

Dispensa sulle oscillazioni di neutrino

prof. Andrea Bizzeti

dicembre 2006 (con aggiornamento a dicembre 2007)

1 Introduzione

I neutrini sono, tra tutti i fermioni elementari (leptoni e quark), gli unici ad interagire unicamente attraverso l'interazione debole: sono infatti insensibili sia all'interazione forte (in quanto leptoni) che a quella elettromagnetica (in quanto puntiformi e neutri).

Poiché le sezioni d'urto delle reazioni dovute all'interazione debole sono molto piccole ad energie $E_{CM} \ll M_W c^2$, il cammino medio libero dei neutrini nella materia è assai elevato e, di conseguenza, anche apparati di grandi dimensioni (decine di metri di lunghezza) rivelano solo una piccolissima frazione dei neutrini che li attraversano.

I neutrini possono essere prodotti e rivelati solo attraverso la loro interazione debole di corrente carica o di corrente neutra.

Nell'interazione di corrente carica (CC) il neutrino viene emesso o assorbito contestualmente all'emissione o assorbimento di un leptone o antileptone carico (e^\pm, μ^\pm, τ^\pm), e ciò permette di classificarlo come appartenente alla stessa famiglia del leptone carico. I tre stati (ν_e, ν_μ, ν_τ) di neutrino ed i tre corrispondenti stati ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) di antineutrino prodotti in tali interazioni risultano quindi autostati dei numeri di famiglia leptonica L_e, L_μ, L_τ : questi stati verranno chiamati nel seguito per brevità “autostati leptonici”¹.

Nell'interazione di corrente neutra (CN) si ha invece uno scambio di quantità di moto ed energia tra il neutrino (o antineutrino), che rimane tale, ed un'altra particella, oppure la creazione di una coppia neutrino-antineutrino (p.es. nel decadimento $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$)². A differenza della interazione di CC, l'interazione di CN non permette di identificare la famiglia leptonica di appartenenza del neutrino.

¹Alcuni testi indicano questi stati col termine “autostati di sapore”, in analogia con i “sapori” dei quark; questi ultimi, però, oltre ad essere in numero doppio (6 invece di 3), identificano gli autostati di massa e non quelli dell'interazione debole di corrente carica.

²L'annichilazione di coppie neutrino-antineutrino, pur prevista come possibile dalla teoria, è estremamente improbabile (se non nei primi istanti di vita dell'Universo) a causa della piccolezza sia della sezione d'urto che della densità dei neutrini ed antineutrini che dovrebbero collidere.

2 Aspetti teorici relativi ai neutrini

2.1 Massa e mescolamento dei neutrini

2.1.1 Neutrini privi di massa nel Modello Standard

La massa dei neutrini ν_e, ν_μ, ν_τ viene misurata nei decadimenti che li producono: i risultati, compatibili con zero, hanno permesso di stabilire per ciascun neutrino un limite superiore su m_ν , assai più piccolo (di alcuni ordini di grandezza) della massa del corrispondente leptone carico³. Per questo motivo nel Modello Standard i tre neutrini ν_e, ν_μ, ν_τ sono stati inizialmente considerati particelle elementari puntiformi, con spin $\frac{1}{2}$ e massa nulla.

Per ciascuna famiglia leptonica il neutrino di massa nulla ed il corrispondente antineutrino (ciascuno nei suoi 2 possibili stati di spin) possono essere descritti, anziché da un unico spinore di Dirac a 4 componenti, da due spinori di Weyl disaccoppiati: uno di essi descrive gli stati (osservati in natura) ν_L e $\bar{\nu}_R$,⁴ l'altro gli stati ν_R e $\bar{\nu}_L$, che, non partecipando all'interazione debole, risultano impossibili da produrre o rivelare attraverso le interazioni del Modello Standard: tale modello utilizza pertanto solo il primo dei due spinori.

2.1.2 Neutrini con massa: di Dirac o di Majorana?

Poiché il neutrino è privo di carica elettrica, nella sua Hamiltoniana di particella libera possono essere presenti due diversi termini che danno origine alla massa: uno di essi ("massa di Dirac") è analogo a quello presente nella Hamiltoniana dei leptoni carichi, mentre l'altro ("massa di Majorana") è possibile solo per i neutrini⁵. L'eventuale massa dei neutrini può quindi derivare dal contributo di uno solo o di entrambi questi termini.

Se solo la massa di Dirac è diversa da zero, il neutrino e l'antineutrino non sono la stessa particella: il neutrino/antineutrino viene descritto da uno spinore (detto "di Dirac") a 4 componenti (2 stati di spin per il neutrino + 2 per l'antineutrino), analogo a quello utilizzato per l'elettrone e gli altri fermioni elementari (leptoni carichi e quark).

Se invece solo la massa di Majorana è diversa da zero, il neutrino coincide con la sua antiparticella, e viene quindi descritto da uno spinore con 2 sole componenti (2 stati di spin). In questo caso sarebbero possibili processi (come il decadimento doppio beta senza neutrini, attualmente considerato il più promettente per la

³Il limite più basso ($m(\bar{\nu}_e) < 2 \text{ eV}$) è stato ricavato dallo spettro energetico degli elettroni nel decadimento β^- del trizio (^3H).

⁴Con ν_L ($\bar{\nu}_L$) indichiamo il neutrino (l'antineutrino) *levogiro*, avente spin opposto alla direzione del moto e quindi elicità $h = -1$; con ν_R ($\bar{\nu}_R$) indichiamo invece il neutrino (l'antineutrino) *destrogiro*, avente spin diretto lungo la direzione del moto e quindi elicità $h = +1$.

