

Fisica dei Neutrini

- Proprietà dei neutrini
- Oscillazioni nel vuoto e nella materia (teoria)
- Neutrini solari
- Neutrini “atmosferici”
- Ricerche di oscillazioni con reattori nucleari
- Ricerche di oscillazioni con acceleratori
- Progetti futuri: misure dell'angolo θ_{13} ;
“fabbriche” di neutrini

Bibliografia

- **K. Winter, Neutrino Physics (Cambridge University Press)**
- **www.nu.to.infn.it** (lista aggiornata di libri e articoli sulla fisica dei neutrini)
- **Neutrino 2006** (congresso biennale)
<http://neutrinosantafe06.com/page.php?pagename=schedule>

Unità di misura

$$\hbar = c = 1$$



$$[E] = [L^{-1}] = [t^{-1}]$$

$$E^2 = p^2 + m^2$$

Conversione a unità più “familiari”:

$$\hbar c = 197.33 \text{ MeV} \times \text{fermi}$$

$$1 \text{ fermi (fm)} = 10^{-13} \text{ cm}$$

Sezioni d’urto: $[\sigma] = [E^{-2}]$

Per ottenere cm^2 moltiplicare per:

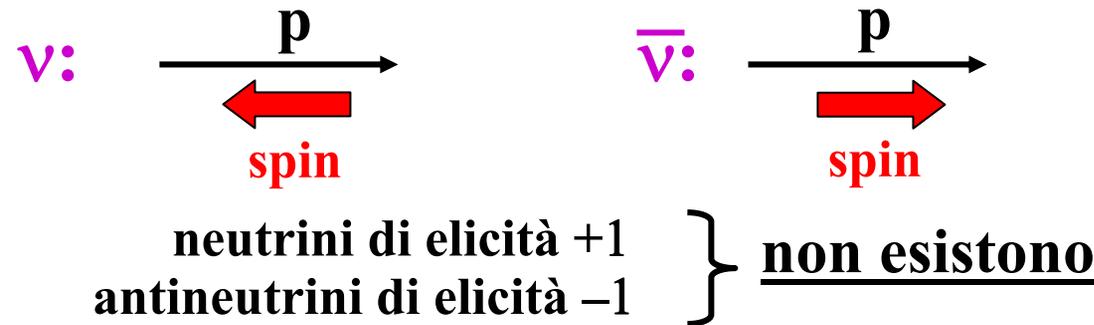
$$(\hbar c)^2 = 0.3894 \times 10^{-27} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^2$$

I neutrini nel Modello Standard

Misura della larghezza del bosone Z al LEP: solo 3 neutrini leggeri (ν_e, ν_μ, ν_τ)

Ipotesi: massa del neutrino $m_\nu = 0 \longrightarrow$ neutrini a due componenti :
elicità (componente dello spin parallela all'impulso) = -1 (neutrini)

+1 (antineutrini)



Se $m_\nu > 0$ l'elicità non è un buon numero quantico

(l'elicità ha segno opposto in un sistema di riferimento che si muove più rapidamente del neutrino) \longrightarrow neutrini e antineutrini con $m_\nu > 0$ possono esistere in entrambi gli stati di elicità

Neutrini: particelle di Dirac o di Majorana?

Neutrini di Dirac : $\nu \neq \bar{\nu} \longrightarrow$ conservazione del numero leptonico

Esempi: decadimento del neutrone $N \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}_e$

decadimento del pione $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

Neutrini di Majorana : $\nu \equiv \bar{\nu}$ (un solo spinore a 4 componenti)

\longrightarrow numero leptonico NON conservato

Massa dei neutrini: misure dirette



Misura dello spettro di energia degli elettroni dal decadimento β del Trizio



$$\frac{dn}{dE} \propto F(Z, E) p(E + m_e) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2}$$

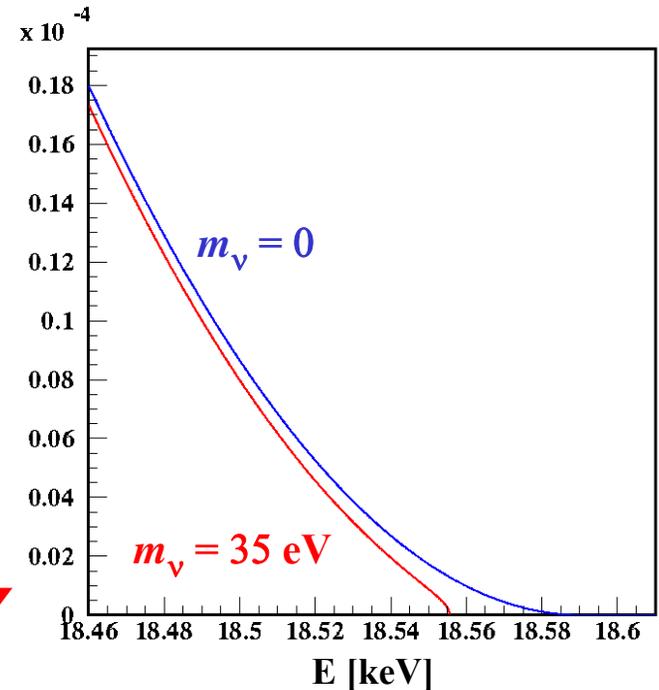
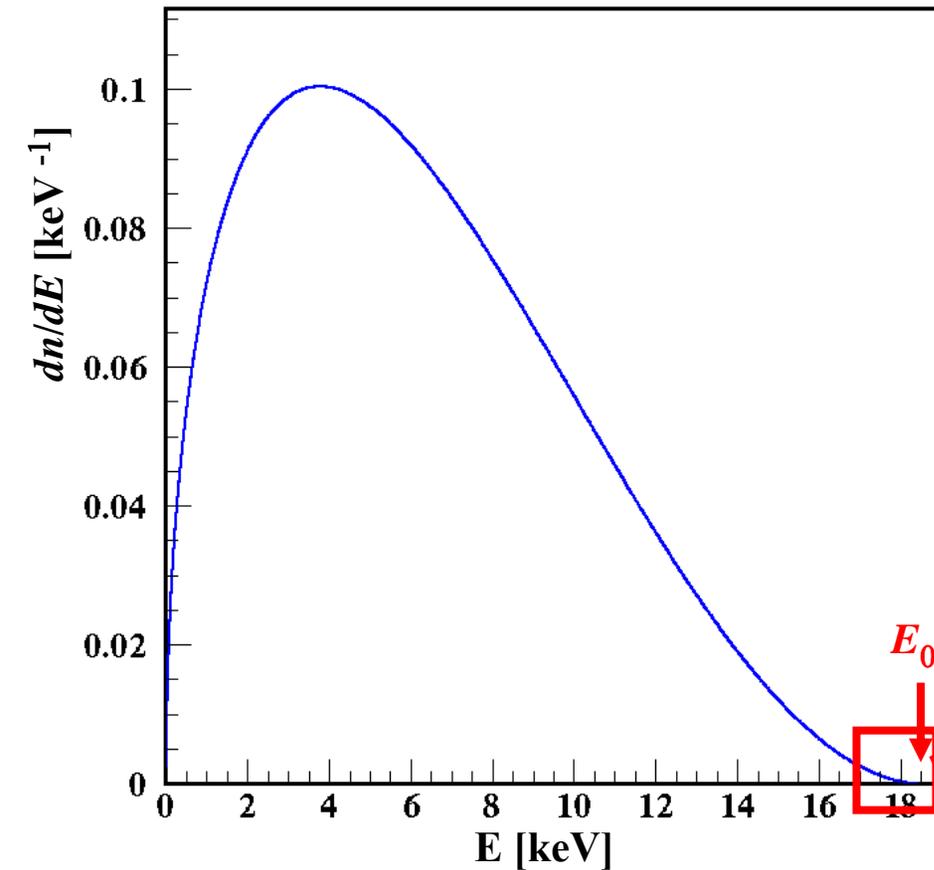
Per il Trizio: $E_0 = 18.59$ keV; $\tau_{1/2} = 12.33$ anni

$F(Z, E)$: correzione Coulombiana calcolabile

p : impulso dell'elettrone

E : energia cinetica dell'elettrone

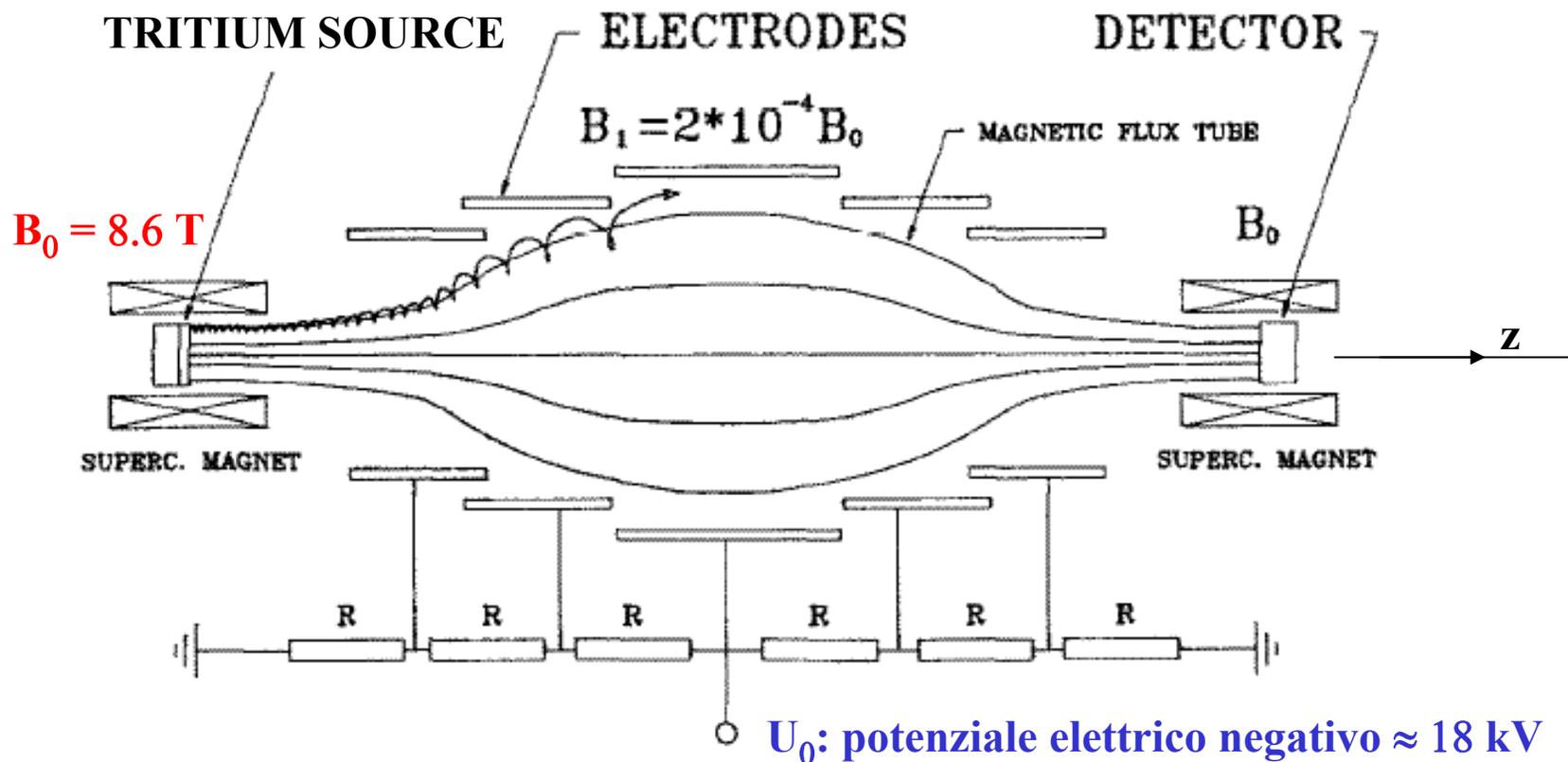
E_0 : energia massima ("end point")



Problemi sperimentali

- Frequenza eventi con $E \approx E_0$ molto bassa \Rightarrow sorgenti intense di Trizio, grande apertura angolare
- Percorso residuo degli elettroni $< 3 \times 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} \Rightarrow$ sorgente di Trizio sotto forma di gas oppure limitata a pochi strati atomici

Spettrometro solenoidale a potenziale elettrostatico frenante (V.M. Lobashev, 1985)



Descrizione della velocità dell'elettrone nel campo B_0 :

$v_z > 0$ (componente parallela all'asse z)

$$v_n = \omega r = \frac{eB}{m_e} r \quad (\text{componente perpendicolare all'asse z: } r : \text{raggio di curvatura (qualche } \mu\text{m)})$$

Energia dell'elettrone: $E = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{2} m_e v_z^2 + \frac{1}{2} m_e v_n^2 = E_z + E_n$
(costante in un campo magnetostatico)

Transizione "adiabatica" da B_0 a B_1

"Adiabatica": componente $B_n \ll B_z$ ($\text{div } \mathbf{B} = 0 \Rightarrow B_n \neq 0$)

Momento della forza di Lorentz rispetto all'asse z ≈ 0

→ $m_e v_n r$ (momento angolare dell'elettrone rispetto all'asse z) = costante

$$E_n = \frac{1}{2} m_e v_n^2 = \frac{1}{2} \underbrace{m_e v_n r}_{\text{costante}} \omega \quad \text{proporzionale a } B \quad (\omega = eB/m_e)$$

⇒ E_n viene ridotta di un fattore $B_1/B_0 \approx 2 \times 10^{-4}$ nella regione di campo debole B_1

Le traiettorie degli elettroni
diventano ~parallele all'asse z



Condizione necessaria alla trasmissione degli elettroni attraverso la barriera di potenziale elettrostatico U_0 :

$$E_z(B_1) = E - \frac{B_1}{B_0} E_n(B_0) = E - 2 \times 10^{-4} E_n(B_0) \geq eU_0 \equiv E_{\min}$$

Alla sorgente: $0 \leq E_n(B_0) \leq E$ (funzione dell'angolo di emissione dell'elettrone)

➔ Incertezza sull'energia trasmessa attraverso la barriera elettrostatica:

$$\Delta E = 2 \times 10^{-4} E_{\min}$$

Traiettorie degli elettroni trasmessi simmetriche rispetto alla barriera di potenziale

Misura della velocità di conteggio in un rivelatore a stato solido:

$$N(E_{\min}) = \int_{E_{\min}} \frac{dn}{dE} dE$$

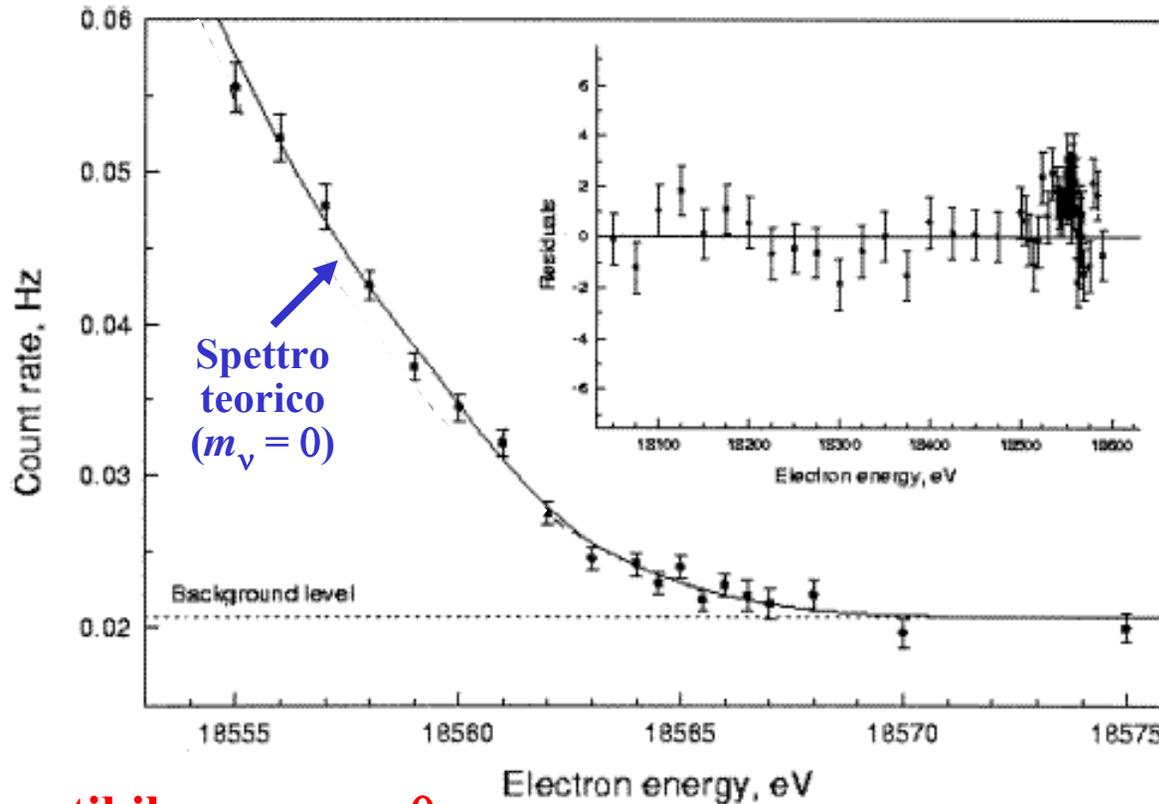
**Misura di $N(E_{\min})$ in funzione di E_{\min}
⇒ misura dello spettro**

