

Relaciones de dispersión modificadas y neutrinos astrofísicos de alta energía

M. Bustamante, A. Gago

Grupo de Altas Energías
Pontificia Universidad Católica del Perú

XVII Simposio Nacional de Física
11 de Agosto del 2008

Esquema

- 1 Neutrinos y cambios de sabor
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 Observabilidad de los efectos de física nueva
 - Caso $n = 0$
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Esquema

- 1 **Neutrinos y cambios de sabor**
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 Observabilidad de los efectos de física nueva
 - Caso $n = 0$
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Esquema

- 1 **Neutrinos y cambios de sabor**
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 Observabilidad de los efectos de física nueva
 - Caso $n = 0$
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Historia

Propuesta y descubrimiento

- Fermión de carga eléctrica nula y masa del orden de 1 eV ($\sim 10^{-33}$ g).
- Propuesto por Pauli en 1930 para preservar la conservación de energía en el decaimiento β .
- Observación experimental (Cowan, Reines *et. al*, 1956): decaimiento β inverso.
- Descubrimiento del ν_μ : 1962, por Lederman, Schwartz y Steinberger.
- Descubrimiento del ν_τ : 2000, por la Colaboración DONUT en Fermilab.
- Interactúa sólo débilmente (mediante el bosón Z^0).
- Sección eficaz ν -nucleón: $\sim 10^{-42}$ cm².

Historia

Propuesta y descubrimiento

- Fermión de carga eléctrica nula y masa del orden de 1 eV ($\sim 10^{-33}$ g).
- Propuesto por Pauli en 1930 para preservar la conservación de energía en el decaimiento β .
- Observación experimental (Cowan, Reines *et. al*, 1956): decaimiento β inverso.
- Descubrimiento del ν_μ : 1962, por Lederman, Schwartz y Steinberger.
- Descubrimiento del ν_τ : 2000, por la Colaboración DONUT en Fermilab.
- Interactúa sólo débilmente (mediante el bosón Z^0).
- Sección eficaz ν -nucleón: $\sim 10^{-42}$ cm².

Historia

Propuesta y descubrimiento

- Fermión de carga eléctrica nula y masa del orden de 1 eV ($\sim 10^{-33}$ g).
- Propuesto por Pauli en 1930 para preservar la conservación de energía en el decaimiento β .
- Observación experimental (Cowan, Reines *et. al*, 1956): decaimiento β inverso.
- Descubrimiento del ν_μ : 1962, por Lederman, Schwartz y Steinberger.
- Descubrimiento del ν_τ : 2000, por la Colaboración DONUT en Fermilab.
- Interactúa sólo débilmente (mediante el bosón Z^0).
- Sección eficaz ν -nucleón: $\sim 10^{-42}$ cm².

Historia

Propuesta y descubrimiento

- Fermión de carga eléctrica nula y masa del orden de 1 eV ($\sim 10^{-33}$ g).
- Propuesto por Pauli en 1930 para preservar la conservación de energía en el decaimiento β .
- Observación experimental (Cowan, Reines *et. al*, 1956): decaimiento β inverso.
- Descubrimiento del ν_μ : 1962, por Lederman, Schwartz y Steinberger.
- Descubrimiento del ν_τ : 2000, por la Colaboración DONUT en Fermilab.
- Interactúa sólo débilmente (mediante el bosón Z^0).
- Sección eficaz ν -nucleón: $\sim 10^{-42}$ cm².

Historia

Propuesta y descubrimiento

- Fermión de carga eléctrica nula y masa del orden de 1 eV ($\sim 10^{-33}$ g).
- Propuesto por Pauli en 1930 para preservar la conservación de energía en el decaimiento β .
- Observación experimental (Cowan, Reines *et. al*, 1956): decaimiento β inverso.
- Descubrimiento del ν_μ : 1962, por Lederman, Schwartz y Steinberger.
- Descubrimiento del ν_τ : 2000, por la Colaboración DONUT en Fermilab.
- Interactúa sólo débilmente (mediante el bosón Z^0).
- Sección eficaz ν -nucleón: $\sim 10^{-42}$ cm².

Historia

Propuesta y descubrimiento

- Fermión de carga eléctrica nula y masa del orden de 1 eV ($\sim 10^{-33}$ g).
- Propuesto por Pauli en 1930 para preservar la conservación de energía en el decaimiento β .
- Observación experimental (Cowan, Reines *et. al*, 1956): decaimiento β inverso.
- Descubrimiento del ν_μ : 1962, por Lederman, Schwartz y Steinberger.
- Descubrimiento del ν_τ : 2000, por la Colaboración DONUT en Fermilab.
- Interactúa sólo débilmente (mediante el bosón Z^0).
- Sección eficaz ν -nucleón: $\sim 10^{-42}$ cm².

Historia

Propuesta y descubrimiento

- Fermión de carga eléctrica nula y masa del orden de 1 eV ($\sim 10^{-33}$ g).
- Propuesto por Pauli en 1930 para preservar la conservación de energía en el decaimiento β .
- Observación experimental (Cowan, Reines *et. al*, 1956): decaimiento β inverso.
- Descubrimiento del ν_μ : 1962, por Lederman, Schwartz y Steinberger.
- Descubrimiento del ν_τ : 2000, por la Colaboración DONUT en Fermilab.
- Interactúa sólo débilmente (mediante el bosón Z^0).
- Sección eficaz ν -nucleón: $\sim 10^{-42}$ cm².

Historia

Propuesta y descubrimiento

- Fermión de carga eléctrica nula y masa del orden de 1 eV ($\sim 10^{-33}$ g).
- Propuesto por Pauli en 1930 para preservar la conservación de energía en el decaimiento β .
- Observación experimental (Cowan, Reines *et. al*, 1956): decaimiento β inverso.
- Descubrimiento del ν_μ : 1962, por Lederman, Schwartz y Steinberger.
- Descubrimiento del ν_τ : 2000, por la Colaboración DONUT en Fermilab.
- Interactúa sólo débilmente (mediante el bosón Z^0).
- Sección eficaz ν -nucleón: $\sim 10^{-42}$ cm².

Esquema

- 1 **Neutrinos y cambios de sabor**
 - Historia
 - **Oscilaciones de neutrinos**
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 Observabilidad de los efectos de física nueva
 - Caso $n = 0$
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Oscilaciones de neutrinos

El problema: déficit de neutrinos

- Los detectores de neutrinos solares y atmosféricos reportaban un menor número de eventos que el predicho por los modelos teóricos.
- e.g. Homestake detectaba sólo 1/3 del número de ν_e solares predicho por el Modelo Estándar Solar

Solución: cambios de sabor

- Los neutrinos son capaces de cambiar de sabor durante su desplazamiento.
- Neutrinos solares: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (SNO)
- Neutrinos atmosféricos: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (Super-Kamiokande)

Oscilaciones de neutrinos

El problema: déficit de neutrinos

- Los detectores de neutrinos solares y atmosféricos reportaban un menor número de eventos que el predicho por los modelos teóricos.
- e.g. Homestake detectaba sólo 1/3 del número de ν_e solares predicho por el Modelo Estándar Solar

Solución: cambios de sabor

- Los neutrinos son capaces de cambiar de sabor durante su desplazamiento.
- Neutrinos solares: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (SNO)
- Neutrinos atmosféricos: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (Super-Kamiokande)

Oscilaciones de neutrinos

El problema: déficit de neutrinos

- Los detectores de neutrinos solares y atmosféricos reportaban un menor número de eventos que el predicho por los modelos teóricos.
- e.g. Homestake detectaba sólo 1/3 del número de ν_e solares predicho por el Modelo Estándar Solar

Solución: cambios de sabor

- Los neutrinos son capaces de cambiar de sabor durante su desplazamiento.
- Neutrinos solares: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (SNO)
- Neutrinos atmosféricos: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (Super-Kamiokande)

Oscilaciones de neutrinos

El problema: déficit de neutrinos

- Los detectores de neutrinos solares y atmosféricos reportaban un menor número de eventos que el predicho por los modelos teóricos.
- e.g. Homestake detectaba sólo 1/3 del número de ν_e solares predicho por el Modelo Estándar Solar

Solución: cambios de sabor

- **Los neutrinos son capaces de cambiar de sabor** durante su desplazamiento.
- Neutrinos solares: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (SNO)
- Neutrinos atmosféricos: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (Super-Kamiokande)

Oscilaciones de neutrinos

El problema: déficit de neutrinos

- Los detectores de neutrinos solares y atmosféricos reportaban un menor número de eventos que el predicho por los modelos teóricos.
- e.g. Homestake detectaba sólo 1/3 del número de ν_e solares predicho por el Modelo Estándar Solar

Solución: cambios de sabor

- **Los neutrinos son capaces de cambiar de sabor** durante su desplazamiento.
- Neutrinos solares: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (SNO)
- Neutrinos atmosféricos: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (Super-Kamiokande)

Oscilaciones de neutrinos

El problema: déficit de neutrinos

- Los detectores de neutrinos solares y atmosféricos reportaban un menor número de eventos que el predicho por los modelos teóricos.
- e.g. Homestake detectaba sólo 1/3 del número de ν_e solares predicho por el Modelo Estándar Solar

Solución: cambios de sabor

- **Los neutrinos son capaces de cambiar de sabor** durante su desplazamiento.
- Neutrinos solares: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (SNO)
- Neutrinos atmosféricos: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (Super-Kamiokande)

Oscilaciones de neutrinos

El problema: déficit de neutrinos

- Los detectores de neutrinos solares y atmosféricos reportaban un menor número de eventos que el predicho por los modelos teóricos.
- e.g. Homestake detectaba sólo 1/3 del número de ν_e solares predicho por el Modelo Estándar Solar

Solución: cambios de sabor

- **Los neutrinos son capaces de cambiar de sabor** durante su desplazamiento.
- Neutrinos solares: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (SNO)
- Neutrinos atmosféricos: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (Super-Kamiokande)

¿Qué mecanismo produce los cambios de sabor?