⁵Questo termine consente processi che violano la conservazione del numero leptonico e che, nel caso dei leptoni carichi, violerebbero anche la conservazione della carica elettrica.

ricerca di una eventuale massa di Majorana del ν_e) che non conservano il numero leptonico. Tuttavia, se la massa di Majorana è molto piccola, i neutrini e gli antineutrini si muovono sempre in condizioni ultra-relativistiche ($E \simeq Pc \gg mc^2$) e pertanto vengono prodotti e si propagano come (quasi) autostati di elicità⁶: gli stati che chiamiamo “neutrino” ed “antineutrino” corrispondono in questo caso quasi esattamente ai due diversi autostati di elicità (con autovalore rispettivamente -1 e $+1$) della medesima particella, che producono reazioni diverse interagendo con la materia. Si consideri, p.es., il decadimento $\beta^-: n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_R$. Anche se $\nu = \bar{\nu}$ (neutrino di Majorana) l’interazione debole permette al $\nu_R = \bar{\nu}_R$ di trasformare un protone in neutrone $\nu_R(= \bar{\nu}_R) + p \rightarrow n + e^+$, ma non viceversa, in quanto la reazione $\nu_L(= \bar{\nu}_L) + n \rightarrow p + e^-$ richiede un neutrino levogiro nello stato iniziale⁷.

Un caso interessante si verifica qualora siano presenti entrambi i termini, con $M_{\text{Majorana}} \gg M_{\text{Dirac}}$ ⁸: diagonalizzando la matrice Hamiltoniana i 4 stati di neutrino/antineutrino inizialmente presenti si suddividono in due coppie di stati ($\nu_R, \bar{\nu}_L$) e ($\nu_L, \bar{\nu}_R$), uno con massa $M = M_{\text{Majorana}}$ e l’altro con massa $m = M_{\text{Dirac}}^2/M_{\text{Majorana}}$ (meccanismo chiamato “seesaw”, ovvero altalena). Ciascuna di queste coppie di stati costituisce un neutrino di Majorana: avremmo dunque due neutrini (di Majorana), uno ($\nu_R, \bar{\nu}_L$) con massa molto grande (finora non osservato, ma che potrebbe aver avuto un ruolo importante nell’origine della asimmetria materia-antimateria all’epoca del Big Bang) e l’altro ($\nu_L, \bar{\nu}_R$) con massa molto piccola.

2.1.3 Mescolamento e cambiamento di famiglia leptonica

È inoltre possibile, per neutrini con massa non nulla, che gli autostati (ν_1, ν_2, ν_3)⁹ di H_0 , con massa definita (m_1, m_2, m_3), non coincidano con gli autostati leptonici ($\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$).

In questo caso i primi possono essere ottenuti come combinazione lineare dei secondi (e viceversa), attraverso una trasformazione unitaria

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad ; \quad |\nu_k\rangle = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle \quad (1)$$

⁶la componente di elicità opposta a quella prevalente ha un’ampiezza dell’ordine di mc^2/E

⁷Poiché i neutrini dotati di massa non vengono prodotti ed assorbiti in stati esattamente coincidenti con gli autostati di elicità, in presenza di una massa di Majorana la reazione $\nu = \bar{\nu}$ (da decadimento β^-) $+ p \rightarrow n + e^+$ sarebbe possibile, ma con una sezione d’urto molto inferiore a quella, già piccola, del ν_L .

⁸Motivi teorici inducono a prevedere una massa di Dirac dello stesso ordine di grandezza delle masse (di Dirac) degli altri fermioni elementari, $M_{\text{Dirac}} \approx (10^{-3} \sim 10^2) \text{ GeV}/c^2$; nel Modello Standard non ci sono invece particolari ragioni che impediscano alla massa di Majorana di avere valori anche molto elevati.

⁹Per il momento assumiamo che esistano solo tre autostati di massa. La trattazione può essere generalizzata [1] ad un numero $N \geq 3$ di autostati di massa.

(con $U =$ matrice unitaria di mescolamento), in maniera analoga a quanto avviene per i quark con la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

Se gli autostati di massa non sono degeneri, la fase di ciascun autostato di massa ν_k evolverà nel tempo in modo diverso: per questo motivo un autostato leptonicamente definito, descritto da una particolare combinazione lineare di autostati di massa, evolverà nel tempo in una diversa combinazione lineare non più corrispondente all'autostato leptonicamente iniziale.

Il cambiamento di famiglia leptonica durante la propagazione di un neutrino nel vuoto, causato dalla diversa evoluzione temporale degli autostati di massa, può produrre, come vedremo nel seguito, una variazione periodica della composizione in termini di autostati leptonicamente: questo fenomeno prende il nome di "oscillazione di neutrino".

In presenza di materia con elevata densità (p.es. all'interno del Sole), l'interazione dei neutrini con la materia può modificare significativamente l'evoluzione temporale della funzione d'onda: in questo caso il cambiamento di famiglia leptonica risulta assai diverso ed in generale non periodico.

In entrambi i casi, la massa non nulla (e non degenera) ed il mescolamento dei neutrini sono condizioni necessarie perché il cambiamento di famiglia leptonica possa verificarsi.

2.2 Oscillazione nel vuoto tra due famiglie di neutrini

Esaminiamo qui il caso più semplice, in cui il mescolamento riguarda solo due neutrini¹⁰. I due autostati leptonicamente (che indicheremo con $|\nu_\alpha\rangle$ e $|\nu_\beta\rangle$) risultano combinazioni lineari dei due autostati di massa $|\nu_1\rangle$ e $|\nu_2\rangle$ e, con una opportuna scelta delle fasi relative (arbitrarie e non fisiche), si ha:

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos\theta_{12} |\nu_1\rangle - \sin\theta_{12} |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle &= \sin\theta_{12} |\nu_1\rangle + \cos\theta_{12} |\nu_2\rangle \end{aligned} \quad (2)$$

dove θ_{12} è l'angolo di mescolamento.

Un neutrino, prodotto nell'origine ($x=y=z=0$) al tempo $t=0$ come autostato leptonicamente $|\nu_\alpha\rangle$, diretto lungo l'asse x con energia E ($\gg m_1c^2, m_2c^2$) evolve nel tempo come¹¹

$$|\nu(0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu(t)\rangle = \cos\theta_{12} \exp\left[\frac{i}{\hbar}(p_1x - Et)\right] |\nu_1\rangle +$$

¹⁰Una trattazione più generale, che coinvolge 3 autostati leptonicamente, può essere trovata p.es. in [1], assieme ad una recente rassegna dei risultati sperimentali riguardanti il mescolamento dei neutrini.

