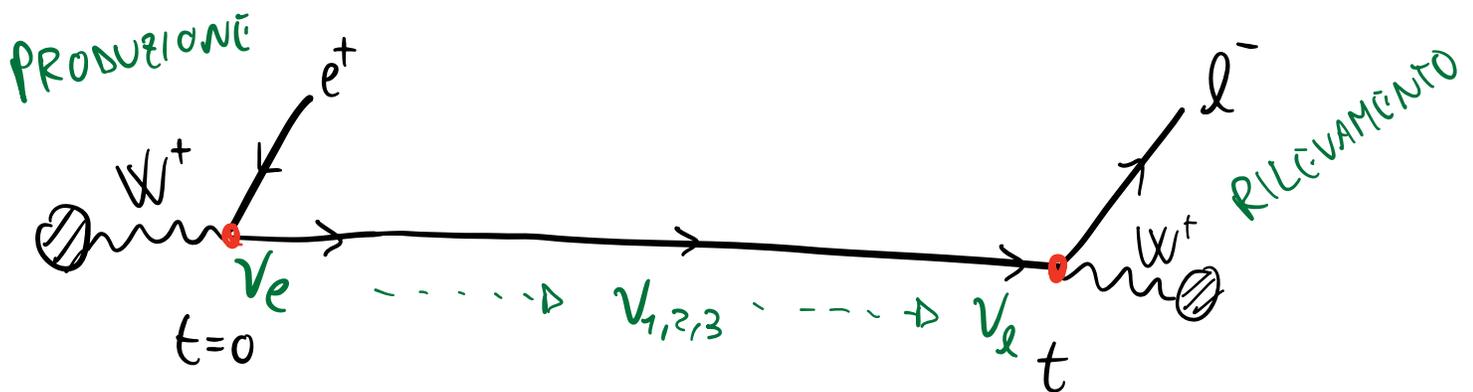


# OSCILLAZIONI DEI NEUTRINI [DGH.VI.3]

Il concetto di base è che i neutrini vengono prodotti (e rilevati) come autostati di sapore dalle interazioni deboli di corrente carica in associazione ad un dato leptone carico.

La propagazione tra produzione e rilevamento, spesso su distanze macroscopiche date le piccole interazioni dei neutrini, avviene però in termini degli autostati di massa.

Il mismatch tra queste due basi, tramite l'interferenza tra i vari stati, produce il fenomeno di oscillazioni.



# OSCILLAZIONI NEL VUOTO

- A  $t=0$  un neutrino viene prodotto come autostato di sapore "e" e di momento  $\vec{p}$ . ( $|\vec{p}|=p$ )

$$|\Psi(t=0)\rangle = |\nu_e\rangle = |\nu_e(0)\rangle = U_{e1}^* |\nu_1\rangle + U_{e2}^* |\nu_2\rangle + U_{e3}^* |\nu_3\rangle$$

- Questo stato evolve dagli autostati di Hamiltoniana, ovvero di energia:

$$|\nu_e(t)\rangle = U_{e1}^* |\nu_1\rangle e^{-i\bar{E}_1 t} + U_{e2}^* |\nu_2\rangle e^{-i\bar{E}_2 t} + U_{e3}^* |\nu_3\rangle e^{-i\bar{E}_3 t}$$

(\*)

$$\text{dove } \bar{E}_i = (p^2 + m_{\nu_i}^2)^{\frac{1}{2}} \stackrel{p \gg m_{\nu_i}}{\approx} p + \frac{m_{\nu_i}^2}{2p} \approx p + \frac{m_{\nu_i}^2}{2E}$$

Sostituendo anche  $t$  con la distanza percorsa  $L$  ( $v \approx 1$ ) si trova:

$$|\nu_e(L)\rangle = e^{-i\bar{E}_1 L} \left( U_{e1}^* |\nu_1\rangle + U_{e2}^* |\nu_2\rangle e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}} + U_{e3}^* |\nu_3\rangle e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}} \right)$$

$$\text{Dove } \Delta m_{ij}^2 \equiv m_{\nu_i}^2 - m_{\nu_j}^2$$

(\*) Per una review sulle sottigliezze della meccanica quantistica nelle oscillazioni dei neutrini vedi [arXiv:1901.05232]

La probabilità che questo neutrino diventi (e che quindi possa essere rilevato) come un neutrino di sapore " $\alpha$ " è data da  $P_{\alpha e}$ :

$$\langle \nu_\alpha | \nu_e(L) \rangle = e^{-iE_1 L} \left( U_{\alpha 1} U_{e 1}^* + U_{\alpha 2} U_{e 2}^* e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}} + U_{\alpha 3} U_{e 3}^* e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}} \right)$$

$$P_{\alpha e} = |\langle \nu_\alpha | \nu_e(L) \rangle|^2 = \sum_{\alpha e} - 4 \sum_{i < j}^3 \text{Re} [U_{\alpha i} U_{e i}^* U_{\alpha j}^* U_{e j}] \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} + 2 \sum_{i < j}^3 \text{Im} [U_{\alpha i} U_{e i}^* U_{\alpha j}^* U_{e j}] \sin 2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} .$$

- Dall'espressione dell'ampiezza o di  $P_{\alpha e}$  vediamo che le oscillazioni non dipendono dalle fasi di Majorana.

