1	+1	-1	-1	+1	-1

\mathcal{O} : alguna combinación de bilineales

CPT-par: $CPT(\mathcal{O}) = +\mathcal{O}$

CPT-impar: $CPT(\mathcal{O}) = -\mathcal{O}$

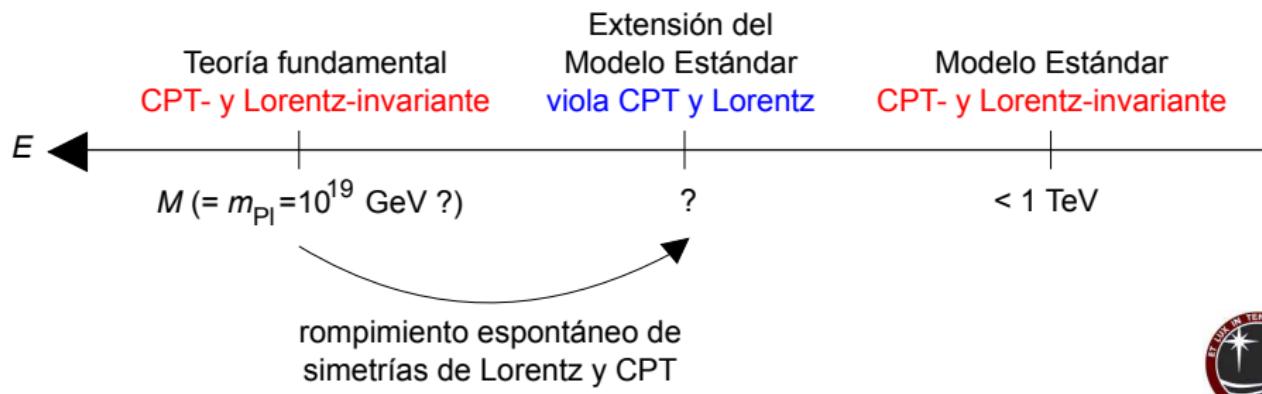
El SM se construye para ser CPT -simétrico

$\Rightarrow \mathcal{L}_{SM}$ sólo contiene operadores CPT -pares



Extensión del Modelo Estándar (SME)

- Introducida en 1998, por D. Colladay y V. A. Kostelecky.
- Aumenta el SM para incluir rompimiento espontáneo de CPT.
- Acoplamientos genéricos que violan Lorentz y CPT, no exclusivos de modelos particulares.
- Los nuevos acoplamientos se introducen sin cambiar la estructura gauge del SM ni afectar la renormalisabilidad.



Primera extensión del Modelo Estándar

- Dos tipos de términos nuevos en el Lagrangiano del SME:
 - ▶ **CPT-par**: preservan CPT, violan Lorentz
 - ▶ **CPT-impar**: violan CPT y Lorentz
- Para comenzar, incluiremos sólo términos CPT-impares.
- Un solo campo de Dirac ψ con

$$\mathcal{L} = \underbrace{\mathcal{L}_0}_{\text{CPT-par}} - \underbrace{\mathcal{L}'}_{\text{CPT-impar}}$$

$$\mathcal{L}_0 = \frac{1}{2} i \bar{\psi} \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi \text{ (partícula libre)}$$

- \mathcal{L}' puede tratarse como perturbación.

D. Colladay, V.A. Kostelecky, Phys. Rev. D **55**, 6760 (1997) [hep-ph/9703464]



\mathcal{L}' : Lagrangiano efectivo que resulta de una teoría fundamental con interacciones Poincaré-invariantes entre ψ y tensores T

v.e.v.'s no nulos $\langle T \rangle \Rightarrow$ rompimiento espontáneo de CPT

Se construye agregando términos con diferentes supresiones M^k ($k = 0, 1, 2, \dots$):

$$\mathcal{L}' \supset \frac{\lambda}{M^k} \langle T \rangle \cdot \bar{\psi} \Gamma (i\partial)^k \psi + \text{H.c.}$$

M : escala de la teoría fundamental Lorentz- y CPT-simétrica

λ : constante de acoplamiento adimensional

Γ : combinación de matrices gamma

$(i\partial)^k$: cuadri-derivada

Consideraremos sólo términos con $k = 0, 1$.



- Para $k = 0$:

$$\mathcal{L}'_a \equiv a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi , \quad \mathcal{L}'_b \equiv b_\mu \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\nu \psi$$

- Para $k = 1$:

$$\mathcal{L}'_c \equiv \frac{1}{2} i c^\alpha \bar{\psi} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi , \quad \mathcal{L}'_d \equiv \frac{1}{2} d^\alpha \bar{\psi} \gamma_5 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi , \quad \mathcal{L}'_e \equiv \frac{1}{2} i e_{\mu\nu}^\alpha \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi$$

- Coeficientes $a_\mu, b_\mu, c^\alpha, d^\alpha, e_{\mu\nu}^\alpha$:

- son reales (por la hermiticidad de la teoría fundamental)
- actúan como constantes de acoplamiento efectivas, pero ...
- ... son combinaciones de constantes de acoplamiento fundamentales, parámetros de masa y coeficientes de la descomposición de Γ
- son CPT-invariantes, mientras que los bilineales usados en \mathcal{L}'_{a-b} son CPT-impares $\Rightarrow \mathcal{L}'_{a-b}$ son CPT-impares



- Para $k = 0$:

$$\mathcal{L}'_a \equiv a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi, \quad \mathcal{L}'_b \equiv b_\mu \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\nu \psi$$

- Para $k = 1$:

$$\mathcal{L}'_c \equiv \frac{1}{2} i c^\alpha \bar{\psi} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi, \quad \mathcal{L}'_d \equiv \frac{1}{2} d^\alpha \bar{\psi} \gamma_5 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi, \quad \mathcal{L}'_e \equiv \frac{1}{2} i e_{\mu\nu}^\alpha \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi$$

- Coeficientes $a_\mu, b_\mu, c^\alpha, d^\alpha, e_{\mu\nu}^\alpha$:

- son reales (por la hermiticidad de la teoría fundamental)
- actúan como constantes de acoplamiento efectivas, pero ...
- ... son combinaciones de constantes de acoplamiento fundamentales, parámetros de masa y coeficientes de la descomposición de Γ
- son CPT-invariantes, mientras que los bilineales usados en \mathcal{L}'_{a-e} son CPT-impares $\Rightarrow \mathcal{L}'_{a-e}$ son CPT-impares



- Para $k = 0$:

$$\mathcal{L}'_a \equiv a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi, \quad \mathcal{L}'_b \equiv b_\mu \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\nu \psi$$

- Para $k = 1$:

$$\mathcal{L}'_c \equiv \frac{1}{2} i c^\alpha \bar{\psi} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi, \quad \mathcal{L}'_d \equiv \frac{1}{2} d^\alpha \bar{\psi} \gamma_5 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi, \quad \mathcal{L}'_e \equiv \frac{1}{2} i e_{\mu\nu}^\alpha \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi$$

- Coeficientes $a_\mu, b_\mu, c^\alpha, d^\alpha, e_{\mu\nu}^\alpha$:

- son reales (por la hermiticidad de la teoría fundamental)
- actúan como constantes de acoplamiento efectivas, pero ...
- ... son combinaciones de constantes de acoplamiento fundamentales, parámetros de masa y coeficientes de la descomposición de Γ
- son CPT-invariantes, mientras que los bilineales usados en \mathcal{L}'_{a-e} son CPT-impares $\Rightarrow \mathcal{L}'_{a-e}$ son CPT-impares



- Para $k = 0$:

$$\mathcal{L}'_a \equiv a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi, \quad \mathcal{L}'_b \equiv b_\mu \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\nu \psi$$

- Para $k = 1$:

$$\mathcal{L}'_c \equiv \frac{1}{2} i c^\alpha \bar{\psi} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi, \quad \mathcal{L}'_d \equiv \frac{1}{2} d^\alpha \bar{\psi} \gamma_5 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi, \quad \mathcal{L}'_e \equiv \frac{1}{2} i e_{\mu\nu}^\alpha \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi$$

- Coeficientes $a_\mu, b_\mu, c^\alpha, d^\alpha, e_{\mu\nu}^\alpha$:

- son reales (por la hermiticidad de la teoría fundamental)
- actúan como constantes de acoplamiento efectivas, pero ...
- ... son combinaciones de constantes de acoplamiento fundamentales, parámetros de masa y coeficientes de la descomposición de Γ
- son CPT-invariantes, mientras que los bilineales usados en \mathcal{L}'_{a-e} son CPT-impares $\Rightarrow \mathcal{L}'_{a-e}$ son CPT-impares



- Para $k = 0$:

$$\mathcal{L}'_a \equiv a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi, \quad \mathcal{L}'_b \equiv b_\mu \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\nu \psi$$

- Para $k = 1$:

$$\mathcal{L}'_c \equiv \frac{1}{2} i c^\alpha \bar{\psi} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi, \quad \mathcal{L}'_d \equiv \frac{1}{2} d^\alpha \bar{\psi} \gamma_5 \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi, \quad \mathcal{L}'_e \equiv \frac{1}{2} i e_{\mu\nu}^\alpha \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\alpha \psi$$

- Coeficientes $a_\mu, b_\mu, c^\alpha, d^\alpha, e_{\mu\nu}^\alpha$:

- son reales (por la hermiticidad de la teoría fundamental)
- actúan como constantes de acoplamiento efectivas, pero ...
- ... son combinaciones de constantes de acoplamiento fundamentales, parámetros de masa y coeficientes de la descomposición de Γ
- son CPT-invariantes, mientras que los bilineales usados en \mathcal{L}'_{a-e} son CPT-impares $\Rightarrow \mathcal{L}'_{a-e}$ son CPT-impares



- Permitiendo sólo términos con $k = 0$ en \mathcal{L}' , resulta

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} i \bar{\psi} \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu \psi - \color{red}{a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi - b_\mu \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\mu \psi - m \bar{\psi} \psi}$$

- Ecuación de Euler-Lagrange:

$$(i \gamma^\mu \partial_\mu - \color{red}{a_\mu \gamma^\mu - b_\mu \gamma_5 \gamma^\mu - m}) \psi = 0 ,$$

que es una ecuación de Dirac modificada.

- De aquí,

$$\left[(i \partial - \color{red}{a})^2 - \color{red}{b^2} - m^2 + 2i \gamma_5 \sigma^{\mu\nu} b_\mu (i \partial_\nu - \color{red}{a_\nu}) \right] \psi = 0 ,$$

i.e., cada componente del espinor ψ satisface una ecuación de Klein-Gordon modificada.



La Extensión del Modelo Estándar completa

- El SME completo contiene términos CPT-impares y CPT-pares en todos los sectores del Modelo Estándar $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$:
 - ▶ fermiones: leptones y quarks (tres generaciones)
 - ▶ gauge
 - ▶ Higgs
 - ▶ Yukawa
- Un solo marco teórico para describir las diversas y numerosas pruebas experimentales de la invariancia de Lorentz y CPT.

D. Colladay, V.A. Kostelecky, Phys. Rev. D **58**, 116002 (1998) [hep-ph/9809521]



e.g., en el sector de fermiones,

Modelo Estándar:

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}} = \frac{1}{2} i \bar{L}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu L_A + \frac{1}{2} i \bar{R}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu R_A$$

$$\mathcal{L}_{\text{quark}} = \frac{1}{2} i \bar{Q}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu Q_A + \frac{1}{2} i \bar{U}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu U_A + \frac{1}{2} i \bar{D}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu D_A$$

SME:

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}}^{\text{CPT-par}} = \frac{1}{2} i (c_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu L_B + \frac{1}{2} i (c_R)_{\mu\nu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu R_B$$

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}}^{\text{CPT-impar}} = - (a_L)_{\mu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu L_B - (a_R)_{\mu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu R_B$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{quark}}^{\text{CPT-par}} = & \frac{1}{2} i (c_Q)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu Q_B + \frac{1}{2} i (c_U)_{\mu\nu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu U_B \\ & + \frac{1}{2} i (c_D)_{\mu\nu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu D_B \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{\text{quark}}^{\text{CPT-impar}} = - (a_Q)_{\mu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu Q_B - (a_U)_{\mu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu U_B - (a_D)_{\mu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu D_B$$

$c_{\mu\nu}$, a_μ Hermíticos en el espacio de generaciones

$c_{\mu\nu}$: adimensional, con partes simétrica y antisimétrica, sin traza

a_μ : dimensiones de masa



Actualmente **no** existe evidencia experimental de violación de simetría de Lorentz ...