¹¹Approssimiamo la funzione d'onda del neutrino con un'onda piana di energia E fissata (e, di conseguenza, con quantità di moto p_1 e p_2 leggermente diverse). Sia una trattazione analoga, con quantità di moto fissata (e quindi energie E_1 ed E_2 leggermente diverse) che una più accurata [2] in termini di "pacchetto d'onda" portano allo stesso risultato.

$$- \sin \theta_{12} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (p_2 x - Et) \right] |\nu_2\rangle \quad (3)$$

Un osservatore fermo in $x = +L$, $y = z = 0$ sarà raggiunto dal neutrino dopo un tempo $T \simeq L/c$ dall'emissione¹².

Il neutrino che giunge all'osservatore sarà quindi una combinazione lineare

$$|\nu(t)\rangle = \cos \theta_{12} \exp(i\varphi_1) |\nu_1\rangle - \sin \theta_{12} \exp(i\varphi_2) |\nu_2\rangle \quad (4)$$

degli autostati di massa $|\nu_1\rangle$ e $|\nu_2\rangle$, le cui fasi risultano modificate, rispetto all'istante $t = 0$, di una quantità

$$\varphi_k = \frac{1}{\hbar} (p_k L - ET) \simeq \frac{1}{\hbar} \left(p_k - \frac{E}{c} \right) L \simeq -\frac{1}{2} \left(\frac{c^3}{\hbar} \right) m_k^2 \frac{L}{E} \quad (k = 1, 2). \quad (5)$$

Questo stato è descrivibile anche come sovrapposizione degli autostati leptonici $|\nu_\alpha\rangle$ e $|\nu_\beta\rangle$:

$$\begin{aligned} |\nu(t)\rangle &= \cos \theta_{12} \exp(i\varphi_1) [\cos \theta_{12} |\nu_\alpha\rangle + \sin \theta_{12} |\nu_\beta\rangle] + \\ &\quad - \sin \theta_{12} \exp(i\varphi_2) [-\sin \theta_{12} |\nu_\alpha\rangle + \cos \theta_{12} |\nu_\beta\rangle] = \\ &= [\cos^2 \theta_{12} \exp(i\varphi_1) + \sin^2 \theta_{12} \exp(i\varphi_2)] |\nu_\alpha\rangle + \\ &\quad + \sin \theta_{12} \cos \theta_{12} [\exp(i\varphi_1) - \exp(i\varphi_2)] |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

La probabilità di cambiamento di famiglia leptonica $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ dopo aver percorso la distanza L risulta pertanto:

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(L) \equiv |\langle \nu_\beta | \nu(T = L/c) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \left(\frac{1}{4} \frac{c^3}{\hbar} \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E} \right), \quad (7)$$

dove $\Delta m_{12}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ e $\frac{1}{4} \frac{c^3}{\hbar} = 1.27 \text{ eV}^{-2} \text{MeV/m} = 1.27 \text{ eV}^{-2} \text{GeV/km}$.

Questa probabilità è data dal prodotto di due fattori, entrambi compresi tra zero ed uno, uno dei quali dipende unicamente dall'angolo di mescolamento θ_{12} , mentre l'altro dipende, oltre che dalla differenza Δm_{12}^2 tra i quadrati delle masse, dal rapporto L/E e quindi dalle condizioni sperimentali (energia dei neutrini utilizzati e distanza sorgente-rivelatore).

In generale, fissata l'energia E dei neutrini, $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(L)$ ha un andamento oscillante tra zero (per $L=0$ o multiplo di $L_{osc.} = 4\pi \frac{\hbar}{c^3} E / \Delta m_{12}^2$) ed un valore massimo (per $L = (n + \frac{1}{2})L_{osc.}$) pari a $\sin^2(2\theta_{12})$.

Se i neutrini non hanno tutti la stessa energia e/o percorrono distanze diverse, $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}$ va mediata sulla distribuzione in energia E e distanza L :

¹²Il considerare un tempo leggermente diverso, p.es. $T = L/(\beta_1 c)$ oppure $T = L/(\beta_2 c)$ non cambia apprezzabilmente il risultato. La correzione sarebbe infatti di ordine $(m_\nu c^2/E)^2 \ll 1$, p.es. per $E = 1 \text{ MeV}$, essendo $m_\nu < 10 \text{ eV}$ si ha $(m_\nu c^2/E)^2 < 10^{-10}$.

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = \sin^2(2\theta_{12}) \cdot \overline{\sin^2 \left[\frac{1}{4} \frac{c^3}{\hbar} \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E} \right]}. \quad (8)$$

In particolare, se (L/E) è distribuita su un grande numero di oscillazioni si ottiene $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{12}) \leq \frac{1}{2}$ e quindi $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \alpha} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{12}) \geq \frac{1}{2}$. Di conseguenza, in queste condizioni si prevede che non più della metà dei neutrini possa cambiare famiglia leptonica.

2.3 Oscillazioni nel vuoto tra tre famiglie di neutrini

La trattazione completa con tre famiglie di neutrini [1] porta in generale all'apparizione di entrambi gli autostati leptonici inizialmente assenti, con una dipendenza di $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}$ da L/E che contiene più termini oscillatori.

Risultati analoghi (con la stessa dipendenza di $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}$ da L/E) a quelli ricavati con due sole famiglie si ottengono nei seguenti casi:

- quando, delle tre differenze di massa Δm_{ij}^2 (linearmente dipendenti tra loro, in quanto $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$) una (che chiameremo Δm^2) risulta molto minore delle altre due (di ordine ΔM^2), e l'esperimento viene effettuato con $(L/E) \approx \frac{\hbar}{c^3}(1/\Delta M^2) \ll \frac{\hbar}{c^3}(1/\Delta m^2)$: in questo caso l'oscillazione prodotta da Δm^2 non fa in tempo a manifestarsi (avrebbe bisogno di distanze molto maggiori);
- quando l'autostato leptonico in cui il neutrino è stato creato risulta quasi esattamente una combinazione lineare di *due soli* autostati di massa: in questo caso l'oscillazione avviene tra l'autostato leptonico originario e la combinazione lineare ad esso ortogonale dei due autostati di massa coinvolti nel mescolamento.