In fatti  $U = V_{PMNS} \cdot P_\nu$   $P_\nu = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\alpha_2} \end{pmatrix} \leftarrow \begin{matrix} \text{fasi di} \\ \text{Majorana.} \end{matrix}$

Nelle oscillazioni entra sempre la combinazione:

$$U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = V_{\alpha i} V_{\beta i}^* \underbrace{P_{\nu ii} P_{\nu ii}^*}_{=1} = V_{\alpha i} V_{\beta i}^*$$

Per semplicità consideriamo il caso con solamente 2 stati. In realtà in molti casi questa è una buona approssimazione (anche perché  $\theta_{13}$  è piccolo)

Sopravvivenza  $\nu_e \rightarrow \nu_e$ :  $P_{\nu_e \nu_e}(L) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}$

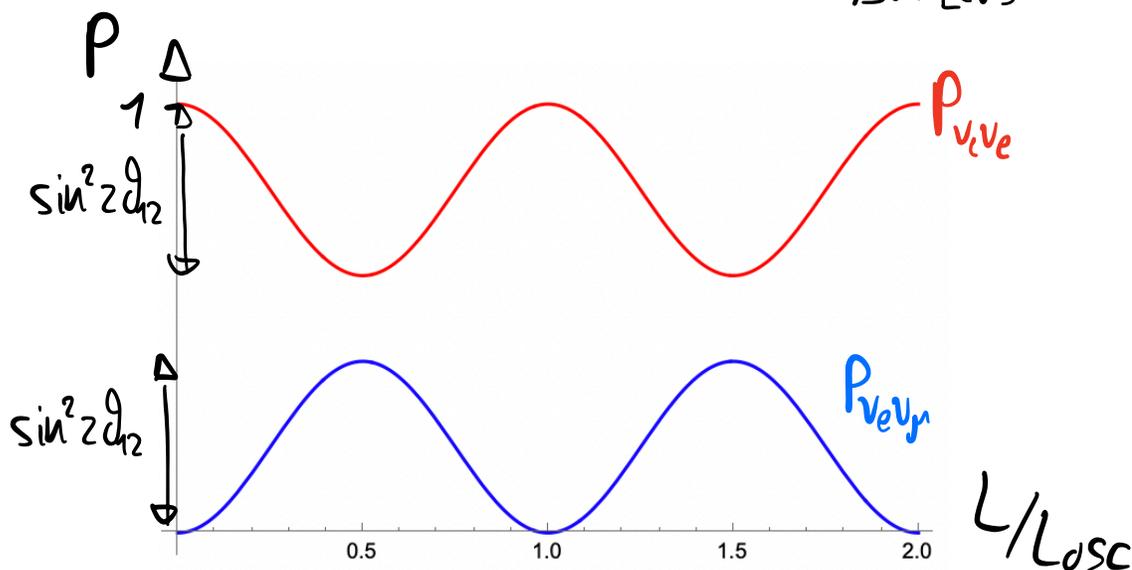
Oscillazione  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ :  $P_{\nu_\mu \nu_e}(L) \simeq \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}$

Troviamo:

- $P_{\nu_e \nu_e} + P_{\nu_\mu \nu_e} = 1$  come ci si aspetta.
- L'ampiezza dell'oscillazione è  $\sin^2 2\theta_{12}$
- La fase è  $\Phi_{21} = \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \equiv \pi \frac{L}{L_{osc}^{(21)}}$

Longhezza di oscillazione:  $L_{osc}^{(ij)} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2}$

numericamente:  $L_{osc} [m] \simeq 2.48 \frac{E [MeV]}{\Delta m^2 [eV]^2}$



Se  $L \ll L_{osc}$  allora l'oscillazione non ha modo di avvenire:  $\sin^2 \Phi_{21} \ll 1$

L'Hamiltoniana che descrive l'evoluzione nel vuoto dei tre autostati di massa è  $H_E$ :

$$i \frac{d\nu_E}{dx} = H_E \nu_E, \quad \nu_E \equiv \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad H_E = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix}$$

Ridefinendo  $\nu_E \rightarrow e^{-ipx} \nu_E$  si ha

$$H_E \rightarrow \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix}$$

In termini della base di sapore  $\nu_\omega = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)^T = U \nu_E$

$$i \frac{d\nu_\omega}{dx} = U H_E U^{-1} \nu_\omega \equiv H_\omega \nu_\omega$$

Nel caso semplificato  $2 \times 2$ :

$$H_\omega = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} & \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\theta_{12} \\ \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\theta_{12} & \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} \end{pmatrix}$$

descrive le oscillazioni  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  nel vuoto