Autoestados de masa y autoestados de sabor

- Autoestado de masa cumple la ecuación de Schrödinger:
 $i\partial|\nu_i\rangle/\partial\tau = H|\nu_i\rangle = m_i|\nu_i\rangle$.
- Autoestado de sabor: el que acompaña la emisión de un leptón e, μ, τ en el decaimiento de un bosón W^- .

Dos bases para los neutrinos

$$\begin{array}{ll} \text{autoestados de sabor} & \neq \text{autoestados de masa} \\ |\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau) & \neq |\nu_i\rangle (i = 1, 2, 3) \end{array}$$

- Mas bien, $|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ (U : matriz de mezcla)
- Vamos a deducir la probabilidad de que $|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle$.

¿Qué mecanismo produce los cambios de sabor?

Autoestados de masa y autoestados de sabor

- Autoestado de masa cumple la ecuación de Schrödinger:
 $i\partial|\nu_i\rangle/\partial\tau = H|\nu_i\rangle = m_i|\nu_i\rangle$.
- Autoestado de sabor: el que acompaña la emisión de un leptón e, μ, τ en el decaimiento de un bosón W^- .

Dos bases para los neutrinos

$$\begin{array}{ll} \text{autoestados de sabor} & \neq \text{autoestados de masa} \\ |\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau) & \neq |\nu_i\rangle (i = 1, 2, 3) \end{array}$$

- Mas bien, $|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ (U : matriz de mezcla)
- Vamos a deducir la probabilidad de que $|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle$.

¿Qué mecanismo produce los cambios de sabor?

Autoestados de masa y autoestados de sabor

- Autoestado de masa cumple la ecuación de Schrödinger:
 $i\partial|\nu_i\rangle/\partial\tau = H|\nu_i\rangle = m_i|\nu_i\rangle.$
- Autoestado de sabor: el que acompaña la emisión de un leptón e, μ, τ en el decaimiento de un bosón W^- .

Dos bases para los neutrinos

$$\begin{array}{ll} \text{autoestados de sabor} & \neq \text{autoestados de masa} \\ |\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau) & \neq |\nu_i\rangle (i = 1, 2, 3) \end{array}$$

- Mas bien, $|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ (U : matriz de mezcla)
- Vamos a deducir la probabilidad de que $|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle$.

¿Qué mecanismo produce los cambios de sabor?

Autoestados de masa y autoestados de sabor

- Autoestado de masa cumple la ecuación de Schrödinger:
 $i\partial|\nu_i\rangle/\partial\tau = H|\nu_i\rangle = m_i|\nu_i\rangle.$
- Autoestado de sabor: el que acompaña la emisión de un leptón e, μ, τ en el decaimiento de un bosón W^- .

Dos bases para los neutrinos

$$\begin{array}{ll} \text{autoestados de sabor} & \neq \text{autoestados de masa} \\ |\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau) & \neq |\nu_i\rangle (i = 1, 2, 3) \end{array}$$

- Mas bien, $|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ (U : matriz de mezcla)
- Vamos a deducir la probabilidad de que $|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle$.

¿Qué mecanismo produce los cambios de sabor?

Autoestados de masa y autoestados de sabor

- Autoestado de masa cumple la ecuación de Schrödinger:
 $i\partial|\nu_i\rangle/\partial\tau = H|\nu_i\rangle = m_i|\nu_i\rangle.$
- Autoestado de sabor: el que acompaña la emisión de un leptón e, μ, τ en el decaimiento de un bosón W^- .

Dos bases para los neutrinos

$$\begin{array}{ll} \text{autoestados de sabor} & \neq \text{autoestados de masa} \\ |\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau) & \neq |\nu_i\rangle (i = 1, 2, 3) \end{array}$$

- Mas bien, $|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ (U : matriz de mezcla)
- Vamos a deducir la probabilidad de que $|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle$.

¿Qué mecanismo produce los cambios de sabor?

Autoestados de masa y autoestados de sabor

- Autoestado de masa cumple la ecuación de Schrödinger:
 $i\partial|\nu_i\rangle/\partial\tau = H|\nu_i\rangle = m_i|\nu_i\rangle.$
- Autoestado de sabor: el que acompaña la emisión de un leptón e, μ, τ en el decaimiento de un bosón W^- .

Dos bases para los neutrinos

$$\begin{array}{ll} \text{autoestados de sabor} & \neq \text{autoestados de masa} \\ |\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau) & \neq |\nu_i\rangle (i = 1, 2, 3) \end{array}$$

- Mas bien, $|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ (U : matriz de mezcla)
- Vamos a deducir la probabilidad de que $|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle$.

Probabilidad de cambio de sabor

Estado evolucionado

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle \Rightarrow |\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i \tau_i} |\nu_i(0)\rangle$$

- Por invariancia de Lorentz: $m_i \tau_i = Et - p_i L$.
- Entonces,

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iEt + ip_i L} |\nu_i(0)\rangle$$

y

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i e^{-iEt + ip_i L} |\nu_i(0)\rangle \rightarrow \sum_i e^{ip_i L} |\nu_i(0)\rangle$$

Probabilidad de cambio de sabor

Estado evolucionado

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle \Rightarrow |\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i \tau_i} |\nu_i(0)\rangle$$

• Por invariancia de Lorentz: $m_i \tau_i = Et - p_i L$.

• Entonces,

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iEt + ip_i L} |\nu_i(0)\rangle$$

y

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i e^{-iEt + ip_i L} |\nu_i(0)\rangle \rightarrow \sum_i e^{ip_i L} |\nu_i(0)\rangle$$

Probabilidad de cambio de sabor

Estado evolucionado

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle \Rightarrow |\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i \tau_i} |\nu_i(0)\rangle$$

- Por invariancia de Lorentz: $m_i \tau_i = Et - p_i L$.

- Entonces,

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iEt + ip_i L} |\nu_i(0)\rangle$$

y

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i e^{-iEt + ip_i L} |\nu_i(0)\rangle \rightarrow \sum_i e^{ip_i L} |\nu_i(0)\rangle$$

Probabilidad de cambio de sabor

Estado evolucionado

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle \Rightarrow |\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i \tau_i} |\nu_i(0)\rangle$$

- Por invariancia de Lorentz: $m_i \tau_i = Et - p_i L$.
- Entonces,

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iEt + ip_i L} |\nu_i(0)\rangle$$

y

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i e^{-iEt + ip_i L} |\nu_i(0)\rangle \rightarrow \sum_i e^{ip_i L} |\nu_i(0)\rangle$$

Amplitud y probabilidad

- Amplitud de probabilidad para $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$:

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{ip_i L} U_{\beta i}$$

- Para un autoestado de masa:

$$E^2 = p_i^2 + m_i^2 \Rightarrow p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} \Rightarrow \Delta p_{ij} \equiv p_i - p_j = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E},$$

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

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

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i(p_i - p_j)L} = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L}$$

Amplitud y probabilidad

- Amplitud de probabilidad para $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$:

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{ip_i L} U_{\beta i}$$

- Para un autoestado de masa:

$$E^2 = p_i^2 + m_i^2 \Rightarrow p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} \Rightarrow \Delta p_{ij} \equiv p_i - p_j = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E},$$

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

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

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i(p_i - p_j)L} = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L}$$

Amplitud y probabilidad

- Amplitud de probabilidad para $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$:

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{ip_i L} U_{\beta i}$$

- Para un autoestado de masa:

$$E^2 = p_i^2 + m_i^2 \Rightarrow p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} \Rightarrow \Delta p_{ij} \equiv p_i - p_j = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E},$$

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

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

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i(p_i - p_j)L} = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L}$$

Amplitud y probabilidad

- Amplitud de probabilidad para $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$:

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{ip_i L} U_{\beta i}$$

- Para un autoestado de masa:

$$E^2 = p_i^2 + m_i^2 \Rightarrow p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} \Rightarrow \Delta p_{ij} \equiv p_i - p_j = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E},$$

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

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

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i(p_i - p_j)L} = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L}$$

Aproximación de dos familias

$$\begin{cases} |\nu_\alpha\rangle = \cos(\theta) |\nu_1\rangle + \sin(\theta) |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle = -\sin(\theta) |\nu_1\rangle + \cos(\theta) |\nu_2\rangle \end{cases} \Rightarrow U = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

- Probabilidad de cambio de sabor (oscilación):

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right)$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right)$$

- Argumento de oscilación: $\sim E^{-1}$
- Neutrinos solares (SNO, KamLAND):

$$\Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32$$

- Neutrinos atmosféricos (Super-Kamiokande, K2K, MINOS):

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{\text{atm}}) = 0.5$$

Aproximación de dos familias

$$\begin{cases} |\nu_\alpha\rangle = \cos(\theta) |\nu_1\rangle + \sin(\theta) |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle = -\sin(\theta) |\nu_1\rangle + \cos(\theta) |\nu_2\rangle \end{cases} \Rightarrow U = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

- Probabilidad de cambio de sabor (oscilación):

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{2E} L\right)$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{2E} L\right)$$

- Argumento de oscilación: $\sim E^{-1}$
- Neutrinos solares (SNO, KamLAND):

$$\Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32$$

- Neutrinos atmosféricos (Super-Kamiokande, K2K, MINOS):

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{\text{atm}}) = 0.5$$

Aproximación de dos familias

$$\begin{cases} |\nu_\alpha\rangle = \cos(\theta) |\nu_1\rangle + \sin(\theta) |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle = -\sin(\theta) |\nu_1\rangle + \cos(\theta) |\nu_2\rangle \end{cases} \Rightarrow U = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