In entrambi i casi l'oscillazione può avvenire tra l'autostato leptonico iniziale ed una combinazione lineare degli altri due, con la conseguente apparizione di entrambi gli autostati leptonici inizialmente assenti.

2.4 Cambiamento di famiglia leptonica nella materia

La propagazione dei neutrini nella materia può essere significativamente influenzata dalla diffusione coerente in avanti sulle particelle che incontrano. L'effetto combinato di questa interazione, che dipende dalla famiglia leptonica ma non ne produce di per sé il cambiamento, e del mescolamento tra neutrini di massa diversa, prende il nome di effetto Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW).

Con buona approssimazione la propagazione dei neutrini nella materia può essere trattata utilizzando una equazione di Schrödinger che determina l'evoluzione di un vettore con 3 componenti (una per ogni autostato leptonico del

neutrino), la cui Hamiltoniana efficace nella materia differisce da quella nel vuoto per l'aggiunta di un'energia potenziale derivante dalla diffusione coerente in avanti.

Questa energia potenziale non è la stessa per tutti gli autostati leptonici, in quanto alcuni processi coinvolgono il ν_e in modo diverso dagli altri neutrini. In particolare, per ν_μ e ν_τ la diffusione sugli elettroni avviene solo attraverso lo scambio di un bosone Z^0 , mentre per ν_e è possibile anche attraverso lo scambio di un bosone W , e questo introduce una differenza di energia potenziale tra il ν_e e gli altri autostati leptonici, pari a $V_{\text{MSW}} = \sqrt{2}G_F N_e$, dove G_F è la costante di Fermi e N_e la densità di elettroni.

L'effetto MSW influisce sulla propagazione dei neutrini solari dalla regione centrale del Sole (dove vengono prodotti come ν_e) alla sua superficie, e la sua importanza cresce all'aumentare dell'energia del neutrino (infatti il potenziale V_{MSW} , indipendente dall'energia del neutrino, va confrontato con il termine di mescolamento nella Hamiltoniana efficace, pari a $\Delta m^2/4E_\nu$).

Questo fenomeno può essere trattato [1] in approssimazione adiabatica, considerando che la densità di elettroni N_e varia lentamente lungo il percorso del neutrino dal centro del Sole al vuoto. Se al centro del Sole $V_{\text{MSW}} \gg \Delta m^2/4E_\nu$ il neutrino emerge dal Sole come autostato ν_2 (autostato di massa maggiore), e come tale raggiunga la Terra senza oscillare. La probabilità di osservarlo (sulla Terra) come ν_e risulta quindi

$$\mathcal{P}_{\text{MSW}}(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e | \nu_2 \rangle|^2 = \sin^2 \theta_{sol} \quad (9)$$

e può essere $< 1/2$.

Con opportuni parametri Δm_{sol}^2 e θ_{sol} risulta possibile interpretare in modo coerente i risultati sperimentali sui neutrini solari (v. par. 4.1):

- il cambiamento di famiglia leptonica di circa 2/3 dei ν_e di maggiore energia (quelli provenienti dal decadimento del ${}^8\text{B}$, il cui spettro raggiunge il massimo tra i 5 ed i 10 MeV), osservato con i rivelatori Čerenkov e con quelli a scintillazione, è dovuto all'effetto della materia solare (effetto MSW);
- la sparizione di circa la metà dei molto più numerosi neutrini di bassa energia ($E_\nu < 0.4$ MeV) provenienti dalla fusione pp deriva dalla loro oscillazione, in quanto il termine di mescolamento $\Delta m^2/4E_\nu$ domina rispetto a V_{MSW} anche al centro del Sole.

3 Metodi sperimentali

3.1 Sparizione ed apparizione

Lo oscillazioni di neutrino possono essere studiate osservando, ad una certa distanza L dalla sorgente, una diminuzione nel numero di neutrini di una determinata famiglia leptonica (esperimenti di “sparizione”, che misurano $\mathcal{P}_{\alpha \nrightarrow \alpha}$), oppure

la presenza di neutrini di famiglia leptonica diversa da quella del fascio originario (esperimenti di “apparizione”, che misurano $\mathcal{P}_{\alpha\rightarrow\beta}$ con $\beta \neq \alpha$).

Gli esperimenti di “sparizione” richiedono, in particolare se l’effetto è piccolo, elevate statistiche¹³ ed una accurata conoscenza del fascio di neutrini, in particolare della intensità e della distribuzione in E_ν , in quanto sia $\mathcal{P}_{\alpha\nrightarrow\alpha}$ che la sezione d’urto di interazione dipendono dall’energia del neutrino.

In molti casi, non conoscendo a priori queste caratteristiche del fascio con la precisione necessaria, vengono utilizzati due rivelatori, posti a diversa distanza dalla sorgente, uno vicino per effettuare le misure sul fascio originario ed uno lontano per ripetere queste misure dopo una opportuna distanza L .

Negli esperimenti di “apparizione”, viceversa, non è richiesta una statistica elevata (in assenza di fondo, un solo evento sarebbe sufficiente a dimostrare l’esistenza del fenomeno); è però importante conoscere con precisione se (e quanti) neutrini di altre famiglie leptoniche siano presenti originariamente nel fascio.

3.2 Sorgenti utilizzate

Vengono utilizzate sorgenti naturali ed artificiali, con energie tipiche e distanze dal rivelatore assai diverse tra loro.

3.2.1 Sorgenti artificiali

I reattori nucleari producono $\bar{\nu}_e$ dai decadimenti β^- dei prodotti di fissione, con energie tipiche $E_\nu \approx \text{MeV}$ e distribuiti uniformemente su tutto l’angolo solido; gli elevati flussi presenti in prossimità del “nocciolo” del reattore hanno permesso di effettuare le prime osservazioni delle interazioni di antineutrini (esperimento di Cowan e Reines).