# PROPAGAZIONE DEI NEUTRINI NELLA MATERIA

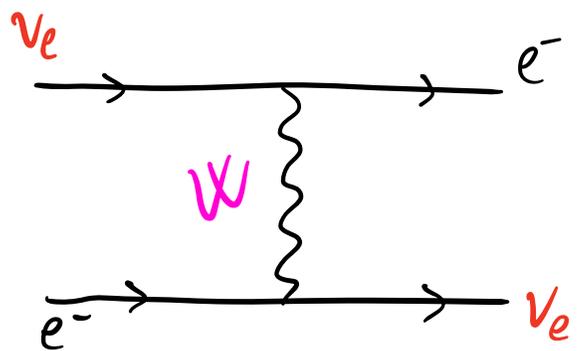
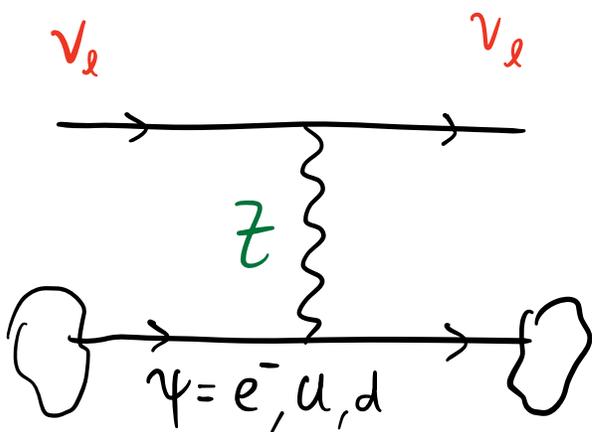
I neutrini di bassa energia ( $E \lesssim \text{TeV}$ ), a causa della debolezza delle interazioni deboli, possono attraversare grandi distanze nella materia (ad esempio la terra o anche il Sole).

Le interazioni col materiale hanno però un effetto nella propagazione.

Solamente lo scattering elastico mantiene la coerenza dello stato  $|\psi\rangle = \alpha_i |\nu_{ei}\rangle$ .

I possibili processi di scattering elastico sono:

Se  $\nu_e \equiv \nu_e$  ho anche:



L'effetto di questo è creare un potenziale in  $\mathcal{H}_w$

Per le oscillazioni quello che conta è la

differenza  $\Delta V = V(\nu_e) - V(\nu_\mu)$ .

Nella differenza il contributo dovuto allo  $Z$  si cancella (è lo stesso per tutti i neutrini) e solamente quello dovuto all'interazione carica con gli elettroni:

$$\Delta V = \sqrt{2} G_F N_e(\vec{x})$$

$N_e$  è la densità di elettroni.

Nella materia l'Hamiltoniana diventa quindi:

$$H_w \rightarrow H^{(M)}(\vec{x}) = \begin{pmatrix} \frac{G_F N_e(\vec{x})}{\sqrt{2}} - \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\vartheta_{12} & \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\vartheta_{12} \\ \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\vartheta_{12} & -\frac{G_F N_e(\vec{x})}{\sqrt{2}} + \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\vartheta_{12} \end{pmatrix}$$

Autovalori:

$$E_{\pm}(\vec{x}) = \pm \frac{1}{4} \left( \left( 4 H_{11}^{(M)}(\vec{x}) \right)^2 + \left( \frac{\Delta m_{21}^2}{E} \sin 2\vartheta_{12} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Autostati:

$$\begin{cases} | \nu_1^M(\vec{x}) \rangle = \cos \vartheta(\vec{x}) | \nu_e \rangle + \sin \vartheta(\vec{x}) | \nu_\mu \rangle \\ | \nu_2^M(\vec{x}) \rangle = -\sin \vartheta(\vec{x}) | \nu_e \rangle + \cos \vartheta(\vec{x}) | \nu_\mu \rangle \end{cases}$$

$$\sin 2\vartheta(x) = \frac{\sin 2\vartheta_{12}}{\left( \left( \frac{N_e(\vec{x})}{N_e^{\text{res}}} - 1 \right)^2 \cos^2 2\vartheta_{12} + \sin^2 2\vartheta_{12} \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad \tan 2\vartheta(x) = \frac{\tan 2\vartheta_{12}}{1 - \frac{N_e(\vec{x})}{N_e^{\text{res}}}}$$

$\downarrow$   
 cambia segno per  $N_e > N_e^{\text{res}}$

■ Per  $N_e(\vec{x})=0 \rightarrow \vartheta(\vec{x}) = \vartheta_{12}$  (come nel vuoto).

■ Per  $N_e(\vec{x}) = N_e^{\text{res}} = \frac{\Delta m_{21}^2 \cos 2\vartheta_{12}}{2\sqrt{2} G_F E} \rightarrow \mathcal{H}_{11}^{(M)} = \mathcal{H}_{22}^{(M)} = 0$   
RISONANZA  $\rightarrow$