... pero sí hay indicaciones de valores no nulos de coeficientes del SME, **a niveles de confianza bajos**.

e.g., en el sector de neutrinos:

Combinación	Resultado	Sistema
$(c_L^{\nu_e})_{00}$	$< 2 \times 10^{-11}$	Rayos cósmicos
$ a_L^X , a_L^Y $	$< 3.0 \times 10^{-20}$ GeV	Aceleradores
$ c_L^{TX} , c_L^{TY} $	$< 9 \times 10^{-23}$	"
$ c_L^{XX} $	$< 5.6 \times 10^{-21}$	"
$ c_L^{YY} $	$< 5.5 \times 10^{-21}$	"
$ c_L^{XY} $	$< 2.7 \times 10^{-21}$	"
$ c_L^{YZ} $	$< 1.2 \times 10^{-21}$	"
$ c_L^{XZ} $	$< 1.3 \times 10^{-21}$	"

Contenido

- 1 Introducción y motivación
- 2 El Modelo Estándar y la Extensión del Modelo Estándar
- 3 Oscilaciones de neutrinos y neutrinos astrofísicos
- 4 Violación de CPT mediante relaciones de dispersión modificadas
- 5 Violación de CPT en la Extensión del Modelo Estándar
- 6 Conclusiones



- Dos bases:

- ▶ base de autoestados de masa: $\{|\nu_i\rangle\}, i = 1, 2, 3$
- ▶ base de estados de interacción, o de sabor: $\{|\nu_\alpha\rangle\}, \alpha = e, \mu, \tau$

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (U: \text{matriz de mezcla leptónica})$$

- Cada $|\nu_i\rangle$ adquiere una fase:

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i\rangle = H^m |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \Rightarrow |\nu_i(L)\rangle = e^{-iE_i L} |\nu_i\rangle \quad (L \approx t)$$

H^m : Hamiltoniano en la base de autoestados de masa

- $|\nu_\alpha\rangle$ evoluciona a una superposición de sabores:

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_{i,\beta} U_{\alpha i}^* e^{-iE_i L} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle$$

- ... y la probabilidad de detectarlo con sabor β es

$$P_{\alpha\beta} \equiv P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2$$



- En el vacío, $E_i^2 = |\mathbf{p}|^2 + m_i^2$ y

$$E_i \simeq |\mathbf{p}| + \frac{m_i^2}{2|\mathbf{p}|} \quad (m_i \ll |\mathbf{p}|) \rightarrow \frac{m_i^2}{2E}$$

$$\Rightarrow H^m = \text{diag}(E_1, E_2, E_3) = \text{diag}\left(\frac{m_1^2}{2E}, \frac{m_2^2}{2E}, \frac{m_3^2}{2E}\right)$$

- Probabilidad de $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$:

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{\alpha\beta}^{ij} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(J_{\alpha\beta}^{ij} \right) \text{sen} \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right)$$

$$J_{\alpha\beta}^{ij} \equiv U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*$$

Tres diferencias de masas $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$: Δm_{21}^2 , Δm_{32}^2 , Δm_{31}^2



Matriz de mezcla (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata [PMNS]):

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

$$c_{ij} \equiv \cos(\theta_{ij}), s_{ij} \equiv \sin(\theta_{ij})$$

Tres ángulos de mezcla: θ_{12} , θ_{13} , θ_{23}

Una fase violación CP: δ_{CP}

De un ajuste global a datos solares, atmosféricos, de reactores y de aceleradores, a 3σ :

$$\Delta m_{21}^2 = 7.65_{-0.60}^{+0.69} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, |\Delta m_{31}^2| = 2.40_{-0.33}^{+0.35} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

$$\theta_{12} = \left(33.46_{-3.46}^{+4.06} \right)^\circ, \theta_{13} = \left(5.74_{-5.74}^{+7.95} \right)^\circ, \theta_{23} = \left(45_{-8.13}^{+9.94} \right)^\circ$$

T. Schwetz, M.A. Tortola, J.W.F. Valle, New J. Phys. **10**, 113011 (2008) [hep-ph/0808.2016]



En la base de sabor:

$$H_{\text{vacío}}^f = U H_{\text{vacío}}^m U^\dagger = U \frac{\text{diag} (0, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2)}{2E} U^\dagger$$

Las interacciones nuevas se agregan directamente a través de contribuciones a $H_{\text{vacío}}^f$, e.g.,

$$H_{\text{total}}^f = H_{\text{vacío}}^f + H_{\text{materia}}^f + H_{\text{NSI}}^f + H_{\text{CPTV}}^f + \dots$$

Para calcular $P_{\alpha\beta}$ dado H_{total}^f , procedemos a la inversa, i.e.,

$$H_{\text{total}}^m = U^\dagger H_{\text{total}}^f U$$

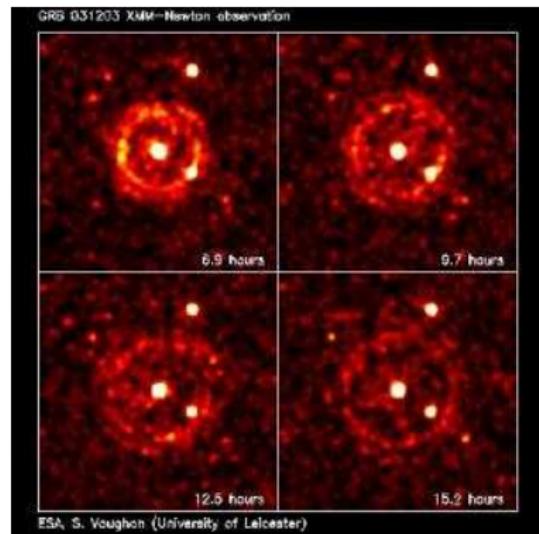
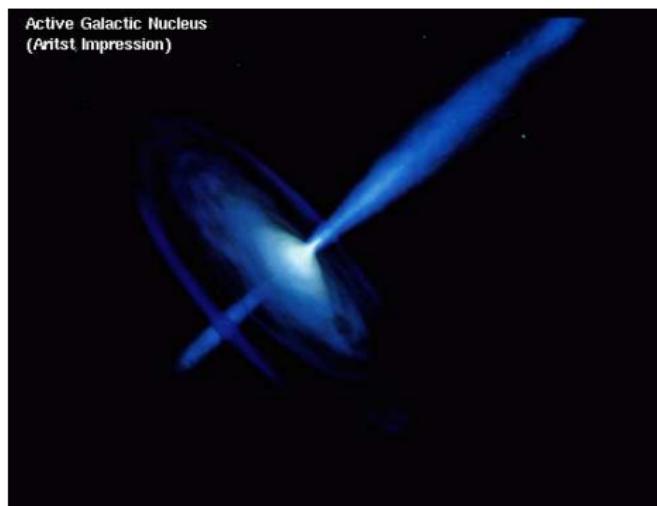
y repetimos el cálculo ya visto.

Incluiremos los efectos de violación de CPT del SME en la base de sabor



Neutrinos astrofísicos

Rayos γ entre ~ 100 GeV y varios TeV detectados provenientes de núcleos activos galácticos (AGN) y *gamma ray bursts*.



Se espera que los campos magnéticos intensos aceleren las partículas cargadas **hasta $\sim 10^{12}$ GeV**.



- Los γ 's y ν 's se generarían en los mismos procesos:

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p + \pi^0 \\ n + \pi^+ \end{cases} , \quad n + \gamma \rightarrow p + \pi^-$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

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

- Los ν 's de distintos sabores se producen en las razones

$$\phi_e^0 : \phi_\mu^0 : \phi_\tau^0 = 1 : 2 : 0$$

- Si los μ pierden mucha energía antes de decaer, las razones a altas energías serán

$$\phi_e^0 : \phi_\mu^0 : \phi_\tau^0 = 0 : 1 : 0$$

- Si la fuente emite núcleos y éstos se desintegran a través de decaimiento β , entonces

$$\phi_e^0 : \phi_\mu^0 : \phi_\tau^0 = 1 : 0 : 0$$

(flujo de $\bar{\nu}_e$)



AGN's ubicados a ~ 100 o más Mpc

$$1 \text{ pc} \approx 3.26 \text{ ly} \approx 31 \times 10^{12} \text{ km}$$

Como $L \gg L_{\text{osc}}$, la probabilidad

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{\alpha\beta}^{ij} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(J_{\alpha\beta}^{ij} \right) \text{sen} \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right)$$

oscila rápidamente y conviene usar en algunos casos la probabilidad promediada:

$$\langle P_{\alpha\beta} \rangle = \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{\alpha\beta}^{ij} \right) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2$$



Contenido

- 1 Introducción y motivación
- 2 El Modelo Estándar y la Extensión del Modelo Estándar
- 3 Oscilaciones de neutrinos y neutrinos astrofísicos
- 4 Violación de CPT mediante relaciones de dispersión modificadas
- 5 Violación de CPT en la Extensión del Modelo Estándar
- 6 Conclusiones



- Antes vimos:

$$E_i^2 = |\mathbf{p}_i|^2 + m_i^2 \Rightarrow |\mathbf{p}_i| \simeq E - \frac{m_i^2}{2E}$$

$$\Delta p_{ij} \equiv |\mathbf{p}_j| - |\mathbf{p}_i| = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}$$

- Probabilidad de oscilación, con $\theta_{13} = 0$:

$$P_{\alpha\beta} (E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \operatorname{sen}^2 \left(\frac{\Delta p_{ij}}{2} L \right)$$

- Probabilidad estándar promedio: $\langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$



- Consideremos ahora

$$E_i^2 = |\mathbf{p}_i|^2 + m_i^2 + \eta'_i |\mathbf{p}_i|^2 \left(\frac{E_i}{m_{\text{Pl}}} \right)^\alpha = |\mathbf{p}_i|^2 + m_i^2 + \eta_i |\mathbf{p}_i|^2 E_i^\alpha$$

m_{Pl} : masa de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV)

$\eta'_i \equiv \eta_i m_{\text{Pl}}^\alpha$: parámetro adimensional

α : un entero

- El **término extra** introduce efectos de física nueva (NP).
- A primer orden en η_i :

$$|\mathbf{p}_i| \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} - \frac{\eta_i E^n}{2}, \quad n \equiv \alpha + 1 \Rightarrow \Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2},$$

con $\Delta \eta_{ij}^{(n)} \equiv \eta_i^{(n)} - \eta_j^{(n)}$.

- Probabilidad de oscilación modificada:

$$\tilde{P}_{\alpha\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta \tilde{p}_{ij}}{2} L \right)$$

\therefore los efectos de NP sólo afectan la fase de oscilación (no la amplitud)



$$\Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2}$$

Tres escenarios para $\Delta \tilde{p}_{ij}$ a energías altas:

- 1 $n > 0$: $\tilde{P}_{\alpha\beta}$ oscilará más rápidamente con E , pero aún alrededor del valor promedio $\langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

- 2 $n < 0$: las oscilaciones continuarán, también con promedio $\langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$, hasta que, cuando $\Delta \tilde{p}_{ij} \rightarrow 0$, desaparezcan y

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta}$$

- 3 $n = 0$: el término extra en $\Delta \eta_{ij}^{(0)}/2$ es independiente de E ; cuando $\Delta p_{ij} \rightarrow 0$, $\tilde{P}_{\alpha\beta}$ se vuelve constante, pero $\neq 0$ debido a $\Delta \eta_{ij}^{(0)}/2$

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta \eta_{ij}^{(0)}}{4} L \right) = \text{cte.} \neq 0$$



$$\Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2}$$

Tres escenarios para $\Delta \tilde{p}_{ij}$ a energías altas:

- 1 $n > 0$: $\tilde{P}_{\alpha\beta}$ oscilará más rápidamente con E , pero aún alrededor del valor promedio $\langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

- 2 $n < 0$: las oscilaciones continuarán, también con promedio $\langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$, hasta que, cuando $\Delta \tilde{p}_{ij} \rightarrow 0$, desaparezcan y

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta}$$

- 3 $n = 0$: el término extra en $\Delta \eta_{ij}^{(0)}/2$ es independiente de E ; cuando $\Delta p_{ij} \rightarrow 0$, $\tilde{P}_{\alpha\beta}$ se vuelve constante, pero $\neq 0$ debido a $\Delta \eta_{ij}^{(0)}/2$

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta \eta_{ij}^{(0)}}{4} L \right) = \text{cte.} \neq 0$$



$$\Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2}$$

Tres escenarios para $\Delta \tilde{p}_{ij}$ a energías altas:

- 1 $n > 0$: $\tilde{P}_{\alpha\beta}$ oscilará más rápidamente con E , pero aún alrededor del valor promedio $\langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

- 2 $n < 0$: las oscilaciones continuarán, también con promedio $\langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$, hasta que, cuando $\Delta \tilde{p}_{ij} \rightarrow 0$, desaparezcan y

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta}$$

- 3 $n = 0$: el término extra en $\Delta \eta_{ij}^{(0)}/2$ es independiente de E ; cuando $\Delta p_{ij} \rightarrow 0$, $\tilde{P}_{\alpha\beta}$ se vuelve constante, pero $\neq 0$ debido a $\Delta \eta_{ij}^{(0)}/2$

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta \eta_{ij}^{(0)}}{4} L \right) = \text{cte.} \neq 0$$



Con $n = 0$:

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \operatorname{sen}^2 \left(\frac{\Delta\eta_{ij}^{(0)}}{4} L \right) = \text{cte.}$$

Dependiendo de los valores de $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$, puede ocurrir

$$\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1) \neq \langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$$

∴ observación de $\tilde{P}_{\alpha\beta} (E \gg 1)$ cte. y distinta de $\langle P_{\alpha\beta} \rangle^{\text{std}}$ puede ser evidencia de física nueva

Nos enfocaremos en el caso $n = 0$.



