

La misura dell'angolo di mescolamento θ_{13}

Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare 2

Valerio Ippolito

Dipartimento di Fisica
Sapienza Università di Roma

17 giugno 2009

1 Teoria

- Introduzione
- Schematizzazione
- Cosa osservare?

2 Approccio sperimentale

- Apparizione
- Sparizione

3 Conclusioni

Oscillazione dei neutrini

- I **neutrini di flavour** (ν_e, ν_μ, ν_τ) possono non essere autostati dell'hamiltoniana H (**neutrini di massa**)
- H sarà quindi diagonale solo nella base composta da ν_1, ν_2, ν_3 , che supponiamo essere combinazione lineare dei neutrini di flavour:

$$|\nu_k\rangle = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle$$

- U è la matrice unitaria di **mescolamento** (PMNS), analoga a quella dei quark (CKM)

Quark mixing

$$U_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0.2 & 0.005 \\ 0.2 & 1 & 0.04 \\ 0.005 & 0.04 & 1 \end{pmatrix}$$

Neutrino mixing

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 0.8 & 0.5 & ? \\ 0.4 & 0.6 & 0.7 \\ 0.04 & 0.6 & 0.7 \end{pmatrix}$$

La matrice di oscillazione dei neutrini

- La **matrice di mescolamento** si può scomporre in tre parti:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}}_{\nu \text{ atmosfera, long BL}} \overbrace{\begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}}^{\text{Sconosciuta}} \underbrace{\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\nu \text{ solari, KamLAND}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

- $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$
- La parte che ci interessa dipende dall'angolo θ_{13} e dalla fase δ_{CP} (che ci dà una misura della violazione di CP nel settore leptónico)
- L'obiettivo è migliorare il limite $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.13$ (CHOOZ, 90% CL), corrispondente a $\theta_{13} < 10.6^\circ$

Caso di due sole famiglie leptoniche

- Ciascun neutrino di flavour $|\nu_\alpha\rangle$ è combinazione lineare dei $|\nu_k\rangle$, autostati di massa
- Se ci riduciamo per semplicità a **due famiglie** di neutrini (e quindi un solo angolo di mescolamento θ)

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos\theta |\nu_1\rangle - \sin\theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle &= \sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \end{aligned}$$

- Nel tempo, i $|\nu_k\rangle$ (autostati di H) evolvono in maniera semplice:

$$|\nu_k\rangle(t) = \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_k \cdot \mathbf{x} - Et)\right] |\nu_k\rangle(t=0)$$

cioè, dopo aver percorso $x = L$ in un tempo $T \approx L/c$, sono sfasati rispetto all'autostato con $t = 0$ di $(m_k c^2 \ll p_k c)$

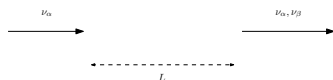
$$\phi_k = \frac{1}{\hbar}(p_k L - ET) \approx \frac{1}{\hbar}\left(p_k - \frac{E}{c}\right)L \approx \frac{1}{2} \frac{c^3 m_k^2 L}{\hbar E}$$

- ϕ_k è diversa per ciascun autostato di massa: $|\nu_k\rangle(t) = e^{i\phi_k} |\nu_k\rangle$

Probabilità di transizione

- Supponiamo di generare un neutrino di flavour ν_α , ad $x = 0$ e $t = 0$

$$|\nu\rangle(0) = |\nu_\alpha\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle - \sin\theta |\nu_2\rangle$$



- Le componenti $|\nu_1\rangle$ e $|\nu_2\rangle$ evolvono con fasi diverse
- Questo neutrino, rivelato ad $x = L$ e $t \approx L/c$, sarà quindi una combinazione lineare dei neutrini di massa:

$$|\nu\rangle(t) = \cos\theta e^{i\phi_1} |\nu_1\rangle - \sin\theta e^{i\phi_2} |\nu_2\rangle$$

- La probabilità che il neutrino cambi flavour, cioè di osservare un neutrino ν_β che originariamente era ν_α (**probabilità di transizione**), è

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2(\phi_2 - \phi_1) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1}{4} \frac{c^3}{\hbar} \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E}\right) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27 \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E}\right) \end{aligned}$$

con Δm_{12}^2 in eV^2 , E in GeV , L in km

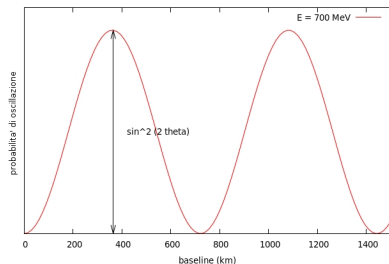
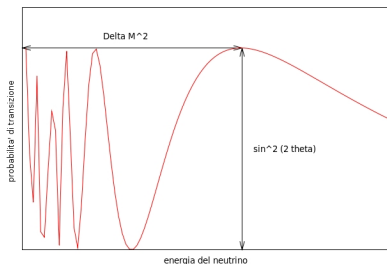
Probabilità di transizione - II