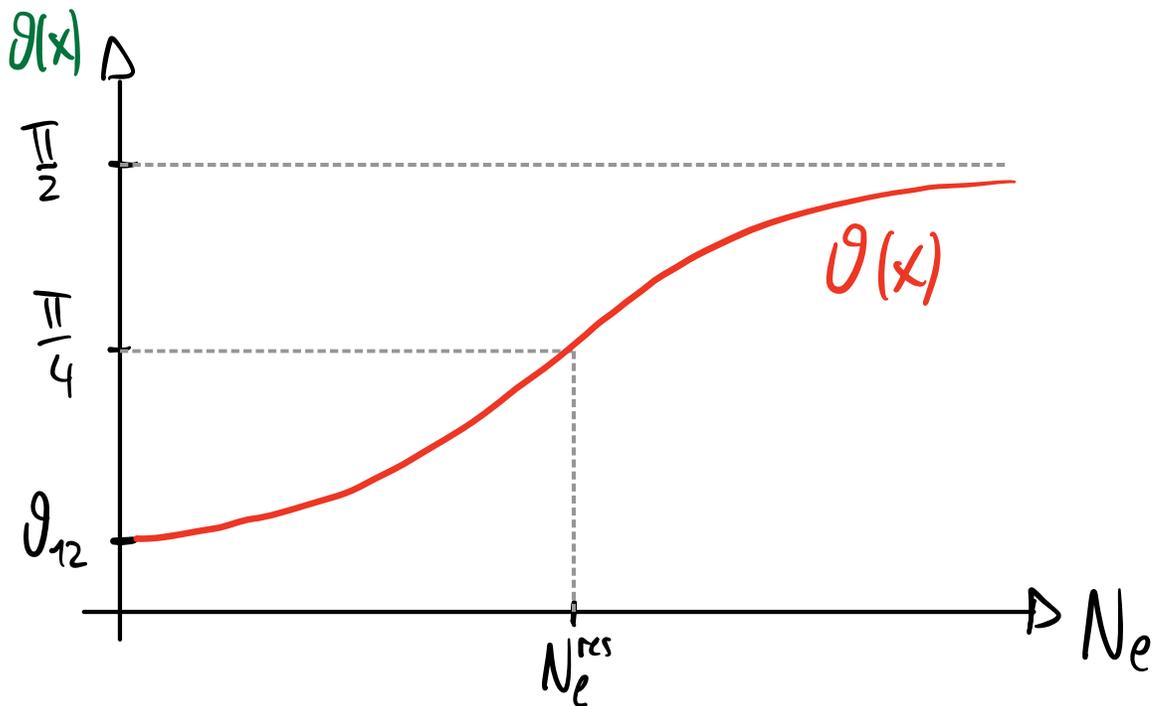
In questo caso  $\mathcal{H}_M \sim \begin{pmatrix} 0 & \# \\ \# & 0 \end{pmatrix}$  e l'angolo di

mescolamento effettivo diventa  $\vartheta(\vec{x}) = \vartheta^{\text{res}} = \frac{\pi}{4}$ .

$$| \nu_2^M \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} ( | \nu_\mu \rangle - | \nu_e \rangle ).$$

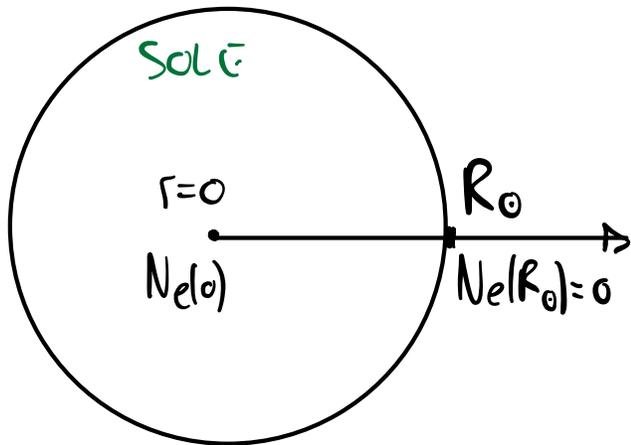
■ Per  $N_e(x) \gg N_e^{\text{res}} \rightarrow \sin 2\vartheta(x) \ll 1 \rightarrow \vartheta(x) \simeq \frac{\pi}{2}$

In generale:



## Applicazione: Neutrini solari

- Consideriamo la traiettoria di un neutrino prodotto al centro del **SOL** e diretto verso di noi.



$$|\psi(t=0, r=0)\rangle = -|V_e\rangle$$

- Supponiamo che per  $r=0$   $N_e(0) \gg N_e^{\text{res}}$ .  
 $\Rightarrow \theta(0) \approx \frac{\pi}{4}$  e  $|V_2^M\rangle \approx |V_e\rangle$ .

Quindi all'origine  $|V_e\rangle$  è in un **AUTOSTATO** di  $\mathcal{H}$ .

- Assumiamo che  $N_e(r)$  cambi adiabaticamente (lentamente) rispetto ai cicli di oscillazione.  
In questo caso lo stato rimane in  $|V_2^M\rangle$ .

- Alla risonanza  $r_{\text{res}}$  ( $N_e(r_{\text{res}}) = N_e^{\text{res}}$ )  
 $|V_2^M(r_{\text{res}})\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_1\rangle - |V_e\rangle)$

• Alla fine, a  $r = R_\odot$  si ha  $N_e(R_\odot) = 0$

ed il neutrino  $e^-$  nell'autostato

$$| \nu_2^M(R_\odot) \rangle = | \nu_2 \rangle = \cos \theta_{12} | \nu_\mu \rangle - \sin \theta_{12} | \nu_e \rangle \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{autostato di} \\ \text{massa} \end{array}$$

che quindi non oscilla più nel suo tragitto verso la terra.

Questo è l'effetto MSW [Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein]

• Sulla terra si osserva quindi

$$P_{\nu_e}^0 = \sin^2 \theta_{12} \quad \text{e} \quad P_{\nu_\mu}^0 = \cos^2 \theta_{12}$$

Affinché questo sia valido però occorre che  $N_e(r) \rightarrow N_e^{\text{res}}$  e che  $\frac{dN_e}{dr}$  sia piccolo (adiabaticità).

Questo dipende dall'energia dei neutrini solari e dalla funzione  $N_e(r)$ .