- **risoluzione in energia eccellente ($\Delta E = 3.6 \text{ eV}$ per $E_{\min} = 18 \text{ keV}$)**
- **grande apertura angolare ($0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$, $\Delta\phi = 2\pi$)**

Esperimento di Troitsk

Trizio gassoso, spessore sorgente 10^{17} molecole/cm²

Spettrometro magnetico: lunghezza 7 m, diametro 1.5 m



Risultato compatibile con $m_\nu = 0$

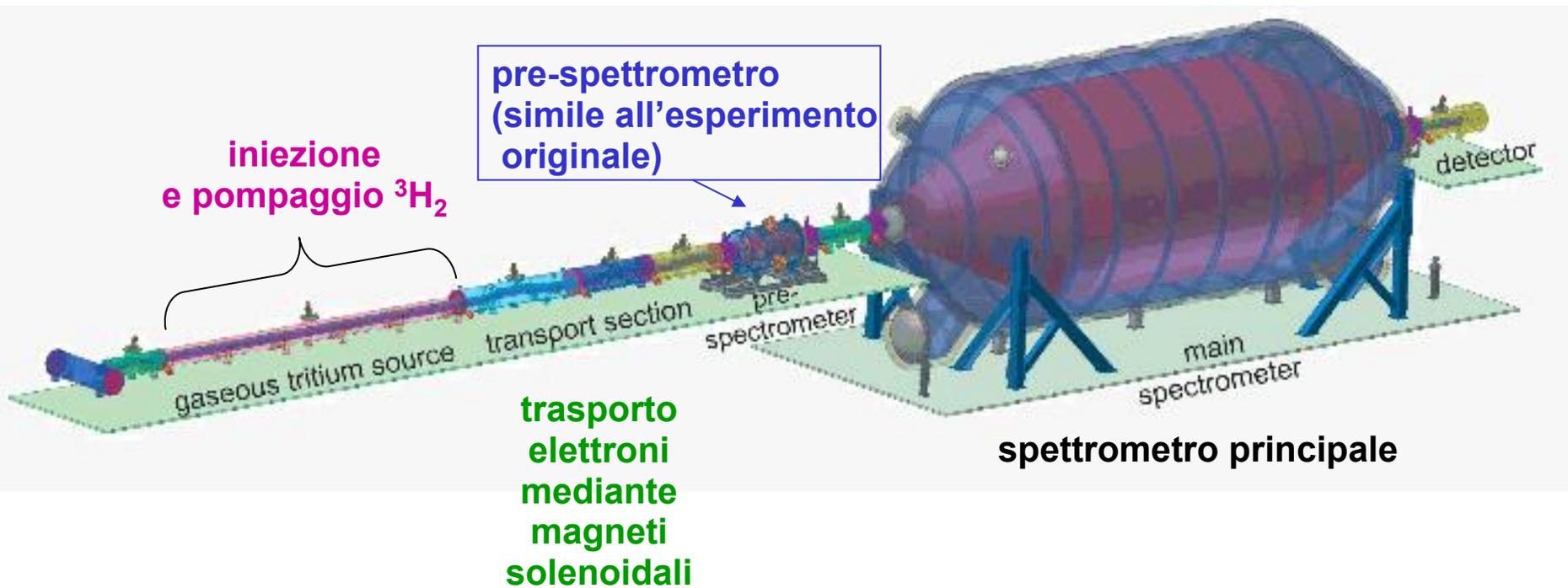
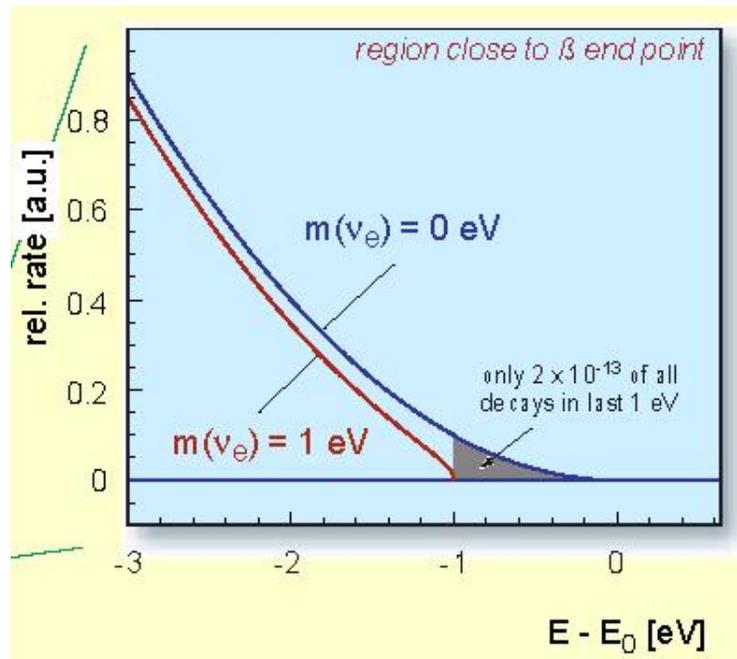
Limite superiore: $m_\nu < 2.5$ eV (livello di confidenza 95%)

Esperimento in preparazione: KATRIN (KARlsruhe TRITium Neutrino experiment)

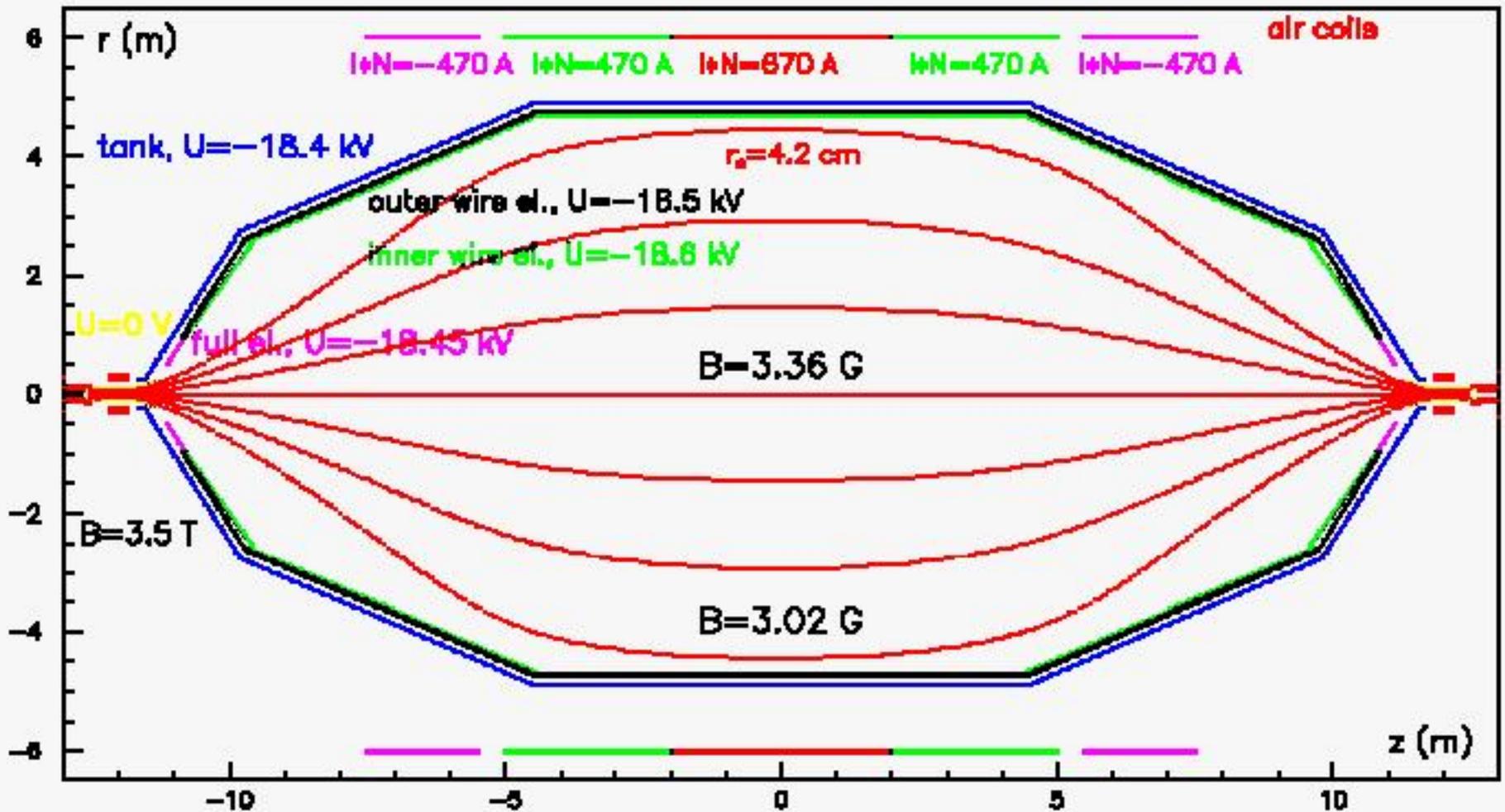
Trizio gassoso, spessore sorgente 5×10^{17} molecole/cm²

Spettrometro magnetico: lunghezza 20 m, diametro 7 m, $\Delta E \approx 1$ eV per $E = 18$ keV

Dopo tre anni di misura: limite superiore $m_\nu < 0.35$ eV; errore statistico su $m_\nu \approx 0.08$ eV



Esperimento KATRIN: spettrometro principale





**Viaggio dello spettrometro
dalla fabbrica (presso
Monaco di Baviera)
al laboratorio di Karlsruhe**

**Passaggio dello spettrometro
attraverso un villaggio
prima dell'arrivo a destinazione**





Misura precisa dell'impulso del μ^+ dal decadimento $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ a riposo
 (esperimento eseguito al PSI, Villigen, Svizzera nel 1996)

$$m_\nu^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{p_\mu^2 + m_\mu^2}$$

$$m_\pi = 139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$$

Misura precisa dell'energia del fotone emesso nella transizione $4f \rightarrow 3d$ di atomi mesici $\pi^- - ^{24}\text{Mg}$: $\Delta E = 25.9 \text{ keV}$

$$m_\mu = 105.658357 \pm 0.000005 \text{ MeV}$$

Misura precisa del momento magnetico del μ^+ ($g\hbar/2m_\mu$) (dalla misura della velocità di precessione dello spin in campo magnetico)
 + misura precisa indipendente del fattore g (esperimenti $g-2$)

$$p_\mu = 29.79200 \pm 0.00011 \text{ MeV (misurato)}$$

→ $m_\nu^2 = -0.001 \pm 0.022 \text{ MeV} \quad \text{(compatibile con } m_\nu^2 = 0)$

$m_\nu < 0.19 \text{ MeV}$ (livello di confidenza 90%)

Contributi all'errore $\pm 0.022 \text{ MeV}$: 0.021 MeV da m_π **ERRORE DOMINANTE
 0.008 da p_μ
 0.0003 da m_μ**



$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ (esperimento ALEPH al LEP)

$\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau, \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau, \pi^- \nu_\tau, \dots$

Decadimenti in una particella carica (identificazione $\tau^+\tau^-$)

- $\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^-$ 2939 eventi
- $\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ 52 eventi
- $\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ 2 eventi