La probabilità di transizione vale quindi, nel caso di due soli flavour,

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E} \right)$$

e dipende

- dall'angolo di mescolamento
- da $|m_2^2 - m_1^2|$ ($m_2 \lesseqgtr m_1?$)
- dalle caratteristiche sperimentali (*baseline* L , energia del neutrino E)



Interazione dei ν con la materia: effetto *MSW*

- La materia ordinaria è composta da p , n , e^-
- ν_μ e ν_τ interagiscono solo NC con la materia, mentre ν_e anche CC
- Stiamo studiando la propagazione di ν_α (di flavour): bisogna tenere conto della diffusione coerente in avanti sulla materia (effetto *MSW*)
- In buona approssimazione i ν_α sono soggetti ad

$$H_{\text{eff}} = H + V_{MSW}$$

dove H è l'hamiltoniana nel vuoto e V_{MSW} un potenziale

- L'effetto di materia netto, l'unico che produce sfasamento nella propagazione dei ν_k (di massa), è dovuto solo all'interazione CC di ν_e
- Si trova che il potenziale netto è **indipendente** dall'energia del neutrino:

$$V_{MSW} = \sqrt{2}G_F N_e \approx 7.6 \cdot 10^{-14} \frac{Z}{A} \rho [\text{g/cm}^3] \text{eV}$$

- V_{MSW} entra nelle oscillazioni solo nel rapporto $\frac{2E_\nu V_{MSW}}{\Delta m^2}$: effetto trascurabile a basse energie ($E_\nu < 0.4 \div 12 \text{ GeV}$)

Approccio sperimentale: cosa osservare?

Sperimentalmente, ad una distanza L da una sorgente di neutrini (autostati di flavour), si possono osservare due fenomeni dovuti all'oscillazione PMNS: l'apparizione e la sparizione

Sparizione: $P_{\alpha \not\rightarrow \alpha}$

Si generano neutrini di un flavour e si contano i neutrini nello stato finale che hanno mantenuto quel flavour

- $N_{\text{osc}} = \phi \otimes \sigma_{\text{interazione}}$
- elevata statistica (almeno $(N_{\sigma} / P_{\alpha \not\rightarrow \alpha})^2$ interazioni)
- conoscenza del fascio di neutrini (cioè di ϕ): incertezze sia teoriche che sperimentali su σ
- uso di due detector distanziati (ND e FD)

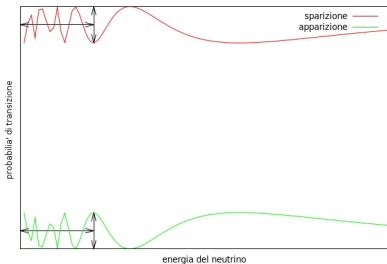
Apparizione: $P_{\alpha \rightarrow \beta}$

Si contano i neutrini di flavour diverso da quello iniziale

- idealmente non serve una statistica elevata (senza BG basterebbe un solo evento)
- ma serve un'ottima conoscenza della composizione del fascio in $\nu_{e,\mu,\tau}$

Apparizione e sparizione nello schema a 2 flavour

Quali sono le condizioni necessarie per una buona misura di θ e Δm^2 ?



$$P_{\text{apparizione}} = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E} \right)$$

$$P_{\text{sparizione}} = 1 - P_{\text{apparizione}}$$

- Buona risoluzione in E per identificare almeno il massimo principale e misurare $\sin^2 \theta$
- Buona calibrazione in E , per misurare il punto di massimo Δm_{12}^2
- **Apparizione**: misura sensibile a $\theta \approx 0$, risente del fondo
- **Sparizione**: meno sensibile a $\theta \approx 0$ (misura intorno a 1), richiede buona normalizzazione per misurare deviazioni dall'unità

Schema a 3 flavour: apparizione e sparizione

Nel **caso reale di 3 flavour** di neutrino (e, μ, τ), dalla matrice PMNS si ricavano (in unità naturali) le dipendenze di $P_{\text{apparizione}}$ e $P_{\text{sparizione}}$ da θ_{13}

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}^\pm = X_\pm \sin^2(2\theta_{13}) + Y_\pm \cos \theta_{13} \sin(2\theta_{13}) \cos \left(\pm \delta_{CP} - \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E_\nu} \right) + Z$$

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \approx \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right) + \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} \right)^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right)^2 \cos^4 \theta_{13} \sin^2(2\theta_{12})$$

dove \pm sta per $\nu/\bar{\nu}$, ed $X, Y, Z = f(\theta_{23}, \theta_{12}, \Delta m_{23}^2, \Delta m_{12}^2, V_{MSW})$.