El caso $n = 0$ puede corresponder a:

- acoplamientos no-universales ($k_i \neq k_j$) de los autoestados de masa a un campo torsional Q :

$$\Delta\eta_{ij}^{(0)} = Q(k_i - k_j) \equiv Qk_{ij}$$

- rompimiento de las simetrías de Lorentz y CPT debido a un operador $b_{\alpha\beta}^\mu \bar{\nu}_\alpha L \gamma_\mu \nu_\beta L$:

$$\Delta\eta_{ij}^{(0)} = b_i - b_j \equiv b_{ij}$$

b_i : autovalores de la matriz $b_{\alpha\beta}$

Límites estrictos sobre b_{ij} a partir de datos de neutrinos atmosféricos, solares, de SK y K2K, con $E \leq 1$ TeV:

$$b_{21} \leq 1.6 \times 10^{-21} \text{ GeV} \quad , \quad b_{32} \leq 5.0 \times 10^{-23} \text{ GeV} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

M.C. González-García, M. Maltoni, Phys. Rev. D **70**, 033010 (2004) [hep-ph/0404085]



Dado que $(\Delta\tilde{p}_{ij} - \Delta p_{ij}) / \Delta p_{ij} \sim E$, conviene usar los neutrinos más energéticos disponibles:

neutrinos de AGN, con E hasta $\sim 10^{12}$ GeV
 $L \sim 100$ Mpc

Tomamos en cuenta el efecto de la expansión adiabática del Universo:

E : energía en la época de producción

E_o : energía en la época de detección

$$E(\tau) = E_o (t_o/\tau)^{2/3} = E_o (1+z)$$

$t_o = 13.7$ Gyr: edad del Universo



Entonces, reemplazamos $\Delta \overset{(\sim)}{p}_{ij} L$ por una fase acumulada $\overset{(\sim)}{\phi}_{ij}$:

$$\Delta \overset{(\sim)}{p}_{ij} L \rightarrow \overset{(\sim)}{\phi}_{ij} (t_f, t_i) = \int_{t_i}^{t_f} \Delta \overset{(\sim)}{p}_{ij} (\tau) d\tau$$

t_i : época de producción

t_f : época de detección ($= t_o$)

Fase estándar:

$$\phi_{ij} (E_o, z) = 1.97 \times 10^{23} \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E_o [\text{GeV}]} \left[1 - (1+z)^{-5/2} \right]$$

Fase modificada con violación de CPT:

$$\tilde{\phi}_{ij} (E_o, z) \equiv \phi_{ij} (E_o, z) + \xi_{ij}^{(0)} (E_o, z)$$

$$\xi_{ij}^{(0)} (E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} b_{ij} [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-3/2} \right]$$

Probabilidad:

$$\overset{(\sim)}{P}_{\alpha\beta}^{\text{cosm}} (E_o, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_i \text{Re} \left(J_{ij}^{\alpha\beta} \right) \text{sen}^2 \left(\frac{\overset{(\sim)}{\phi}_{ij}}{2} \right)$$



Del decaimiento de piones, las razones de sabor en la fuente (**S**) son

$$\gamma_{\nu_e}^S : \gamma_{\nu_\mu}^S : \gamma_{\nu_\tau}^S = \frac{1}{3} : \frac{2}{3} : 0 .$$

En la detección (**D**),

$$\overset{(\sim)}{\Upsilon}_{\nu_\alpha}^D(E_o, z) = \sum_{\beta=e, \mu, \tau} \overset{(\sim)}{P}_{\beta\alpha}^{\text{cosm}}(E_o, z) \gamma_{\nu_\beta}^S \quad (\alpha = e, \mu, \tau)$$

Debido a resolución limitada del detector, usamos razones promedio:

$$\langle \overset{(\sim)}{\Upsilon}_{\nu_\alpha}^D(E_o, z) \rangle = \frac{1}{\Delta E_o} \int_{E_o^{\min}}^{E_o^{\max}} \overset{(\sim)}{\Upsilon}_{\nu_\alpha}^D(E'_o, z) dE'_o ,$$

donde $E_o^{\max/\min} = E_o \pm \delta E_o$, $\Delta E_o \equiv E_o^{\max} - E_o^{\min} = 2\delta E_o$, con δE_o un pequeño desplazamiento en energía.



Con sólo oscilaciones estándar (i.e., sin nueva física),

$$\langle \Upsilon_{\nu_e}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\mu}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\tau}^D \rangle = \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$$

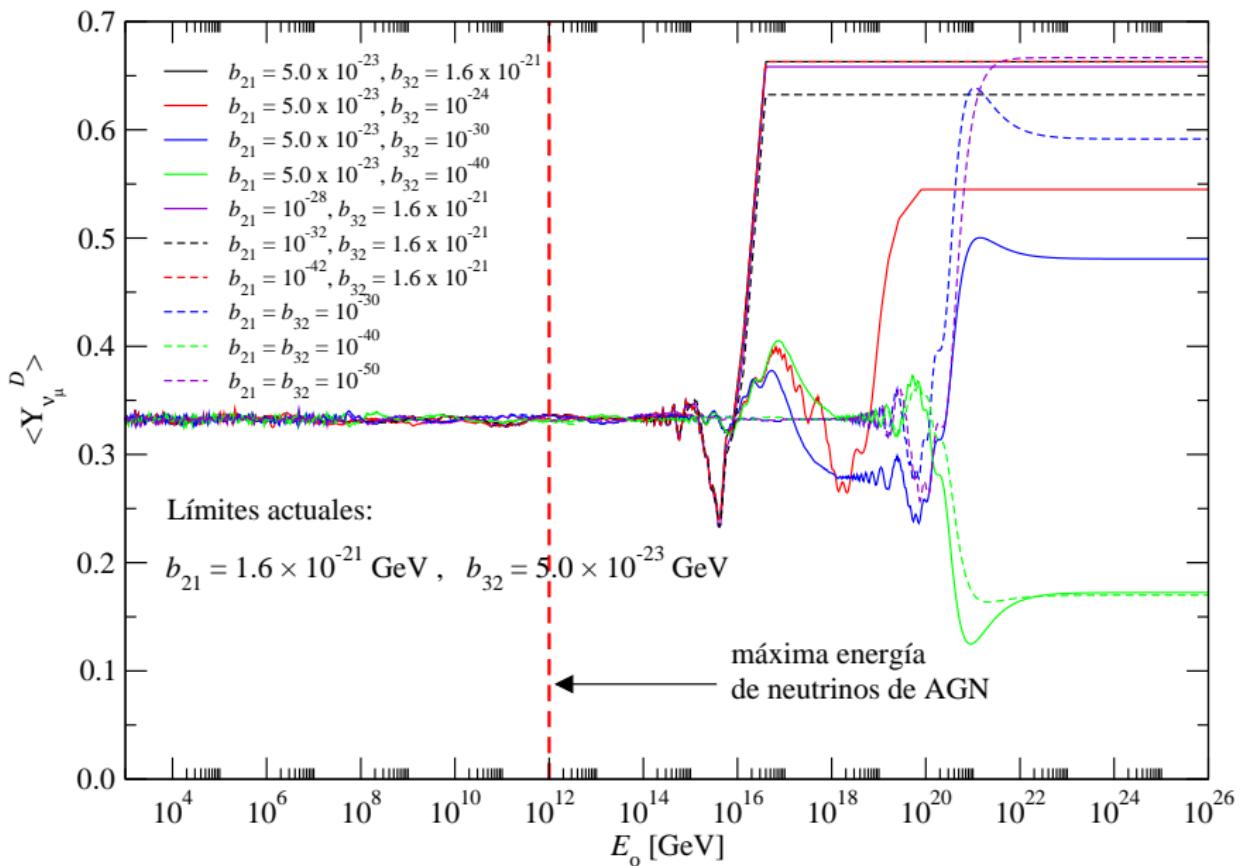
¿Si permitimos CPTV, es posible obtener

$$\langle \Upsilon_{\nu_e}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\mu}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\tau}^D \rangle \neq \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$$

con los estrictos límites actuales sobre b_{ij} ?

Nos concentraremos en la razón de ν_μ .





Vemos que:

- $\langle \tilde{\Gamma}_{\nu_\mu} \rangle \neq 1/3$ después de cierto umbral de energía
- En el mejor caso, el umbral es de $E_o = 10^{16.5}$ GeV ...
- ... que está más de cuatro órdenes de magnitud por encima de la máxima energía disponible (10^{12} GeV).

Por lo tanto,

la violación de CPT no es visible en el flujo de neutrinos de ultra-alta energía si sólo modifica la fase de oscilación.

Así que ahora intentaremos modificar tanto la fase como la amplitud.



Contenido

- 1 Introducción y motivación
- 2 El Modelo Estándar y la Extensión del Modelo Estándar
- 3 Oscilaciones de neutrinos y neutrinos astrofísicos
- 4 Violación de CPT mediante relaciones de dispersión modificadas
- 5 Violación de CPT en la Extensión del Modelo Estándar
- 6 Conclusiones



El sector leptónico del SME contiene

$$\mathcal{L}'_{\text{leptones}} \supset \underbrace{-(a_L)_{\mu\alpha\beta} \bar{L}_\alpha \gamma^\mu L_\beta}_{\text{CPT-impar, } [a_L] = \text{GeV}} + \underbrace{\frac{1}{2} i (c_L)_{\mu\nu\alpha\beta} \bar{L}_\alpha \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu L_\beta}_{\text{CPT-par, } c_L \text{ adimensional}}$$

Nos interesan las contribuciones de CPTV independientes de la energía \Rightarrow usamos sólo el primer término.

En el sector de neutrinos, usamos el Lagrangiano efectivo

$$\mathcal{L}_{\text{CPTV}}^\nu = b_{\mu\alpha\beta} \bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu \nu_\beta$$

- violación de Lorentz CPT-impar ($b_{\mu\alpha\beta} \in \mathbb{R}$ y $\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu \nu_\beta$ CPT-impar)
- acoplamiento vectorial independiente de modelos
- introduce contribuciones $\propto \Delta b_{ij} \equiv b_i - b_j$, con b_i autovalores de $b_{\alpha\beta}$



Oscilaciones estándar con 3ν

Hamiltoniano de oscilaciones estándar 3ν :

$$H_\nu = U_0 \frac{\text{diag} (0, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2)}{2E} U_0^\dagger ,$$

con $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$.

U_0 es la matriz PMNS: $U_0 = U (\{\theta_{ij}\}, \delta_{\text{CP}})$

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



Agregando la contribución CPTV independiente de E

$$H_b = U_b \text{ diag}(0, b_{21}, b_{31}) U_b^\dagger$$

$$U_b = \text{diag}(1, e^{i\phi_{b2}}, e^{i\phi_{b3}}) U(\{\theta_{bij}\}, \delta_b)$$

H_b depende de **ocho** parámetros:

- dos autovalores: b_{21}, b_{31}
- tres ángulos de mezcla: $\theta_{b12}, \theta_{b13}, \theta_{b23}$
- tres fases: $\delta_b, \phi_{b2}, \phi_{b3}$

$$b_{21} \leq 1.6 \times 10^{-21} \text{ GeV (solar, SK)}$$

$$b_{32} \leq 5.0 \times 10^{-23} \text{ GeV (atm., K2K)}$$

$$b_{31} = b_{32} + b_{21} \leq 1.65 \times 10^{-21} \text{ GeV}$$

J.N. Bahcall, V. Barger, D. Marfatia, Phys. Lett. B **534**, 120 (2002) [hep-ph/0201211]
 M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, Phys. Rev. D **70**, 033010 (2004) [hep-ph/0404085]
 A. Dighe, S. Ray, Phys. Rev. D **78**, 0360002 (2008) [hep-ph/0802.0121]



Hamiltoniano total

$$H_f = H_V + H_b$$

- $H_V \sim 1/E \Rightarrow H_b$ contribuye progresivamente más con E creciente
- Usamos el flujo esperado de ν 's astrofísicos de alta energía ($E \gtrsim 1$ PeV).
- Sea U_f la matriz que diagonaliza a H_f :

$$U_f = U_f \left(\{\theta_{ij}\}, \{\theta_{bij}\}, \{\Delta m_{ij}^2\}, \{b_{ij}\}, \delta_{CP}, \delta_b, \phi_{b2}, \phi_{b3} \right) = U \left(\{\Theta_{ij}\}, \delta_f \right)$$

- Podemos encontrar Θ_{ij} en términos de los parámetros de H_m y H_b .
 - $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ fijados por experimentos solares, de reactor, aceleradores y atmosféricos
 - Hemos fijado $\delta_{CP} = \delta_b = \phi_{b2} = \phi_{b3} = 0$.
 - Finalmente, se fija $b_{ij} \propto \Delta m_{ij}^2 / 2E$ a una energía dada $E^* = 1$ PeV, i.e.,

$$b_{ij} = \lambda \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E^*}.$$

$\Rightarrow \Theta_{ij}, \delta_f$ dependen sólo de 4 parámetros: $\lambda, \theta_{b12}, \theta_{b13}$ y θ_{b23} .



Hamiltoniano total

$$H_f = H_V + H_b$$

- $H_V \sim 1/E \Rightarrow H_b$ contribuye progresivamente más con E creciente
- Usamos el flujo esperado de ν 's astrofísicos de alta energía ($E \gtrsim 1$ PeV).
- Sea U_f la matriz que diagonaliza a H_f :

$$U_f = U_f \left(\{\theta_{ij}\}, \{\theta_{bij}\}, \{\Delta m_{ij}^2\}, \{b_{ij}\}, \delta_{CP}, \delta_b, \phi_{b2}, \phi_{b3} \right) = U \left(\{\Theta_{ij}\}, \delta_f \right)$$

- Podemos encontrar Θ_{ij} en términos de los parámetros de H_m y H_b .
 - $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ fijados por experimentos solares, de reactor, aceleradores y atmosféricos
 - Hemos fijado $\delta_{CP} = \delta_b = \phi_{b2} = \phi_{b3} = 0$.
 - Finalmente, se fija $b_{ij} \propto \Delta m_{ij}^2 / 2E$ a una energía dada $E^* = 1$ PeV, i.e.,

$$b_{ij} = \lambda \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E^*}.$$

$\Rightarrow \Theta_{ij}, \delta_f$ dependen sólo de 4 parámetros: $\lambda, \theta_{b12}, \theta_{b13}$ y θ_{b23} .