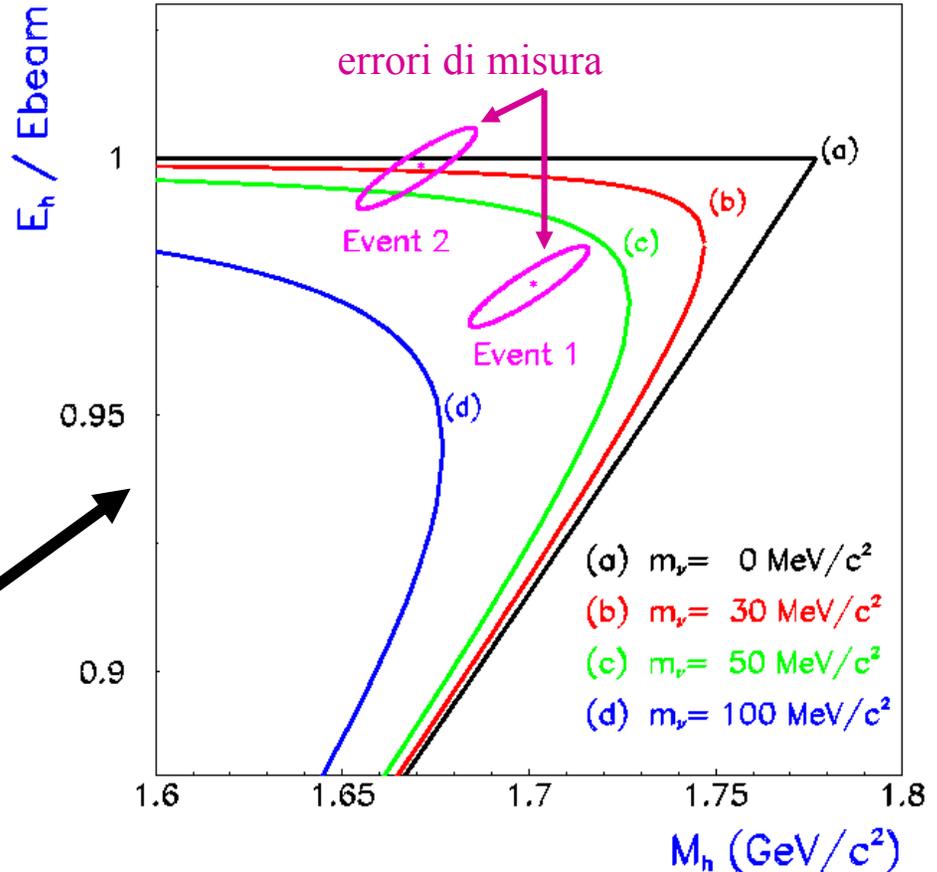
$$E_h = \sum E_\pi$$

$$\vec{p}_h = \sum \vec{p}_\pi$$

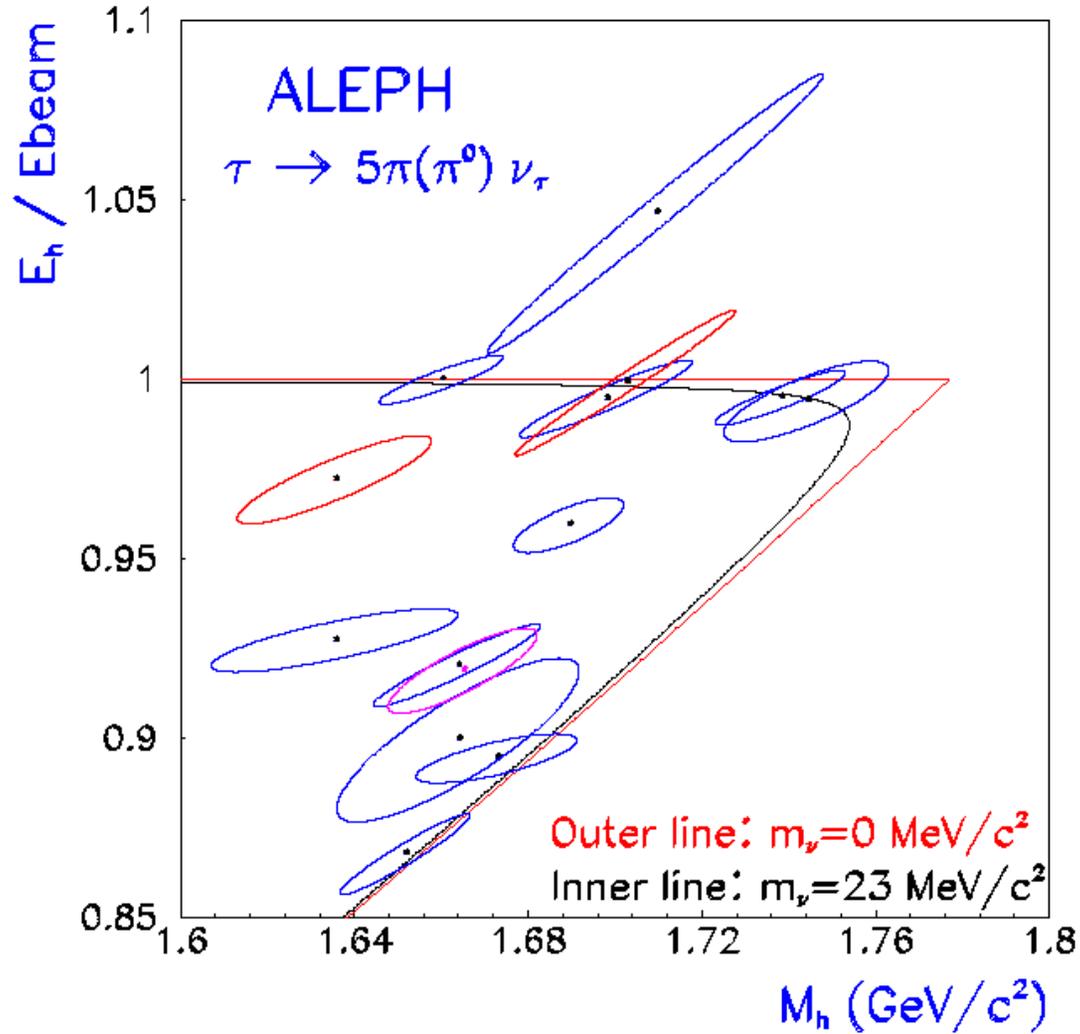
$$M_h^2 = E_h^2 - |\vec{p}_h|^2$$

Limiti cinematici
in funzione di m_ν

$$m_\tau = 1776.99^{+0.29}_{-0.26} \text{ MeV}$$



Distribuzione degli eventi vicini ai limiti cinematici compatibile con $m_{\nu} = 0$



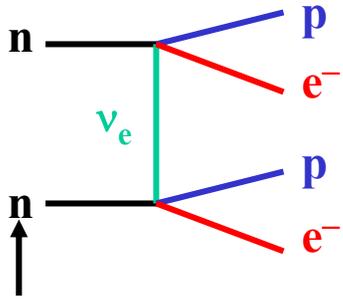
$m(\nu_\tau) < 18.2 \text{ MeV}$ (livello di confidenza 95%)

Doppio decadimento β senza emissione di neutrini ($\beta\beta 0\nu$)

Un metodo (il solo?) per distinguere neutrini di Dirac da neutrini di Majorana



Violazione della conservazione del numero leptonico \longrightarrow processo possibile solo nel caso di neutrini di Majorana



due neutroni
nello stesso nucleo

Ampiezza di transizione $\propto G_F^2$

“Flip” di elicità del neutrino tra emissione e assorbimento

Decadimento del neutrone \rightarrow neutrini di elicità positiva;

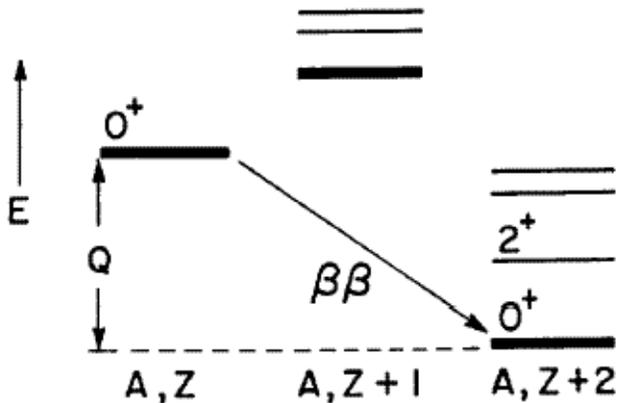
$\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ richiede neutrini di elicità negativa

} **V - A**

Condizione necessaria per $\beta\beta 0\nu$: $m(\nu_e) > 0$

Ampiezza di transizione $\propto m(\nu_e)$

Scelta del nucleo



proibito dalla conservazione dell'energia

$$Q > 2m_e c^2$$

Il metodo più sensibile (finora) per ricercare il decadimento $\beta\beta 0\nu$ (E. Fiorini, 1967)



Esperimento Heidelberg–Mosca:

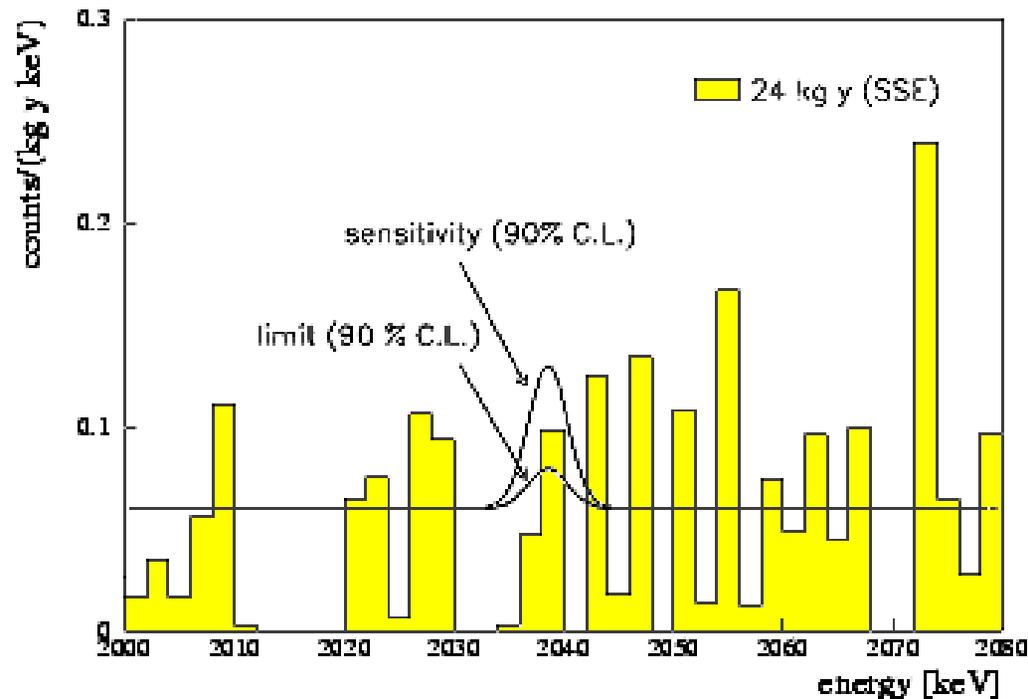
5 cristalli di Germanio arricchiti in ${}^{76}\text{Ge}$ (rivelatori a stato solido)

Massa totale: 19.96 kg, 86% ${}^{76}\text{Ge}$ (${}^{76}\text{Ge}$ contenuto nel Germanio naturale: $\sim 7.7\%$)

I cristalli sono circondati da contatori in anticoincidenza e installati nel laboratorio sotterraneo del Gran Sasso (ambiente a bassissimo rumore di fondo)

Ricerca di un segnale mono-energetico a 2038 keV (risoluzione in energia: 1 – 2 ‰)

Risultati sperimentali da una esposizione di 24 kg x anno



**Nessuna evidenza
di doppio decadimento β
senza emissione di neutrini**

Assenza di segnale

\Rightarrow limite sulla vita media del ${}^{76}\text{Ge}$

$$\tau_{1/2} > 5.7 \times 10^{25} \text{ anni}$$

\Rightarrow limite sulla massa del ν_e

$$m(\nu_e) < 0.35 \text{ eV}$$

se ν_e è un neutrino di Majorana

Doppio decadimento β "convenzionale" (numero leptonico conservato):



misurato in diversi esperimenti. (Articolo di rassegna: Elliott & Vogel, hep-ph/0202264 v1)

IGEX (8 cristalli di Germanio, arricchiti in ^{76}Ge)

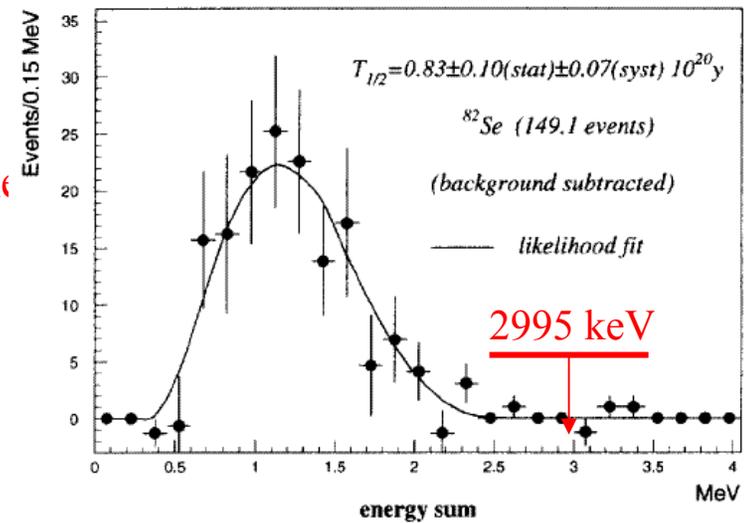
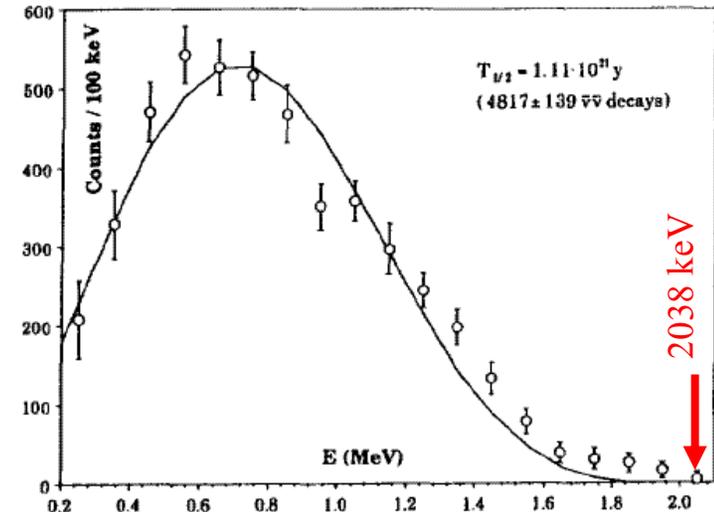
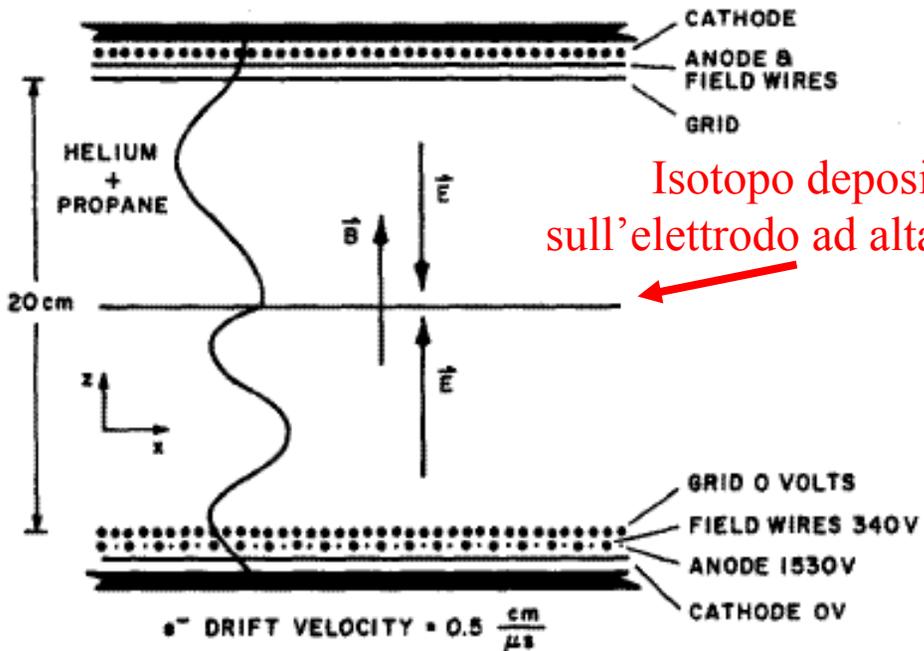
Esposizione di 1.8 kg x anno $\Rightarrow 4817 \pm 139$ eventi



$$\tau_{1/2} = (1.3 \pm 0.1) \times 10^{21} \text{ anni}$$

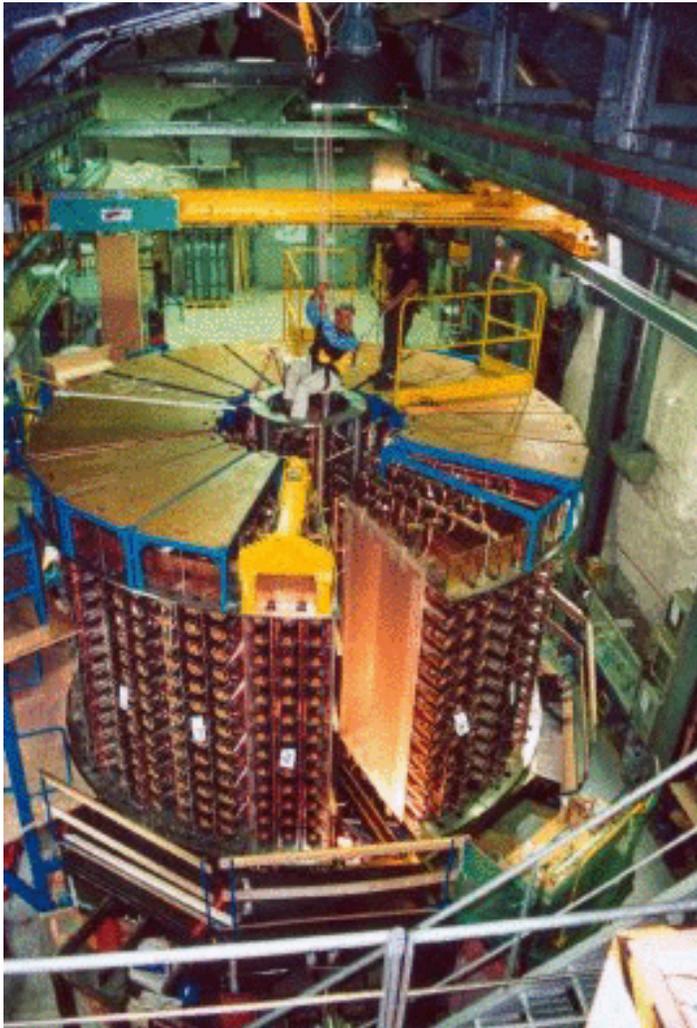
Rivelazione delle tracce dei due elettroni

Esempio: camera a proiezione temporale (TPC)



NEMO3

Ricerca di doppio decadimento β senza emissione di neutrini nel laboratorio sotterraneo del Frejus



Rivelatore cilindrico in campo magnetico solenoidale $B = 25$ Gauss diretto lungo la verticale