Quali limitazioni sperimentali?

apparizione c'è correlazione tra i parametri θ_{13} e δ_{CP}
 dipendenza da $\text{sgn}(\Delta m_{23}^2)$ e \approx simmetria $[\theta_{23}, \frac{\pi}{2} - \theta_{23}]$
 otto regioni consentite dello spazio dei parametri

sparizione nessuna modulazione da δ_{CP} o $\text{sgn} \Delta m_{23}^2$
 impossibile misurare direttamente la violazione CP
 a piccola L dipende solo da θ_{13}

Stime attuali dei parametri delle oscillazioni a 3 flavour

Attualmente le migliori stime dei parametri di oscillazione sono

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.13$$

$$\theta_{13} < 10.6^\circ \text{ (CHOOZ)}$$

$$\tan^2(\theta_{12}) = 0.45^{+0.09}_{-0.07}$$

$$\theta_{12} = 33.9^\circ_{-2.2^\circ}^{+2.4^\circ} \equiv \theta_{\text{sol}}$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 1^{+0}_{-0.1}$$

$$\theta_{23} = (45 \pm 7)^\circ \equiv \theta_{\text{atm}}$$

$$\Delta m_{21}^2 = 8.0^{+0.6}_{-0.4} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$|\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m_{32}^2| = 2.4^{+0.6}_{-0.5} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$$

- L'obiettivo futuro è quello di determinare il valore di θ_{13} (è non nullo?), o comunque di migliorarne i limiti attuali
- Per θ_{13} non troppo piccoli, da esperimenti di apparizione è possibile misurare la fase δ_{CP}
- Sperimentalmente questo significa andare a cercare evidenze sperimentali dell'oscillazione, nei possibili canali di **apparizione** e **sparizione**
- Questo ovviamente richiede accorgimenti sperimentali: vediamo quali

Apparizione: transizioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ agli acceleratori

- Le transizioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sono dominate dal termine solare θ_{12} , fino a una certa distanza data da Δm_{23}^2 , oltre la quale la dipendenza principale è da θ_{13}
- Un primo metodo per la misura di θ_{13} è quindi quello di generare fasci intensi di ν_μ cercando prove dell'apparizione di ν_e
- Possibilità di misurare idealmente **tutti** i parametri dell'oscillazione

Problemi

- i fasci di ν_μ soffrono una contaminazione intrinseca dell'1% di ν_e ($\approx \tau_\pi/\tau_\mu$)
- il π^0 , in interazioni CC e NC, può mimare un elettrone, creando un fondo ai ν_e

Soluzioni

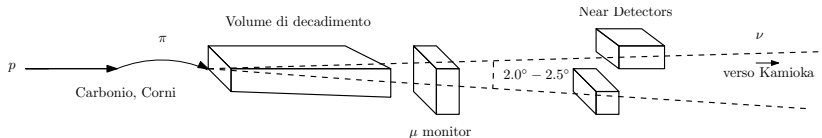
- fasci intensi, il più possibile puri
- minimizzare gli errori sistematici
- detector con massa, granularità e risoluzione elevate, per ridurre il fondo

Tokai to Kamioka: Produzione dei fasci e Near Detectors

T2K, esperimento a *long baseline* con angolo *off-axis* di 2.5° ($E_\nu \sim 700$ MeV), misurerà

$\sin^2(2\theta_{23})$ con maggiore precisione (dalla sparizione di ν_μ)

$\sin^2(2\theta_{13})$ dall'apparizione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

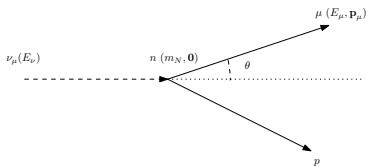
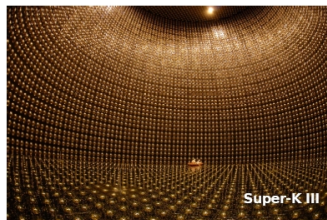