- Probabilidad de cambio de sabor (*oscilación*):

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{2E} L\right)$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{2E} L\right)$$

- Argumento de oscilación: $\sim E^{-1}$
- Neutrinos solares (SNO, KamLAND):

$$\Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32$$

- Neutrinos atmosféricos (Super-Kamiokande, K2K, MINOS):

$$\Delta m_{atm}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{atm}) = 0.5$$

Aproximación de dos familias

$$\begin{cases} |\nu_\alpha\rangle = \cos(\theta) |\nu_1\rangle + \sin(\theta) |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle = -\sin(\theta) |\nu_1\rangle + \cos(\theta) |\nu_2\rangle \end{cases} \Rightarrow U = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

- Probabilidad de cambio de sabor (*oscilación*):

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right)$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right)$$

- Argumento de oscilación: $\sim E^{-1}$

- Neutrinos solares (SNO, KamLAND):

$$\Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32$$

- Neutrinos atmosféricos (Super-Kamiokande, K2K, MINOS):

$$\Delta m_{atm}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{atm}) = 0.5$$

Aproximación de dos familias

$$\begin{cases} |\nu_\alpha\rangle = \cos(\theta) |\nu_1\rangle + \sin(\theta) |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle = -\sin(\theta) |\nu_1\rangle + \cos(\theta) |\nu_2\rangle \end{cases} \Rightarrow U = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

- Probabilidad de cambio de sabor (*oscilación*):

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{2E} L\right)$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{2E} L\right)$$

- Argumento de oscilación: $\sim E^{-1}$
- Neutrinos solares (SNO, KamLAND):

$$\Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32$$

- Neutrinos atmosféricos (Super-Kamiokande, K2K, MINOS):

$$\Delta m_{atm}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{atm}) = 0.5$$

Aproximación de dos familias

$$\begin{cases} |\nu_\alpha\rangle = \cos(\theta) |\nu_1\rangle + \sin(\theta) |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle = -\sin(\theta) |\nu_1\rangle + \cos(\theta) |\nu_2\rangle \end{cases} \Rightarrow U = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

- Probabilidad de cambio de sabor (*oscilación*):

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{2E} L\right)$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(E, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{2E} L\right)$$

- Argumento de oscilación: $\sim E^{-1}$
- Neutrinos solares (SNO, KamLAND):

$$\Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32$$

- Neutrinos atmosféricos (Super-Kamiokande, K2K, MINOS):

$$\Delta m_{atm}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2(\theta_{atm}) = 0.5$$

Tres familias: e, μ, τ

$$P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta p_{ij}}{2} L \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\Delta p_{ij} L \right)$$

● Matriz de mezcla:

$$U = \begin{matrix} & \begin{matrix} \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{matrix} \\ \begin{matrix} \nu_e \\ \nu_{\mu} \\ \nu_{\tau} \end{matrix} & \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{matrix}$$

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

● Hemos tomado la fase de violación CP $\delta = 0$.

Tres familias: e, μ, τ

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right)$$

● Matriz de mezcla:

$$U = \begin{matrix} & \begin{matrix} \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{matrix} \\ \begin{matrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{matrix} & \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{matrix}$$

con $c_\theta \equiv \cos(\theta_\theta)$, $s_\theta \equiv \sin(\theta_\theta)$.

● Hemos tomado la fase de violación CP $\delta = 0$.

Tres familias: e, μ, τ

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right)$$

● Matriz de mezcla:

$$U = \begin{matrix} & \begin{matrix} \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{matrix} \\ \begin{matrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{matrix} & \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{matrix},$$

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

● Hemos tomado la fase de violación CP $\delta = 0$.

Tres familias: e, μ, τ

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right)$$

● Matriz de mezcla:

$$U = \begin{array}{c} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{array} \begin{array}{ccc} \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \\ \left(\begin{array}{ccc} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{array} \right) \end{array},$$

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

● Hemos tomado la fase de violación CP $\delta = 0$.

Tres familias: e, μ, τ

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L \right)$$

● Matriz de mezcla:

$$U = \begin{matrix} & \begin{matrix} \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{matrix} \\ \begin{matrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{matrix} & \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{matrix},$$

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

● Hemos tomado la fase de violación CP $\delta = 0$.

Tres familias: e, μ, τ

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} (U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right)$$

● Matriz de mezcla:

$$U = \begin{array}{c} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{array} \begin{array}{ccc} \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \\ \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{array},$$

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

● Hemos tomado la fase de violación CP $\delta = 0$.

Tres familias: e, μ, τ [cont.]

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right)$$

- $\sin^2(\theta_{13}) = 0$
- Esto permite

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &\simeq \Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{23}^2 &\simeq \Delta m_{atm}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 . \end{aligned}$$

- Además,

$$\begin{aligned} \sin^2(\theta_{12}) &\simeq \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32 \\ \sin^2(\theta_{23}) &\simeq \sin^2(\theta_{atm}) = 0.5 . \end{aligned}$$

Tres familias: e, μ, τ [cont.]

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right)$$

- $\sin^2(\theta_{13}) = 0$

- Esto permite

$$\Delta m_{12}^2 \simeq \Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{atm}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 .$$

- Además,

$$\sin^2(\theta_{12}) \simeq \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32$$

$$\sin^2(\theta_{23}) \simeq \sin^2(\theta_{atm}) = 0.5 .$$

Tres familias: e, μ, τ [cont.]

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right)$$

- $\sin^2(\theta_{13}) = 0$
- Esto permite

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &\simeq \Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{23}^2 &\simeq \Delta m_{atm}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 . \end{aligned}$$

- Además,

$$\begin{aligned} \sin^2(\theta_{12}) &\simeq \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32 \\ \sin^2(\theta_{23}) &\simeq \sin^2(\theta_{atm}) = 0.5 . \end{aligned}$$

Tres familias: e, μ, τ [cont.]

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L \right)$$

- $\sin^2(\theta_{13}) = 0$
- Esto permite

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &\simeq \Delta m_{\odot}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{23}^2 &\simeq \Delta m_{atm}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 . \end{aligned}$$

- Además,

$$\begin{aligned} \sin^2(\theta_{12}) &\simeq \sin^2(\theta_{\odot}) = 0.32 \\ \sin^2(\theta_{23}) &\simeq \sin^2(\theta_{atm}) = 0.5 . \end{aligned}$$

Esquema

- 1 Neutrinos y cambios de sabor
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 Observabilidad de los efectos de física nueva
 - Caso $n = 0$
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Mecanismos de oscilación dominantes y subdominantes

Cambios en la fase oscilación

- Según Super-Kamiokande (ν 's atmosféricos):

fase de oscilación $\sim E^n$ con $n = -0.9 \pm 0.4$ a 90% C.L.

- $\Rightarrow \Delta m^2$ es el mecanismo dominante en el rango $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$
- ¿Existen mecanismos *subdominantes* con $n \neq 1$ en este rango? **No se han detectado.**

$n = 0$: violación de invariancia CPT

$n = 1$: $\left\{ \begin{array}{l} \text{violación del principio de equivalencia} \\ \text{violación de la invariancia de Lorentz} \end{array} \right.$

Mecanismos de oscilación dominantes y subdominantes

Cambios en la fase oscilación

- Según Super-Kamiokande (ν 's atmosféricos):

fase de oscilación $\sim E^n$ con $n = -0.9 \pm 0.4$ a 90% C.L.

- $\Rightarrow \Delta m^2$ es el mecanismo dominante en el rango $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$
- ¿Existen mecanismos *subdominantes* con $n \neq 1$ en este rango? **No se han detectado.**

$n = 0$: violación de invariancia CPT

$n = 1$: $\left\{ \begin{array}{l} \text{violación del principio de equivalencia} \\ \text{violación de la invariancia de Lorentz} \end{array} \right.$

Mecanismos de oscilación dominantes y subdominantes

Cambios en la fase oscilación

- Según Super-Kamiokande (ν 's atmosféricos):

fase de oscilación $\sim E^n$ con $n = -0.9 \pm 0.4$ a 90% C.L.

- $\Rightarrow \Delta m^2$ es el mecanismo dominante en el rango $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$
- ¿Existen mecanismos *subdominantes* con $n \neq 1$ en este rango? **No se han detectado.**

$n = 0$: violación de invariancia CPT

$n = 1$: $\left\{ \begin{array}{l} \text{violación del principio de equivalencia} \\ \text{violación de la invariancia de Lorentz} \end{array} \right.$

Mecanismos de oscilación dominantes y subdominantes

Cambios en la fase oscilación

- Según Super-Kamiokande (ν 's atmosféricos):

fase de oscilación $\sim E^n$ con $n = -0.9 \pm 0.4$ a 90% C.L.

- $\Rightarrow \Delta m^2$ es el mecanismo dominante en el rango $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$
- ¿Existen mecanismos *subdominantes* con $n \neq 1$ en este rango? **No se han detectado.**

$n = 0$: violación de invariancia CPT

$n = 1$: $\begin{cases} \text{violación del principio de equivalencia} \\ \text{violación de la invariancia de Lorentz} \end{cases}$

Mecanismos de oscilación dominantes y subdominantes

Cambios en la fase oscilación

- Según Super-Kamiokande (ν 's atmosféricos):

fase de oscilación $\sim E^n$ con $n = -0.9 \pm 0.4$ a 90% C.L.