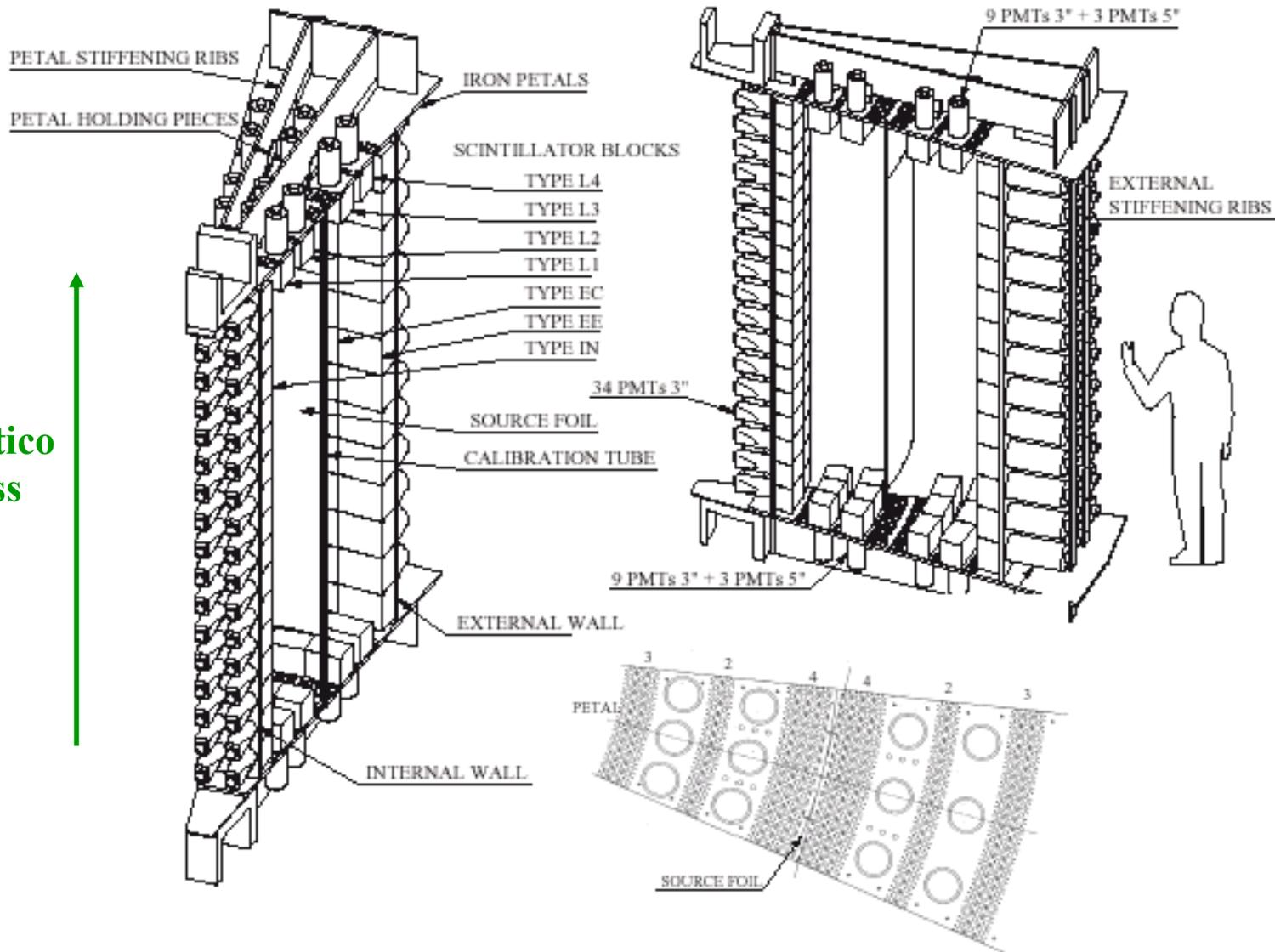
20 settori indipendenti con tracciatori a gas di bassa densità (principalmente He^4) e scintillatori

Isotopo in esame depositato su fogli sottili nel mezzo di ciascun settore

Spessore del deposito: $30 - 60 \text{ mg cm}^{-2}$

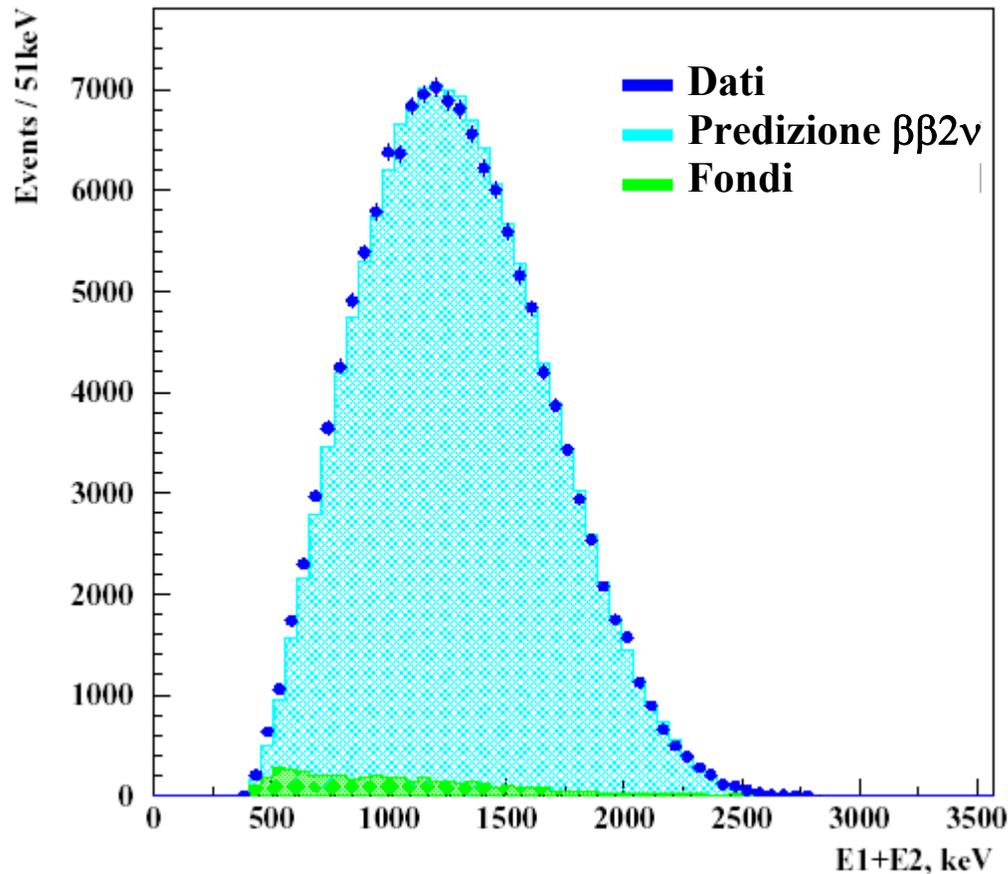
Isotopi studiati:

Mo^{100} , Se^{82} , Zr^{96} , Cd^{116} , Nd^{150}



direzione
 campo magnetico
 $B = 25$ Gauss

NEMO3: dettagli di un settore



Risultati
da circa un anno
di presa – dati
con ~ 7 kg di Mo^{100}

Nessun segnale
da decadimento $\beta\beta 0\nu$
osservato

Limiti inferiori al tempo di dimezzamento per decadimento $\beta\beta 0\nu$:

$$\text{Mo}^{100}: \tau_{1/2} > 3.5 \times 10^{23} \text{ anni} \Rightarrow m(\nu_e) < 0.7 - 1.2 \text{ eV}$$

$$\text{Se}^{82}: \tau_{1/2} > 1.9 \times 10^{23} \text{ anni} \Rightarrow m(\nu_e) < 1.3 - 3.2 \text{ eV}$$

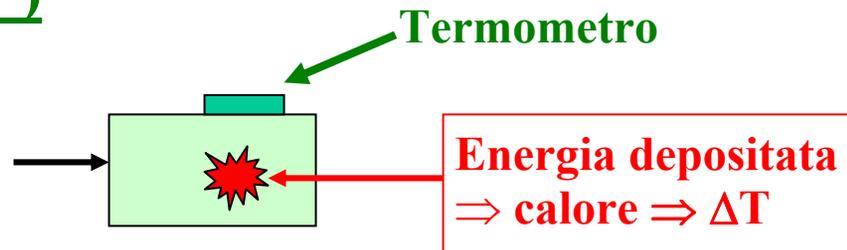
Incertezze teoriche
sull'elemento di
matrice nucleare

Sensibilità prevista dopo 5 anni di presa – dati : $m(\nu_e) < 0.2 \text{ eV}$

Rivelatori Criogenici (“Bolometri”)

Principio di funzionamento:

Cristallo (Ge, TeO₂, Al₂O₃, CaWO₄, ...) raffreddato a $12 \times 10^{-3} \text{ °K} = 12 \text{ mK}$



Esempio: cristallo di TeO₂

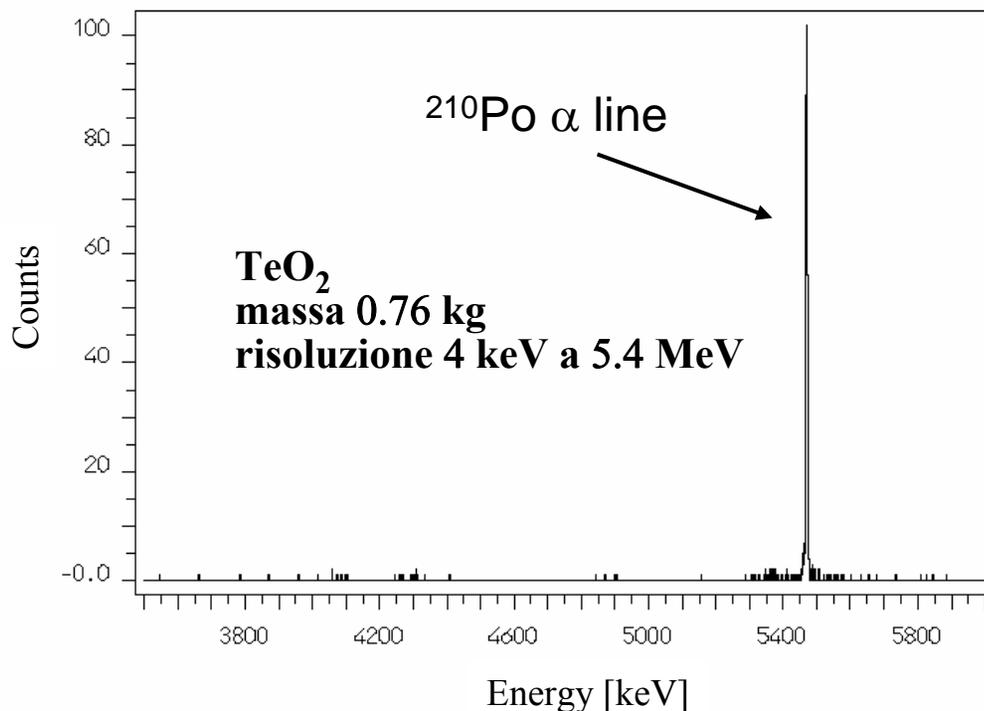
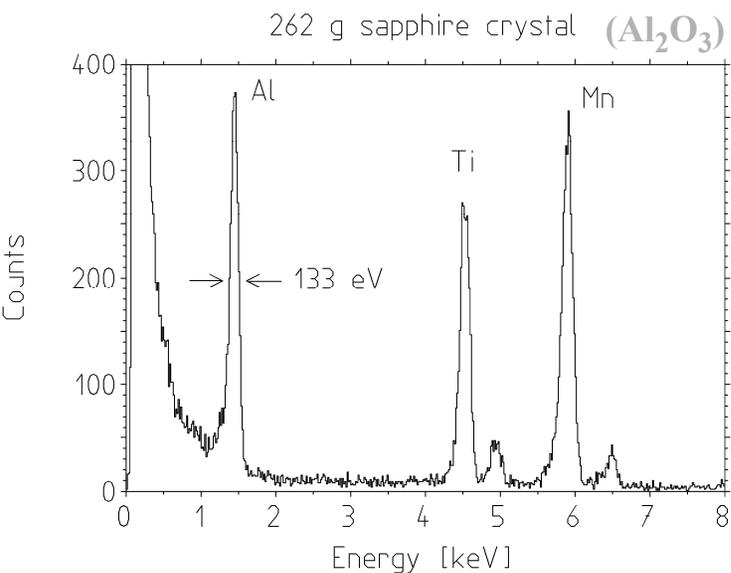
Calore specifico: $C = \delta Q / dT \approx 1 \text{ MeV} / 0.1 \text{ mK}$ ($C \rightarrow 0$ per $T \rightarrow 0$)

Termometro: termistore al Ge, $R = 100 \text{ M}\Omega$, $dR/dT \approx 100 \text{ k}\Omega / \mu\text{K}$

Energia depositata $E = 1 \text{ MeV} \rightarrow \Delta T = 100 \mu\text{K} \rightarrow \Delta R = 10 \text{ M}\Omega$

Tempo di risposta: qualche millisecondo

Risoluzione in energia:



ΔT dipende solo da E e non dal tipo di particella (quenching factor = 1)

Ricerche di decadimento $\beta\beta$ in corso o in progetto

| | | |
|----------|-----------------|--|
| CARVEL | Ca-48 | 100 kg $^{48}\text{CaWO}_4$ crystal scintillators |
| COBRA | Te-130 | 10 kg CdZnTe semiconductors |
| DCBA | Nd-150 | 20 kg Nd layers between tracking chambers |
| NEMO | Mo-100, Various | 10 kg of $\beta\beta$ isotopes (7 kg of Mo), expand to superNEMO |
| CAMEO | Cd-114 | 1 t CdWO ₄ crystals |
| CANDLES | Ca-48 | Several tons CaF ₂ crystals in liquid scint. |
| CUORE | Te-130 | 750 kg TeO ₂ bolometers (presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso) |
| EXO | Xe-136 | 1 ton Xe TPC (gas or liquid) |
| GEM | Ge-76 | 1 ton Ge diodes in liquid nitrogen |
| GENIUS | Ge-76 | 1 ton Ge diodes in liquid nitrogen |
| GERDA | Ge-76 | ~30-40 kg Ge diodes in LN, expand to larger masses |
| GSO | Gd-160 | 2 t Gd ₂ SiO ₅ :Ce crystal scint. in liquid scint. |
| Majorana | Ge-76 | ~180 kg Ge diodes, expand to larger masses |
| MOON | Mo-100 | Mo sheets between plastic scint., or liq. scint. |
| Xe | Xe-136 | 1.56 t of Xe in liq. Scint. |
| XMASS | Xe-136 | 10 t of liquid Xe |

Scopo degli esperimenti: osservazione del decadimento $\beta\beta$ senza emissione di neutrini se $m(\nu_e) \geq 0.003$ eV

Interazioni neutrino - materia

Scambio del bosone W^\pm : interazioni di Corrente Carica (CC)

Diffusione quasi-elastica

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$$

$$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p \quad \bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + n$$

Energia alla soglia: ~ 112 MeV

Energia alla soglia: ~ 3.46 GeV

Sezione d'urto a energie \gg soglia: $\sigma_{QE} \approx 0.45 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$

Diffusione altamente inelastica (DIS) (diffusione su quarks – per esempio, $\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u$)

$$\nu_e + N \rightarrow e^- + \text{adroni} \quad \bar{\nu}_e + N \rightarrow e^+ + \text{adroni} \quad (\text{N: nucleone})$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{adroni} \quad \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \text{adroni}$$

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + \text{adroni} \quad \bar{\nu}_\tau + N \rightarrow \tau^+ + \text{adroni}$$

Sezione d'urto a energie \gg soglia: $\sigma_{DIS}(\nu) \approx 0.68 E \times 10^{-38} \text{ cm}^2$ (E in GeV)

$$\sigma_{DIS}(\bar{\nu}) \approx 0.5 \sigma_{DIS}(\nu)$$

Scambio del bosone Z: interazioni di Corrente Neutra (NC)

Indipendenti dal “Flavour”: identiche per i tre tipi di neutrino

$$\nu + N \rightarrow \nu + \text{adroni} \quad \bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \text{adroni}$$