Con acceleratori di protoni di alta energia si possono produrre fasci secondari di particelle cariche che decadono in volo in uno stato finale contenente neutrini (es.: π^+ , $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$) o antineutrini (es.: π^- , $K^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$). In questo modo è possibile ottenere fasci di neutrini o antineutrini muonici con energie dell’ordine dei GeV. La purezza di questi fasci è limitata dalla presenza di neutrini ed antineutrini provenienti dal decadimento dei muoni ($\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ nei fasci di ν_μ ; $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ in quelli di $\bar{\nu}_\mu$).

I neutrini prodotti da queste sorgenti artificiali possono essere osservati a distanze L comprese tra ($10^1 \sim 10^2$) m e ($10^2 \sim 10^3$) km: a distanze maggiori il flusso di neutrini diviene troppo piccolo per poter essere misurato con gli attuali rivelatori.

¹³Il numero di interazioni di neutrino rivelate deve essere almeno pari a $(N_\sigma/\mathcal{P}_{\alpha\nrightarrow\alpha})^2$, dove N_σ è il significato statistico (rapporto tra effetto misurato e deviazione standard) e $\mathcal{P}_{\alpha\nrightarrow\alpha}$ è la probabilità di “sparizione” dei neutrini di famiglia leptonica α (nel caso in cui l’oscillazione coinvolga solo due famiglie leptoniche α e β , si ha che $\mathcal{P}_{\alpha\nrightarrow\alpha} = \mathcal{P}_{\alpha\rightarrow\beta}$).

3.2.2 Sorgenti naturali

Il Sole costituisce una intensa sorgente di neutrini elettronici, prodotti nelle reazioni di fusione nucleare. La maggior parte dei neutrini proviene dalla reazione $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, con energie comprese nell'intervallo $0 < E_\nu < 0.42$ MeV; altre reazioni producono neutrini di energie più elevate (fino a circa 20 MeV), ma in numero assai inferiore. Il flusso dei neutrini solari [3] che raggiunge la Terra è calcolabile con precisione a partire dalla costante solare (flusso di potenza della radiazione solare in arrivo sulla Terra) e dall'energia rilasciata nel ciclo di fusione dell'idrogeno in ${}^4\text{He}$; i rapporti tra le varie componenti dello spettro energetico sono previsti da un modello (lo "Standard Solar Model") ritenuto affidabile.

Le cascate adroniche ("sciame atmosferici") prodotte nell'atmosfera dai raggi cosmici di alta energia contengono molte particelle instabili, che decadono prima di raggiungere la superficie terrestre emettendo neutrini o antineutrini (es.: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$). Considerando che la maggior parte dei neutrini provengono da catene di decadimento come quella sopra riportata e che solo una piccola parte dei muoni prodotti raggiunge la superficie terrestre, si stima che negli sciame atmosferici i neutrini e gli antineutrini muonici vengano prodotti in numero circa doppio rispetto a quelli elettronici. Le energie tipiche di questi neutrini vanno da 10^{-1} a 10^3 GeV, mentre la distanza L percorsa per raggiungere il rivelatore varia tra $L \approx 10$ km per quelli provenienti dall'alto e $L \approx 2R_{Terra} = 1.3 \cdot 10^4$ km per quelli provenienti dal basso. Nonostante la distanza diversa di tre ordini di grandezza, i flussi per unità di angolo solido sono paragonabili: il flusso infatti risulta proporzionale al prodotto tra la superficie dell'atmosfera "vista" dal rivelatore sotto un certo angolo solido (proporzionale a L^2) e l'angolo solido coperto dal rivelatore visto dal punto di produzione del neutrino (proporzionale a L^{-2}).

3.3 Tecniche di rivelazione

Gli apparati utilizzati per rivelare le interazioni di neutrino possono essere classificati in base alla tecnica di rivelazione.

I rivelatori a scintillatore liquido sfruttano la luce di scintillazione originata dai prodotti dell'interazione del neutrino; il segnale luminoso viene convertito in un segnale elettrico con appositi dispositivi (tipicamente tubi fotomoltiplicatori). La soglia (energia minima che deve avere il neutrino per produrre un segnale rivelabile) è di alcuni MeV¹⁴.

Nei rivelatori Čerenkov si osserva invece la luce Čerenkov emessa dalle particelle cariche veloci prodotte nell'interazione del neutrino. La soglia è anche in questo caso di qualche (5 ~ 10) MeV. In alcune di queste reazioni (p.es.

¹⁴Questa soglia si riferisce alle reazioni di corrente carica del ν_e ($\bar{\nu}_e$): essa è assai maggiore per ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) e ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) a causa della maggiore massa del corrispondente leptone carico.

$\nu_x e^- \rightarrow \nu_x e^-$) la direzione della particella carica prodotta è fortemente correlata con quella del neutrino incidente, e ciò permette di determinare la direzione di provenienza del neutrino. Ad alta energia è energeticamente consentita anche l'interazione di corrente carica in cui il ν_μ si trasforma in μ^- (o il $\bar{\nu}_\mu$ in μ^+); i muoni vengono facilmente distinti dagli elettroni, in quanto questi ultimi producono una cascata elettromagnetica.

L'identificazione del ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) dalle sue reazioni di corrente carica ($\nu_\tau + e^- \rightarrow \tau^- + \nu_e$; $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$; $\bar{\nu}_\tau + N \rightarrow \tau^+ + X$) richiede l'utilizzo di apparati di rivelazione più complessi, che ricostruiscono le traiettorie delle particelle cariche con elevata risoluzione spaziale.

Nei rivelatori radiochimici i “bersagli” sono costituiti da nuclei che vengono trasformati dalla interazione di corrente carica del ν_e (decadimento β inverso) in nuclei di un diverso elemento, che vengono periodicamente estratti e successivamente contati osservando il loro decadimento (per cattura elettronica, con emissione di raggi X caratteristici). Con una opportuna scelta dei nuclei bersaglio è possibile raggiungere soglie inferiori al MeV (814 keV per $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$; 233 keV per $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$).