- $\Rightarrow \Delta m^2$ es el mecanismo dominante en el rango $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$
- ¿Existen mecanismos *subdominantes* con $n \neq 1$ en este rango? **No se han detectado.**

$n = 0$: violación de invariancia CPT

$n = 1$: $\begin{cases} \text{violación del principio de equivalencia} \\ \text{violación de la invariancia de Lorentz} \end{cases}$

Mecanismos de oscilación dominantes y subdominantes

Cambios en la fase oscilación

- Según Super-Kamiokande (ν 's atmosféricos):

fase de oscilación $\sim E^n$ con $n = -0.9 \pm 0.4$ a 90% C.L.

- $\Rightarrow \Delta m^2$ es el mecanismo dominante en el rango $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$
- ¿Existen mecanismos *subdominantes* con $n \neq 1$ en este rango? **No se han detectado.**

$n = 0$: violación de invariancia CPT

$n = 1$: $\begin{cases} \text{violación del principio de equivalencia} \\ \text{violación de la invariancia de Lorentz} \end{cases}$

Introduciendo los efectos de física nueva

- Consideremos la relación de dispersión modificada

$$E^2 = p^2 + m^2 + \eta' p^2 \left(\frac{E}{m_P} \right)^\alpha = p^2 + m^2 + \eta p^2 E^\alpha ,$$

con $m_P \simeq 10^{19}$ GeV, α entero.

- De aquí,

$$p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} - \frac{\eta E^n}{2} \Rightarrow \Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2} ,$$

con $n \equiv \alpha + 1$ y $\Delta \eta_{ij}^{(n)} \equiv \eta_i^{(n)} - \eta_j^{(n)}$.

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta \tilde{p}_{ij} L}{2} \right)$$

Introduciendo los efectos de física nueva

- Consideremos la relación de dispersión modificada

$$E^2 = p^2 + m^2 + \eta' p^2 \left(\frac{E}{m_P} \right)^\alpha = p^2 + m^2 + \eta p^2 E^\alpha ,$$

con $m_P \simeq 10^{19}$ GeV, α entero.

- De aquí,

$$p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} - \frac{\eta E^n}{2} \Rightarrow \Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2} ,$$

con $n \equiv \alpha + 1$ y $\Delta \eta_{ij}^{(n)} \equiv \eta_i^{(n)} - \eta_j^{(n)}$.

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta \tilde{p}_{ij} L}{2} \right)$$

Introduciendo los efectos de física nueva

- Consideremos la relación de dispersión modificada

$$E^2 = p^2 + m^2 + \eta' p^2 \left(\frac{E}{m_P} \right)^\alpha = p^2 + m^2 + \eta p^2 E^\alpha ,$$

con $m_P \simeq 10^{19}$ GeV, α entero.

- De aquí,

$$p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} - \frac{\eta E^n}{2} \Rightarrow \Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2} ,$$

con $n \equiv \alpha + 1$ y $\Delta \eta_{ij}^{(n)} \equiv \eta_i^{(n)} - \eta_j^{(n)}$.

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta \tilde{p}_{ij}}{2} L \right)$$

Introduciendo los efectos de física nueva

- Consideremos la relación de dispersión modificada

$$E^2 = p^2 + m^2 + \eta' p^2 \left(\frac{E}{m_P} \right)^\alpha = p^2 + m^2 + \eta p^2 E^\alpha ,$$

con $m_P \simeq 10^{19}$ GeV, α entero.

- De aquí,

$$p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} - \frac{\eta E^n}{2} \Rightarrow \Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2} ,$$

con $n \equiv \alpha + 1$ y $\Delta \eta_{ij}^{(n)} \equiv \eta_i^{(n)} - \eta_j^{(n)}$.

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta \tilde{p}_{ij} L}{2} \right)$$

Introduciendo los efectos de física nueva

- Consideremos la relación de dispersión modificada

$$E^2 = p^2 + m^2 + \eta' p^2 \left(\frac{E}{m_P} \right)^\alpha = p^2 + m^2 + \eta p^2 E^\alpha ,$$

con $m_P \simeq 10^{19}$ GeV, α entero.

- De aquí,

$$p_i \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} - \frac{\eta E^n}{2} \Rightarrow \Delta \tilde{p}_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{2} ,$$

con $n \equiv \alpha + 1$ y $\Delta \eta_{ij}^{(n)} \equiv \eta_i^{(n)} - \eta_j^{(n)}$.

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

Longitudes de oscilación

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

- Longitudes de oscilación:

$$\lambda^{std} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} \sim E, \quad \lambda^{NF} = \frac{4\pi}{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n} \sim E^{-n}$$

- Violación de CPT ($n = 0$): $\lambda^{NF} \sim E^0$ (indep. de la energía)
- Violación del principio de equivalencia, violación de la invariancia de Lorentz ($n = 1$): $\lambda^{NF} \sim E$
- $\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n} \Rightarrow$ la contribución relativa de la fase extra aumenta con E

Longitudes de oscilación

$$P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

- Longitudes de oscilación:

$$\lambda^{std} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} \sim E, \quad \lambda^{NF} = \frac{4\pi}{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n} \sim E^{-n}$$

- Violación de CPT ($n = 0$): $\lambda^{NF} \sim E^0$ (indep. de la energía)
- Violación del principio de equivalencia, violación de la invariancia de Lorentz ($n = 1$): $\lambda^{NF} \sim E$
- $\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n} \Rightarrow$ la contribución relativa de la fase extra aumenta con E

Longitudes de oscilación

$$P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

- Longitudes de oscilación:

$$\lambda^{std} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} \sim E, \quad \lambda^{NF} = \frac{4\pi}{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n} \sim E^{-n}$$

- Violación de CPT ($n = 0$): $\lambda^{NF} \sim E^0$ (indep. de la energía)
- Violación del principio de equivalencia, violación de la invariancia de Lorentz ($n = 1$): $\lambda^{NF} \sim E$
- $\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n} \Rightarrow$ la contribución relativa de la fase extra aumenta con E

Longitudes de oscilación

$$P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

- Longitudes de oscilación:

$$\lambda^{std} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} \sim E, \quad \lambda^{NF} = \frac{4\pi}{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n} \sim E^{-n}$$

- Violación de CPT ($n = 0$): $\lambda^{NF} \sim E^0$ (indep. de la energía)
- Violación del principio de equivalencia, violación de la invariancia de Lorentz ($n = 1$): $\lambda^{NF} \sim E$
- $\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n} \Rightarrow$ la contribución relativa de la fase extra aumenta con E

Longitudes de oscilación

$$P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(E, L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L + \frac{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n}{4} L \right)$$

- Longitudes de oscilación:

$$\lambda^{std} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} \sim E, \quad \lambda^{NF} = \frac{4\pi}{\Delta \eta_{ij}^{(n)} E^n} \sim E^{-n}$$

- Violación de CPT ($n = 0$): $\lambda^{NF} \sim E^0$ (indep. de la energía)
- Violación del principio de equivalencia, violación de la invariancia de Lorentz ($n = 1$): $\lambda^{NF} \sim E$
- $\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n} \Rightarrow$ la contribución relativa de la fase extra aumenta con E

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:

¿Donde conseguir neutrinos de alta energía?

Observables de física nueva

Observables de física nueva

Observables de física nueva

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:

¿Donde conseguir neutrinos de alta energía?

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:

- permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
- establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$ ×
- Neutrinos atmosféricos: $\sim \text{TeV}$
- Neutrinos provenientes de núcleos activos galácticos (AGN): hasta $\sim \text{EeV} = 10^9 \text{ GeV}$

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$ ×
- Neutrinos atmosféricos: $\sim \text{TeV}$
- Neutrinos provenientes de núcleos activos galácticos (AGN): hasta $\sim \text{EeV} = 10^9 \text{ GeV}$

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$ ✗
- Neutrinos atmosféricos: $\sim \text{TeV}$
- Neutrinos provenientes de núcleos activos galácticos (AGN): hasta $\sim \text{EeV} = 10^9 \text{ GeV}$

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$ ✗
- Neutrinos atmosféricos: $\sim \text{TeV}$ ✗
- Neutrinos provenientes de núcleos activos galácticos (AGN): hasta $\sim \text{EeV} = 10^9 \text{ GeV}$

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$ ✗
- Neutrinos atmosféricos: $\sim \text{TeV}$ ✗
- Neutrinos provenientes de núcleos activos galácticos (AGN): hasta $\sim \text{EeV} = 10^9 \text{ GeV}$

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$ ✗
- Neutrinos atmosféricos: $\sim \text{TeV}$ ✗
- Neutrinos provenientes de núcleos activos galácticos (AGN): hasta $\sim \text{EeV} = 10^9 \text{ GeV}$ ✓

¿Por qué buscar neutrinos de alta energía?

$$\lambda^{NF} / \lambda^{std} \sim E^{1-n}$$

- Energías más altas podrían, en principio:
 - permitir acotar mejor los parámetros $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$
 - establecer si el mecanismo Δm^2 sigue siendo dominante a altas energías

¿Dónde conseguir neutrinos de alta energía?