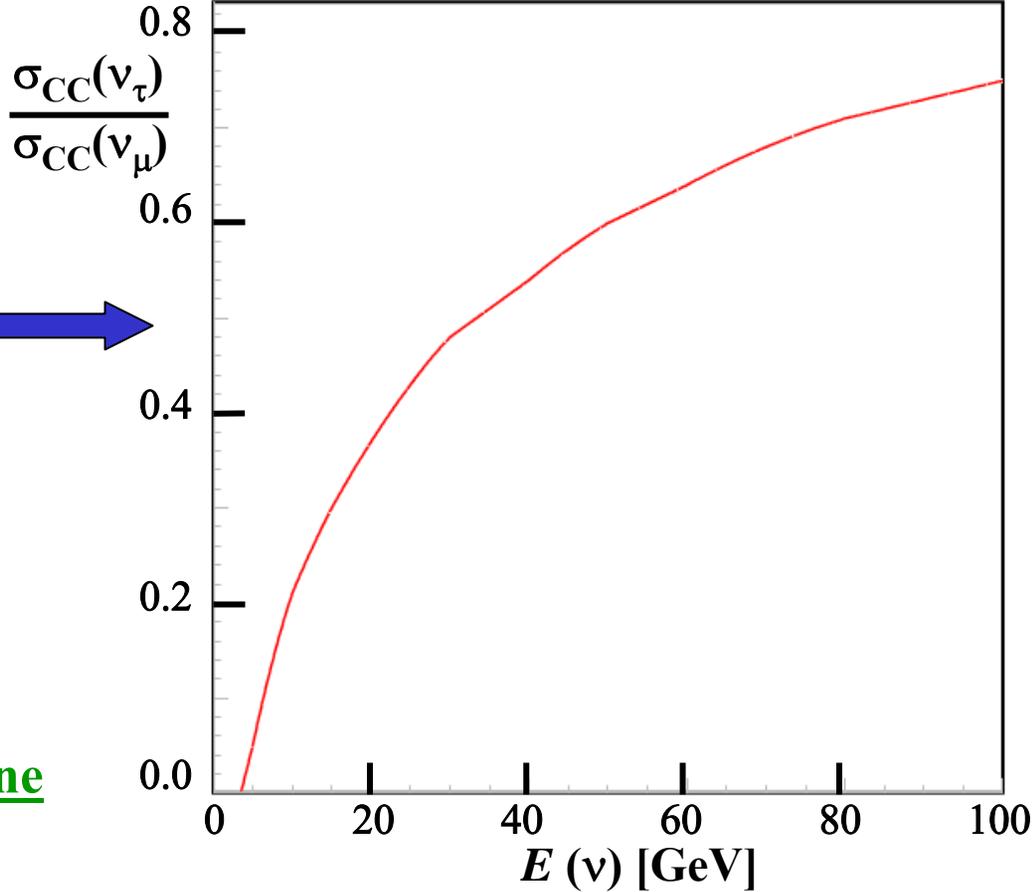
Sezioni d'urto:

$$\sigma_{NC}(\nu) \approx 0.3 \sigma_{CC}(\nu)$$

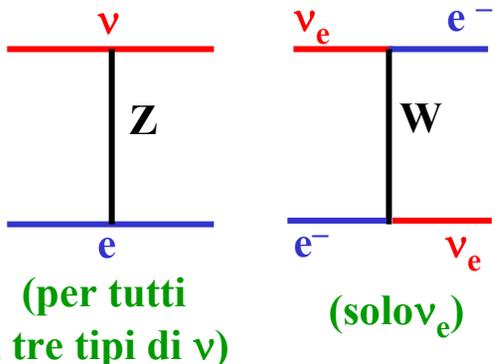
$$\sigma_{NC}(\bar{\nu}) \approx 0.37 \sigma_{CC}(\bar{\nu})$$

**Sezioni d'urto molto piccole: percorso libero medio
di un ν_μ a 10 GeV $\approx 1.7 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-2}$
equivalente a $2.2 \times 10^7 \text{ km}$ di spessore in Ferro**

Produzione di τ da interazioni CC di ν_τ : fattore di riduzione rispetto a interazioni CC di ν_μ per effetto della massa del τ



Diffusione elastica neutrino - elettrone



Sezione d'urto: $\sigma = A \times 10^{-42} E \text{ cm}^2$ (E in GeV)

- ν_e : $A \approx 9.5$
- $\bar{\nu}_e$: $A \approx 3.4$
- ν_μ, ν_τ : $A \approx 1.6$
- $\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$: $A \approx 1.3$

NOTA: $\sigma(\nu - \text{elettrone}) \ll \sigma(\nu - \text{Nucleone})$ perchè $\sigma \propto G_F^2 W^2$
 $W^2 \approx 2m_e E_\nu$ per $\nu - \text{elettrone}$; $W^2 \approx 2m_N E_\nu$ per $\nu - \text{Nucleone}$
 ($W \equiv$ energia totale nel sistema del baricentro)

Oscillazioni di neutrini

Ipotesi: “mixing” di neutrini

(Pontecorvo 1958; Maki, Nakagawa, Sakata 1962)

ν_e, ν_μ, ν_τ non sono autostati di massa ma combinazioni lineari di autostati di massa ν_1, ν_2, ν_3 con autovalori m_1, m_2, m_3 :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

$\alpha = e, \mu, \tau$ (indice di “flavour”)
 $i = 1, 2, 3$ (indice di massa)

$U_{\alpha i}$: matrice unitaria di mixing

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha V_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle$$

$$V_{i\alpha} = (U_{\alpha i})^*$$

Evoluzione temporale di un neutrino in un autostato dell'impulso creato nell'autostato di "flavour" ν_α all'istante $t = 0$

$$|\nu(t)\rangle = e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle$$

Nota: $|\nu(0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$

$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2}$ \longrightarrow le fasi $e^{-iE_k t}$ sono diverse se $m_j \neq m_k$

\longrightarrow **apparizione di "flavour" $\nu_\beta \neq \nu_\alpha$ per $t > 0$**

Mixing di due neutrini

$$|\nu_\alpha\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle$$

$$|\nu_\beta\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle$$

$\theta \equiv$ angolo di mixing

Se $\nu = \nu_\alpha$ alla produzione ($t = 0$):

$$|\nu(t)\rangle = e^{i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} - E_1 t)} \left[\cos\theta |\nu_1\rangle + e^{-i(E_2 - E_1)t} \sin\theta |\nu_2\rangle \right]$$

Per $m \ll p$ $E = \sqrt{p^2 + m^2} \approx p + \frac{m^2}{2p}$ **(nel vuoto!)**

 $E_2 - E_1 \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p} \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} \equiv \frac{\Delta m^2}{2E}$

Probabilità di rivelare ν_β all'istante t se $\nu(0) = \nu_\alpha$:

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(t) = \left| \langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle \right|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 t}{4E}\right)$$

$$\hbar = c = 1$$

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

In unità più familiari:

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.267 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right)$$

$L = ct$ distanza tra sorgente di neutrini e rivelatore

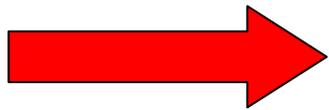
Unità: Δm^2 [eV²]; L [km]; E [GeV] (oppure L [m]; E [MeV])

NOTA: $\mathcal{P}_{\alpha\beta}$ dipende da Δm^2 (non da m). Tuttavia, nell'ipotesi $m_1 \ll m_2$ (vera nel caso di leptoni carichi e quarks), $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2 \approx m_2^2$

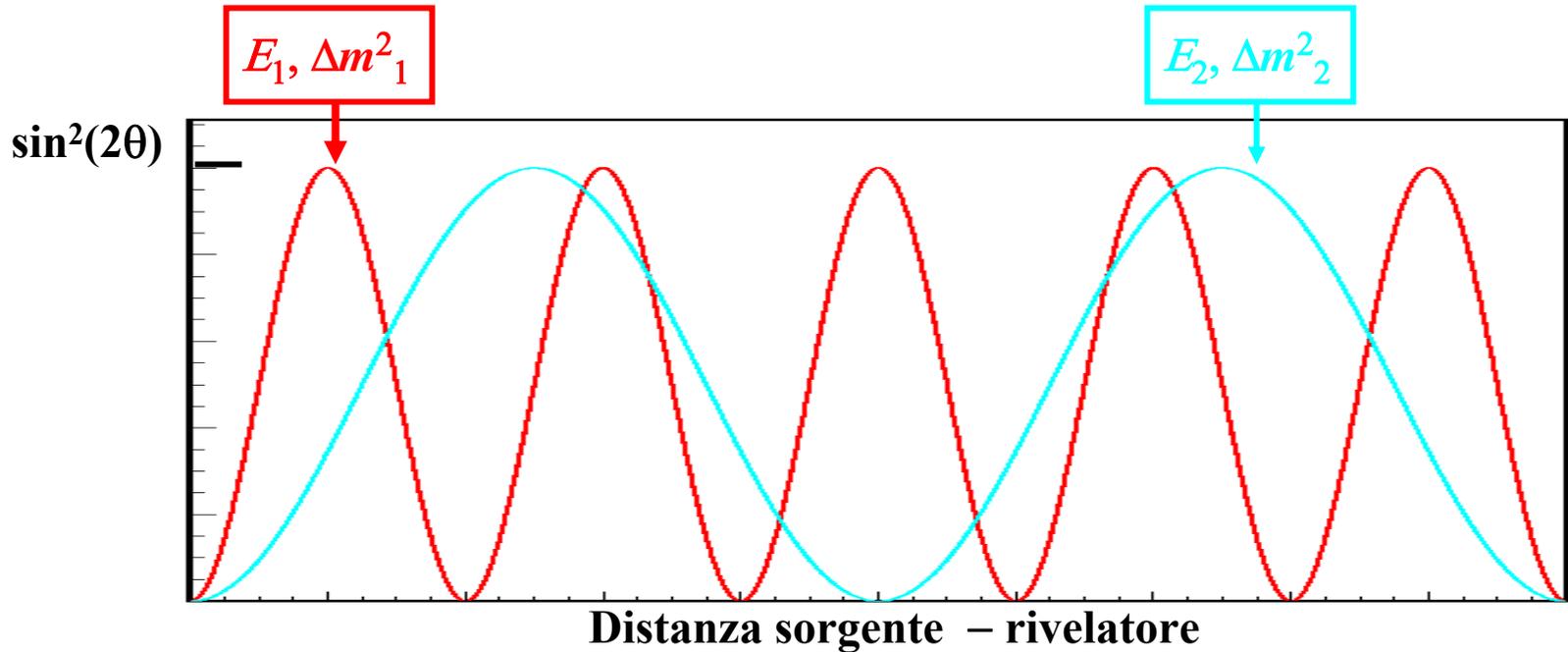
Definizione di lunghezza d'oscillazione λ :

$$\lambda = 2.48 \frac{E}{\Delta m^2}$$

Unità: λ [km]; E [GeV]; Δm^2 [eV²]
(oppure λ [m]; E [MeV])



$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\pi \frac{L}{\lambda}\right)$$



$$E_1 < E_2 \text{ e/o } \Delta m^2_1 > \Delta m^2_2$$

Esperimenti di scomparsa

Sorgente di ν_α , misura del flusso di ν_α a distanza L dalla sorgente

Quantità misurata:
$$\mathcal{P}_{\alpha\alpha} = 1 - \sum_{\beta \neq \alpha} \mathcal{P}_{\alpha\beta}$$

Esempi:

- **Esperimenti con $\bar{\nu}_e$ da reattori nucleari**
($E_\nu \approx$ pochi MeV: sotto soglia per produzione di μ o τ)
- **Rivelazione di ν_μ presso acceleratori o nella radiazione cosmica** (ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \Rightarrow \nu_\tau$ se E_ν è inferiore alla soglia di produzione di τ)

Incertezza sistematica dominante: conoscenza del flusso di neutrini in assenza di oscillazioni \longrightarrow uso di due rivelatori (se possibile)



Esperimenti di apparizione

Sorgente di ν_α , rivelazione di ν_β ($\beta \neq \alpha$) a distanza L dalla sorgente

Esempi:

- Rivelazione di $\nu_e + N \rightarrow e^- + \text{adroni}$ in un fascio di ν_μ
- Rivelazione di $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + \text{adroni}$ in un fascio di ν_μ
(Energia alla soglia ≈ 3.5 GeV)

La contaminazione di ν_β alla sorgente deve essere conosciuta con precisione (tipicamente $\nu_e/\nu_\mu \approx 1\%$ in fasci di ν_μ da acceleratori di alta energia)

Nell'ipotesi di mixing di due neutrini:

- Osservazione di un segnale di oscillazione \rightarrow definizione di regioni di parametri nel piano $[\Delta m^2, \sin^2(2\theta)]$ compatibili col segnale misurato
- Risultato negativo \rightarrow limite superiore $\mathcal{P}_{\alpha\beta} < P \rightarrow$ regione di esclusione

Δm^2 grande \rightarrow lunghezza d'oscillazione λ corta

Media sulle dimensioni della sorgente e del rivelatore:

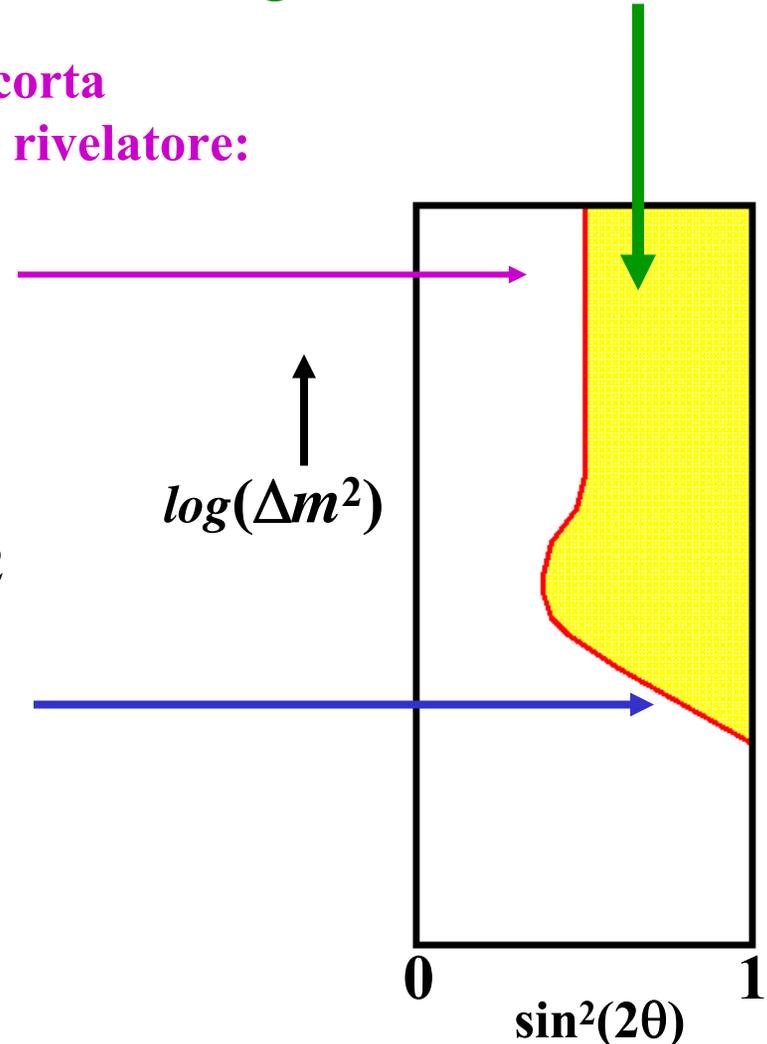
$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta) \left\langle \sin^2\left(\pi \frac{L}{\lambda}\right) \right\rangle \approx \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)$$

Δm^2 piccola \rightarrow λ lunga: $\sin\left(\pi \frac{L}{\lambda}\right) \approx \pi \frac{L}{\lambda}$

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta} < P \approx 1.6 \left(\Delta m^2\right)^2 \sin^2(2\theta) \left(\frac{L}{E}\right)^2$$