Molti rivelatori di neutrini (e, in particolare, tutti quelli che studiano neutrini solari o atmosferici) vengono realizzati nel sottosuolo, in modo da ridurre notevolmente, grazie all'elevato spessore (\approx km) di roccia sovrastante, il flusso di particelle (diverse dai neutrini) provenienti dalle interazioni dei raggi cosmici con l'atmosfera.

4 Osservazione delle oscillazioni di neutrino

In questo capitolo sono riportati i risultati sperimentali sul cambiamento di famiglia leptonica dei neutrini.

Si farà riferimento alle figure presenti nelle trasparenze utilizzate per le lezioni, le cui fotocopie (in formato ridotto, due pagine per facciata), sono state distribuite al termine del corso e sono inoltre disponibili presso il docente.

Ogni figura verrà individuata dal numero della pagina e da quello della figura al suo interno (p.es. con “Fig. 3.2” si indicherà la seconda figura nella terza pagina).

4.1 Neutrini solari

Lo spettro dei neutrini solari previsto dallo “Standard Solar Model” (SSM) è mostrato in Fig. 1.1.

I primi esperimenti sui neutrini solari, effettuati a partire dalla fine degli anni '60 utilizzando tecniche radiochimiche, hanno da subito contato un numero di reazioni $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ (soglia 814 keV) significativamente inferiore alle previsioni. Tutti gli esperimenti successivi hanno confermato questo risultato.

Gli esperimenti radiochimici che utilizzano il gallio (Gallex, Sage, GNO) grazie alla soglia molto bassa (233 keV) sono sensibili a gran parte della componente maggioritaria dello spettro (neutrini provenienti dalla reazione $p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$). Le misure di Gallex e GNO (riportate in Figg. 1.2 e 1.3) mostrano un numero di reazioni pari a circa la metà del valore previsto in assenza di oscillazioni. Questo risultato viene interpretato come effetto di una oscillazione $\nu_e \rightarrow \nu_x$ con mescolamento elevato ($\theta_{sol} \approx 45^\circ$) e $\Delta m_{sol}^2 \gtrsim (\frac{\hbar}{c^3}) \bar{E}_\nu/L \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{eV}^2$.

L'esperimento SNO (v. Fig. 2.1), che utilizza un rivelatore Čerenkov con 1000 tonnellate di acqua pesante, ha recentemente fornito la prova decisiva del cambiamento di famiglia leptonica dei neutrini solari. Questo esperimento ha infatti misurato il flusso dei neutrini solari di alta energia (prevalentemente provenienti dal decadimento β^+ del ^8B) attraverso 3 reazioni:

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \text{ (CC)}, \quad (10)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \text{ (CN)}, \quad (11)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow e^- + \nu_x \text{ (ES)}. \quad (12)$$

La reazione di corrente carica (CC) è possibile solo per i neutrini elettronici, mentre quella di corrente neutra (CN) ha una sezione d'urto indipendente dalla famiglia leptonica del neutrino; nella diffusione su elettrone (ES) la sezione d'urto del ν_e è maggiore (di circa un fattore 6) di quella di ν_μ e ν_τ . I risultati, riportati nelle Figg. 2.2–2.5, indicano un flusso totale di neutrini consistente con le previsioni dello Standard Solar Model ed un flusso di ν_e pari ad 1/3 del totale:

$$\mathcal{P}(\nu_e \not\leftrightarrow \nu_e) = \frac{\Phi(\nu_e)}{\Phi(\nu_e) + \Phi(\nu_\mu + \nu_\tau)} = \frac{\Phi_{CC}}{\Phi_{CN}} = 0.34 \pm 0.02_{stat} \pm 0.03_{syst}. \quad (13)$$

Questo rapporto, significativamente inferiore ad 1/2, non è compatibile con una semplice oscillazione nel vuoto tra due famiglie di neutrini (v. par. 2.2), mentre può essere spiegato come conseguenza dell'effetto MSW (v. par. 2.3) con elevato mescolamento ($\tan^2 \theta_{sol} \simeq 0.4$) e $\Delta m_{sol}^2 \simeq 6 \cdot 10^{-5} \text{eV}^2$.

Poiché il flusso misurato di ν_e risulta significativamente inferiore al flusso misurato di $\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$ i risultati dell'esperimento SNO costituiscono la prima (e finora unica) evidenza sperimentale di apparizione di neutrini diversi da ν_e in un fascio di ν_e .

4.2 Antineutrini da reattore

Il mescolamento che coinvolge il neutrino elettronico (osservato nei neutrini solari) dovrebbe analogamente coinvolgere, con gli stessi parametri θ_{sol} e Δm_{sol}^2 , i corrispondenti antineutrini: ci si aspetta pertanto che una significativa frazione degli antineutrini ($\bar{\nu}_e$) prodotti da reattore (con energia $E_\nu \approx \text{MeV}$) cambi famiglia leptonica per effetto dell'oscillazione dopo aver percorso una distanza $L \gtrsim (\frac{\hbar}{c^3}) E_\nu / \Delta m_{sol}^2 \approx 10^2 \text{ km}$.

L'esperimento KamLand (Fig. 3.1) utilizza 1000 tonnellate di scintillatore liquido per rivelare le interazioni di corrente carica $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ misurando (v. Fig. 3.2) l'energia "pronta" depositata dal positrone (rallentamento + annichilazione $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) e quella "ritardata" dovuta alla cattura del neutrone (successiva al suo rallentamento) $n + p \rightarrow d + \gamma$ (2.2 MeV).

La sorgente di $\bar{\nu}_e$ è costituita dall'insieme dei reattori delle centrali termonucleari giapponesi e coreane: il contributo principale al flusso degli antineutrini proviene da reattori distanti circa 180 km (v. Fig. 4.3).