- Neutrinos solares: $\sim \text{MeV}$ ✗
- Neutrinos atmosféricos: $\sim \text{TeV}$ ✗
- Neutrinos provenientes de núcleos activos galácticos (AGN): hasta $\sim \text{EeV} = 10^9 \text{ GeV}$ ✓

Límites actuales a $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$

- Límites puestos por Super-Kamiokande, K2K, KamLAND, MACRO y experimentos de neutrinos solares.
- Rango: $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$.
- Cada experimento es sensible a un solo $\Delta\eta^{(n)}$.
- Para $\Delta\eta_{32}^{(n)}$, usando datos de transiciones $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ de SK y K2K (90% C.L.):

Mecanismo	n	$\Delta\eta_{32}^{(n)} \lesssim \dots$
Viol. inv. CPT	0	10^{-23} GeV
Viol. princ. equiv., inv. Lorentz	1	10^{-25}

Límites actuales a $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$

- Límites puestos por Super-Kamiokande, K2K, KamLAND, MACRO y experimentos de neutrinos solares.
- Rango: $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$.
- Cada experimento es sensible a un solo $\Delta\eta^{(n)}$.
- Para $\Delta\eta_{32}^{(n)}$, usando datos de transiciones $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ de SK y K2K (90% C.L.):

Mecanismo	n	$\Delta\eta_{32}^{(n)} \lesssim \dots$
Viol. inv. CPT	0	10^{-23} GeV
Viol. princ. equiv., inv. Lorentz	1	10^{-25}

Límites actuales a $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$

- Límites puestos por Super-Kamiokande, K2K, KamLAND, MACRO y experimentos de neutrinos solares.
- Rango: $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$.
- Cada experimento es sensible a un solo $\Delta\eta^{(n)}$.
- Para $\Delta\eta_{32}^{(n)}$, usando datos de transiciones $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ de SK y K2K (90% C.L.):

Mecanismo	n	$\Delta\eta_{32}^{(n)} \lesssim \dots$
Viol. inv. CPT	0	10^{-23} GeV
Viol. princ. equiv., inv. Lorentz	1	10^{-25}

Límites actuales a $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$

- Límites puestos por Super-Kamiokande, K2K, KamLAND, MACRO y experimentos de neutrinos solares.
- Rango: $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$.
- Cada experimento es sensible a un solo $\Delta\eta^{(n)}$.
- Para $\Delta\eta_{32}^{(n)}$, usando datos de transiciones $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ de SK y K2K (90% C.L.):

Mecanismo	n	$\Delta\eta_{32}^{(n)} \lesssim \dots$
Viol. inv. CPT	0	10^{-23} GeV
Viol. princ. equiv., inv. Lorentz	1	10^{-25}

Límites actuales a $\Delta\eta_{ij}^{(n)}$

- Límites puestos por Super-Kamiokande, K2K, KamLAND, MACRO y experimentos de neutrinos solares.
- Rango: $\text{MeV} \lesssim E \lesssim \text{GeV}$.
- Cada experimento es sensible a un solo $\Delta\eta^{(n)}$.
- Para $\Delta\eta_{32}^{(n)}$, usando datos de transiciones $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ de SK y K2K (90% C.L.):

Mecanismo	n	$\Delta\eta_{32}^{(n)} \lesssim \dots$
Viol. inv. CPT	0	10^{-23} GeV
Viol. princ. equiv., inv. Lorentz	1	10^{-25}

Esquema

- 1 Neutrinos y cambios de sabor
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 Observabilidad de los efectos de física nueva
 - Caso $n = 0$
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Neutrinos astrofísicos de fuentes lejanas

Efecto de la expansión sobre la energía

- Distancia a fuentes astrofísicas de neutrinos de alta energía: \gtrsim decenas de Mpc.
- Necesario tomar en cuenta expansión del Universo durante el desplazamiento de los neutrinos.
- Fuente caracterizada por *redshift* z (AGN: $0.3 \lesssim z \lesssim 6$).
- E : energía del ν en la fuente
 E_o : energía detectada en Tierra

$$E = E_o \left(\frac{t_o}{t} \right)^{2/3} = E_o (1 + z)$$

t_o : edad del Universo (13.7 Gyr)

Neutrinos astrofísicos de fuentes lejanas

Efecto de la expansión sobre la energía

- Distancia a fuentes astrofísicas de neutrinos de alta energía: \gtrsim decenas de Mpc.
- Necesario tomar en cuenta expansión del Universo durante el desplazamiento de los neutrinos.
- Fuente caracterizada por *redshift* z (AGN: $0.3 \lesssim z \lesssim 6$).
- E : energía del ν en la fuente
 E_o : energía detectada en Tierra

$$E = E_o \left(\frac{t_o}{t} \right)^{2/3} = E_o (1 + z)$$

t_o : edad del Universo (13.7 Gyr)

Neutrinos astrofísicos de fuentes lejanas

Efecto de la expansión sobre la energía

- Distancia a fuentes astrofísicas de neutrinos de alta energía: \gtrsim decenas de Mpc.
- Necesario tomar en cuenta expansión del Universo durante el desplazamiento de los neutrinos.
- Fuente caracterizada por *redshift* z (AGN: $0.3 \lesssim z \lesssim 6$).
- E : energía del ν en la fuente
 E_o : energía detectada en Tierra

$$E = E_o \left(\frac{t_o}{t} \right)^{2/3} = E_o (1 + z)$$

t_o : edad del Universo (13.7 Gyr)

Neutrinos astrofísicos de fuentes lejanas

Efecto de la expansión sobre la energía

- Distancia a fuentes astrofísicas de neutrinos de alta energía: \gtrsim decenas de Mpc.
- Necesario tomar en cuenta expansión del Universo durante el desplazamiento de los neutrinos.
- Fuente caracterizada por *redshift* z (AGN: $0.3 \lesssim z \lesssim 6$).
- E : energía del ν en la fuente
 E_o : energía detectada en Tierra

$$E = E_o \left(\frac{t_o}{t} \right)^{2/3} = E_o (1 + z)$$

t_o : edad del Universo (13.7 Gyr)

Neutrinos astrofísicos de fuentes lejanas

Efecto de la expansión sobre la energía

- Distancia a fuentes astrofísicas de neutrinos de alta energía: \gtrsim decenas de Mpc.
- Necesario tomar en cuenta expansión del Universo durante el desplazamiento de los neutrinos.
- Fuente caracterizada por *redshift* z (AGN: $0.3 \lesssim z \lesssim 6$).
- E : energía del ν en la fuente
 E_o : energía detectada en Tierra

$$E = E_o \left(\frac{t_o}{t} \right)^{2/3} = E_o (1 + z)$$

t_o : edad del Universo (13.7 Gyr)

Fase de oscilación acumulada

Caso estándar

- Recordemos: $\Delta p_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}$, con $E = E_o (t_o/t)^{2/3} = E_o (1+z)$.
- Fase de oscilación *acumulada*:

$$\phi_{ij}(E_o, z) = \int_{t_i}^{t_f} \Delta p_{ij}(t) dt = \int_{t_i}^{t_f} \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_o} \left(\frac{t}{t_o}\right)^{2/3} dt = 1.97 \times 10^{23} \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E_o [\text{GeV}]} \left[1 - (1+z)^{-5/2}\right]$$

Caso modificado

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

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{ij}(E_o, z) &= \phi_{ij}(E_o, z) + 3.28 \times 10^{41} \Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}] E_o^n [\text{GeV}^n] \left[1 - (1+z)^{n-3/2}\right] \\ &\equiv \phi_{ij}(E_o, z) + \xi_{ij}^{(n)}(E_o, z) \end{aligned}$$

Fase de oscilación acumulada

Caso estándar

● Recordemos: $\Delta p_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}$, con $E = E_o (t_o/t)^{2/3} = E_o (1+z)$.

● Fase de oscilación *acumulada*:

$$\phi_{ij}(E_o, z) = \int_{t_i}^{t_f} \Delta p_{ij}(t) dt = \int_{t_i}^{t_f} \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_o} \left(\frac{t}{t_o}\right)^{2/3} dt = 1.97 \times 10^{23} \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E_o [\text{GeV}]} \left[1 - (1+z)^{-5/2}\right]$$

Caso modificado

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

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{ij}(E_o, z) &= \phi_{ij}(E_o, z) + 3.28 \times 10^{41} \Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}] E_o^n [\text{GeV}^n] \left[1 - (1+z)^{n-3/2}\right] \\ &\equiv \phi_{ij}(E_o, z) + \xi_{ij}^{(n)}(E_o, z) \end{aligned}$$

Fase de oscilación acumulada

Caso estándar

- Recordemos: $\Delta p_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}$, con $E = E_o (t_o/t)^{2/3} = E_o (1+z)$.
- Fase de oscilación *acumulada*:

$$\phi_{ij}(E_o, z) = \int_{t_i}^{t_f} \Delta p_{ij}(t) dt = \int_{t_i}^{t_f} \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_o} \left(\frac{t}{t_o}\right)^{2/3} dt = 1.97 \times 10^{23} \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E_o [\text{GeV}]} \left[1 - (1+z)^{-5/2}\right]$$

Caso modificado

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

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{ij}(E_o, z) &= \phi_{ij}(E_o, z) + 3.28 \times 10^{41} \Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}] E_o^n [\text{GeV}^n] \left[1 - (1+z)^{n-3/2}\right] \\ &\equiv \phi_{ij}(E_o, z) + \xi_{ij}^{(n)}(E_o, z) \end{aligned}$$

Fase de oscilación acumulada

Caso estándar

- Recordemos: $\Delta p_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}$, con $E = E_o (t_o/t)^{2/3} = E_o (1+z)$.
- Fase de oscilación *acumulada*:

$$\phi_{ij}(E_o, z) = \int_{t_i}^{t_f} \Delta p_{ij}(t) dt = \int_{t_i}^{t_f} \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_o} \left(\frac{t}{t_o}\right)^{2/3} dt = 1.97 \times 10^{23} \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E_o [\text{GeV}]} \left[1 - (1+z)^{-5/2}\right]$$

Caso modificado

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

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{ij}(E_o, z) &= \phi_{ij}(E_o, z) + 3.28 \times 10^{41} \Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}] E_o^n [\text{GeV}^n] \left[1 - (1+z)^{n-3/2}\right] \\ &\equiv \phi_{ij}(E_o, z) + \xi_{ij}^{(n)}(E_o, z) \end{aligned}$$

Probabilidad de oscilación

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E_0, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{32}}{2} \right) \right]$$

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

Probabilidad de oscilación

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E_0, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{32}}{2} \right) \right]$$

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

Probabilidad de oscilación

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E_0, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{32}}{2} \right) \right]$$

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

Probabilidad de oscilación

$$\tilde{P}_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(E_0, \mathbf{z}) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\tilde{\phi}_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\tilde{\phi}_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\tilde{\phi}_{32}}{2} \right) \right]$$

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

Esquema

- 1 Neutrinos y cambios de sabor
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 Observabilidad de los efectos de física nueva
 - Caso $n = 0$
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Razones de sabor

Definición

- En las fuentes, los neutrinos se crean en los decaimientos

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

- Razones de sabor en las fuentes: $\Upsilon_{\nu_e}^S : \Upsilon_{\nu_\mu}^S : \Upsilon_{\nu_\tau}^S = 1 : 2 : 0$.