# PARAMETRI DI OSCILLAZIONE DEI NEUTRINI

[PDG 2022]

$$\Delta m_{21}^2 = (7,53 \pm 0,18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\Delta m_{32}^2 = \begin{cases} \text{IO} : (-2,536 \pm 0,034) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \text{"Inverted ordering"} \\ \text{NO} : (+2,453 \pm 0,033) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \text{"Normal ordering"} \end{cases}$$

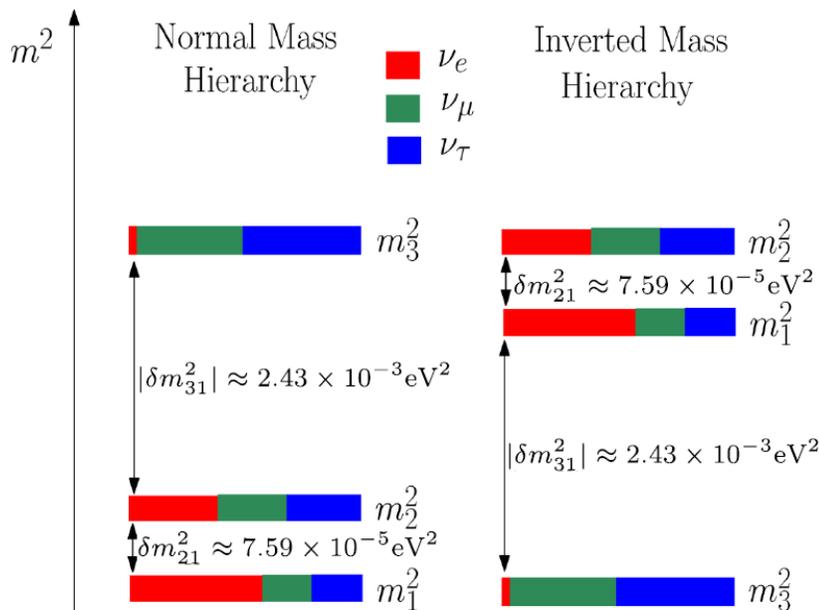
Ancora non sappiamo se  $m_3 > m_2, m_1$  o  $m_2, m_1 > m_3$ .

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.307 \pm 0.013$$

$$\sin^2 \theta_{23} = \begin{cases} \text{IO} : 0,539 \pm 0,022 \\ \text{NO} : 0,546 \pm 0,021 \end{cases}$$

$$\sin^2 \theta_{13} = (2,20 \pm 0,07) \times 10^{-2}$$

$$\delta = 1,36^{+0.20}_{-0.16} \pi \text{ (rad)}$$



piccolo contenuto di  $\nu_e$  dentro  $\nu_3$  :  $\theta_{13} \ll 1$ .

# FENOMENOLOGIA DEI NEUTRINI [DGH VII-4, PDG 2022]

Vediamo i principali tipi di processi utilizzati per la misura dei parametri dell'oscillazione dei neutrini.

## NEUTRINI SOLARI

I processi di fusione all'interno del sole producono neutrini elettronici  $\nu_e$ .

Lo "Standard Solar Model" (SSM) modella la dinamica interna al sole e le varie reazioni di fusione. Ciascuna produce  $\nu_e$  con una sua energia tipica, che varia da 0.4 a 18 MeV.

$$E_{\nu_e}^0 \sim 0,4 - 18 \text{ MeV}$$

Predice inoltre il flusso di neutrini per ciascuna energia.

Sperimentalmente si trova che il rapporto tra il flusso di neutrini  $\nu_e$  osservato sulla terra e quello predetto dallo SSM era  $< 1$ :

$$R_{\odot} = \frac{\phi_{\nu_e}^{\text{exp}}}{\phi_{\nu_e}^{\text{SSM}}} = \begin{cases} \text{Homestake} : 0,34 \pm 0,03 & \text{Super-K} : 0,46 \pm 0,02 \\ \text{SAGE} : 0,59 \pm 0,06 & \text{Gallex, GNO} : 0,58 \pm 0,05 \end{cases}$$

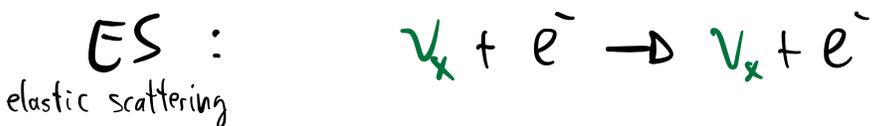
Il "solar neutrino problem" era spiegare per quale motivo  $R_0 \neq 1$ . Una possibilità era che il SSM fosse incorretto (astrofisica), un'altra era che i neutrini oscillassero.

Fu risolto dall'esperimento SNO, che misurava il flusso di tutti e 3 i tipi di neutrini:

d: deuterio



$x = e, \mu, \tau$



Si trovò che  $\Phi_{\nu_e} / \Phi_{\text{tot}} \approx 0,35$  e che  $\Phi_{\text{tot}}$  era compatibile con la predizione da SSM. La spiegazione era che i neutrini oscillano.

• Per  $E_{\nu_e}^0$  basse  $N_e(\nu) < N_e^{\text{res}} = \frac{\Delta m_{21}^2 \cos 2\theta_{12}}{2\sqrt{2} G_F E}$   
 e non c'è l'effetto MSW, quindi oscillano come nel vuoto:

$$\overline{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = \frac{1}{L} \int dL \left( 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12} \approx 0,57$$

media su  $L$  molto grande

- Per  $E_{\nu_e}$  alte  $N_e(0) \gg N_e^{\text{res}}$  e MSW è attivo

$$\Rightarrow \overline{P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}} = \sin^2 2\theta_{12} \approx 0,34$$