Sia il numero di reazioni osservate (v. Fig. 4.2), pari a circa il 60% di quello previsto in assenza di oscillazioni, che la forma dello spettro dell'energia "pronta" rivelata¹⁵ (v. Fig. 4.1), soppresso a bassa energia dove maggiore è il rapporto L/E , sono spiegabili come effetto di una oscillazione nel vuoto i cui parametri (θ , Δm^2) sono compatibili con quelli dei neutrini solari.

La distribuzione in L_0/E degli eventi (Fig. 4.4), con L_0 pari alla distanza media reattore-rivelatore, mostra il caratteristico andamento oscillatorio (che ci aspetteremmo sinusoidale se tutti gli antineutrini provenissero dalla medesima distanza L_0).

I risultati combinati degli esperimenti sui neutrini solari e sugli antineutrini da reattore permettono di determinare i parametri del mescolamento responsabile dell'oscillazione $\nu_e \rightarrow \nu_x$ (con $\nu_x =$ combinazione lineare di ν_μ e ν_τ): $\Delta m_{sol}^2 = (8.0^{+0.6}_{-0.4}) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\theta_{sol} = (33.9^{+2.4}_{-2.2})^\circ$.

Questi risultati permettono inoltre di verificare (v. Fig. 9.1) che il potenziale V_{MSW} responsabile del cambiamento di famiglia leptonica dei neutrini solari di più alta energia è effettivamente quello prevista dalla teoria dell'interazione debole. Infatti, moltiplicando V_{MSW} per un fattore α arbitrario, il χ^2 del fit ai dati sperimentali si mantiene a livelli accettabili ($\Delta\chi^2 < 4$) solo in un intervallo piuttosto piccolo che contiene il valore $\alpha = 1$.

4.3 Neutrini atmosferici

L'esperimento SuperKamiokande (Fig. 5.1) utilizza un rivelatore Čerenkov cilindrico riempito con 50'000 tonnellate d'acqua (di cui 22'500 tonnellate di "volume fiduciale" all'interno del quale vengono ricercate le interazioni di neutrino).

La distribuzione della luce Čerenkov sulle pareti del cilindro permette di riconoscere le interazioni deboli di corrente carica del ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) da quelle del ν_e ($\bar{\nu}_e$): un disco o una corona circolare ("anello") dai bordi netti (Fig. 5.3) contraddistinguono un μ^\pm , mentre la cascata elettromagnetica originata da un e^\pm produce una distribuzione più diffusa (Fig. 5.2).

I risultati delle misure (+) del numero di eventi in intervalli di coseno dell'angolo zenitale θ ($\cos \theta = 1$ per la verticale discendente) sono mostrati in Fig. 6.1

¹⁵L'energia "pronta" corrisponde all'energia cinetica del positrone più l'energia (1.02 MeV) rilasciata nella sua annichilazione. Questa energia risulta di poco inferiore (qualche decimo di MeV) a quella del neutrino.

assieme alle previsioni di una simulazione Monte Carlo in assenza di oscillazioni (rettangoli) e con oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ (istogramma) con parametri $\theta_{atm} = 45^\circ$ e $\Delta m_{atm}^2 = 2.1 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$.

Si nota che l'effetto di "sparizione" dei ν_μ è sempre presente per i neutrini provenienti dal basso ($\cos \theta < 0$), che hanno percorso distanze $L \approx 2R_{Terra} \approx 10^4 \text{km}$, mentre aumenta al diminuire dell'energia del muone per i neutrini provenienti dall'alto ($\cos \theta > 0$), che hanno percorso distanze $L \approx 10 \text{km}$.

Si tenga presente che questo risultato dipende molto poco dai dettagli della simulazione, soprattutto per quanto riguarda i neutrini di più alta energia (che danno origine agli eventi "multi-GeV" in Fig. 6.1), la cui distribuzione angolare è prevista simmetrica in $\cos \theta$ ($N(\pi - \theta) = N(\theta)$) a causa dell'isotropia del flusso dei raggi cosmici di alta energia che incidono sull'atmosfera terrestre.

Il rapporto tra eventi osservati ed eventi previsti (in assenza di oscillazioni) in funzione di L/E (v. Fig. 6.2) ha un minimo per $L/E \simeq 5 \cdot 10^2 \text{km/GeV}$ e mostra un buon accordo con l'ipotesi di oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$.

4.4 Sparizione di ν_μ prodotti con acceleratori

L'oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ con $\Delta m^2 = \Delta m_{atm}^2 \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$ ed elevato mescolamento dovrebbe essere rivelabile facendo percorrere ad un fascio di ν_μ da acceleratore (con $E_\nu \approx 1 \text{GeV}$) una distanza $L \gtrsim \frac{c^3}{\hbar} E_\nu / \Delta m^2 \approx 500 \text{km}$.

Nell'esperimento K2K (v. Fig. 7.1) l'apparato SuperKamiokande, illuminato da un fascio di neutrini prodotti a KEK (distanza $\simeq 250 \text{km}$), ha osservato sia la sparizione di ν_μ che la distorsione dello spettro energetico (Fig. 7.3) causata dalla maggiore sparizione dei neutrini di minore energia. Entrambi questi effetti risultano spiegabili da una oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ con parametri compatibili con quelli ricavati dalle misure sui neutrini atmosferici (v. Fig. 7.2).

L'esperimento Minos (Fig. 8.1) ha invece inviato un fascio di ν_μ , di cui era possibile variare lo spettro energetico spostando il bersaglio rispetto ai magneti focalizzanti ("Horns" in Fig. 8.1), dal Fermilab al rivelatore Soudan a circa 700 km di distanza, confermando (v. Fig. 8.2), con migliore statistica, i risultati di K2K.

Per verificare che la causa della "sparizione" dei ν_μ atmosferici e da acceleratore sia realmente l'oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, al CERN è stato recentemente realizzato un fascio di ν_μ diretto verso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso ($L \approx 700 \text{km}$), dove due esperimenti cercheranno eventi di "apparizione" di ν_τ .