- p ($E_p = 30 \div 50$ GeV) accelerati dal protosincrotrone J-PARC ($3.3 \cdot 10^{14}$ protoni ogni *pulse* da 5 μ s, pulse ogni 3.5 s)
- volume di decadimento (110 m, riempito di *He*): p su target di *C*
- produzione di π , focalizzati da tre corni magnetici, che attraversano il volume di elio decadendo in μ e $\bar{\nu}_\mu$
- blocchi di grafite raffreddati ad acqua, per eliminare gli adroni prodotti
- array di camere a ionizzazione e diodi PIN per studiare direzione e profilo dei μ (μ -monitor)

T2K: Far Detector @ SK

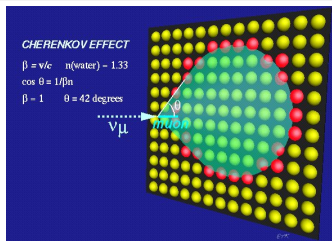
SK - far detector

- a Kamioka, 295 km da Tokai
- Cerenkov da 50 kt di acqua
- 11 146 PMT nel volume interno e 1 885 in quello esterno



$$E_\nu = \frac{m_n E_\mu - m_\mu^2/2}{m_n - E_\mu + p_\mu \cos \theta}$$

- E_ν ricostruita da eventi CC-QE (mediati da W^+ , THR=110.2 MeV)
- E_ν da $P_\nu + P_n - P_\mu = P_p$
- $N_{ND} = \phi_{ND} \sigma_{ND}$; $N_{SK} = \phi_{SK} \sigma_{SK} P_{\nu\mu \rightarrow \nu\mu}$
- $\phi_{ND}, \sigma_{ND}, \sigma_{SK}$ da ND280
- $N_{SK}^{\text{pred}} = N_{ND}^{\text{oss}} R_{N/F} \frac{\sigma_{SK}}{\sigma_{ND}}$
- $R_{N/F} \equiv \frac{\phi_{SK}}{\phi_{ND}}$ (stima non banale: ND non vede una sorgente puntiforme, per cui $R_{N/F} \neq \left(\frac{280 \text{ m}}{295 \text{ km}}\right)^2$)

T2K: Tracking e discriminazione ν_e/ν_μ a SK

- In acqua ($n \approx 1.33$) una particella carica emette luce Cerenkov se

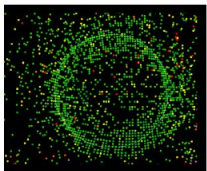
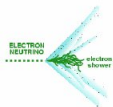
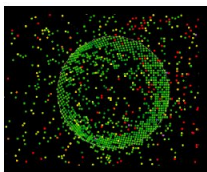
$$p > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

$$(p_p > 1.070 \text{ GeV}, p_\mu > 120.5 \text{ MeV}, p_e > 570 \text{ keV})$$

- Il cono di luce emessa (*ring*) viene rivelato da un array di PMT
- In questa maniera è possibile ricostruire la **distribuzione di carica** e la **distribuzione temporale** dei segnali
- La distribuzione temporale ci dà la direzione della particella
- La distribuzione di carica ci dice il tipo di particella, e quindi il flavour del ν :

μ ring ben definito, profilo *sharp*

e shower di elettroni:
 sovrapposizione di più ring, da cui risulta un ring *fuzzy*



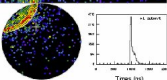
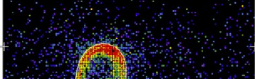
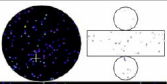
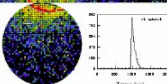
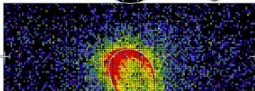
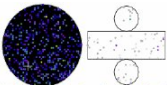
T2K: Tracking e discriminazione ν_e/ν_μ a SK

Super-Kamiokande
 Run 1511: Day LE 1510082
 26-09-2010 00:00:00
 Beam: 6000 MHz, 50000 pA
 Status: 0 Data, 1 pA (no-beam)
 Message: 00:00:00
 0:00:00 00:00:00
 00:00:00 00:00:00

Charge (pe)
 0 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 8000 9000 10000
 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 160 170 180 190 200
 210 220 230 240 250 260 270 280 290 300 310 320 330 340 350 360 370 380 390 400
 410 420 430 440 450 460 470 480 490 500 510 520 530 540 550 560 570 580 590 600
 610 620 630 640 650 660 670 680 690 700 710 720 730 740 750 760 770 780 790 800
 810 820 830 840 850 860 870 880 890 900 910 920 930 940 950 960 970 980 990 1000