Hamiltoniano total

$$H_f = H_V + H_b$$

- $H_V \sim 1/E \Rightarrow H_b$ contribuye progresivamente más con E creciente
- Usamos el flujo esperado de ν 's astrofísicos de alta energía ($E \gtrsim 1$ PeV).
- Sea U_f la matriz que diagonaliza a H_f :

$$U_f = U_f \left(\{\theta_{ij}\}, \{\theta_{bij}\}, \{\Delta m_{ij}^2\}, \{b_{ij}\}, \delta_{CP}, \delta_b, \phi_{b2}, \phi_{b3} \right) = U \left(\{\Theta_{ij}\}, \delta_f \right)$$

- Podemos encontrar Θ_{ij} en términos de los parámetros de H_m y H_b .
- (i) $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ fijados por experimentos solares, de reactor, aceleradores y atmosféricos
- (ii) Hemos fijado $\delta_{CP} = \delta_b = \phi_{b2} = \phi_{b3} = 0$.
- (iii) Finalmente, se fija $b_{ij} \propto \Delta m_{ij}^2 / 2E$ a una energía dada $E^* = 1$ PeV, i.e.,

$$b_{ij} = \lambda \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E^*}.$$

$\Rightarrow \Theta_{ij}, \delta_f$ dependen sólo de 4 parámetros: $\lambda, \theta_{b12}, \theta_{b13}$ y θ_{b23} .



Hamiltoniano total

$$H_f = H_V + H_b$$

- $H_V \sim 1/E \Rightarrow H_b$ contribuye progresivamente más con E creciente
- Usamos el flujo esperado de ν 's astrofísicos de alta energía ($E \gtrsim 1$ PeV).
- Sea U_f la matriz que diagonaliza a H_f :

$$U_f = U_f \left(\{\theta_{ij}\}, \{\theta_{bij}\}, \{\Delta m_{ij}^2\}, \{b_{ij}\}, \delta_{CP}, \delta_b, \phi_{b2}, \phi_{b3} \right) = U \left(\{\Theta_{ij}\}, \delta_f \right)$$

- Podemos encontrar Θ_{ij} en términos de los parámetros de H_m y H_b .
- (i) $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ fijados por experimentos solares, de reactor, aceleradores y atmosféricos
- (ii) Hemos fijado $\delta_{CP} = \delta_b = \phi_{b2} = \phi_{b3} = 0$.
- (iii) Finalmente, se fija $b_{ij} \propto \Delta m_{ij}^2 / 2E$ a una energía dada $E^* = 1$ PeV, i.e.,

$$b_{ij} = \lambda \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E^*} .$$

$\Rightarrow \Theta_{ij}, \delta_f$ dependen sólo de 4 parámetros: $\lambda, \theta_{b12}, \theta_{b13}$ y θ_{b23} .



Hamiltoniano total

$$H_f = H_V + H_b$$

- $H_V \sim 1/E \Rightarrow H_b$ contribuye progresivamente más con E creciente
- Usamos el flujo esperado de ν 's astrofísicos de alta energía ($E \gtrsim 1$ PeV).
- Sea U_f la matriz que diagonaliza a H_f :

$$U_f = U_f \left(\{\theta_{ij}\}, \{\theta_{bij}\}, \{\Delta m_{ij}^2\}, \{b_{ij}\}, \delta_{CP}, \delta_b, \phi_{b2}, \phi_{b3} \right) = U \left(\{\Theta_{ij}\}, \delta_f \right)$$

- Podemos encontrar Θ_{ij} en términos de los parámetros de H_m y H_b .
- (i) $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ fijados por experimentos solares, de reactor, aceleradores y atmosféricos
- (ii) Hemos fijado $\delta_{CP} = \delta_b = \phi_{b2} = \phi_{b3} = 0$.
- (iii) Finalmente, se fija $b_{ij} \propto \Delta m_{ij}^2 / 2E$ a una energía dada $E^* = 1$ PeV, i.e.,

$$b_{ij} = \lambda \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E^*} .$$

$\Rightarrow \Theta_{ij}, \delta_f$ dependen sólo de 4 parámetros: $\lambda, \theta_{b12}, \theta_{b13}$ y θ_{b23} .



Razones de sabor

- Razones de sabor en producción: $\phi_e^0 : \phi_\mu^0 : \phi_\tau^0$
- En la detección (Tierra):

$$\phi_\alpha = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \langle P_{\beta\alpha} \rangle \phi_\beta^0$$

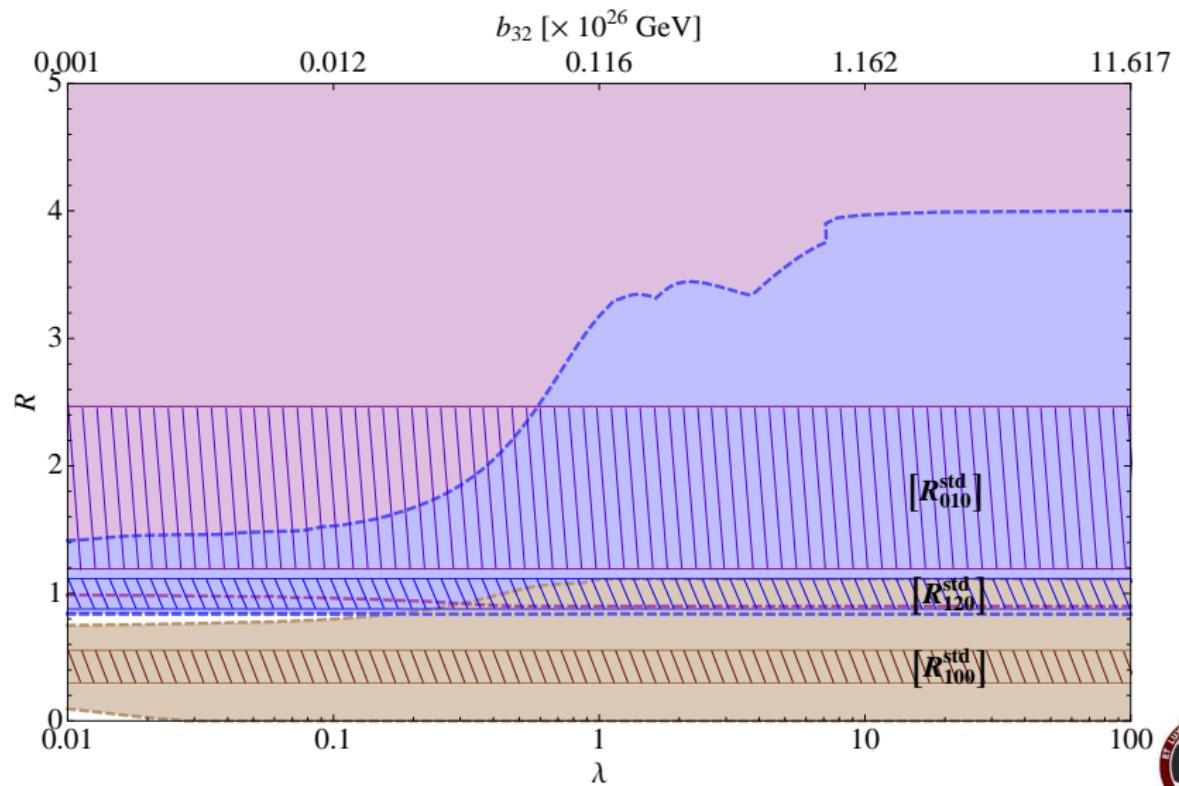
- $\langle P_{\beta\alpha} \rangle$ puede ser modificada por CPTV.
- Definimos las razones

$$R \equiv \frac{\phi_\mu}{\phi_e} \quad , \quad S \equiv \frac{\phi_\tau}{\phi_\mu}$$

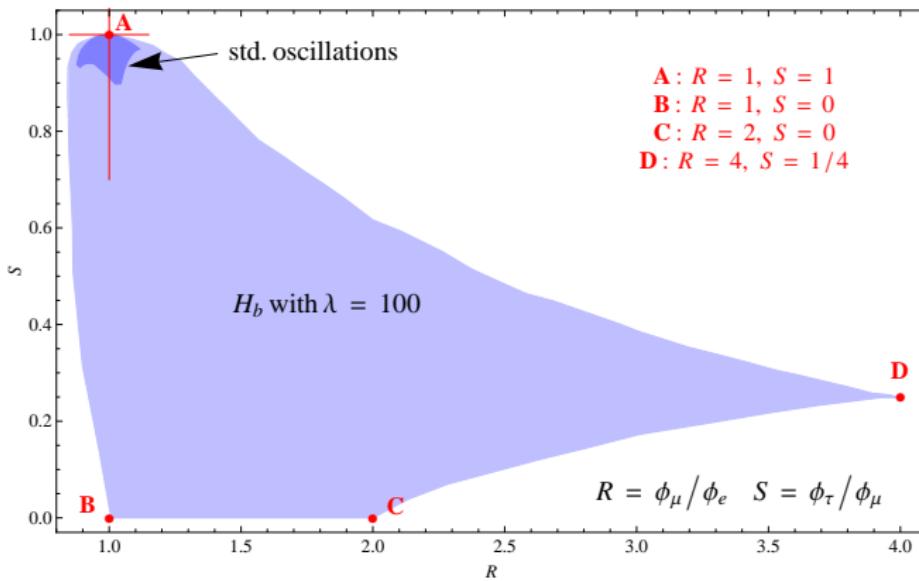
- Buscamos escenarios en los que $R, S(\lambda; \Theta_{ij}) \neq R, S(\theta_{ij})$ **notablemente**.



Si se detectan sólo ν_μ y ν_e ...

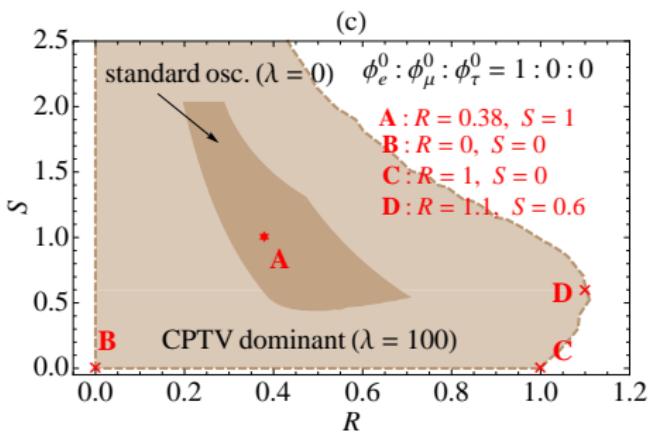
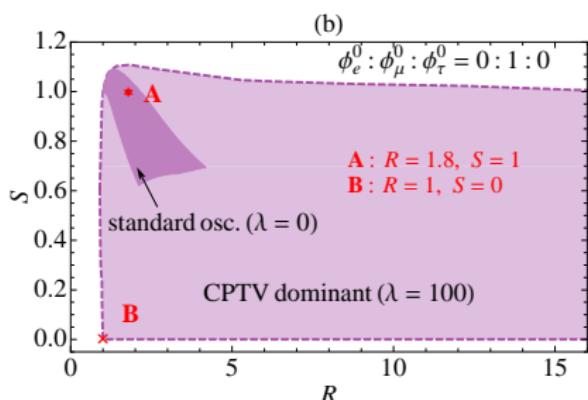
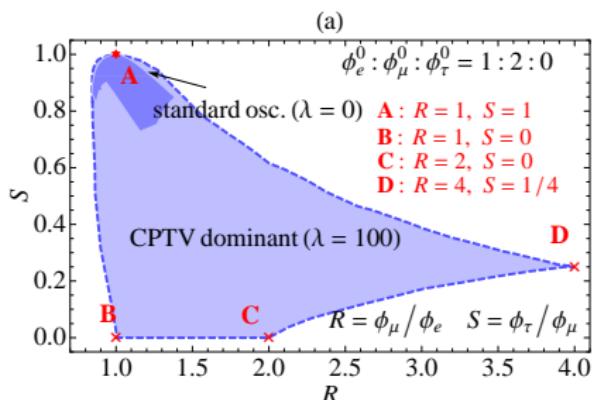


Si se detectan los tres sabores, entonces, e.g., para $\phi_e^0 : \phi_\mu^0 : \phi_\tau^0 = 1 : 2 : 0$:



Caso	$\{\Theta_{12}, \Theta_{13}, \Theta_{23}\}$	$\phi_e : \phi_\mu : \phi_\tau$	
A	$\{\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}\}$	$1 : 1 : 1$	Mezcla estándar
B	$\{\pi/4, 0, 0\}$	$1 : 1 : 0$	Mezcla máxima $\nu_e \nu_\mu$; ν_τ 's no intervienen
C	$\{0, 0, 0\}$	$1 : 2 : 0$	No hay mezcla efectiva
D	$\{\pi/2, \pi/4, 0\}$	$1 : 4 : 1$	Sólo mezcla $\nu_e \nu_\tau$; $\langle P_{e\tau} \rangle = \langle P_{\tau e} \rangle = 1/2$