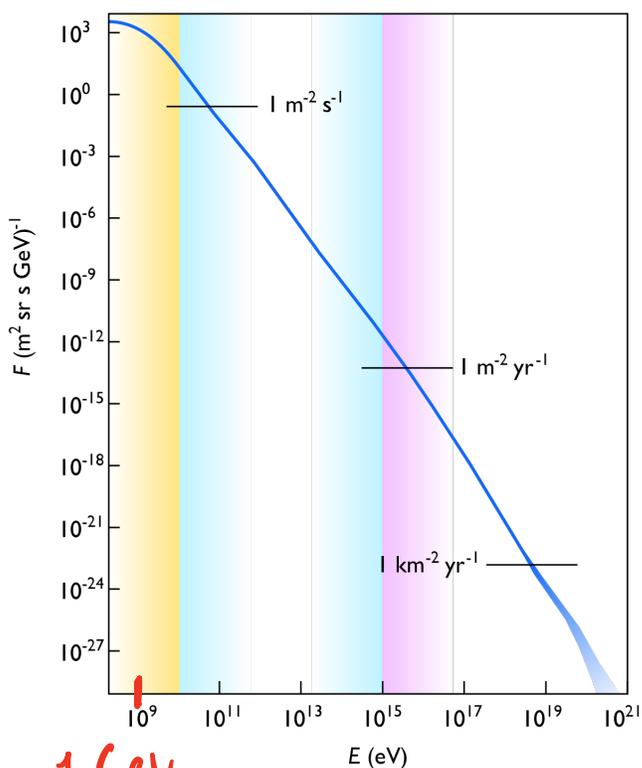
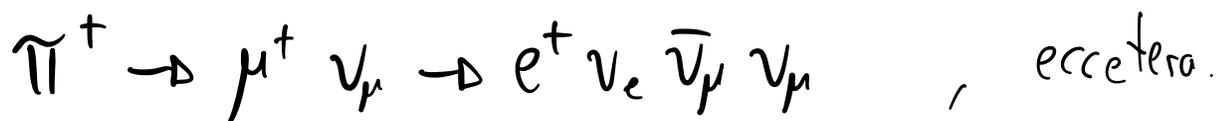
- Per energie intermedie si ottiene un valore intermedio

- L'angolo rilevante è  $\theta_{12} \equiv \theta_{\odot}$  (angolo solare)

## NEUTRINI ATMOSFERICI

I **RAGGI COSMICI** (principalmente protoni), urtando con gli strati alti dell'atmosfera producono getti di adroni, che poi decadono principalmente in mesoni  $\pi, K$ :

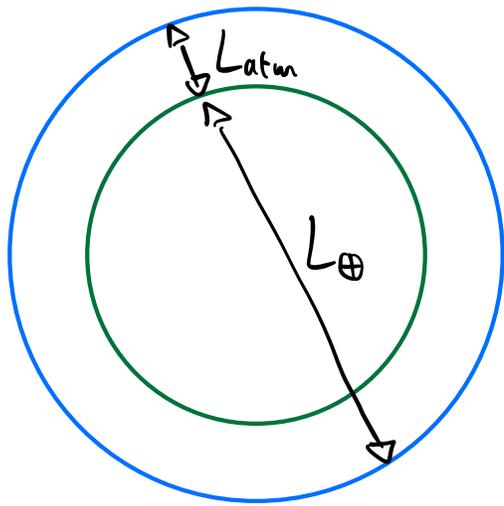
Poi questi decadono in muoni e neutrini  $\mu$ :



1 GeV

Lo spettro di energia va da  $\approx$  GeV ad energie altissime, ma con un flusso sempre minore.

Il rapporto dei flussi  $\frac{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \approx 2$  a basse energie.



La distanza tipica percorsa dai neutrini è l'altezza dell'atmosfera ( $L_{atm} \sim 10 \text{ km}$ ) o il diametro della terra per i neutrini provenienti dalla direzione opposta:  $L_{\oplus} \sim 10^4 \text{ km}$

Prendendo  $L_{osc} [\text{m}] \simeq 2.48 \frac{E [\text{MeV}]}{\Delta m^2 [\text{eV}^2]}$  con  $E \sim 1 \text{ GeV}$

$$\Delta m_{21}^2 \sim 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \rightarrow L_{osc}^{21} \simeq 2.5 \frac{10^3}{7.5 \times 10^{-5}} \text{ m} \simeq 3 \times 10^5 \text{ km}$$

$$|\Delta m_{32}^2| \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \rightarrow L_{osc}^{32} \simeq 2.5 \frac{10^3}{2.5 \times 10^{-3}} \text{ m} \simeq 10^3 \text{ km}$$

↑ Questa è la differenza in massa rilevante:  $\Delta m_{atmosferico}^2$ .

⇒ Possiamo osservare l'oscillazione dei

$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  (o  $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{\tau}$ ) ⇒ Angolo rilevante:

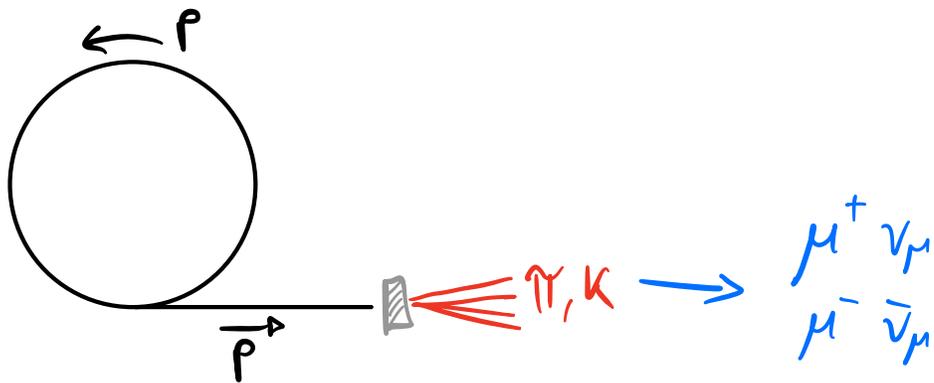
che attraversano la terra.  $\theta_{23} = \theta_{atm}$

Il calcolo esatto tiene conto dell'angolo azimutale, dello spettro di energia e dell'effetto della materia della terra.