Super-Kamiokande
 Run 1511: Day LE 1510082
 26-09-2010 00:00:00
 Beam: 6000 MHz, 50000 pA
 Status: 0 Data, 1 pA (no-beam)
 Message: 00:00:00
 0:00:00 00:00:00
 00:00:00 00:00:00

Charge (pe)
 0 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 8000 9000 10000
 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 160 170 180 190 200
 210 220 230 240 250 260 270 280 290 300 310 320 330 340 350 360 370 380 390 400
 410 420 430 440 450 460 470 480 490 500 510 520 530 540 550 560 570 580 590 600
 610 620 630 640 650 660 670 680 690 700 710 720 730 740 750 760 770 780 790 800
 810 820 830 840 850 860 870 880 890 900 910 920 930 940 950 960 970 980 990 1000



- In acqua ($n \approx 1.33$) una particella carica emette luce Cerenkov se

$$p > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

($p_p > 1.070$ GeV, $p_\mu > 120.5$ MeV, $p_e > 570$ keV)

- Il cono di luce emessa (*ring*) viene rivelato da un array di PMT
- In questa maniera è possibile ricostruire la **distribuzione di carica** e la **distribuzione temporale** dei segnali
- La distribuzione temporale ci dà la direzione della particella
- La **distribuzione di carica** ci dice il tipo di particella, e quindi il flavour del ν :

μ ring ben definito, profilo *sharp*

e shower di elettroni:
 sovrapposizione di più ring, da cui risulta un ring *fuzzy*

T2K: Possibili fonti di background

Contaminazioni del fascio, da decadimento di adroni secondari prodotti da p su C :

- $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$
- $K^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$

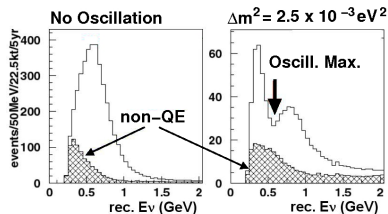
Fondo all'apparizione di ν_e :

- ν_e presenti nel fascio ($\approx 1\%$)
- $\nu + N \rightarrow \nu + \Delta$ (NC), $\Delta \rightarrow N' + \pi^0$ con N, N' nucleoni
- $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (98.798%)
- In linea di principio i ring così rivelati dal Cerenkov sono due, ma l'emissione di due γ ad angoli relativi troppo piccoli può far sovrapporre i due ring, come un'emissione ad angoli troppo grandi può far rivelare solo uno dei due ring: **fondo ai ν_e**
- Una buona risoluzione angolare aiuta (tipicamente è $2 \div 3^\circ$)
- La scelta di un angolo *off-axis* non nullo permette di ridurre le code dello spettro di energia dei neutrini, diminuendo il numero di pioni prodotti
- Le interazioni CC-nQE (con rottura del nucleo) provocano eventi di fondo ad 1 ring μ -like (dei prodotti dell'interazione solo il μ è sopra la soglia Cerenkov)

T2K: Misure attese (5 yrs @ 0.75 MW, inizio a fine 2009)

 θ_{23} e Δm_{23}^2 dalla sparizione di ν_μ

- misura di precisione di θ_{23} , Δm_{23}^2
- $\delta(\sin^2(2\theta_{23})) \approx 0.01$
- $\delta(\Delta m_{23}^2) < 10^{-4} \text{ eV}^2$

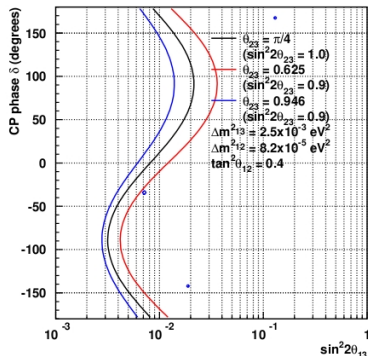
 θ_{13} dall'apparizione di ν_e

- SK electron identification
- Stima del fondo $\pm 10\%$
- Al 90% CL

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.008 \text{ per } \delta_{CP} = 0$$

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.02 \quad \forall \delta_{CP}$$

$$\left[\begin{array}{l} \text{CHOOZ: } \sin^2(2\theta_{13}) < 0.13 \\ \text{WORLD AVG: } \sin^2(2\theta_{23}) = 1_{-0.1}^{+0} \end{array} \right]$$