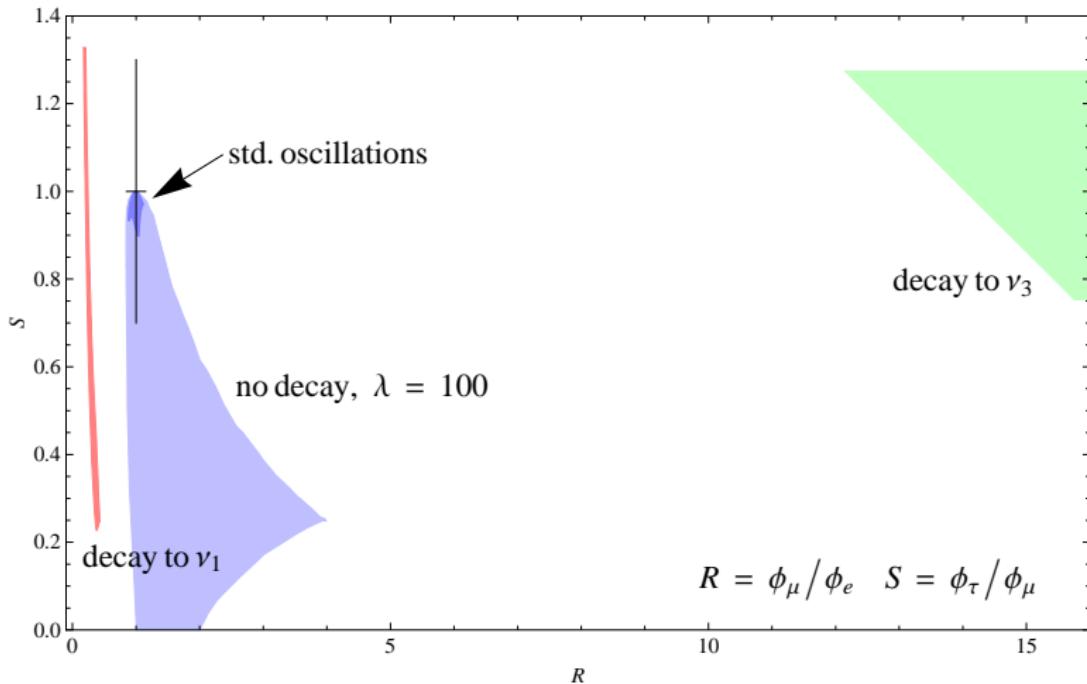




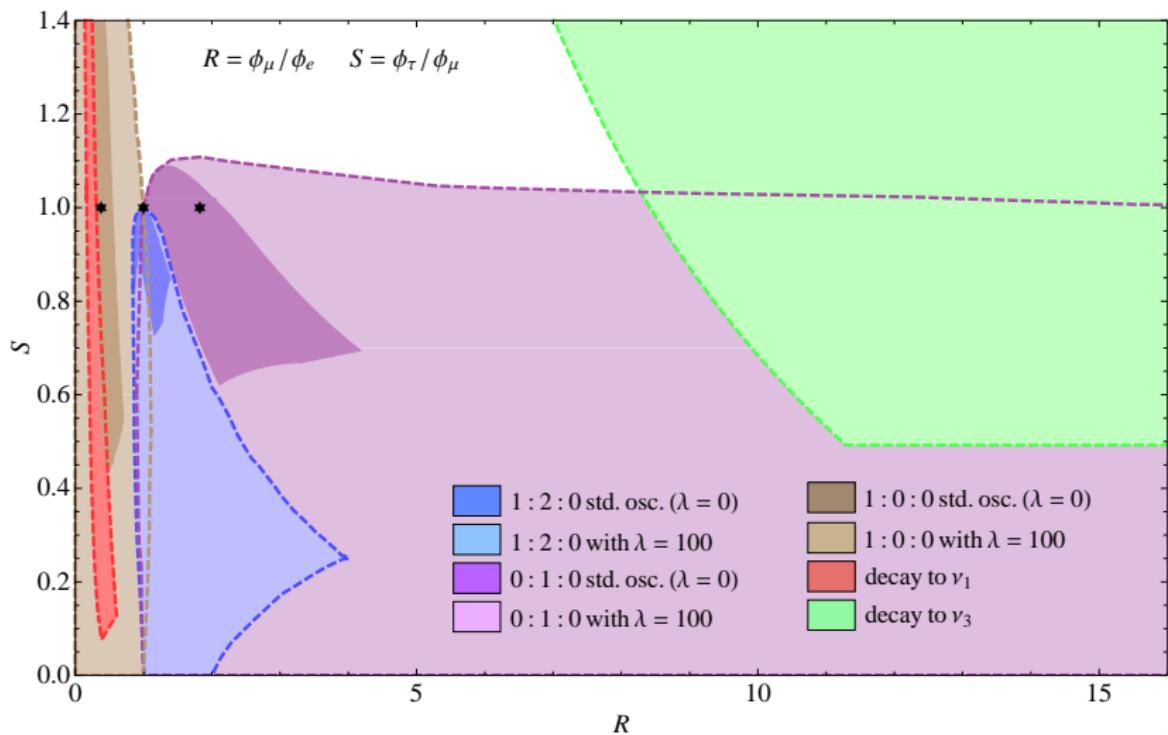
- Como $L \gg 1$, el decaimiento de neutrinos es una posibilidad:

$\nu_2, \nu_3 \rightarrow \nu_1$ (jerarquía normal) , $\nu_1, \nu_2 \rightarrow \nu_3$ (jerarquía invertida)

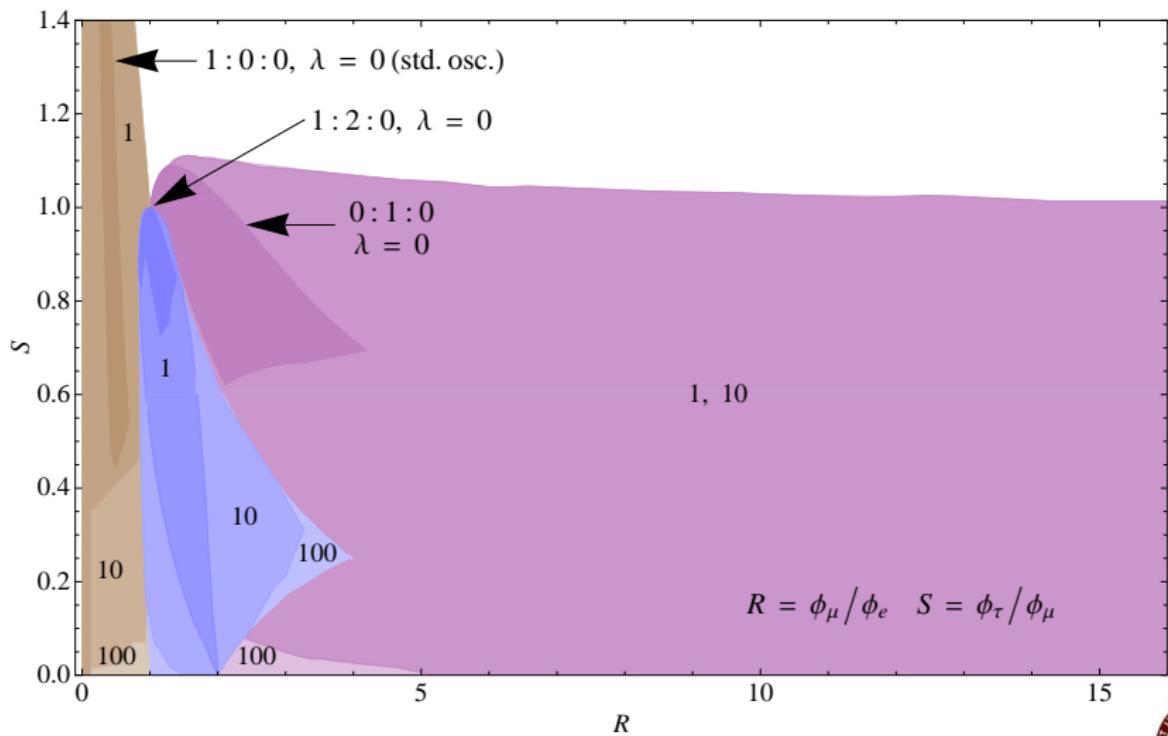
- Asumimos que el decaimiento se ha completado cuando los ν 's llegan a Tierra.



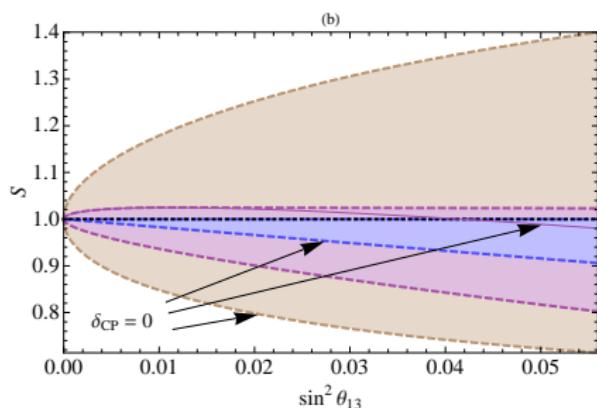
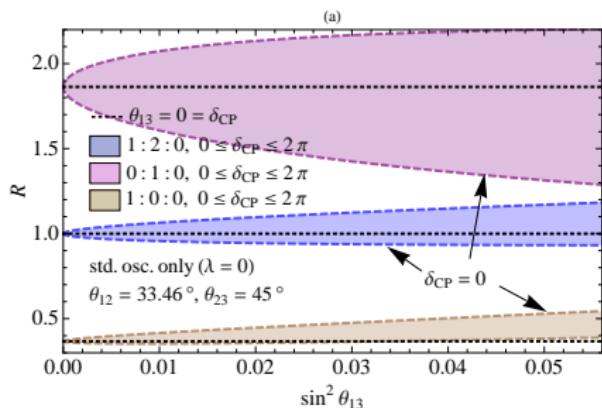
Poniendo todo junto ...



λ controla el tamaño de las regiones permitidas $R - S$:



Si dejamos variar $0 \leq \delta_{\text{CP}} \leq 2\pi$:



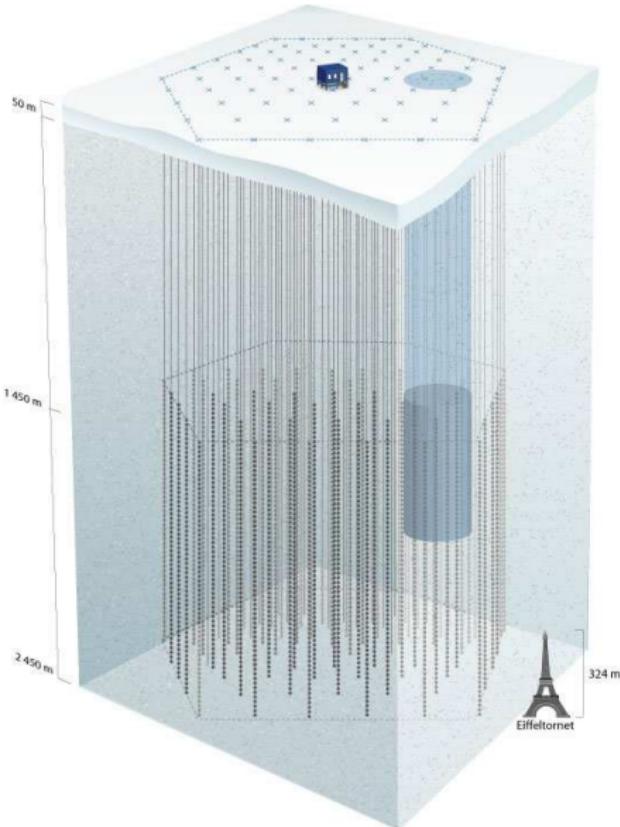
R más afectado en el caso $(0 : 1 : 0)$: hasta 42% con respecto a $\theta_{13} = \delta_{\text{CP}} = 0$.

S más afectado en el caso $(1 : 0 : 0)$: hasta 40%.



IceCube

- Detector Čerenkov en hielo optimizado para energías de TeV-PeV.
- Construido cerca del Polo Sur geográfico.
- Sucesor de AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array).
- PMTs a profundidades entre 1 450 y 2 450 m.
- 79 de 86 cadenas instaladas.
- Se espera terminado en la temporada 2010-2011.

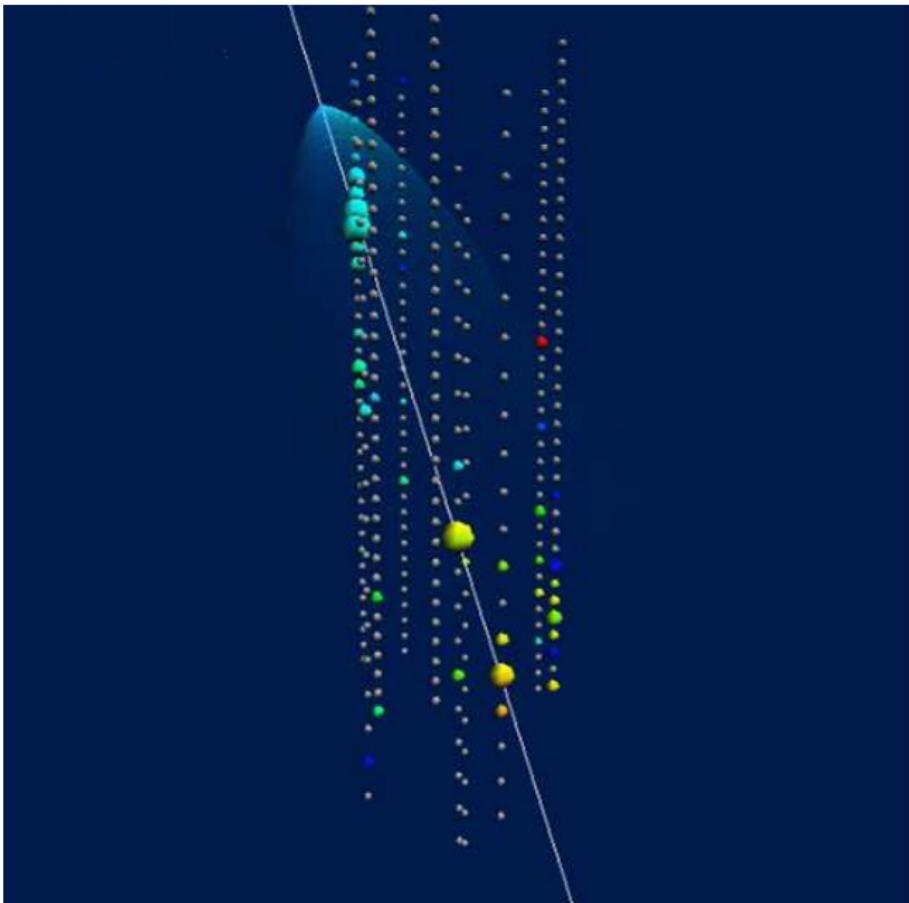


Identificación del sabor

- IceCube **no** mide los flujos de sabor ϕ_α directamente.
- Diferentes tipos de eventos que pueden usarse para reconstruir ϕ_α .
- Interacciones de **corriente neutra** producen cascadas hadrónicas (todos los sabores).
- Interacciones de **corriente cargada**:
 - ▶ ν_μ : muon tracks (saliendo de una cascada hadrónica)
 - ▶ ν_e : cascadas electromagnéticas
 - ▶ ν_τ : cascada hadrónica (debajo de algunos PeV) o tau tracks que crean segunda cascada