- En el detector,

$$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E_0, z) = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}(E_0, z) \Upsilon_{\nu_\beta}^S.$$

- $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ es una función rápidamente oscilante de E_0 .

- Razones de sabor detectadas promedio:

$$\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{min}}^{E_0^{max}} \Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E'_0, z) dE'_0,$$

con $E_0 \equiv E_0^{max} - E_0^{min}$, $E_0^{min} = 10^3$ GeV y $E_0^{max} = 10^9$ GeV.

Razones de sabor

Definición

- En las fuentes, los neutrinos se crean en los decaimientos

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

- Razones de sabor en las fuentes: $\Upsilon_{\nu_e}^S : \Upsilon_{\nu_\mu}^S : \Upsilon_{\nu_\tau}^S = 1 : 2 : 0$.

- En el detector,

$$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E_0, z) = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}(E_0, z) \Upsilon_{\nu_\beta}^S.$$

- $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ es una función rápidamente oscilante de E_0 .

- Razones de sabor detectadas promedio:

$$\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{min}}^{E_0^{max}} \Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E'_0, z) dE'_0,$$

con $E_0 \equiv E_0^{max} - E_0^{min}$, $E_0^{min} = 10^3$ GeV y $E_0^{max} = 10^9$ GeV.

Razones de sabor

Definición

- En las fuentes, los neutrinos se crean en los decaimientos

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

- Razones de sabor en las fuentes: $\Upsilon_{\nu_e}^S : \Upsilon_{\nu_\mu}^S : \Upsilon_{\nu_\tau}^S = 1 : 2 : 0$.

- En el detector,

$$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E_0, z) = \sum_{\beta=e, \mu, \tau} P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}(E_0, z) \Upsilon_{\nu_\beta}^S.$$

- $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ es una función rápidamente oscilante de E_0 .
- Razones de sabor detectadas promedio:

$$\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{min}}^{E_0^{max}} \Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E'_0, z) dE'_0,$$

con $E_0 \equiv E_0^{max} - E_0^{min}$, $E_0^{min} = 10^3$ GeV y $E_0^{max} = 10^9$ GeV.

Razones de sabor

Definición

- En las fuentes, los neutrinos se crean en los decaimientos

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

- Razones de sabor en las fuentes: $\Upsilon_{\nu_e}^S : \Upsilon_{\nu_\mu}^S : \Upsilon_{\nu_\tau}^S = 1 : 2 : 0$.

- En el detector,

$$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E_0, z) = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}(E_0, z) \Upsilon_{\nu_\beta}^S.$$

- $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ es una función rápidamente oscilante de E_0 .
- Razones de sabor detectadas promedio:

$$\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{min}}^{E_0^{max}} \Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E'_0, z) dE'_0,$$

con $E_0 \equiv E_0^{max} - E_0^{min}$, $E_0^{min} = 10^3$ GeV y $E_0^{max} = 10^9$ GeV.

Razones de sabor

Definición

- En las fuentes, los neutrinos se crean en los decaimientos

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

- Razones de sabor en las fuentes: $\Upsilon_{\nu_e}^S : \Upsilon_{\nu_\mu}^S : \Upsilon_{\nu_\tau}^S = 1 : 2 : 0$.

- En el detector,

$$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E_0, z) = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}(E_0, z) \Upsilon_{\nu_\beta}^S.$$

- $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ es una función rápidamente oscilante de E_0 .

- Razones de sabor detectadas promedio:

$$\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{min}}^{E_0^{max}} \Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E'_0, z) dE'_0,$$

con $E_0 \equiv E_0^{max} - E_0^{min}$, $E_0^{min} = 10^3$ GeV y $E_0^{max} = 10^9$ GeV.

Razones de sabor

Definición

- En las fuentes, los neutrinos se crean en los decaimientos

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

- Razones de sabor en las fuentes: $\Upsilon_{\nu_e}^S : \Upsilon_{\nu_\mu}^S : \Upsilon_{\nu_\tau}^S = 1 : 2 : 0$.

- En el detector,

$$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E_0, z) = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}(E_0, z) \Upsilon_{\nu_\beta}^S.$$

- $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ es una función rápidamente oscilante de E_0 .

- Razones de sabor detectadas promedio:

$$\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{min}}^{E_0^{max}} \Upsilon_{\nu_\alpha}^D(E'_0, z) dE'_0,$$

con $E_0 \equiv E_0^{max} - E_0^{min}$, $E_0^{min} = 10^3$ GeV y $E_0^{max} = 10^9$ GeV.

Razones de sabor con/sin física nueva

$$\langle \tau_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{\min}}^{E_0^{\max}} \tau_{\nu_\alpha}^D(E'_0, z) dE'_0$$

- Si no hay efectos de física nueva: $\langle \tau_{\nu_e}^D \rangle : \langle \tau_{\nu_\mu}^D \rangle : \langle \tau_{\nu_\tau}^D \rangle = 1 : 1 : 1$.
- En presencia de efectos de física nueva, los $\langle \tau_{\nu_\alpha}^D \rangle$ podrían modificarse.
- $\xi_{ij}^{(n)} / \phi_{ij} \sim E_0^{n+1} \Rightarrow$ esperamos ver modificaciones, si existen, en el rango PeV-EeV.

Razones de sabor con/sin física nueva

$$\langle \tau_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{\min}}^{E_0^{\max}} \tau_{\nu_\alpha}^D(E'_0, z) dE'_0$$

- Si no hay efectos de física nueva: $\langle \tau_{\nu_e}^D \rangle : \langle \tau_{\nu_\mu}^D \rangle : \langle \tau_{\nu_\tau}^D \rangle = 1 : 1 : 1$.
- En presencia de efectos de física nueva, los $\langle \tau_{\nu_\alpha}^D \rangle$ podrían modificarse.
- $\xi_{ij}^{(n)} / \phi_{ij} \sim E_0^{n+1} \Rightarrow$ esperamos ver modificaciones, si existen, en el rango PeV-EeV.

Razones de sabor con/sin física nueva

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

- Si no hay efectos de física nueva: $\langle \Upsilon_{\nu_e}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\mu}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\tau}^D \rangle = 1 : 1 : 1$.
- En presencia de efectos de física nueva, los $\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle$ podrían modificarse.
- $\xi_{ij}^{(n)} / \phi_{ij} \sim E_o^{n+1} \Rightarrow$ esperamos ver modificaciones, si existen, en el rango PeV-EeV.

Razones de sabor con/sin física nueva

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

- Si no hay efectos de física nueva: $\langle \Upsilon_{\nu_e}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\mu}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\tau}^D \rangle = 1 : 1 : 1$.
- En presencia de efectos de física nueva, los $\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle$ podrían modificarse.
- $\xi_{ij}^{(n)} / \phi_{ij} \sim E_o^{n+1} \Rightarrow$ esperamos ver modificaciones, si existen, en el rango PeV-EeV.

Razones de sabor con/sin física nueva

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

- Si no hay efectos de física nueva: $\langle \Upsilon_{\nu_e}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\mu}^D \rangle : \langle \Upsilon_{\nu_\tau}^D \rangle = 1 : 1 : 1$.
- En presencia de efectos de física nueva, los $\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle$ podrían modificarse.
- $\xi_{ij}^{(n)} / \phi_{ij} \sim E_o^{n+1} \Rightarrow$ esperamos ver modificaciones, si existen, en el rango PeV-EeV.

Energía a la que los efectos de NF son observables

E^{NP}

- Energía a la cual los efectos de física nueva comienzan a hacerse cada vez más dominantes (exigiendo $\xi_{ij}^{(n)} \sim \phi_{ij}$):

$$E^{NP} [\text{GeV}] = \left\{ 6 \times 10^{-19} \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{\Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}]} \frac{1 - (1+z)^{-5/2}}{1 - (1+z)^{-(3-2n)/2}} \right\}^{(2-n)/2}.$$

- Asumimos que $10^3 \leq E^{NP}/\text{GeV} \leq 10^9$.

Energía a la que los efectos de NF son observables

E^{NP}

- Energía a la cual los efectos de física nueva comienzan a hacerse cada vez más dominantes (exigiendo $\xi_{ij}^{(n)} \sim \phi_{ij}$):

$$E^{NP} [\text{GeV}] = \left\{ 6 \times 10^{-19} \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{\Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}]} \frac{1 - (1+z)^{-5/2}}{1 - (1+z)^{-(3-2n)/2}} \right\}^{(2-n)/2} .$$

- Asumimos que $10^3 \leq E^{NP}/\text{GeV} \leq 10^9$.

Energía a la que los efectos de NF son observables

E^{NP}

- Energía a la cual los efectos de física nueva comienzan a hacerse cada vez más dominantes (exigiendo $\xi_{ij}^{(n)} \sim \phi_{ij}$):

$$E^{NP} [\text{GeV}] = \left\{ 6 \times 10^{-19} \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{\Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}]} \frac{1 - (1+z)^{-5/2}}{1 - (1+z)^{-(3-2n)/2}} \right\}^{(2-n)/2}.$$

- Asumimos que $10^3 \leq E^{NP}/\text{GeV} \leq 10^9$.