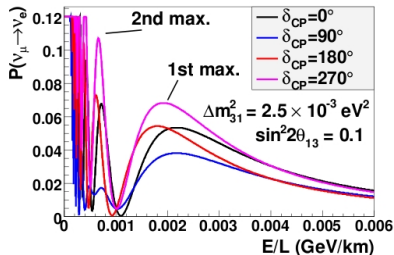
T2K: Improvement possibili

Se il segnale $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ è sufficiente, possibile **seconda fase**

- Raffinamento della misura di θ_{13}
- Misura della violazione CP (δ_{CP})
- Serve un fascio di ν (quindi p) più intenso
- SK: massa e tecnologia del FD migliori
- Collimazione in E_ν : θ off-axis
- δ_{CP} da $P_{\max 1}$ vs $P_{\max 2}$

Okinoshima

- 658 km da Tokai, $\theta = 0.76^\circ$
off-axis: spread in E_ν
(~ 100 MeV), studio del secondo massimo di oscillazione
- TPC ad Argon liquido: 110 kt, risoluzione spaziale sufficiente per eliminare il fondo in π^0



Hyper-K

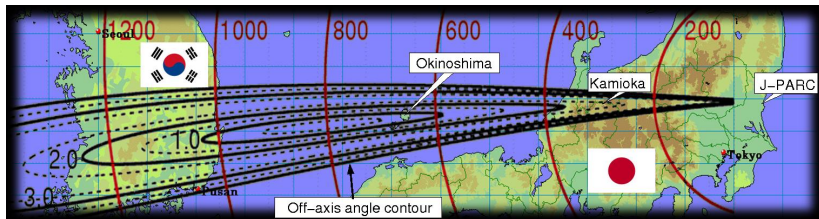
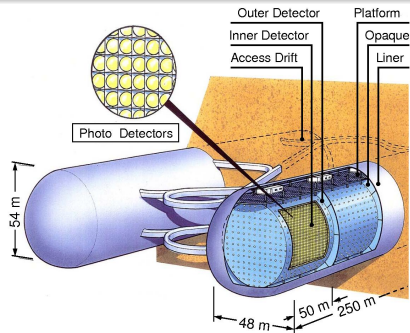
Cerenkov da 500 kt, $0.2 \cdot 10^6$ PMT

T2KK

$L \approx 1000$ km in Corea, 2.5° off-axis: detector proprio sul secondo massimo di oscillazione

T2K: Improvement possibili

Okinoshima 0.76° : E_ν spread, max #2
 HK 500 kt Cerenkov: $24 \times$ SK
 T2KK $1.0^\circ \div 4.0^\circ$: FD sul max #2

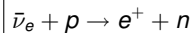


Sparizione: Double Chooz

- Esperimento di sparizione di $\bar{\nu}_e$ emessi dal reattore nucleare di Chooz (due noccioli da 4.27 GW ciascuno: $6 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e \text{ s}^{-1} \text{ GW}^{-1}$, $\langle E_\nu \rangle = 0.5 \text{ MeV}$)
- Misura quindi $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$, che non dipende da δ_{CP}
- Bassa energia ($\approx 4 \text{ MeV}$) e *baseline* corta: effetti di materia (MSW) trascurabili
- Detector (ND & FD) a distanze diverse dal reattore
- Così, l'errore sistematico sull'incertezza del flusso di $\bar{\nu}_e$ è eliminato dal confronto FD/ND
 - ND a 400 m dai noccioli, misura flusso e spettro di $\bar{\nu}_e$ prima dell'oscillazione
 - FD a 1.05 km, sotto 300 m di roccia (schermata dai cosmici)

Double Chooz: Detector

$\bar{\nu}_e$ rivelati da (THR 1.806 MeV)



Segnatura: positrone prompt

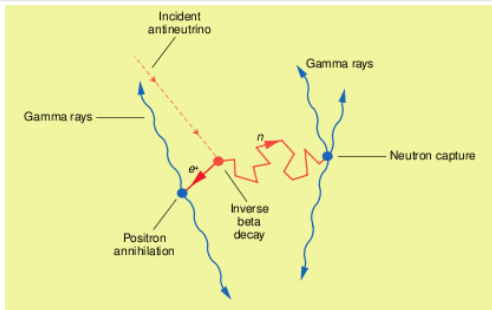
(rallentamento+annichilazione,

$E_\gamma > 511$ keV) seguito da cattura

n ($n + p \rightarrow d + \gamma$, con $E_\gamma > 6$ MeV,

dopo ≈ 30 μ s su Gd [80%], oppure

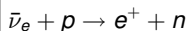
$E_\gamma = 2.2$ MeV dopo ≈ 186 μ s su H)