J.Beaumon *et al.* Phys. Rev. D **68**, 093005 (2003), Erratum-*ibid.* D **72**, 019901 (2005) [hep-ph/0307025]





- Observables útiles:
 - ▶ Total de cascadas NC+CC ($\nu_e + \nu_\tau$): $N_{\text{sh}} = N_{\text{sh}}^{\text{NC}} + N_{\text{sh}}^{\text{CC}}$
 - ▶ Número de muon tracks: N_{ν_μ}
 - \Rightarrow análogo experimental de $R \equiv \phi_\mu/\phi_e$:
- $$R_{\text{exp}} \equiv N_{\nu_\mu}/N_{\text{sh}}$$
- Número esperado de eventos CC iniciados por ν_τ 's muy bajo: \sim uno cada dos años (para un flujo de $10^{-7} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$).
 - \therefore no existe análogo experimental práctico para $S \equiv \phi_\tau/\phi_\mu$.
 - Sólo usaremos ν 's que **no** atraviesen la Tierra antes de llegar a IceCube (*downgoing* ν 's).



Para un flujo difuso total (suma sobre todos los sabores) $\Phi_{\nu_{\text{all}}}$:

$$N_{\nu_{\text{all}}}^{\text{CC}} = T n_T V_{\text{eff}} \Omega \int_{E_{\text{sh}}^{\text{min}}}^{E_{\nu}^{\text{max}}} \Phi_{\nu_{\text{all}}} (E_{\nu}) \frac{1}{2} \left[\sigma_{\text{CC}}^{\nu N} (E_{\nu}) + \sigma_{\text{CC}}^{\bar{\nu} N} (E_{\nu}) \right] dE_{\nu}$$

$$N_{\nu_{\text{all}}}^{\text{NC}} = T n_T V_{\text{eff}} \Omega \int_{E_{\text{sh}}^{\text{min}}}^{E_{\nu}^{\text{max}}} dE_{\nu} \int_{E_{\nu} - E_{\text{sh}}^{\text{min}}}^{E_{\nu}^{\text{max}}} dE'_{\nu} \Phi_{\nu_{\text{all}}} (E_{\nu}) \times$$

$$\times \frac{1}{2} \left[\frac{d\sigma_{\text{NC}}^{\nu N}}{dE'_{\nu}} (E_{\nu}, E'_{\nu}) + \frac{d\sigma_{\text{NC}}^{\bar{\nu} N}}{dE'_{\nu}} (E_{\nu}, E'_{\nu}) \right]$$

$$[\Phi_{\nu_{\text{all}}}] = \text{GeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$$

T : tiempo de exposición (15 años)

n_T : número de nucleones por unidad de volumen en hielo ($\sim 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$)

V_{eff} : volumen efectivo del detector (1 km³ para IceCube)

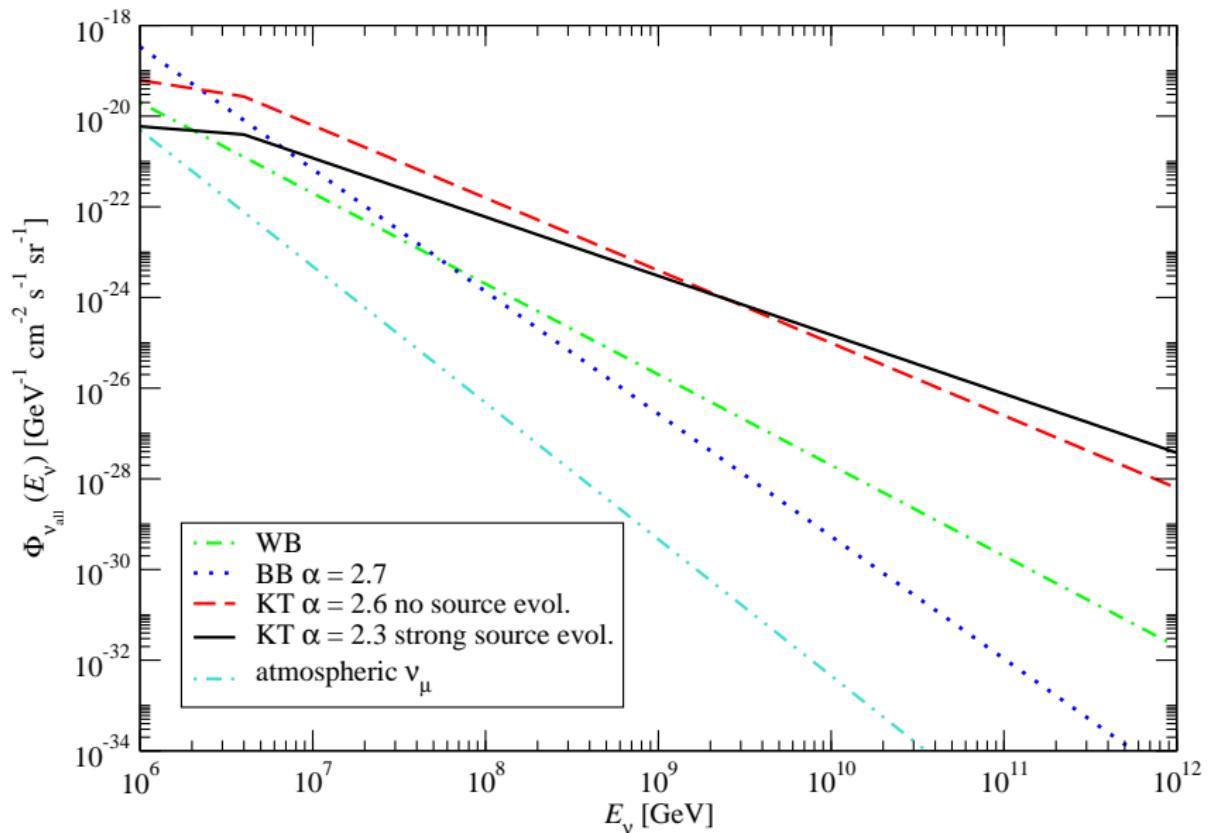
Ω : ángulo sólido de apertura (hasta 85°)

$\sigma_{\text{CC}}^{\bar{\nu}}, \sigma_{\text{NC}}^{\bar{\nu}}$: secciones de choque CC y NC neutrino-nucleón (deep inelastic)

E'_{ν} : energía del ν secundario en interacciones NC

$$E_{\text{sh}}^{\text{min}} = 10^6 \text{ GeV}, E_{\nu}^{\text{max}} = 10^{12} \text{ GeV} \Rightarrow \sin \text{bg de } \nu \text{'s atmosféricos}$$



Varios modelos de flujo de neutrinos de AGN: $\Phi_{\nu_{\text{all}}} \sim E^{-\alpha}$ 

Razón normalizada de ν_μ :

$$\tilde{\phi}_\mu \equiv \frac{\phi_\mu}{\phi_e + \phi_\mu + \phi_\tau} \in [0, 1]$$

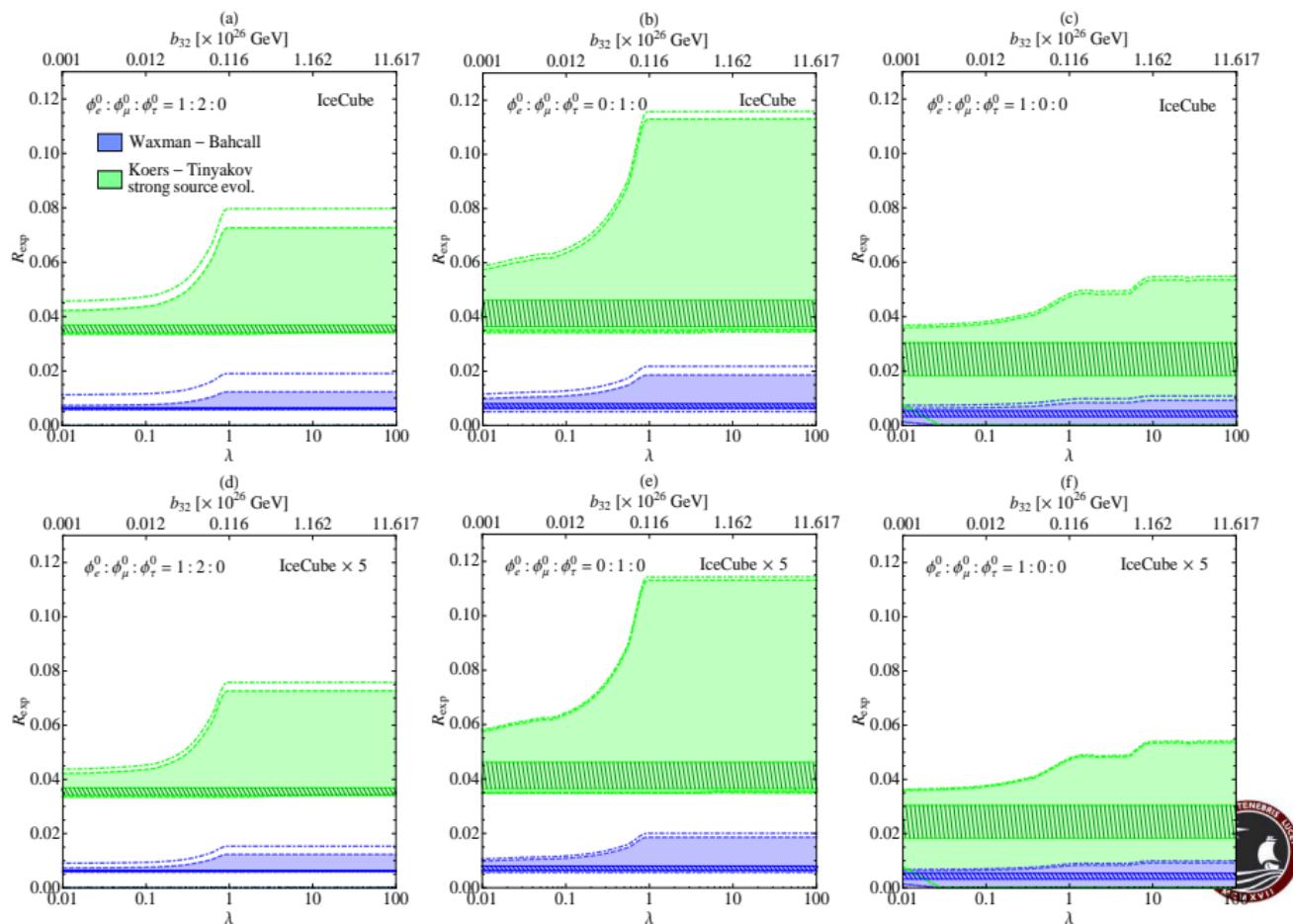
$$\Rightarrow R_{\text{exp}}(\lambda) = \frac{N_{\nu_\mu}}{N_{\text{sh}}} = \frac{\tilde{\phi}_\mu(\lambda)}{\left[1 - \tilde{\phi}_\mu(\lambda)\right] + N_{\nu_{\text{all}}}^{\text{NC}}/N_{\nu_{\text{all}}}^{\text{CC}}}$$

Para $T = 15$ años y $V_{\text{eff}} = 1 \text{ km}^3$:

Flujo $\propto E^{-\alpha}$	$N_{\nu_{\text{all}}}^{\text{NC}}$	$N_{\nu_{\text{all}}}^{\text{CC}}$	$N_{\nu_{\text{all}}}^{\text{NC}}/N_{\nu_{\text{all}}}^{\text{CC}}$
Waxman-Bahcall $\alpha = 2$	1781.64	33.12	53.79
Becker-Biermann $\alpha = 2.7$	9248.58	130.68	70.77
Koers-Tinyakov no source evolution $\alpha = 2.6$	9013.86	354.96	25.39
Koers-Tinyakov strong source evolution $\alpha = 2.3$	16495.92	1866.42	8.84

Escogemos los dos extremos: Waxman-Bahcall (WB) y Koers-Tinyakov strong source evolution (KT).