Entonces...

- Ya tenemos todos los ingredientes.
- Razones de sabor:

$$\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_o} \int_{E_o^{\min}}^{E_o^{\max}} \Upsilon_{\nu\alpha}^D (E'_o, z) dE'_o = \frac{1}{\Delta E_o} \int_{E_o^{\min}}^{E_o^{\max}} \left(\sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu\beta \rightarrow \nu\alpha} (E'_o, z) \Upsilon_{\nu\beta}^S \right) dE'_o$$

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu\alpha \rightarrow \nu\beta} (E_o, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{32}}{2} \right) \right]$$

- Fases de oscilación acumuladas:

$$\begin{aligned} \phi_{ij} (E_o, z) &= 1.97 \times 10^{23} \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] / E_o [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-5/2} \right] \\ \tilde{\phi}_{ij} (E_o, z) &= \phi_{ij} (E_o, z) + \xi_{ij}^{(n)} (E_o, z) \\ \xi_{ij}^{(n)} (E_o, z) &= 3.28 \times 10^{41} \Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}] E_o^n [\text{GeV}^n] \left[1 - (1+z)^{n-3/2} \right] \end{aligned}$$

Entonces...

- Ya tenemos todos los ingredientes.

- Razones de sabor:

$$\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{\min}}^{E_0^{\max}} \Upsilon_{\nu\alpha}^D (E'_0, z) dE'_0 = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{\min}}^{E_0^{\max}} \left(\sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu\beta \rightarrow \nu\alpha} (E'_0, z) \Upsilon_{\nu\beta}^S \right) dE'_0$$

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu\alpha \rightarrow \nu\beta} (E_0, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{32}}{2} \right) \right]$$

- Fases de oscilación acumuladas:

$$\begin{aligned} \phi_{ij} (E_0, z) &= 1.97 \times 10^{23} \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] / E_0 [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-5/2} \right] \\ \tilde{\phi}_{ij} (E_0, z) &= \phi_{ij} (E_0, z) + \xi_{ij}^{(n)} (E_0, z) \\ \xi_{ij}^{(n)} (E_0, z) &= 3.28 \times 10^{41} \Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}] E_0^n [\text{GeV}^n] \left[1 - (1+z)^{n-3/2} \right] \end{aligned}$$

Entonces...

- Ya tenemos todos los ingredientes.
- Razones de sabor:

$$\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{\min}}^{E_0^{\max}} \Upsilon_{\nu_\alpha}^D (E'_0, z) dE'_0 = \frac{1}{\Delta E_0} \int_{E_0^{\min}}^{E_0^{\max}} \left(\sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha} (E'_0, z) \Upsilon_{\nu_\beta}^S \right) dE'_0$$

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} (E_0, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{32}}{2} \right) \right]$$

- Fases de oscilación acumuladas:

$$\begin{aligned} \phi_{ij} (E_0, z) &= 1.97 \times 10^{23} \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] / E_0 [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-5/2} \right] \\ \tilde{\phi}_{ij} (E_0, z) &= \phi_{ij} (E_0, z) + \xi_{ij}^{(n)} (E_0, z) \\ \xi_{ij}^{(n)} (E_0, z) &= 3.28 \times 10^{41} \Delta \eta_{ij}^{(n)} [\text{GeV}^{1-n}] E_0^n [\text{GeV}^n] \left[1 - (1+z)^{n-3/2} \right] \end{aligned}$$

Entonces...

- Ya tenemos todos los ingredientes.
- Razones de sabor:

$$\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_o} \int_{E_o^{\min}}^{E_o^{\max}} \Upsilon_{\nu_\alpha}^D (E'_o, z) dE'_o = \frac{1}{\Delta E_o} \int_{E_o^{\min}}^{E_o^{\max}} \left(\sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha} (E'_o, z) \Upsilon_{\nu_\beta}^S \right) dE'_o$$

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} (E_o, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{32}}{2} \right) \right]$$

- Fases de oscilación acumuladas:

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

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

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

Entonces...

- Ya tenemos todos los ingredientes.
- Razones de sabor:

$$\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle = \frac{1}{\Delta E_o} \int_{E_o^{\min}}^{E_o^{\max}} \Upsilon_{\nu\alpha}^D (E_o', z) dE_o' = \frac{1}{\Delta E_o} \int_{E_o^{\min}}^{E_o^{\max}} \left(\sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\nu\beta \rightarrow \nu\alpha} (E_o', z) \Upsilon_{\nu\beta}^S \right) dE_o'$$

- Probabilidad de oscilación:

$$P_{\nu\alpha \rightarrow \nu\beta} (E_o, z) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \left[k_{21}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{21}}{2} \right) + k_{31}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{31}}{2} \right) + k_{32}^{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\phi_{32}}{2} \right) \right]$$

- Fases de oscilación acumuladas:

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

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

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

Esquema

- 1 Neutrinos y cambios de sabor
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 **Observabilidad de los efectos de física nueva**
 - **Caso $n = 0$**
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Caso $n = 0$

$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ constantes

- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(0)} [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-3/2} \right]$ (indep. de E_o)
- $\xi_{ij}^{(0)} = \text{constante}$
 ϕ_{ij} decrece con E_o
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o$
- \therefore Después de cierto umbral (determinado por los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$) los $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ se vuelven constantes y, posiblemente, distintos de 1:1:1.
- Señal fenomenológica de la existencia de violación de invariancia CPT.

Caso $n = 0$

$\Upsilon_{\nu\alpha}^D$ constantes

- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(0)} [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-3/2} \right]$ (indep. de E_o)
- $\xi_{ij}^{(0)} = \text{constante}$
 ϕ_{ij} decrece con E_o
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o$
- \therefore Después de cierto umbral (determinado por los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$) los $\Upsilon_{\nu\alpha}^D$ se vuelven constantes y, posiblemente, distintos de 1:1:1.
- Señal fenomenológica de la existencia de violación de invariancia CPT.

Caso $n = 0$

$\Upsilon_{\nu\alpha}^D$ constantes

- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(0)} [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-3/2} \right]$ (indep. de E_o)
- $\xi_{ij}^{(0)} = \text{constante}$
 ϕ_{ij} decrece con E_o
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o$
- \therefore Después de cierto umbral (determinado por los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$) los $\Upsilon_{\nu\alpha}^D$ se vuelven constantes y, posiblemente, distintos de 1:1:1.
- Señal fenomenológica de la existencia de violación de invariancia CPT.

Caso $n = 0$

$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ constantes

- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(0)} [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-3/2} \right]$ (indep. de E_o)
- $\xi_{ij}^{(0)} = \text{constante}$
 ϕ_{ij} decrece con E_o
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o$
- \therefore Después de cierto umbral (determinado por los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$) los $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ se vuelven constantes y, posiblemente, distintos de 1:1:1.
- Señal fenomenológica de la existencia de violación de invariancia CPT.

Caso $n = 0$

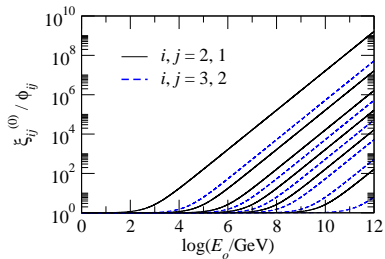
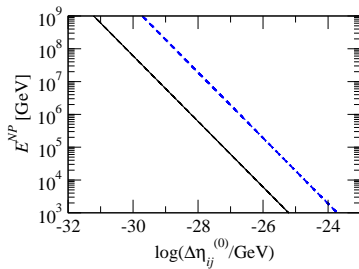
$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ constantes

- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(0)} [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-3/2} \right]$ (indep. de E_o)
- $\xi_{ij}^{(0)} = \text{constante}$
 ϕ_{ij} decrece con E_o
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o$
- \therefore Después de cierto umbral (determinado por los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$) los $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ se vuelven constantes y, posiblemente, distintos de 1:1:1.
- Señal fenomenológica de la existencia de violación de invariancia CPT.

Caso $n = 0$

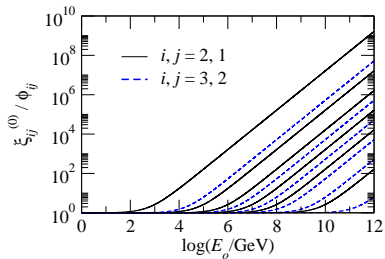
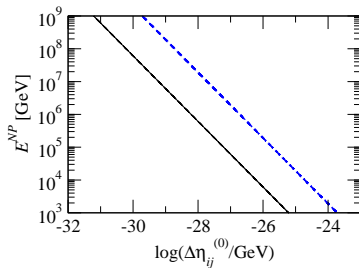
$\Upsilon_{\nu\alpha}^D$ constantes

- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(0)} [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-3/2} \right]$ (indep. de E_o)
- $\xi_{ij}^{(0)} = \text{constante}$
 ϕ_{ij} decrece con E_o
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o$
- \therefore Después de cierto umbral (determinado por los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$) los $\Upsilon_{\nu\alpha}^D$ se vuelven constantes y, posiblemente, distintos de 1:1:1.
- Señal fenomenológica de la existencia de violación de invariancia CPT.