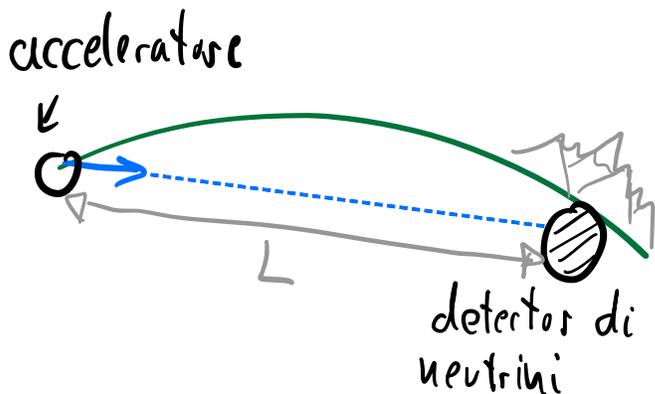
Viene osservato un deficit del flusso dei  $\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$ .

# NEUTRINI DA ACCELERATORI

Facendo collidere protoni ad alta energia su una targhetta si produce un getto di adroni, tra i quali ci sono principalmente pioni e kaoni. Questi decadono in muoni e neutrini- $\mu$



Scegliendo l'energia e la carica dei  $\pi, K$  (con campi magnetici) si riesce ad ottenere un fascio abbastanza mono-energetico e collimato di  $\nu_\mu$  o  $\bar{\nu}_\mu$ .



Questi attraversano una distanza  $L$  dentro la terra e vengono rilevati in un detector, che ne misura il "sapore".

Per energie  $E \sim 1 \text{ GeV}$  e  $\Delta M^2 = \Delta M_{23}^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$

$\Rightarrow$  Primo picco di oscillazione  $L = \frac{L_{osc}}{2} \approx 500 \text{ km}$

Misurano quindi oscillazioni  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  ( $\sigma \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ ),

corrispondenti a  $\theta_{23}$ ,

oppure (T2K, NOvA) misurano  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (angolo  $\theta_{13}$ ).

**Table 14.3:** List of long-baseline neutrino oscillation experiments

Name	Beamline	Far Detector	L (km)	$E_\nu$ (GeV)	Year
K2K	KEK-PS	Water Cherenkov	250	1.3	1999–2004
MINOS	NuMI	Iron-scintillator	735	3	2005–2013
MINOS+	NuMI	Iron-scintillator	735	7	2013–2016
OPERA	CNGS	Emulsion hybrid	730	17	2008–2012
ICARUS	CNGS	Liquid argon TPC	730	17	2010–2012
T2K	J-PARC	Water Cherenkov	295	0.6	2010–
NOvA	NuMI	Liquid scint. tracking calorimeter	810	2	2014–
DUNE	LBNF	Liquid argon TPC	1300	2–3	
Hyper-Kamiokande	J-PARC	Water Cherenkov	295	0.6	

Spesso viene utilizzato anche un detector di neutrini vicino ( $\sim 10^2 \text{ m}$ ) all'acceleratore, per diminuire le incertezze sistematiche sul flusso iniziale dei  $\nu_\mu$ .

# ANTINEUTRINI DA REATTORI

Reattori nucleari producono  $\bar{\nu}_e$  in grandi quantità ed energie  $\sim 1 \text{ MeV}$ .

Un reattore da  $1 \text{ GW}_{\text{th}}$  (potenza termica) emette circa  $2 \times 10^{20}$   $\bar{\nu}_e$  /secondo.

Le oscillazioni producono  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ .

Le energie ( $E \sim 1 \text{ MeV}$ ) non sono sufficienti per osservare  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+$  o  $\bar{\nu}_\tau \rightarrow \tau^+$  nei detector, quindi solamente la scomparsa del flusso di  $\bar{\nu}_e$  può essere osservata:



Occorre quindi calcolare il flusso iniziale dei  $\bar{\nu}_e$  (molto complicato) oppure utilizzare un detector vicino ed uno lontano (non sempre possibile).

Da  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$  si misura  $\sin^2 2\theta_{13}$

$$E \sim 1 \text{ MeV} \left\{ \begin{array}{l} \Delta M_{12}^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \rightarrow L_{\text{osc}} \sim 1 \text{ Km} \\ \Delta M^2 \sim 10^{-4} - 10^{-5} \text{ eV}^2 \rightarrow L_{\text{osc}} \sim 100 \text{ Km} \end{array} \right.$$

## Esperimenti di oscillazioni di antineutrini da reattori:

Name	Reactor power ( $\text{GW}_{\text{th}}$ )	Baseline (km)	Detector mass (t)	Year
KamLAND	various	180 (ave.)	1,000	2001–
Double Chooz	$4.25 \times 2$	1.05	8.3	2011–2018
Daya Bay	$2.9 \times 6$	1.65	$20 \times 4$	2011–2020
RENO	$2.8 \times 6$	1.38	16	2011–
JUNO	26.6 (total)	53	20,000	

## FASE $\delta$ di CP

Ad oggi la misura di  $\delta$  dei neutrini è solamente INDIRETTA, dovuta al contributo nelle probabilità  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$  nello schema completo con 3 neutrini.