- Scintillatore drogato Gd (target per i $\bar{\nu}_e$), 10.3 m³
- γ -catcher per la misura dei γ da cattura n e annichilazione e^+e^- , 22.6 m³
- Olio minerale non scintillante, per schermare il target dalla radiazione di fotocatodo dei PMT (count rate < 10 Hz)
- 400 PMT
- *inner* μ -veto per μ cosmici e n veloci
- scudo in ferro da 15 cm contro il fondo di γ esterni
- *outer* μ -veto per stimare i fondi dai cosmici

Double Chooz: Detector

$\bar{\nu}_e$ rivelati da (THR 1.806 MeV)



Segnatura: positrone prompt

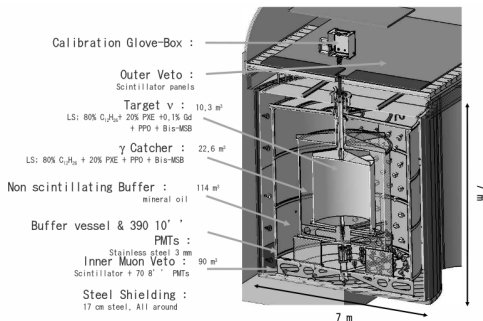
(rallentamento+annichilazione,

$E_\gamma > 511$ keV) seguito da cattura

n ($n + p \rightarrow d + \gamma$, con $E_\gamma > 6$ MeV,

dopo $\approx 30 \mu\text{s}$ su Gd [80%], oppure

$E_\gamma = 2.2$ MeV dopo $\approx 186 \mu\text{s}$ su H)



- Scintillatore drogato Gd (target per i $\bar{\nu}_e$), 10.3 m^3
- γ -catcher per la misura dei γ da cattura n e annichilazione $e^+ e^-$, 22.6 m^3
- Olio minerale non scintillante, per schermare il target dalla radiazione di fotocatodo dei PMT (count rate < 10 Hz)
- 400 PMT
- *inner* μ -veto per μ cosmici e n veloci
- scudo in ferro da 15 cm contro il fondo di γ esterni
- *outer* μ -veto per stimare i fondi dai cosmici

Double Chooz: Errori attesi ed obiettivi

- Attesi $\sim 15\,000$ ev/yr al ND, $150\,000$ ev/yr al FD
- Incertezza sulla conoscenza del flusso di $\bar{\nu}_e$ dal reattore eliminata dal ND
- Rimane l'incertezza dovuta al detector
- Liquido del target uguale tra ND e FD: le incertezze su drogaggio e composizione chimica scompaiono nella normalizzazione
- Domina l'incertezza ($\sim 0.2\%$) sul volume di ciascun detector
- **Errore sistematico totale** stimato $\sim 0.5\%$
- Produzione di n per spallazione da parte μ cosmici ($E_\mu \sim 2$ GeV, $E_n \sim 2$ MeV), n poi catturati da Gd : fondo n -like
- Radioattività del PMT ($E_\gamma \sim 700$ keV)
- Decadimento $\beta^- n$ ($E_{\text{dec}} \sim 10$ MeV) degli isotopi cosmogenici ${}^9\text{Li}$ ($\tau = 178$ ms, BR 51%) e ${}^8\text{He}$ ($\tau = 119$ ms, BR 16%)
- n veloci ($E_n \approx 1$ MeV) dal reattore: provocano rinculo del p (che mima e^+) e quindi sono catturati

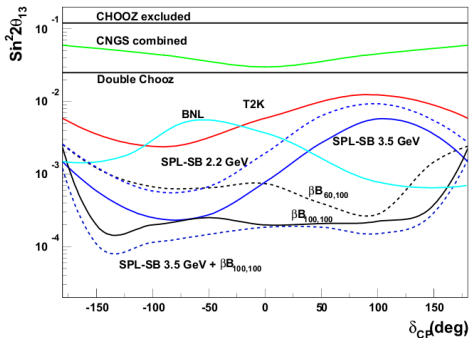
Due fasi:

2009 solo FD: $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.06$ in 1.5 yr

2010 ND+FD: $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.03$ in 1.5 yr

Conclusioni

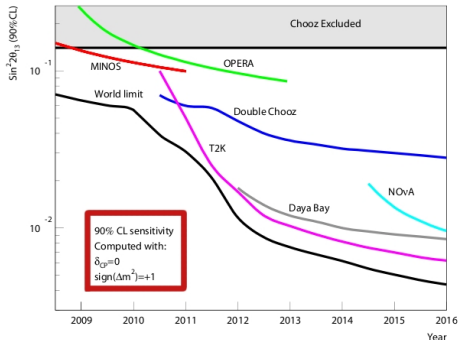
- I ν di flavour non sono autostati di massa: oscillazioni $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$
- θ_{13} , Δm_{13}^2 e δ_{CP} da misurare
- Due approcci: **apparizione** (acceleratori, misure di tutti i parametri ma correlazione tra i parametri) e **sparizione** (reattori, misura del solo θ_{13})