(inizio della prima oscillazione)

$$\left[\lambda = 2.48 \frac{E}{\Delta m^2} \right]$$



RICERCHE DI OSCILLAZIONI: PARAMETRI SPERIMENTALI

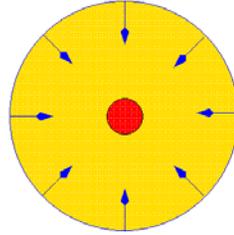
| Sorgente ν | Flavour | Distanza L | Energia ν | Minimo Δm^2 accessibile |
|-------------------|---|---------------------------|-----------------------------------|--|
| Sole | ν_e | $\sim 1.5 \times 10^8$ km | 0.2 – 15 MeV | $\sim 10^{-11}$ eV ² |
| Raggi cosmici | $\frac{\nu_\mu}{\nu_e}$ $\frac{\bar{\nu}_\mu}{\bar{\nu}_e}$ | 10 km – 13000 km | 0.2 GeV – 100 GeV | $\sim 10^{-4}$ eV ² |
| Reattori nucleari | $\bar{\nu}_e$ | 20 m – 250 km | $\langle E \rangle \approx 3$ MeV | $\sim 10^{-1} - 10^{-6}$ eV ² |
| Acceleratori | $\frac{\nu_\mu}{\nu_e}$ $\frac{\bar{\nu}_\mu}{\bar{\nu}_e}$ | 15 m – 730 km | 20 MeV – 100 GeV | $\sim 10^{-3} - 10$ eV ² |

EVIDENZA / INDIZI DI OSCILLAZIONI:

- **Deficit di neutrini solari:** scomparsa di ν_e tra il Sole e la Terra
Evidenza convincente, misura dei parametri di oscillazione, conferma recente da un esperimento con reattori nucleari
- **Scomparsa di ν_μ di origine “atmosferaica”** su distanze dell’ordine del diametro terrestre
Evidenza convincente, misura dei parametri di oscillazione, conferma da esperimenti con acceleratori
- **Esperimento LSND a Los Alamos:** eccesso di $\bar{\nu}_e$ in un fascio di $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e$
NON CONFERMATO

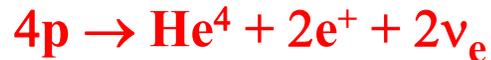
Neutrini solari

Nascita di una stella: contrazione gravitazionale di una nuvola di gas primordiale (principalmente $\sim 75\%$ H_2 , $\sim 25\%$ He) \Rightarrow aumento di densità e temperatura nel nucleo \Rightarrow **FUSIONE NUCLEARE**



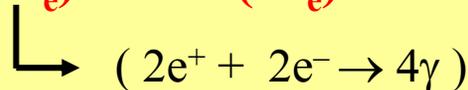
Equilibrio idrostatico fra pressione e forza gravitazionale

Risultato finale di una catena di reazioni di fusione:



Energia media prodotta sotto forma di radiazione elettromagnetica:

$$Q = (4M_p - M_{He^4} + 2m_e)c^2 - \langle E(2\nu_e) \rangle \approx 26.1 \text{ MeV}$$



$$(\langle E(2\nu_e) \rangle \approx 0.59 \text{ MeV})$$

Luminosità solare: $\mathcal{L}_\odot = 3.846 \times 10^{26} \text{ W} = 2.401 \times 10^{39} \text{ MeV/s}$

Frequenza di emissione di neutrini: $dN(\nu_e)/dt = 2 \mathcal{L}_\odot / Q \approx 1.84 \times 10^{38} \text{ s}^{-1}$

Flusso di neutrini sulla Terra: $\Phi(\nu_e) \approx 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

(distanza media Sole – Terra = $1.496 \times 10^{11} \text{ m}$)

MODELLO SOLARE STANDARD (SSM)

(sviluppato nel 1960 e aggiornato frequentemente da J.N. Bahcall)

- Ipotesi:**
- equilibrio idrostatico
 - produzione di energia da fusione
 - equilibrio termico (potenza prodotta = luminosità)
 - trasporto di energia all'interno del Sole per radiazione

- Dati numerici:**
- sezioni d'urto per reazioni di fusione
 - opacità in funzione della distanza dal centro del Sole

- Metodo:**
- scelta dei parametri iniziali
 - evoluzione all'epoca attuale ($t = 4.6 \times 10^9$ anni)
 - confronto tra proprietà predette e misurate
 - modifica dei parametri iniziali (se necessario)

IL SOLE OGGI: Luminosità $\mathcal{L}_{\odot} = 3.846 \times 10^{26}$ W

Raggio $R_{\odot} = 6.96 \times 10^8$ m

Massa $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{30}$ kg

Temperatura del nucleo $T_c = 15.6 \times 10^6$ K

Temperatura alla superficie $T_s = 5773$ K

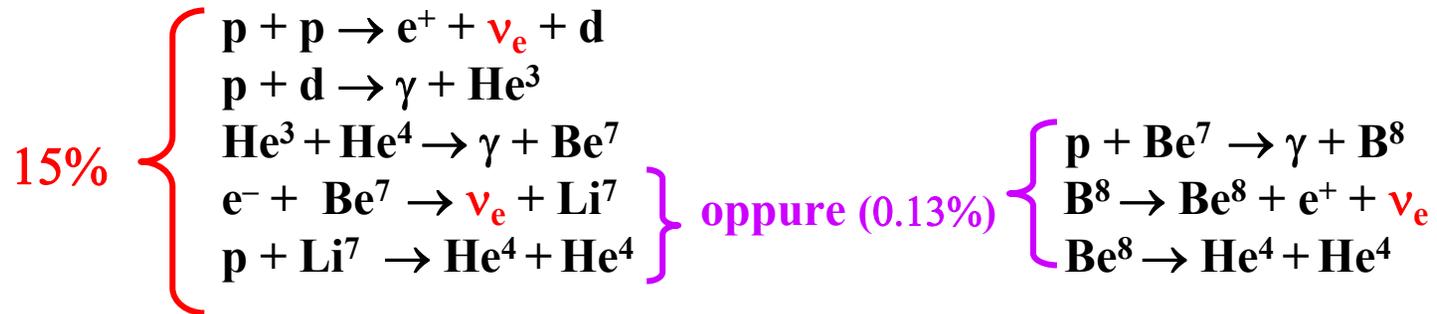
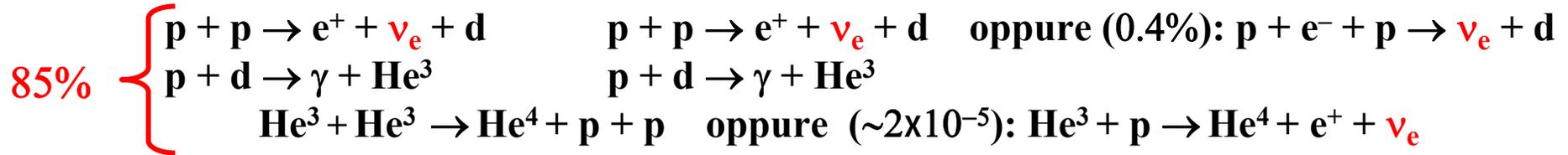
Idrogeno nel nucleo = 34.1% (inizialmente 71%)

Elio nel nucleo = 63.9% (inizialmente 27.1%)

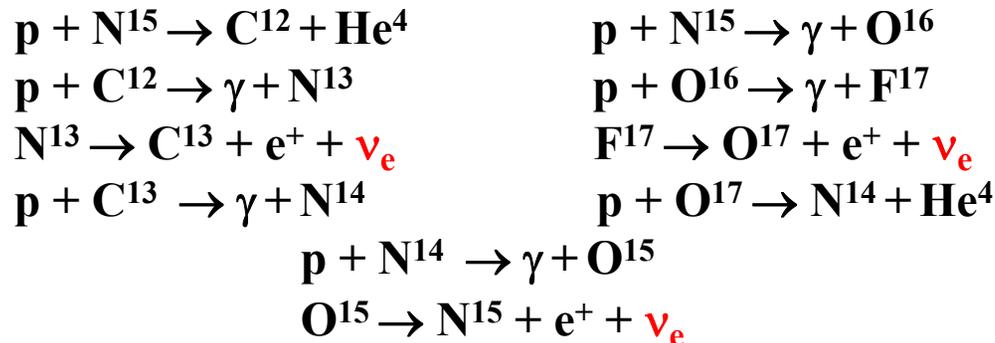
} da misure della
superficie solare

Due cicli di reazioni

Ciclo p – p (0.985 \mathcal{L}_\odot)



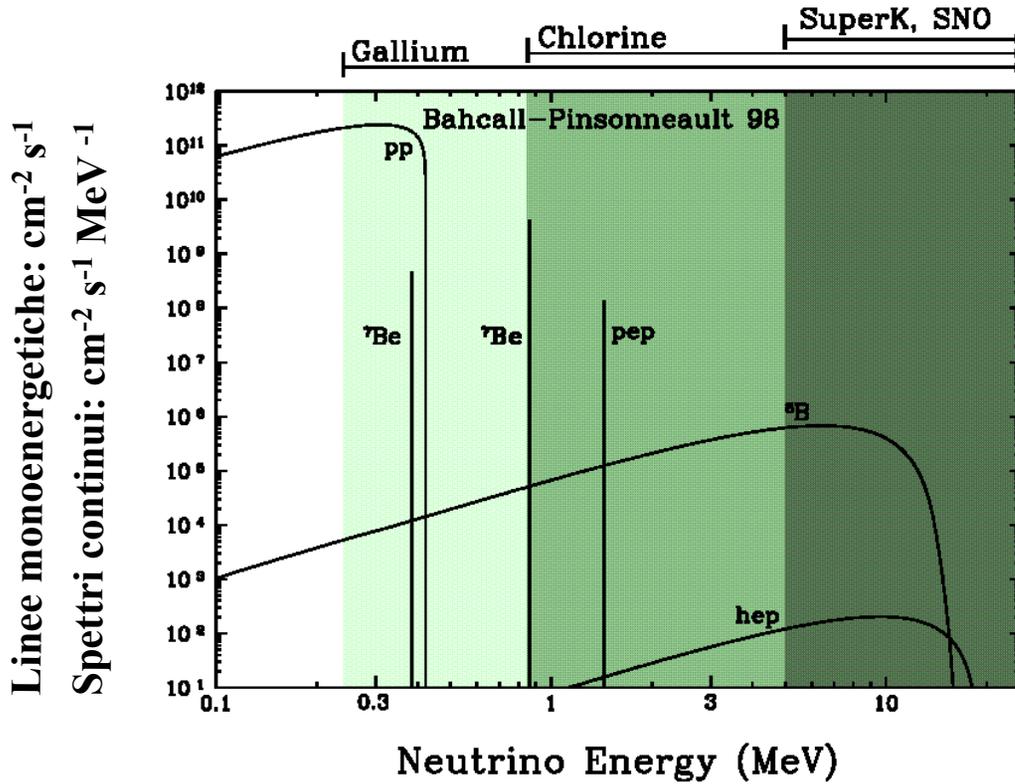
Ciclo CNO (due rami)



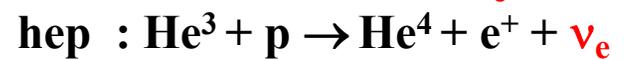
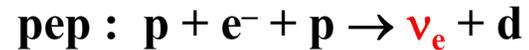
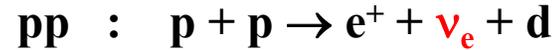
NOTA #1: per entrambi i cicli $4p \rightarrow \text{He}^4 + 2e^+ + 2\nu_e$

NOTA #2: sorgente della luminosità solare oggi: reazioni di fusione avvenute nel nucleo del Sole $\sim 10^6$ anni fa (il Sole è una stella appartenente alla “sequenza principale”: praticamente stabile su $\sim 10^8$ anni).

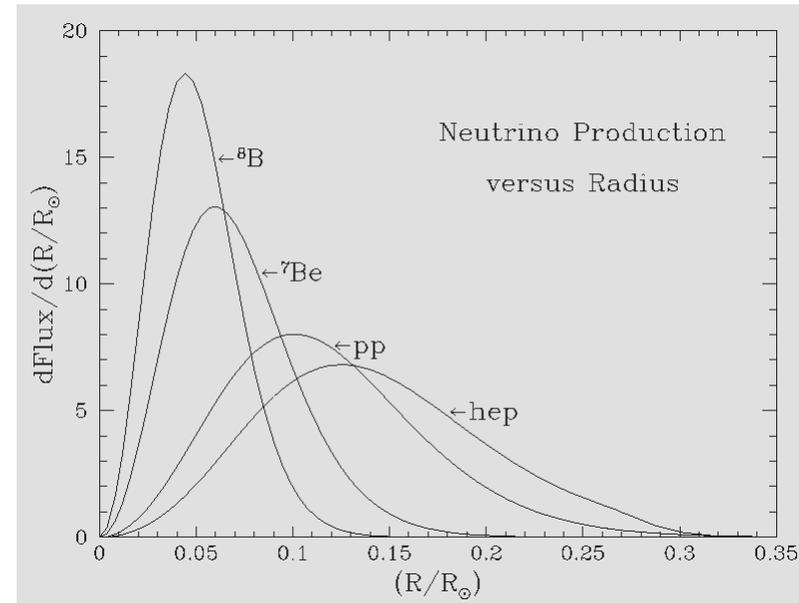
Predizione del flusso e dello spettro dei neutrini solari sulla Terra (ciclo p – p)



Notazioni



Distribuzioni radiali della produzione di ν_e nell'interno del Sole (predizioni SSM)



Esperimento Homestake (1970 – 1998): prima rivelazione dei neutrini solari

Metodo radio-chimico (R. Davis, University of Pennsylvania)

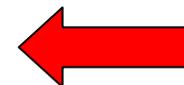


Energia alla soglia: $E(\nu_e) > 0.814 \text{ MeV}$

Rivelatore: serbatoio contenente $390 \text{ m}^3 \text{ C}_2\text{Cl}_4$ (percloroetilene) nella miniera di Homestake (South Dakota, U.S.A.). Profondità equivalente a $4100 \text{ m H}_2\text{O}$.

Contenuto di ${}^{37}\text{Cl}$ nel Cloro naturale = 24%

Frequenza di produzione di atomi di ${}^{37}\text{Ar}$ prevista $\approx 1.5 / \text{giorno}$

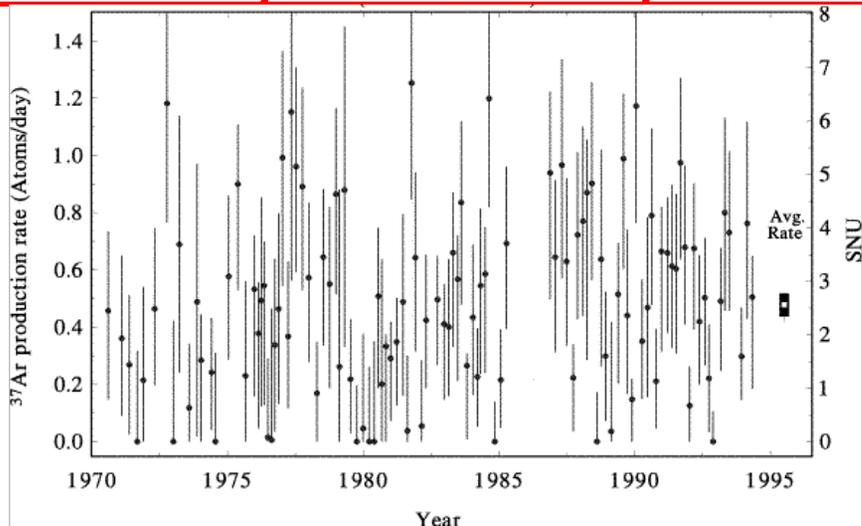


Metodo sperimentale: ogni 2 – 3 mesi estrazione di ${}^{37}\text{Ar}$ mediante flusso di N_2 attraverso il serbatoio. Purificazione, miscelazione con Argon naturale, riempimento di un contatore proporzionale e rivelazione della cattura elettronica $e^- + {}^{37}\text{Ar} \rightarrow \nu_e + {}^{37}\text{Cl}$ (tempo di dimezzamento $\tau_{1/2} = 34$ giorni)

(Lo stato finale eccitato dell'atomo di ${}^{37}\text{Cl}$ emette elettroni Augier e/o raggi X)

Misura dell'efficienza mediante iniezione di quantità note di ${}^{37}\text{Ar}$ nel serbatoio.