# MISURE DELLA MASSA E NATURA DEI NEUTRINI

Le oscillazioni dipendono solo dalle differenze di massa tra neutrini, non dalla scala assoluta, né dalla loro natura (Majorana o Dirac).

• La differenza di massa da un

LIMITE INFERIORE alle masse:

$$|m_i| \geq \sqrt{\Delta m_{ij}^2} \quad (\text{se } \Delta m_{ij}^2 > 0)$$

$$\Rightarrow m_i^{\text{MAX}} \gtrsim 0,05 \text{ eV} = \left( |\Delta m_{21}^2| + |\Delta m_{31}^2| \right)^{1/2}$$

• Un modo per misurare la massa di  $\nu_e = m_{\nu_e}^{\text{eff}}$  ( $\nu_e$  non è autostato di massa) è misurare lo

spettro dei decadimenti- $\beta$ :



$$\frac{dN}{dE} = R(E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - (m_{\nu_e}^{\text{eff}})^2}$$

$$(m_{\nu_e}^{\text{eff}})^2 = \sum_i m_i^2 |U_{ei}|^2$$

$E$ : energia di  $e^-$

$$E_0 = m_{{}^3\text{H}} - m_{{}^3\text{He}}$$

$R(E)$  = contributi indipendenti da  $m_{\nu_e}^{\text{eff}}$ .

$\Rightarrow$  Esperimento KATRIN

$$m_{\nu_e}^{\text{eff}} < 1.1 \text{ eV} \quad @ 90\% \text{ CL}$$

In futuro dovrebbe arrivare a 0.2 eV.

- Per verificare sperimentalmente se i neutrini sono **FERMIONI DI MAJORANA** il modo più efficace è cercare un segnale in un processo che **VIOLA LA CONSERVAZIONE DEL NUMERO LEPTONICO**:

$$\nu_e: \begin{cases} \text{Dirac:} & L \text{ conservato} \\ \text{Majorana:} & L \text{ non conservato} \end{cases}$$

Il test più preciso è il **Decadimento doppio- $\beta$  senza neutrini ( $0\nu\beta\beta$ )**

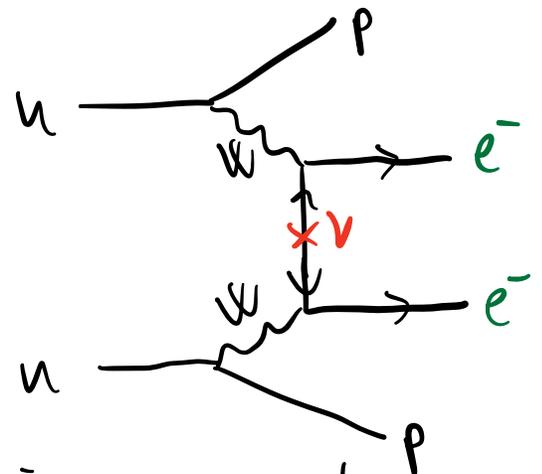
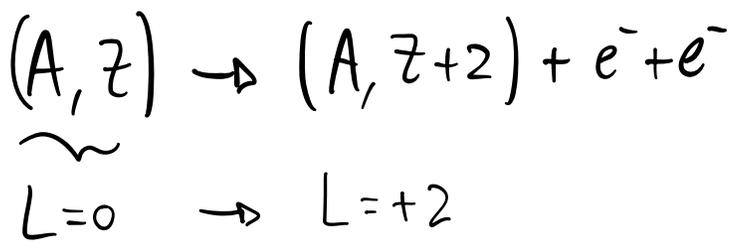


Diagramma di Feynman:

La rate di questo processo è proporzionale a  $(m_{ee})^2$ : **massa effettiva di Majorana**

$$m_{ee} = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right|$$

Dipende dalle fasi di Majorana, che non conosciamo.

Il limite viene:  **$m_{ee} \lesssim 60 - 180 \text{ meV}$** , dipende dal calcolo di elementi di matrice nucleari.

- La **SOMMA DELLE MASSE** dei 3 neutrini può essere estratta dal loro effetto in **osservabili cosmologiche**. [1903.03689]

I neutrini, con le loro interazioni deboli, sono in equilibrio termico con il plasma cosmologico fino a temperature  $T \sim 2.5 \text{ MeV}$ , dopodiché si disaccoppiano e rimangono come "thermal relic".

Ad oggi la "radiazione di fondo di neutrini" ha una temperatura  $T_\nu^0 \approx 1,95 \text{ K}$ , contro quella dei fotoni della CMB di  $T_\gamma^0 \approx 2,73 \text{ K}$ .

Nell'evoluzione delle strutture a grande scala e delle galassie, questi neutrini hanno un effetto misurabile.

È però una misura molto indiretta, che dipende da molte altre assunzioni che, se vidate, diminuiscono molto la sensibilità.

Dai fit si trova:

$$\text{Cosmo: } \sum m_\nu \lesssim 0,12 \text{ eV} \quad [\text{Planck 2018}]$$