- T2K (da fine 2009): acceleratori, misura di precisione θ_{23} e θ_{13} (più le Δm^2)
- Double Chooz (da fine 2009): reattori, misura di θ_{13}
- Possibili improvement di T2K: misura di δ_{CP}

Conclusioni

- I ν di flavour non sono autostati di massa: oscillazioni $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$
- θ_{13} , Δm_{13}^2 e δ_{CP} da misurare
- Due approcci: **apparizione** (acceleratori, misure di tutti i parametri ma correlazione tra i parametri) e **sparizione** (reattori, misura del solo θ_{13})

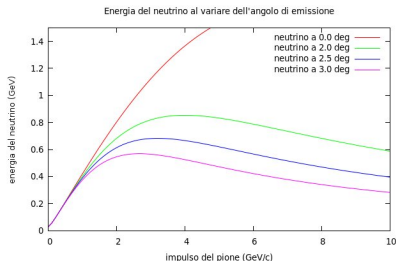
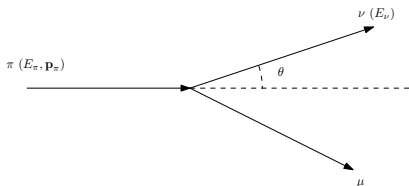


- T2K (da fine 2009): acceleratori, misura di precisione θ_{23} e θ_{13} (più le Δm^2)
- Double Chooz (da fine 2009): reattori, misura di θ_{13}
- Possibili improvement di T2K: misura di δ_{CP}

Parte II

Appendice

- I muoni (e i neutrini ν_μ) sono prodotti dal decadimento del π



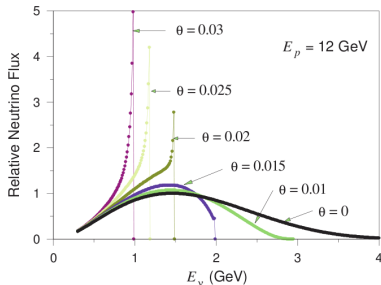
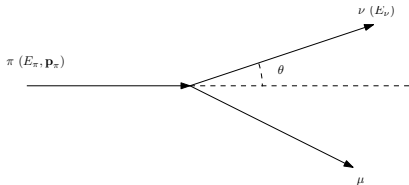
- Dalla conservazione del quadrimpulso $P_\pi - P_\nu = P_\mu$

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)},$$

dove θ è l'*off-axis angle*, cioè l'angolo di emissione del neutrino rispetto alla direzione del π

- Con θ opportuno, fascio di neutrini con distribuzione in energia ben piccata intorno al **valore desiderato**
- La scelta di T2K è di $\theta = 2.5^\circ$ ($E_\nu = 600 \div 700$ MeV): **primo max su SK**

- I muoni (e i neutrini ν_μ) sono prodotti dal decadimento del π



- Dalla conservazione del quadrimpulso $P_\pi - P_\nu = P_\mu$

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)}, \quad \frac{d^2 N}{dE_\nu d \cos \theta} \propto \left(E_p - \frac{m_\pi E_\nu}{2E_\nu^*} \right)^5$$

dove θ è l'*off-axis angle*, cioè l'angolo di emissione del neutrino rispetto alla direzione del π

- Con θ opportuno, fascio di neutrini con distribuzione in energia ben piccata intorno al **valore desiderato**
- La scelta di T2K è di $\theta = 2.5^\circ$ ($E_\nu = 600 \div 700$ MeV): **primo max su SK**

T2K: Near Detectors

A 280 m dal target di C , due *near detectors* (ND) studiano il fascio:

INGRID - *on-axis*

- rivelatore di 10×10 m costituito da strati di ferro alternati a scintillatori
- controlla la stabilità di profilo e direzione dei ν_μ (± 0.18 mrad)

ND280 - *off-axis*

- misura il flusso di ν_μ e ν_e verso Super-Kamiokande (SK), che è posto a 295 km da Tokai
- tracker a grana fine per ricostruire gli eventi CC-QE e misurare il rate CC-QE/CC-nQE
- calorimetri per la misura del rate di produzione del π^0 di NC (fondo nell'apparizione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$)