Violación de CPT en la Extensión del Modelo Estándar



Contenido

- 1 Introducción y motivación
- 2 El Modelo Estándar y la Extensión del Modelo Estándar
- 3 Oscilaciones de neutrinos y neutrinos astrofísicos
- 4 Violación de CPT mediante relaciones de dispersión modificadas
- 5 Violación de CPT en la Extensión del Modelo Estándar
- 6 Conclusiones



CPTV a través de una relación de dispersión modificada:

- se modifica la fase de oscilación, no la amplitud (ángulos de mezcla)
- necesarias energías $\sim 10^4$ veces las máximas esperadas

CPTV a través de un Lagrangiano efectivo SME en el sector neutrinos:

- se modifican la fase y la amplitud de oscilación
- permite grandes desviaciones de las razones de sabor respecto de valores estándar
- dificultad para distinguir entre CPTV y decaimientos
- dificultad para reconstruir las razones de sabores en la producción
- **IceCube puede ser capaz de detectar la presencia de CPTV después de 15 años de exposición.**



Diapositivas de respaldo



Teorías de campo relativistas y CPT



- La densidad Lagrangiana $\mathcal{L}(x)$ de una teoría de campos en espacio plano (e.g., Modelo Estándar) es invariante bajo transformaciones CPT si la teoría respeta:
 - (i) localidad
 - (ii) unitariedad
 - (iii) simetría de Lorentz
- Si cualquiera de (i)–(iii) se rompe, CPT será violada.
- Posible tener violación de CPT sin violar la simetría de Lorentz.



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i\partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_P = 10^{-35}$ m ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43}$ s)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_P
- ▶ l_P es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{Pl} = 10^{-35}$ m (“espuma de espacio-tiempo”)
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43}$ s)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían “caer” dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{Pl} = 10^{-35}$ m (“espuma de espacio-tiempo”)
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43}$ s)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían “caer” dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{\text{Pl}} = 10^{-35} \text{ m}$ ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ **agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43} \text{ s}$)**
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{\text{Pl}} = 10^{-35} \text{ m}$ ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43} \text{ s}$)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{\text{Pl}} = 10^{-35} \text{ m}$ ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43} \text{ s}$)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{\text{Pl}} = 10^{-35} \text{ m}$ ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43} \text{ s}$)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{\text{Pl}} = 10^{-35} \text{ m}$ ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43} \text{ s}$)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{\text{Pl}} = 10^{-35} \text{ m}$ ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43} \text{ s}$)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{\text{Pl}} = 10^{-35} \text{ m}$ ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43} \text{ s}$)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



¿Cómo romper ...

- ... localidad?

$$S = \int d^4x \bar{\psi} i\partial_\mu \gamma^\mu \psi_L + \frac{im}{4\pi} \int d^3x dt dt' \bar{\psi}(t) \frac{1}{t-t'} \psi(t')$$

e.g., para explicar la anomalía de LSND.

- ... unitariedad?

- ▶ espacio-tiempo discreto y topológicamente no trivial a escala de Planck, $l_{\text{Pl}} = 10^{-35} \text{ m}$ ("espuma de espacio-tiempo")
- ▶ agujeros negros microscópicos (tiempo de vida $\sim 10^{-43} \text{ s}$)
- ▶ números cuánticos de una partícula podrían "caer" dentro de los horizontes de eventos
- ▶ \Rightarrow estado puro inicial se convierte en estado mixto
- ▶ i.e., ocurre pérdida de información \equiv pérdida de unitariedad

- ... simetría de Lorentz?

- ▶ aparece otro invariante universal (además de c): l_{Pl}
- ▶ l_{Pl} es el mismo en todos los marcos de referencias inerciales
- ▶ induce violación de Lorentz



Modelo Estándar



Contenido de partículas en el Modelo Estándar con Higgs mínimo:

- **Bosones:** $\gamma, W^+, W^-, Z^0, g_{1\ldots 8}$

- **Escalares:** ϕ (Higgs)

- **Fermiones:**

 - ▶ Quarks:

$$\begin{array}{l} 2/3 : \quad \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right) \times 3 \text{ colores} \\ -1/3 : \quad \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right) \end{array}$$

 - ▶ Leptones:

$$\begin{array}{l} 0 : \quad \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L, \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L, \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L \\ -1 : \quad \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_R, \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_R, \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_R \end{array}$$

$$-1 : (e^-)_R, \quad (\mu^-)_R, \quad (\tau^-)_R$$



Lagrangiano del sector electrodébil ($SU(2) \otimes U(1)$):

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{leptones}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$$

g : constante de acoplamiento de $SU(2)_L$

g' : constante de acoplamiento de $U(1)_Y$

Sector gauge

Tensores de fuerza:

- $SU(2)_L$: $F_{\mu\nu}^a = \partial_\nu B_\mu^a - \partial_\mu B_\nu^a + g \varepsilon_{bca} B_\mu^b B_\nu^c$ para $a = 1, 2, 3$
- $U(1)_Y$: $f_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu$

Entonces:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu}$$

Por el momento, cuatro bosones no masivos: A_μ , B_μ^1 , B_μ^2 , B_μ^3



$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{leptones}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$$

Sector leptones

- Para cualquier campo ψ solución libre de la ecuación de Dirac:

$$\psi = \psi_L + \psi_R, \quad \psi_L \equiv P_L \psi = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi, \quad \psi_R \equiv P_R \psi = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi$$

- En el SM, los neutrinos son no masivos, i.e., $\nu = \nu_L$.
- Doblete de isospin débil: $L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$
- Singlete de isospin débil: $R = e_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) e$

Entonces:

$$\mathcal{L}_{\text{leptones}} = \bar{R} \left(\partial_\mu + i \frac{g'}{2} A_\mu Y \right) R + \bar{L} i \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i \frac{g'}{2} A_\mu Y + i \frac{g}{2} \tau \cdot \mathbf{B}_\mu \right) L$$



$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{leptones}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$$

Sector Higgs

- El campo Higgs es un doblete: $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$
 ϕ^+, ϕ^0 : escalares
- Potencial de Higgs:

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \lambda > 0$$

Entonces:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi)$$



$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{leptones}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$$

Sector Yukawa

- Interacción entre el campo escalar y los leptones.
- G : constante de acoplamiento Yukawa

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -G_e \left[\bar{R} \phi^\dagger L + \bar{L} \phi R \right]$$



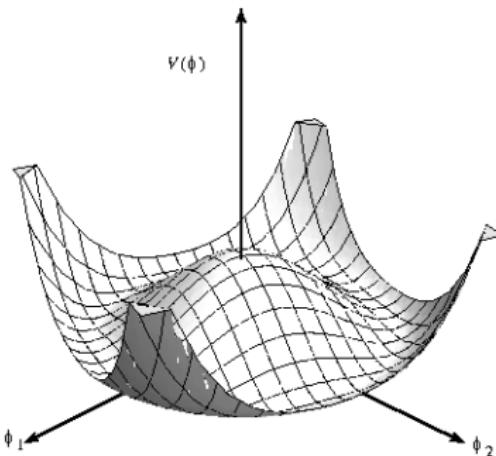
Poniendo todo junto, queda

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{EW}} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \\
 & + \bar{R} \left(\partial_\mu + i \frac{g'}{2} A_\mu Y \right) R + \bar{L} i \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i \frac{g'}{2} A_\mu Y + i \frac{g}{2} \tau \cdot \mathbf{B}_\mu \right) L \\
 & + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \\
 & - G_e [\bar{R} \phi^\dagger L + \bar{L} \phi R]
 \end{aligned}$$

Mediante el mecanismo de Higgs, obtenemos las masas de bosones y leptones.



Potencial de Higgs: $V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$, $\lambda > 0$



En el gauge unitario, el v.e.v. del Higgs queda

$$\langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad v \equiv \sqrt{-\mu^2/\lambda}, \quad \mu^2 < 0.$$

Perturbamos el vacío:

$$\langle \phi \rangle_0 \rightarrow \phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \eta(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$



Después del rompimiento de la simetría electrodébil:

- Bosones:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = & \left[\frac{1}{2} (\partial^\mu \eta) (\partial_\mu \eta) - \frac{\mu^2}{2} \eta^2 \right] \\ & + \frac{m_W^2}{2} W^+ \mu W_\mu^+ + \frac{m_W^2}{2} W^- \mu W_\mu^- + \frac{m_Z^2}{2} Z^\mu Z_\mu + \dots\end{aligned}$$

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{B_\mu^1 \mp i B_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad Z_\mu \equiv \frac{-g' A_\mu + g B_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$$m_W \equiv g v / 2, \quad m_Z \equiv (v/2) \sqrt{g^2 + g'^2}$$

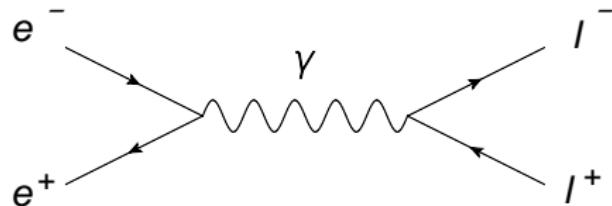
- Leptones:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -m_e \bar{e} e - \frac{G_e}{\sqrt{2}} \eta \bar{e} e$$

$$m_e \equiv G_e v / \sqrt{2}$$



- El SM es una teoría cuántica de campos relativista.
- ∴ Debe ser invariante bajo transformaciones de Lorentz.
- e.g., para un proceso QED-puro, $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$:



$$\mu = ie^2 [\bar{u}_l \gamma^\alpha v_l] \frac{1}{k^2 + i\varepsilon} [\bar{v}_e \gamma_\alpha u_e]$$

$$\begin{aligned} [\bar{u}_l \gamma^\alpha v_l] &\rightarrow [\bar{u}_l \gamma^\beta \Lambda_\beta^\alpha v_l] \\ [\bar{v}_e \gamma_\alpha u_e] &\rightarrow [\bar{v}_e \gamma_\beta \Lambda_\alpha^\beta u_e] \end{aligned}$$

$$\Rightarrow [\bar{u}_l \gamma^\alpha v_l] [\bar{v}_e \gamma_\alpha u_e] \rightarrow [\bar{u}_l \gamma^\beta v_l] [\bar{v}_e \gamma_\beta u_e] \Lambda_\beta^\alpha \Lambda_\alpha^\beta, \text{ with } \Lambda_\beta^\alpha \Lambda_\alpha^\beta = 1$$



Extensión del Modelo Estándar



- Los términos en \mathcal{L}' no afectan el gauge global $U(1)_{\text{em}}$.
- \therefore La corriente, $j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$, y la carga eléctrica asociada, $Q \equiv \int d^3x j^0$, aún se conservan.
- \mathcal{L} es invariante bajo traslaciones si $\langle T \rangle$ es constante.
- \therefore El tensor de energía-momentum tiene la forma estándar $\Theta^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \bar{\psi} \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\nu \psi$, con $\partial_\mu \Theta^{\mu\nu} = 0$, y cuadri-momento conservado $P^\mu \equiv \int d^3x \Theta^{0\mu}$.
- La conservación de energía y momentum, sin embargo, no implica necesariamente un comportamiento usual bajo boosts y rotaciones.
- De hecho, el comportamiento es distinto debido a \mathcal{L}' .



$$\psi_L \equiv \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi, \quad \psi_R \equiv \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi$$

Leptones:

$$L_A = \begin{pmatrix} \nu_A \\ I_A \end{pmatrix}_L, \quad R_A = (I_A)_R$$

Quarks:

$$Q_A = \begin{pmatrix} u_A \\ d_A \end{pmatrix}_L, \quad U_A = (u_A)_R, \quad D_A = (d_A)_R$$

Sabor: $A = 1, 2, 3$

$$I_A \equiv (e, \mu, \tau), \quad \nu_A \equiv (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau), \quad u_A \equiv (u, c, t), \quad d_A \equiv (d, s, b)$$

Higgs (gauge unitario): $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ r_\phi \end{pmatrix}$

Acoplamientos Yukawa: G_L (leptones), G_U (quarks tipo u), G_D (quarks tipo d)

	$SU(3)$	$SU(2)$	$U(1)$
constante de acoplamiento	g_3	g	g'
campos gauge	G_μ	W_μ	B_μ
tensores de intensidad de campo	$G_{\mu\nu}$	$W_{\mu\nu}$	$B_{\mu\nu}$



Sector fermiones

Modelo Estándar:

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}} = \frac{1}{2} i \bar{L}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu L_A + \frac{1}{2} i \bar{R}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu R_A$$

$$\mathcal{L}_{\text{quark}} = \frac{1}{2} i \bar{Q}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu Q_A + \frac{1}{2} i \bar{U}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu U_A + \frac{1}{2} i \bar{D}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu D_A$$

SME:

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}}^{\text{CPT-even}} = \frac{1}{2} i (c_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow\nu}{D} L_B + \frac{1}{2} i (c_R)_{\mu\nu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow\nu}{D} R_B$$

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}}^{\text{CPT-odd}} = - (a_L)_{\mu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu L_B - (a_R)_{\mu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu R_B$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{quark}}^{\text{CPT-even}} = & \frac{1}{2} i (c_Q)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow\nu}{D} Q_B + \frac{1}{2} i (c_U)_{\mu\nu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow\nu}{D} U_B \\ & + \frac{1}{2} i (c_D)_{\mu\nu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow\nu}{D} D_B \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{\text{quark}}^{\text{CPT-odd}} = - (a_Q)_{\mu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu Q_B - (a_U)_{\mu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu U_B - (a_D)_{\mu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu D_B$$

$c_{\mu\nu}$, a_μ Hermíticos en el espacio de generaciones

$c_{\mu\nu}$: adimensional, con partes simétrica y antisimétrica, sin traza

a_μ : dimensiones de masa



Sector Yukawa

Modelo Estándar:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \left[(G_L)_{AB} \bar{L}_A \phi R_B + (G_U)_{AB} \bar{Q}_A \phi^c U_B + (G_D)_{AB} \bar{Q}_A \phi D_B \right] + \text{H.c.}$$

SME:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{CPT-even}} = & -\frac{1}{2} \left[(H_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \phi \sigma^{\mu\nu} R_B + (H_U)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \phi^c \sigma^{\mu\nu} U_B \right. \\ & \left. + (H_D)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \phi \sigma^{\mu\nu} D_B \right] + \text{H.c.} \end{aligned}$$