Risultati da più di 20 anni di presa - dati



SNU (Solar Neutrino Units): unità di misura della frequenza di eventi in esperimenti radio-chimici:

1 SNU = 1 evento s^{-1} per 10^{36} atomi

Media di tutte le misure:

$R({}^{37}\text{Cl}) = 2.56 \pm 0.16 \pm 0.16 \text{ SNU}$
(stat) (sist)

Predizione SSM : $7.6^{+1.3}_{-1.1} \text{ SNU}$

**Deficit dei
Neutrini
Solari**

Esperimenti in “tempo reale” con contatori Čerenkov ad acqua per la rivelazione dei neutrini solari

Diffusione elastica neutrino – elettrone: $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$

Rivelazione della luce Čerenkov emessa dagli elettroni in acqua

Soglia di rivelazione ~ 5 MeV (percorso residuo di elettroni da 5 MeV in $H_2O \approx 2$ cm)

Sezioni d’urto: $\sigma(\nu_e) \approx 6$ $\sigma(\nu_\mu) \approx 6$ $\sigma(\nu_\tau)$



Due esperimenti:

Kamiokande (1987 – 94).

Volume utile: 680 m³ H₂O

Super-Kamiokande (1996 –).

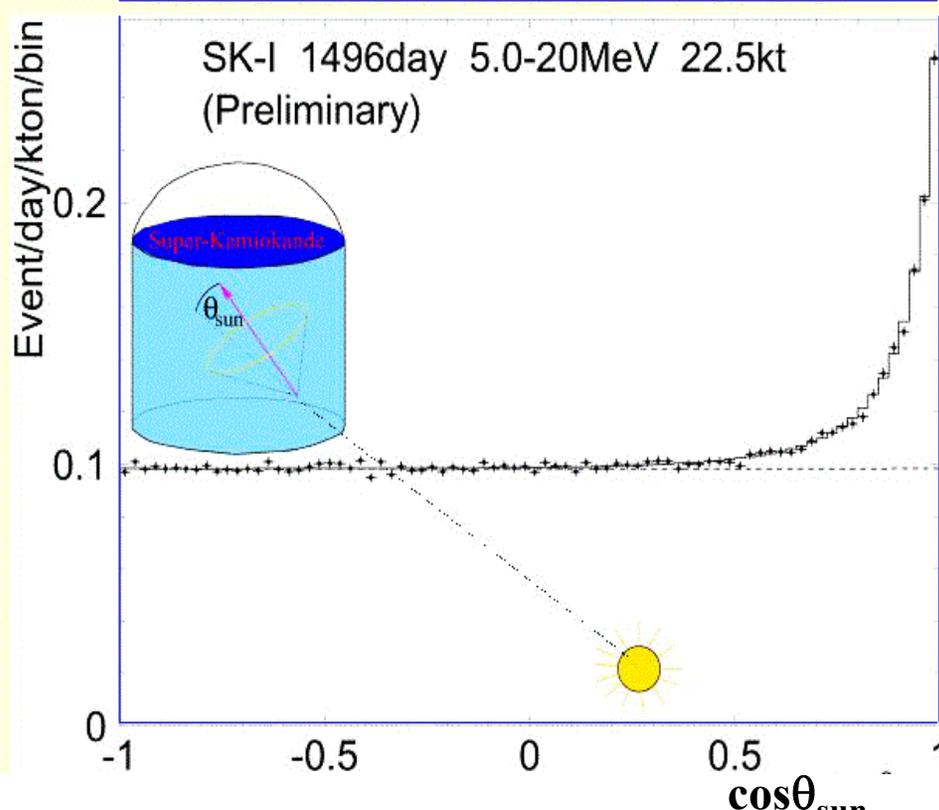
Volume utile: 22500 m³ H₂O

nella miniera Kamioka (Giappone)

Profondità 2670 m H₂O eq.

Verifica dell’origine solare del segnale dalla correlazione angolare tra le direzioni dell’elettrone rivelato e del neutrino incidente

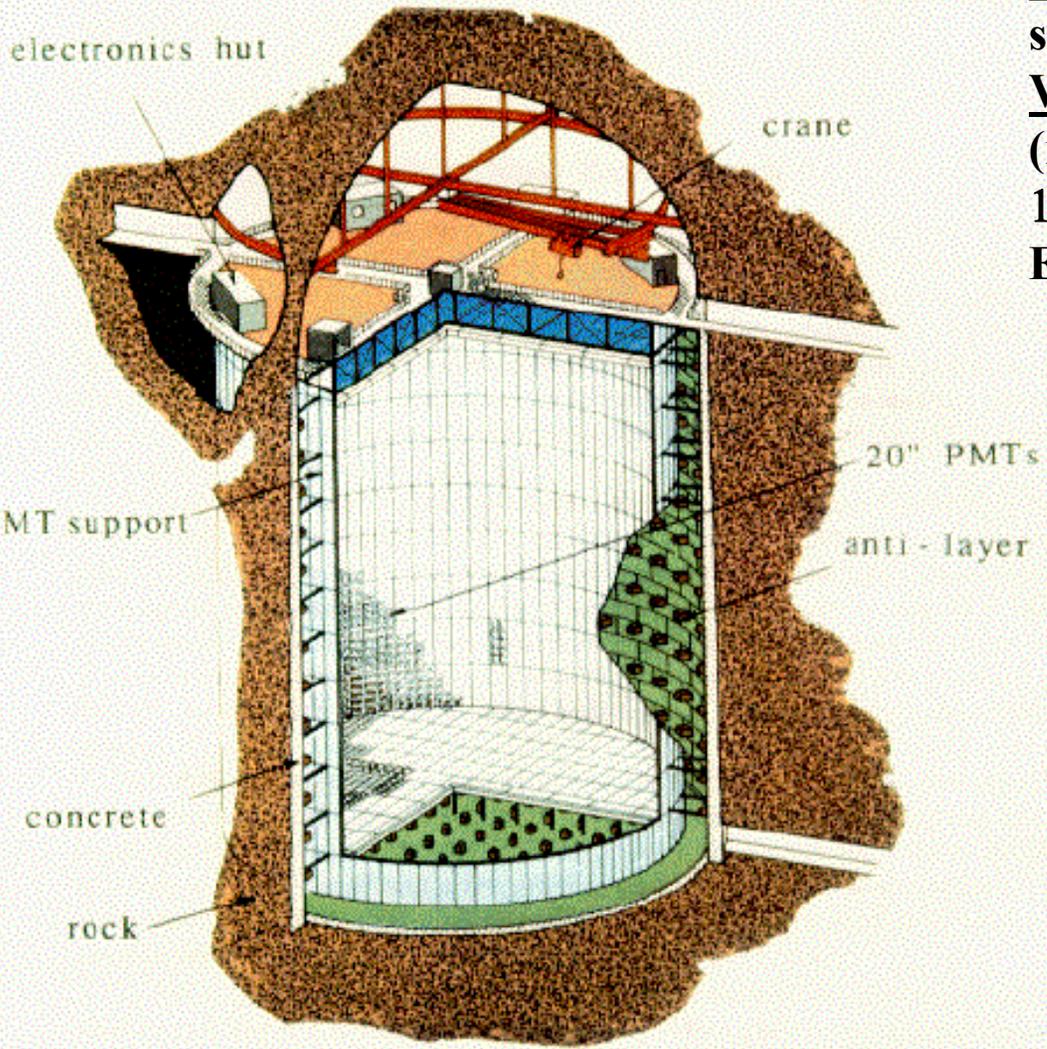
Solar Peak above 5 MeV



Rivelatore Super-Kamiokande

50,000 ton Water Cherenkov Detector

11,200 20" PMTs



Serbatoio cilindrico

$h = 41.4$ m, diam. = 39.3 m

50 000 tonn. di H_2O pura

Volume esterno (anticoincidenza):

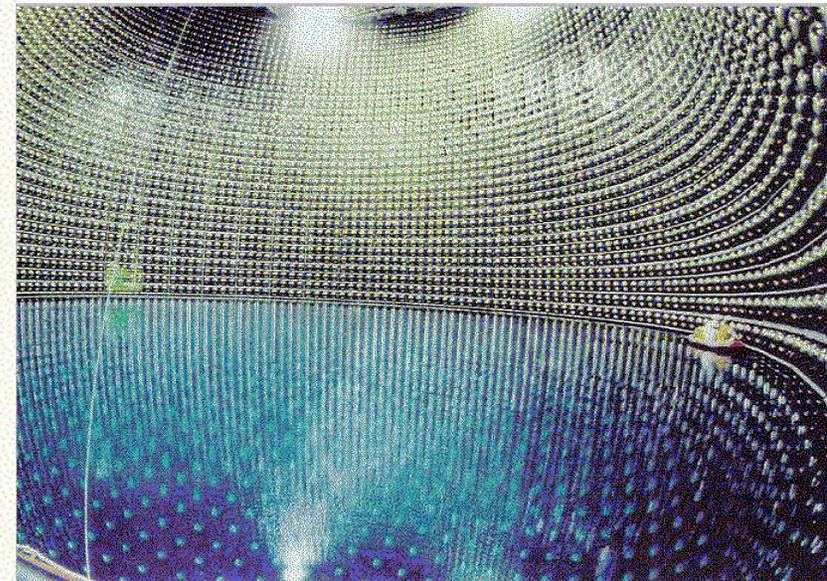
spessore ~ 2.7 m

Volume interno: ~ 32000 m³

(massa fiduciale 22500 tonn.)

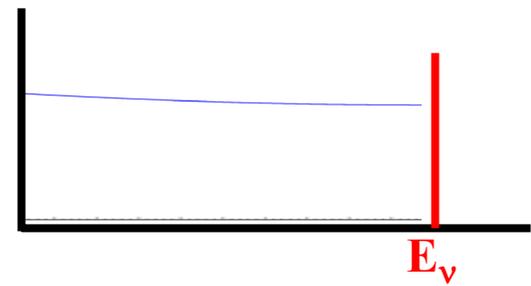
11200 fotomoltiplicatori, diam. = 50 cm

Efficienza di raccolta della luce $\sim 40\%$



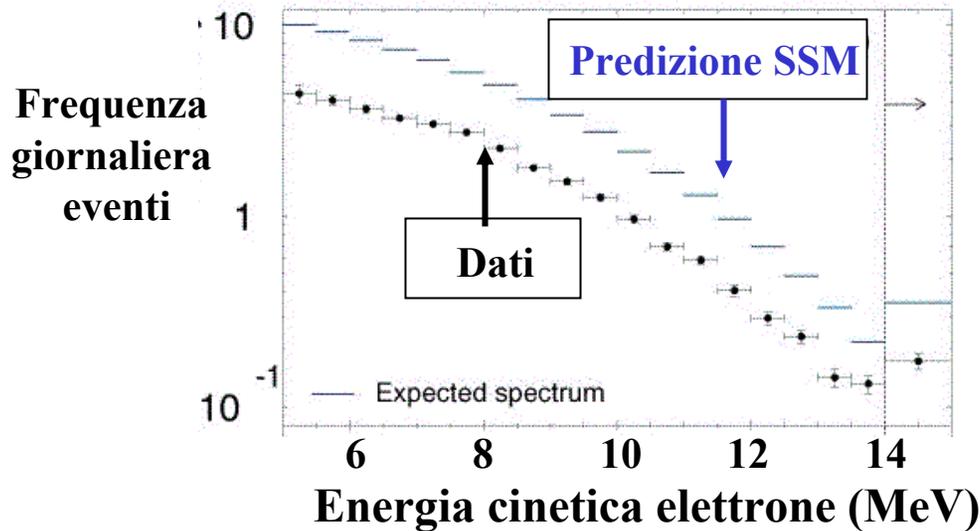
Volume interno durante
il riempimento con acqua

Distribuzione dell'energia cinetica dell'elettrone da diffusione elastica $\nu_e - e$ di neutrini mono-energetici: \Rightarrow praticamente piatta tra 0 and $2E_\nu/(2 + m_e/E_\nu)$



Convoluzione con lo spettro dei neutrini predetto

\Rightarrow predizione SSM della distribuzione dell'energi degli elettroni



Risultati da 1496 giorni di presa – dati (22400 eventi)

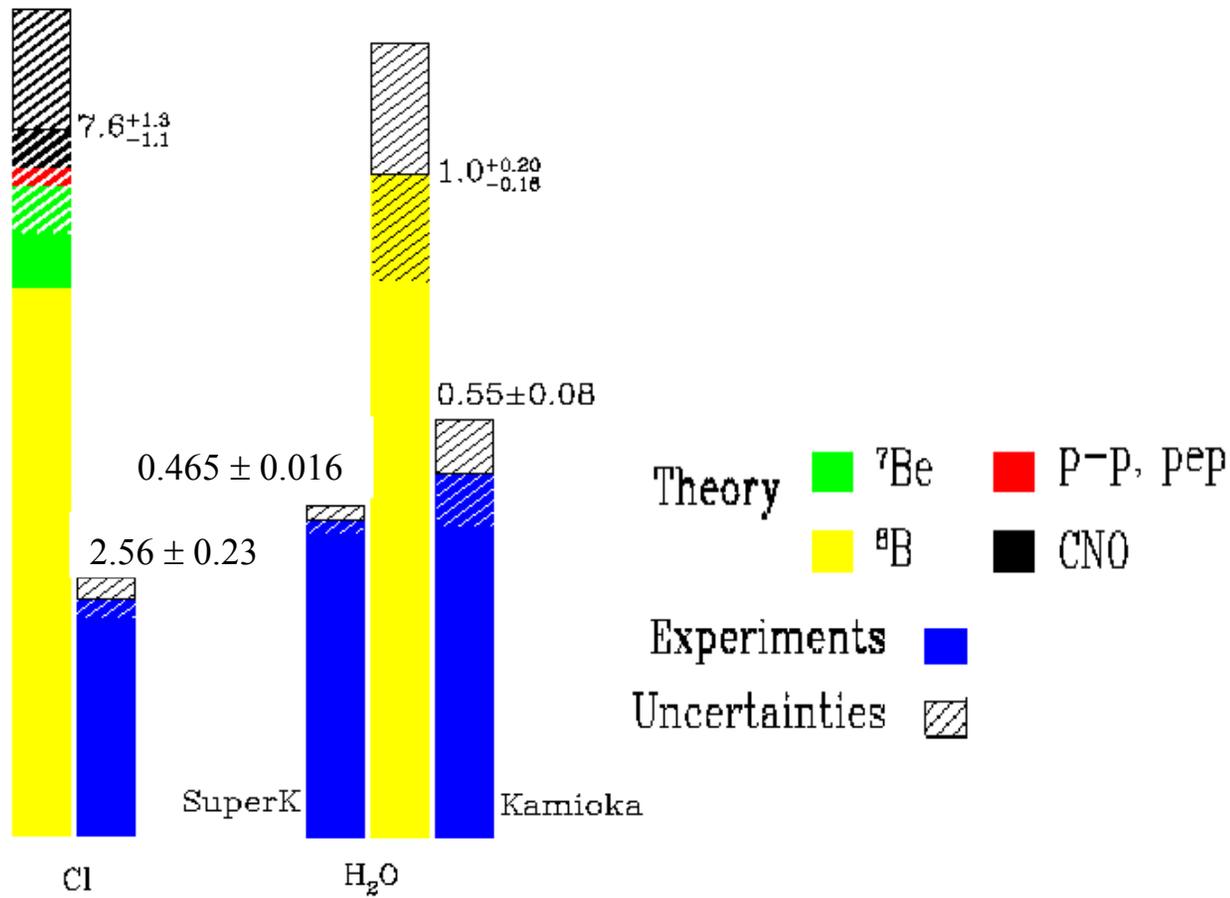
Flusso misurato (assumendo totalità di ν_e): $\Phi(\nu_e) = (2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
 (stat) (sist)

Predizione SSM : $\Phi(\nu_e) = (5.05)_{-0.81}^{+1.01} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