4.5 Altri segnali di oscillazioni di neutrino

L'esperimento (di "apparizione") LSND ha utilizzato un fascio di mesoni π^+ fatti fermare in un bersaglio molto spesso per produrre neutrini attraverso i decadimenti (in quiete) $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$. Questa catena di decadimenti produceva ν_μ , $\bar{\nu}_\nu$ e ν_e ma non $\bar{\nu}_e$.

L'osservazione di interazioni di corrente carica di $\bar{\nu}_e$ in 167 tonnellate di olio minerale (luce Čerenkov e di scintillazione) è stata interpretata (v. Fig. 9.3) come evidenza di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ con $\Delta m^2 > 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2$ e $\sin^2(2\theta) > 10^{-3}$.

Il risultato negativo di altri esperimenti ha permesso di restringere la regione nello spazio dei parametri $(\Delta m^2, \sin^2(2\theta))$ compatibile col risultato di LSND, escludendo i valori di Δm^2 inferiori a 0.2 eV^2 .

L'esperimento Boone si propone di cercare l'apparizione di ν_e ($\bar{\nu}_e$) in un fascio di ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) con sensibilità sufficiente ad esplorare tutta la regione nello spazio dei parametri compatibile con l'osservazione di LSND.

Nella sua prima fase (MiniBooNE, v. Fig. 9.2) questo esperimento utilizza ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$ nel 2006) con energia media $\sim 0.7 \text{ GeV}$ prodotti dal decadimento nel vuoto di un fascio di mesoni π^+ e K^+ (π^- e K^-) e rivela le interazioni dei neutrini osservando la luce Čerenkov e di scintillazione in una sfera riempita con 800 tonnellate di olio minerale, posta a 550 m di distanza (stesso rapporto L/E di LSND).

5 Conclusioni

Vi sono convincenti evidenze sperimentali del cambiamento di famiglia leptonica nei neutrini solari ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$) e nei neutrini atmosferici (sparizione di ν_μ compatibile con una oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$): entrambi questi effetti sono stati confermati da esperimenti con sorgenti artificiali di neutrini (rispettivamente reattori ed acceleratore). In entrambi i casi i mescolamenti risultano elevati ($\sin^2 2\theta_{sol} \simeq 0.8$, $\sin^2 2\theta_{atm} \simeq 1.0$), mentre i valori di Δm^2 sono assai diversi:

$$\Delta m_{sol}^2 \simeq 8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \ll \Delta m_{atm}^2 \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 . \quad (14)$$

Questi risultati sono interpretabili con l'esistenza di tre autostati di massa:

- uno, separato dagli altri da $\Delta M^2 = \Delta m_{atm}^2$ e composto da ν_μ e ν_τ in parti circa uguali, con una componente ν_e molto più piccola (compatibile con zero);
- altri due, tra loro assai più vicini ($\Delta m^2 = \Delta m_{sol}^2$), il più pesante dei quali contiene ν_e , ν_μ e ν_τ in quantità paragonabili, mentre il più leggero contiene prevalentemente ν_e (e, in misura minore, componenti ν_μ e ν_τ quasi uguali tra loro).

L'apparizione di $\bar{\nu}_e$ osservata da LSND, se confermata, indicherebbe l'esistenza di una terza oscillazione ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$) con $\Delta m^2 > 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2$. In questo caso si avrebbe

$$\Delta m_{LSND}^2 \gg \Delta m_{atm}^2 \gg \Delta m_{sol}^2 , \quad (15)$$

relazione incompatibile con l'esistenza di tre soli autostati di massa: sarebbe quindi necessario introdurre (almeno) un quarto autostato di massa e, di conseguenza, (almeno) un quarto autostato leptonic. Quest'ultimo risulterebbe

impossibile da rivelare attraverso l'interazione debole, sia di corrente carica (essendo il corrispondente leptone carico, ammesso che esista, molto massivo) che di corrente neutra (il bosone Z^0 risulta infatti interagire con tre sole famiglie di neutrini leggeri).

Rimane non determinabile dagli attuali dati sperimentali sulle oscillazioni di neutrino sia l'ordine degli autostati di massa (ovvero se l'autostato separato dagli altri due di $\Delta M^2 = \Delta m_{atm}^2$ abbia massa maggiore o minore) che la scala assoluta della massa (in quanto le oscillazioni dipendono dalle *differenze* di m^2).

Altri esperimenti (non solo di oscillazione) saranno necessari per determinare le proprietà dei neutrini: numero di famiglie ed eventuale esistenza di neutrini "sterili" (non interagenti); natura della massa (di Dirac o di Majorana); massa e composizione (in termini di autostati leptonici) degli autostati di massa; eventuale violazione di CP.

6 Aggiornamento (dicembre 2007)

L'esperimento MiniBooNE ha pubblicato i suoi primi risultati [4] sulla non osservazione di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, che (se neutrini ed antineutrini oscillano allo stesso modo) risulta incompatibile con l'osservazione di LSND.

Appare quindi rafforzata l'ipotesi di soli tre autostati di massa, senza necessità di introdurre neutrini "sterili" in aggiunta ai tre autostati leptonici noti.

Riferimenti bibliografici

- [1] B. Kayser, Neutrino mass, mixing and flavor change, in *Review of Particle Properties*, W.-M. Yao *et al.*, Journal of Physics G **33**, 1 (2006), reperibile in rete (URL <http://pdg.lbl.gov/> o <http://cern.ch/pdg/> , link "Reviews", section "Standard Model and Related Topics"), attualmente in <http://pdg.web.cern.ch/pdg/2006/reviews/numixrpp.pdf>
- [2] C. Giunti, The phase of neutrino oscillation, arXiv:hep-ph/0202063, URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0202063>
- [3] K. Nakamura, Solar neutrino review, in *Review of Particle Properties*, W.-M. Yao *et al.*, Journal of Physics G **33**, 1 (2006), reperibile in rete (URL <http://pdg.lbl.gov/> o <http://cern.ch/pdg/> , link "Reviews", section "Standard Model and Related Topics"), attualmente in http://pdg.web.cern.ch/pdg/2006/reviews/solarnu_s067sol.pdf
- [4] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 231801 (2007)