$H_{\mu\nu}$: adimensional, antisimétrico



Sector Higgs

Modelo Estándar:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \frac{\lambda}{3!} (\phi^\dagger \phi)^2$$

SME:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}}^{\text{CPT-even}} &= \frac{1}{2} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} (D_\mu \phi)^\dagger D_\nu \phi + \text{H.c.} \\ &\quad - \frac{1}{2} (k_{\phi B})^{\mu\nu} \phi^\dagger \phi B_{\mu\nu} - \frac{1}{2} (k_{\phi W})^{\mu\nu} \phi^\dagger W_{\mu\nu} \phi \\ \mathcal{L}_{\text{Higgs}}^{\text{CPT-odd}} &= i (k_\phi)^\mu \phi^\dagger D_\mu \phi + \text{H.c.} \end{aligned}$$

En $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}^{\text{CPT-even}}$: $k_{\phi\phi}$ adimensional, parte real simétrica e imaginaria antisimétrica; el resto de coeficientes con dimensiones de masa y reales antisimétricos

En $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}^{\text{CPT-odd}}$: k_ϕ complejo, con dimensiones de masa



Sector gauge

Modelo Estándar:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{2} \text{Tr}(G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}) - \frac{1}{2} \text{Tr}(W_{\mu\nu} W^{\mu\nu}) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

SME:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}}^{\text{CPT-even}} = -\frac{1}{2} (k_G)_{\kappa\lambda\mu\nu} \text{Tr}(G^{\kappa\lambda} G^{\mu\nu}) - \frac{1}{2} (k_W)_{\kappa\lambda\mu\nu} \text{Tr}(W^{\kappa\lambda} W^{\mu\nu})$$

$$-\frac{1}{4} (k_B)_{\kappa\lambda\mu\nu} B^{\kappa\lambda} B^{\mu\nu}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{gauge}}^{\text{CPT-odd}} = & (k_3)_\kappa \epsilon^{\kappa\lambda\mu\nu} \text{Tr} \left(G_\lambda G_{\mu\nu} + \frac{2}{3} i g_3 G_\lambda G_\mu G_\nu \right) \\ & + (k_2)_\kappa \epsilon^{\kappa\lambda\mu\nu} \text{Tr} \left(W_\lambda W_{\mu\nu} + \frac{2}{3} i g W_\lambda W_\mu W_\nu \right) \\ & + (k_1)_\kappa \epsilon^{\kappa\lambda\mu\nu} B_\lambda B_{\mu\nu} + (k_0)_\kappa B^\kappa \end{aligned}$$

$k_{G,W,B}$: adimensionales, reales

$k_{1,2,3}$: dimensiones de masa, reales

k_0 : dimensiones de masa³, real



Oscilaciones de neutrinos



Aproximación de dos neutrinos

- Válida para, e.g.,
 - ▶ $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ (neutrinos solares)
 - ▶ $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ (neutrinos atmosféricos)
 - Matriz de mezcla leptónica: $U = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$
- $$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{cases} |\nu_e\rangle = \cos(\theta) |\nu_1\rangle + \sin(\theta) |\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle = -\sin(\theta) |\nu_1\rangle + \cos(\theta) |\nu_2\rangle \end{cases}$$

- Hamiltoniano: $H_2^m = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} \end{pmatrix}$
- Probabilidades de cambio de sabor y supervivencia:

$$P_{e\mu}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right)$$

$$P_{ee}(E, L) = P_{\mu\mu}(E, L) = 1 - P_{e\mu}(E, L) ,$$

con $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$.



- Hamiltoniano (base de autoestados de masa):

$$H_2^m = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} \end{pmatrix}$$

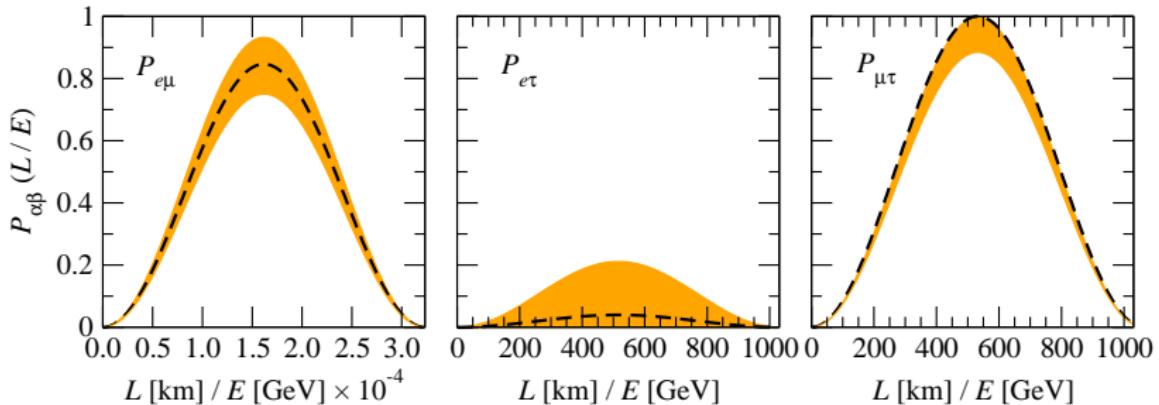
- Probabilidades de cambio de sabor y supervivencia:

$$P_{e\mu}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right)$$

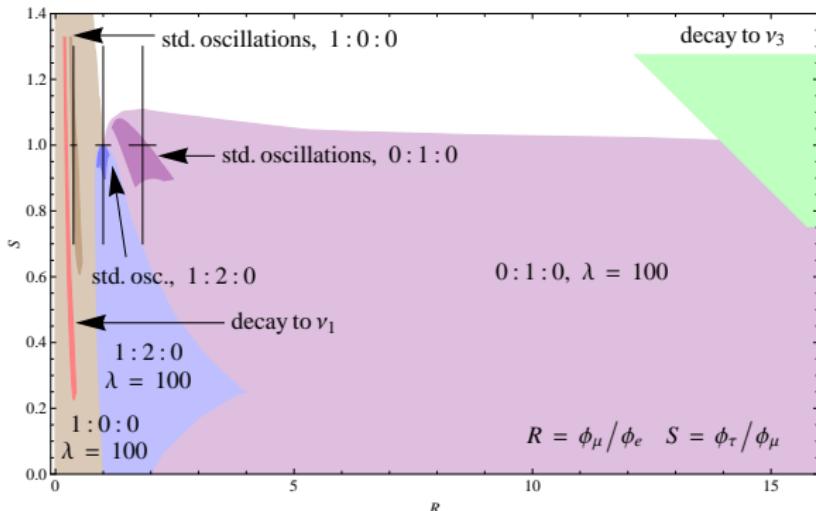
$$P_{ee}(E, L) = P_{\mu\mu}(E, L) = 1 - P_{e\mu}(E, L) ,$$

con $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$.





$$P_{\alpha\beta}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right), \quad \alpha \neq \beta$$



- $R, S \in$ light blue $\Rightarrow \exists H_b$ dominant, but production mechanism unknown
- $R, S \in$ light purple $\Rightarrow \exists H_b$ dominant, production ratios $0 : 1 : 0$
- $S \gtrsim 1.35 \Rightarrow \exists H_b$ dominant, production ratios $1 : 0 : 0$
- $S > 1$ or $R < 1$ or $R > 4 \Rightarrow$ production ratios not $1 : 2 : 0$
- Both decays and $0 : 1 : 0, 1 : 0 : 0$ allow $S > 1$; R is needed to distinguish
- Decay to ν_3 and $0 : 1 : 0, \lambda = 100$ yield high R ; S is needed to distinguish
- Decay to ν_1 indistinguishable from $1 : 0 : 0$ with $\lambda = 100$

Neutrino mixing angles - current status

From a global analysis including solar, atmospheric, reactor (KamLAND and CHOOZ) and accelerator (K2K and MINOS) data, the current values of the standard mixing angles are (1σ):

$$\sin^2(\theta_{12}) = 0.304^{+0.022}_{-0.016}$$

$$\sin^2(\theta_{23}) = 0.5^{+0.07}_{-0.06}$$

$$\sin^2(\theta_{13}) \leq 0.035$$

T.Schwetz, M.Tortola, J.Valle, New J. Phys. **10**, 113011 (2008) [hep-ph/0808.2016]



Muon tracks

- Muons undergo energy loss as they propagate in the ice:

$$\frac{dE}{dX} = -\alpha - \beta E, \quad \begin{cases} \alpha = 2.0 \text{ MeV cm}^2/\text{g} \text{ (loss by ionisation)} \\ \beta = 4.2 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{g} \text{ (loss through bremsstrahlung)} \end{cases}$$

- Muon range:

$$R_\mu = \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{\alpha + \beta E_\mu}{\alpha + \beta E_\mu^{\text{thr}}} \right)$$

$E_\mu^{\text{thr}} \sim 50 - 100 \text{ GeV}$ is the threshold energy that triggers the detectors.

- Probability of detecting a ν_μ traveling through the detector:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \mu} \simeq \rho N_A \sigma R_\mu$$

ρ : ice nucleon density

N_A : Avogadro's number

σ : CC ν -nucleon cross section



Showers

- The detector sees a 1 TeV shower as photoelectrons distributed over a ~ 100 m radius sphere (~ 300 m for PeV).
- Shower sizes are smaller than muon ranges \Rightarrow smaller effective volume.
- $E_{\text{sh}}^{\text{thr}} > E_{\mu}^{\text{thr}}$
- Probability of detecting a neutrino by a neutral-current shower:

$$P_{\nu \rightarrow \text{NC shower}} \simeq \rho N_A L \int_{E_{\text{sh}}^{\text{thr}}/E_{\nu}}^1 \frac{d\sigma}{dy} dy$$

σ : NC ν -nucleon cross section

y : energy fraction transferred from the ν to the shower

L : detector length

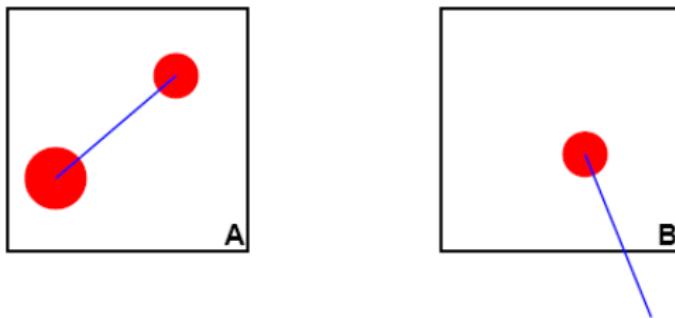
- For ν_e , the total energy goes into the CC and NC showers, so

$$P_{\nu \rightarrow \text{shower}} \simeq \rho N_A \sigma L$$

- IceCube's energy resolution: $\sim \pm 0.1$ on \log_{10} scale.
- Can reconstruct direction to $\sim 25^\circ$.



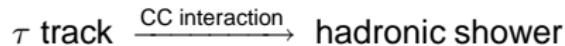
Double-bangs and lollipops



- Double bang:



- Lollipop:



- Tau range:

$$R_\tau(E_{\nu_\tau}, y) = \frac{(1-y)E_{\nu_\tau}}{m_\tau} c_{\tau_\tau}$$

τ_τ : rest-frame lifetime

- Probability of a double bang:

$$P_{\text{db}}(E_{\nu_\tau}) \simeq \rho N_A \sigma \left[(L - x_{\min} - R_\tau) e^{-x_{\min}/R_\tau} + R_\tau e^{-L/R_\tau} \right]_{y=\langle y \rangle}$$

x_{\min} : minimum τ range that can be resolved

- Probability of a lollipop:

$$P_{\text{lollipop}} \simeq \rho N_A \sigma (L - x_{\min}) \left[e^{-x_{\min}/R_\tau} \right]_{y=\langle y \rangle}$$

- We have assumed that $d\sigma/dy \simeq \sigma \delta(y - \langle y \rangle)$, with $\langle y \rangle \simeq 0.25$ at PeV scale.



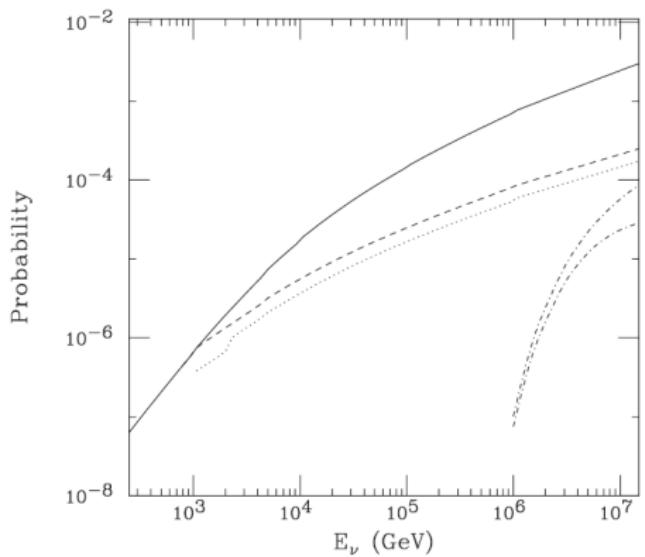


FIG. 5. Probabilities of detecting different flavors of neutrinos in IceCube versus neutrino energy, described in detail in the text. The upper solid line is the probability of a horizontal ν_μ creating a detectable muon track, and the dashed line is for downgoing ν_μ . The dotted line is the probability for ν_e to create a detectable shower (above 1 TeV), considering both charged-current and neutral-current interactions; the kink occurs when the neutral-current showers come above threshold. The dot-dashed lines are the probabilities for ν_τ to make lollipop events (upper) and double-bang events (lower).