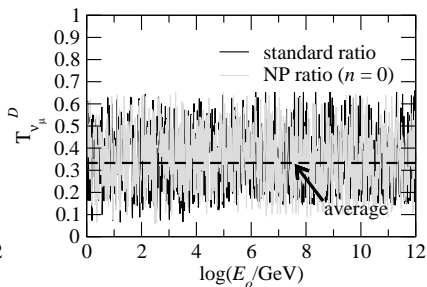
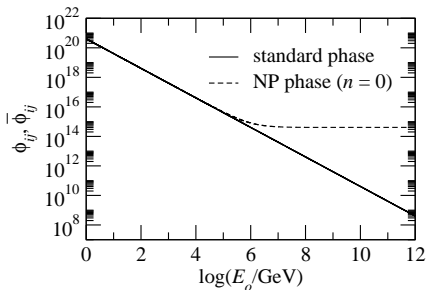
● $z = 1$

● Panel derecho, de arriba a abajo: $\Delta\eta_{ij}^{(0)} = 10^{-25}, 10^{-27}, 10^{-28}, 10^{-29}, 10^{-30}, 10^{-32}$ GeV.



● $z = 1$

● Panel derecho, de arriba a abajo: $\Delta\eta_{ij}^{(0)} = 10^{-25}, 10^{-27}, 10^{-28}, 10^{-29}, 10^{-30}, 10^{-32}$ GeV.

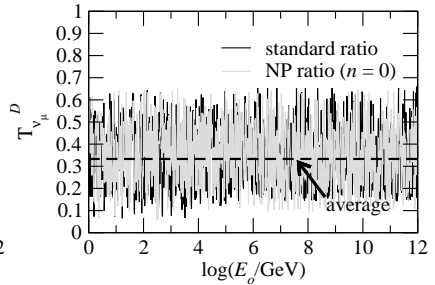
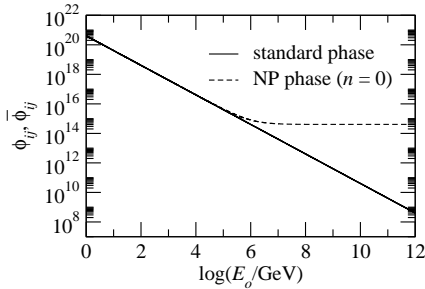


● Panel izquierdo:

$$i, j = 2, 1, \quad z = 1, \quad \Delta\eta_{21}^{(0)} = 6.1 \times 10^{-29} \text{ GeV}, \quad E^{NP} = 10^6 \text{ GeV}$$

● Panel derecho:

$$z = 1, \quad \Delta\eta_{21}^{(0)} = 6.1 \times 10^{-29} \text{ GeV}, \quad \Delta\eta_{32}^{(0)} = 1.9 \times 10^{-27} \text{ GeV}, \quad E^{NP} = 10^6 \text{ GeV}$$



- Panel izquierdo:

$$i, j = 2, 1, \quad z = 1, \quad \Delta\eta_{21}^{(0)} = 6.1 \times 10^{-29} \text{ GeV}, \quad E^{NP} = 10^6 \text{ GeV}$$

- Panel derecho:

$$z = 1, \quad \Delta\eta_{21}^{(0)} = 6.1 \times 10^{-29} \text{ GeV}, \quad \Delta\eta_{32}^{(0)} = 1.9 \times 10^{-27} \text{ GeV}, \quad E^{NP} = 10^6 \text{ GeV}$$

$\Delta\eta_{21}^{(0)} [\text{GeV}]$	$\Delta\eta_{32}^{(0)} [\text{GeV}]$	$\Delta\eta_{31}^{(0)} [\text{GeV}]$	$E^{NP} [\text{GeV}]$	$\Upsilon_{\nu\mu}^D$	$E_o [\text{GeV}]$ para $\Upsilon_{\nu\mu}^D = \text{cte.}$
6.1×10^{-10}	1.9×10^{-8}	2.0×10^{-8}	10^{-13}	0.55	10^3
1.9×10^{-13}	6.0×10^{-12}	6.2×10^{-12}	$10^{-9.5}$	0.20	10^6
6.1×10^{-16}	1.9×10^{-14}	2.0×10^{-14}	10^{-7}	0.45	10^9

Límite actual: $\Delta\eta_{32}^{(0)} \lesssim 10^{-23} \text{ GeV}$

Esquema

- 1 Neutrinos y cambios de sabor
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 **Observabilidad de los efectos de física nueva**
 - Caso $n = 0$
 - **Caso $n = 1$**
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Caso $n = 1$

$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ oscilantes

- $\xi_{ij}^{(1)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(1)} E_o [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-1/2} \right]$
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o^2$
- Los $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ no se vuelven constantes, sino que oscilan más rápidamente alrededor de $\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = 1/3$.
- Esto se debe a que la amplitud y media de oscilación, definida por los $k_{ij}^{\alpha\beta}$, no cambia con E_o .

Caso $n = 1$

$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ oscilantes

- $\xi_{ij}^{(1)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(1)} E_o [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-1/2} \right]$
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o^2$
- Los $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ no se vuelven constantes, sino que oscilan más rápidamente alrededor de $\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = 1/3$.
- Esto se debe a que la amplitud y media de oscilación, definida por los $k_{ij}^{\alpha\beta}$, no cambia con E_o .

Caso $n = 1$

$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ oscilantes

- $\xi_{ij}^{(1)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(1)} E_o [\text{GeV}] \left[1 - (1 + z)^{-1/2} \right]$
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o^2$
- Los $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ no se vuelven constantes, sino que oscilan más rápidamente alrededor de $\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = 1/3$.
- Esto se debe a que la amplitud y media de oscilación, definida por los $k_{ij}^{\alpha\beta}$, no cambia con E_o .

Caso $n = 1$

$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ oscilantes

- $\xi_{ij}^{(1)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(1)} E_o [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-1/2} \right]$
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o^2$
- Los $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ no se vuelven constantes, sino que oscilan más rápidamente alrededor de $\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = 1/3$.
- Esto se debe a que la amplitud y media de oscilación, definida por los $k_{ij}^{\alpha\beta}$, no cambia con E_o .

Caso $n = 1$

$\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ oscilantes

- $\xi_{ij}^{(1)}(E_o, z) = 3.28 \times 10^{41} \Delta\eta_{ij}^{(1)} E_o [\text{GeV}] \left[1 - (1+z)^{-1/2} \right]$
- $\xi_{ij}^{(0)}(E_o, z) / \phi_{ij} \sim E_o^2$
- Los $\Upsilon_{\nu_\alpha}^D$ no se vuelven constantes, sino que oscilan más rápidamente alrededor de $\langle \Upsilon_{\nu_\alpha}^D \rangle = 1/3$.
- Esto se debe a que la amplitud y media de oscilación, definida por los $k_{ij}^{\alpha\beta}$, no cambia con E_o .

Esquema

- 1 Neutrinos y cambios de sabor
 - Historia
 - Oscilaciones de neutrinos
- 2 Introduciendo los efectos de física nueva
- 3 Tomando en cuenta la expansión cosmológica
- 4 Observabilidad de los efectos de física nueva
 - Caso $n = 0$
 - Caso $n = 1$
- 5 Conclusiones y trabajo futuro

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

Resumen

- Hemos considerado la oscilación de sabor agregando una fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ para $n = 0$ (violación de invariancia CPT) y $n = 1$ (violación del principio de equivalencia o invariancia de Lorentz), a través de una relación de dispersión modificada.
- Neutrinos de alta energía ($10^3 - 10^9$ GeV) provenientes de fuentes astrofísicas con $0.3 < z < 6$.
- A altas energías, la fase extra $\xi_{ij}^{(n)}$ domina sobre la estándar, ϕ_{ij} , correspondiente al mecanismo Δm^2 .
- Para $n = 0$, las razones de sabor promediadas, $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$, se hacen constantes a altas energías.
- Sin embargo, para que $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle \neq 1/3$, los $\Delta\eta_{ij}^{(0)}$ no cumplen con los límites actuales.
- Para $n = 1$, los $\langle \Upsilon_{\nu\alpha}^D \rangle$ oscilan más rápidamente a altas energías, pero también alrededor de $1/3$.

Conclusión

Dentro del formalismo en el que los efectos de nueva física modifican sólo la fase de oscilación, mas no la amplitud, no es posible predecir cambios en las razones de sabor de neutrinos astrofísicos de alta energía.

Trabajo futuro

Considerar cambios tanto en la amplitud como en la fase de oscilación.

¡Gracias!

Referencias I



G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone y G. Scioscia

Testing violations of special and general relativity through the energy dependence of $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oscillations in the Super-Kamiokande atmospheric neutrino experiment
 Phys. Rev. D **60**, 053006 (1999) [arXiv:hep-ph/9904248]



M. C. González-García y M. Maltoni

Atmospheric neutrino oscillations and new physics
 Phys. Rev. D **70**, 033010 (2004)[arXiv:hep-ph/0404085]



G. Battistoni *et al.*

Search for a Lorentz invariance violation contribution in atmospheric neutrino oscillations using MACRO data
 Phys. Lett. B **615**, 14 (2005) [arXiv:hep-ex/0503015]



G. Amelino-Camelia, J. Kowalski-Glikman, G. Mandanici y A. Procaccini

Phenomenology of doubly-special relativity
 Int. J. Mod. Phys. A **20**, 6007 (2005) [arXiv:gr-qc/0312124]



M. C. González-García, F. Halzen y M. Maltoni

Physics reach of high-energy and high-statistics IceCube atmospheric neutrino data
 Phys. Rev. D **71**, 093010 (2005) [arXiv:hep-ph/0502223]



G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino y A. Palazzo

Probing nonstandard decoherence effects with solar and KamLAND neutrinos
 Phys. Rev. D **76**, 033006 (2007) [arXiv:hep-ph/0704.2568]

Referencias II



D. Morgan, E. Winstanley, L. F. Thompson y J. Brunner

Neutrino telescope modelling of Lorentz invariance violation in oscillations of atmospheric neutrinos
Astropart. Phys. **29**, 345 (2008) [arXiv:hep-ph/0705.1897]