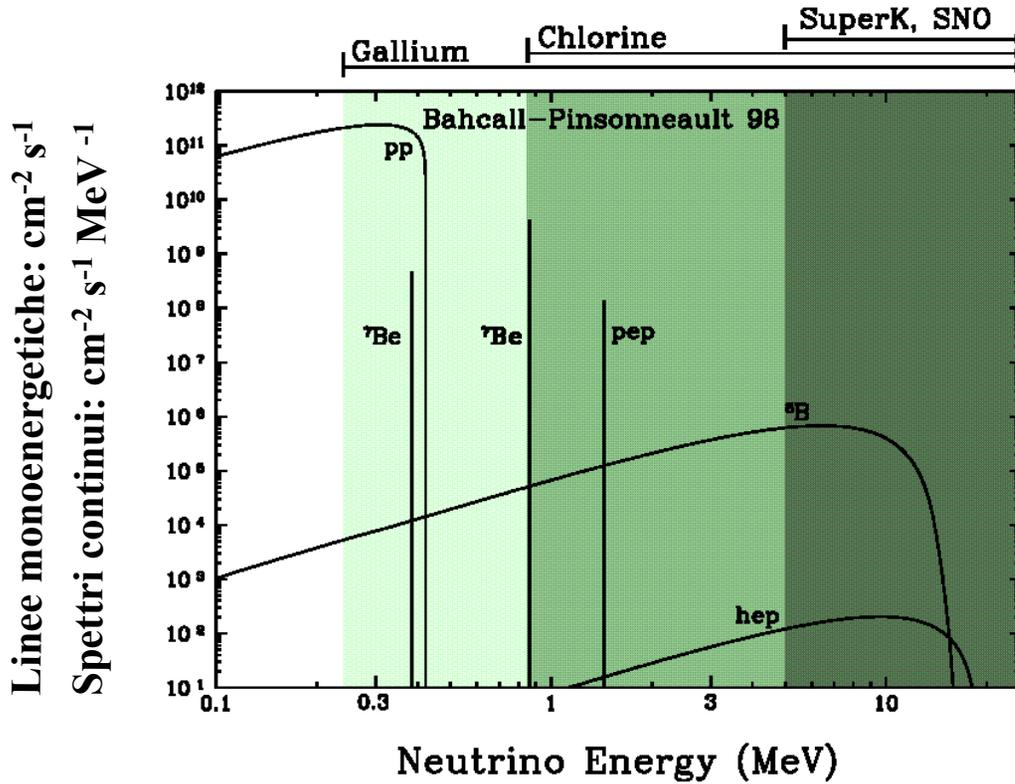
Dati/SSM = 0.465 ± 0.005 (errore teorico incluso)
 (stat) -0.074 $+0.093$

DEFICIT DI ν_e \leftarrow

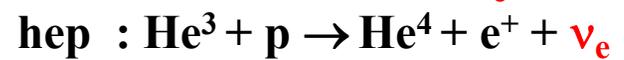
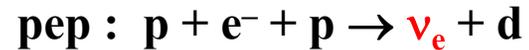
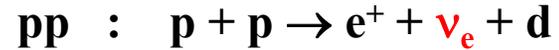
Confronto dei risultati Homestake e Kamioka con le previsioni SSM



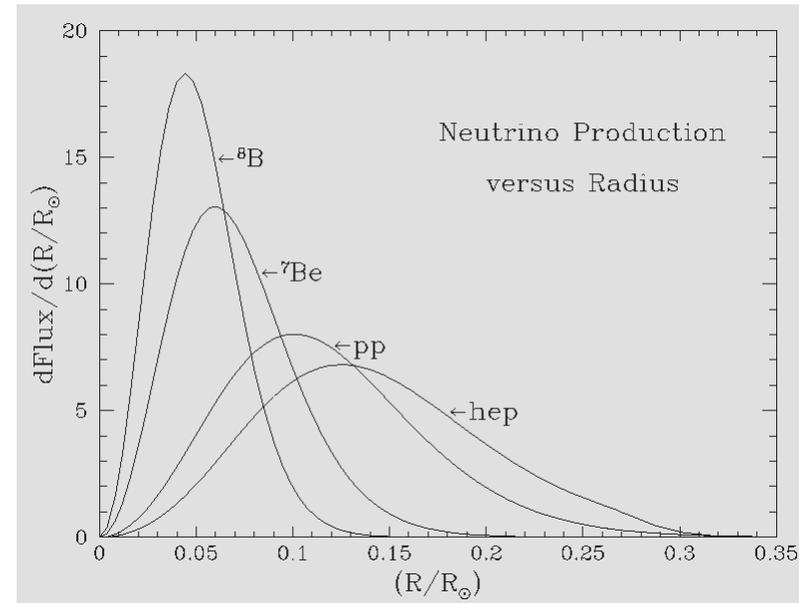
Predizione del flusso e dello spettro dei neutrini solari sulla Terra (ciclo p – p)



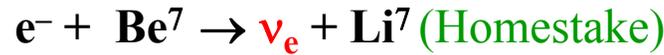
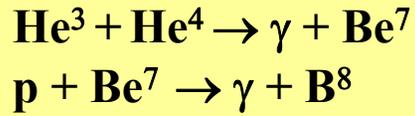
Notazioni



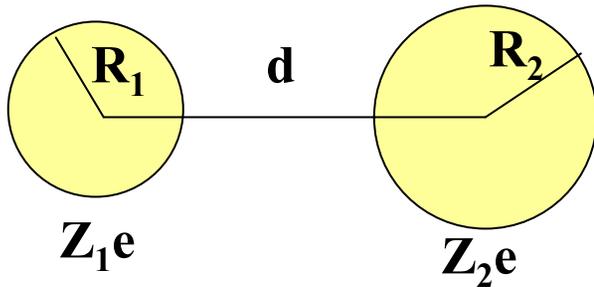
Distribuzioni radiali della produzione di ν_e nell'interno del Sole (predizioni SSM)



Le due sorgenti principali di ν_e solari negli esperimenti Homestake e Kamioka:

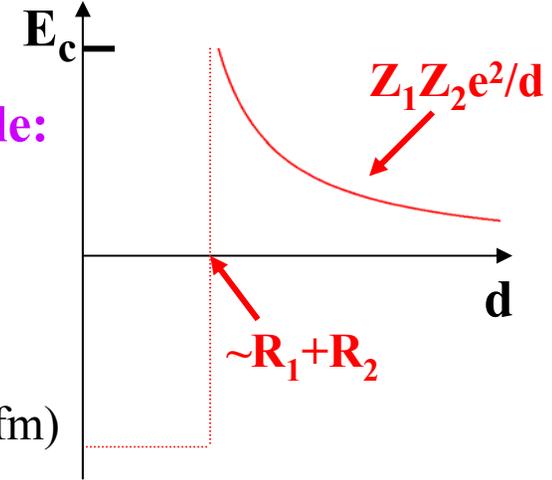


Reazioni di fusione fortemente sopresse dalla repulsione Coulombiana



Energia potenziale:

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar c Z_1 Z_2}{R_1 + R_2} \approx \frac{197}{137} \frac{Z_1 Z_2}{R_1 + R_2} \text{ MeV} \quad (R_1 + R_2 \text{ in fm})$$



$E_c \approx 1.4 \text{ MeV}$ per $Z_1 Z_2 = 4$, $R_1 + R_2 = 4 \text{ fm}$

Energia termica media nel nucleo del Sole $\langle E \rangle = 1.5 k_B T_c \approx 0.002 \text{ MeV}$

$T_c = 15.6 \text{ MK}$; k_B (costante di Boltzmann) = $8.6 \times 10^{-5} \text{ eV} / ^\circ\text{K}$

Le reazioni di fusione nel nucleo del Sole avvengono per effetto tunnel e la velocità di reazione dipende fortemente da T_c

Sezioni d'urto per fusione nucleare a energie molto basse

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} \mathcal{S}(E)$$

$$\text{Effetto tunnel: } \eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

v = velocità relativa

Termine non calcolabile:
misurato a energie $\sim 0.1 - 0.5$ MeV;
estrapolato a energie più basse assumendo
indipendenza dall'energia

Predizione della dipendenza dei flussi ν_e da T_c :

$$e^- + \text{Be}^7 \rightarrow \nu_e + \text{Li}^7: \quad \Phi(\nu_e) \propto T_c^8$$

$$p + \text{Be}^7 \rightarrow \gamma + \text{B}^8; \quad \text{B}^8 \rightarrow \text{Be}^8 + e^+ + \nu_e: \quad \Phi(\nu_e) \propto T_c^{18}$$

$$\Phi \propto T_c^N \longrightarrow \Delta\Phi/\Phi = N \Delta T_c/T_c$$

**Con quale precisione si conosce
la temperatura T_c del nucleo Solare?**

Rivelazione di ν_e dalla reazione $p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d$ (componente principale dei neutrini solari, legata alla luminosità solare)

➡ incertezze teoriche molto piccole

Esperimenti con Gallio: rivelazione radio-chimica della reazione



Soglia energetica $E(\nu_e) > 0.233 \text{ MeV} \Rightarrow$ reazione sensibile ai neutrini solari da $p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d$ (componente dominante)

Tre esperimenti:

- **GALLEX (Gallium Experiment, 1991 – 1997)**
 - **GNO (Gallium Neutrino Observatory, 1998 –)**
 - **SAGE (Soviet – American Gallium Experiment)**
- Nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso.
Profondità 3740 m H₂O eq.
- Nel Laboratorio Sotterraneo di Baksan (Caucaso, Russia)
Profondità 4640 m H₂O eq.

Rivelatore: 30.3 tonn. Gallio in soluzione di HCl (GALLEX, GNO)

50 tonn. Gallio metallico (liquido a 40°C) (SAGE)

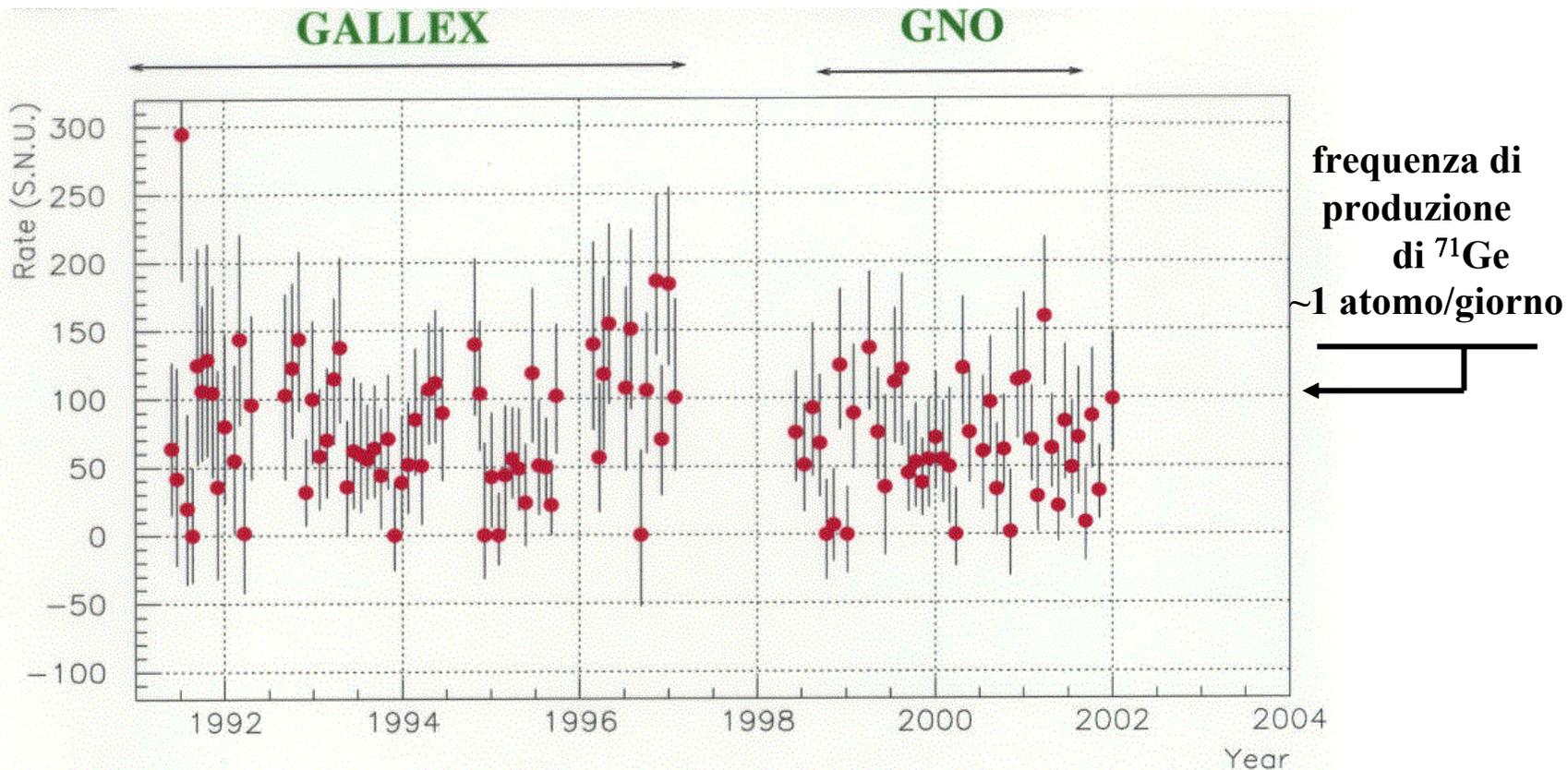
Metodo sperimentale: ogni ~3 settimane estrazione di ${}^{71}\text{Ge}$ sotto forma di GeCl_4 (sostanza altamente volatile). Conversione chimica in gas GeH_4 , iniezione del gas in un contatore proporzionale \Rightarrow rivelazione della cattura elettronica $e^- + {}^{71}\text{Ge} \rightarrow \nu_e + {}^{71}\text{Ga}$

(tempo di dimezzamento $\tau_{1/2} = 11.43$ giorni)

(Rivelazione delle transizioni atomiche K, L nello stato finale eccitato dell'atomo ${}^{71}\text{Ga}$)

Misure dell'efficienza di rivelazione:

- **Iniezione di una quantità nota di ${}^{71}\text{As}$ (cattura $e^- + {}^{71}\text{As}_{33} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}_{32} + \nu_e$)**
- **Uso di una intensa sorgente artificiale di ν_e mono-energetici $\nu_e : e^- + {}^{51}\text{Cr} \rightarrow \nu_e + {}^{51}\text{V}$ preparata in un reattore nucleare, attività iniziale 1.5 MCurie equivalente a 5 volte il flusso di neutrini solari. $E(\nu_e) = 0.750 \text{ MeV}$, $\tau_{1/2} = 28$ giorni**



GALLEX

77.5 ± 6.2 (stat) ± 4.5 (sys) SNU

GNO

65.2 ± 6.4 (stat) ± 3.0 (sys) SNU

GNO+GALLEX

70.8 ± 4.5 (stat) ± 3.8 (sys) SNU

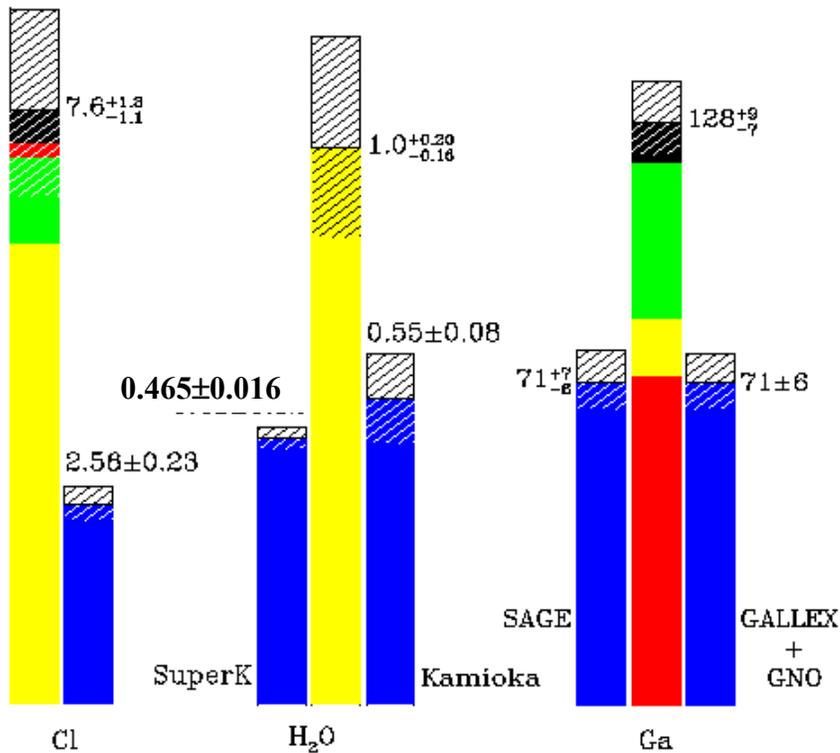
SAGE (1990 – 2001)

70.8^{+6.5}_{-6.1} SNU

PREDIZIONE SSM :

128⁺⁹₋₇ SNU

Dati/SSM = 0.56 ± 0.05



Theory

- ${}^7\text{Be}$
- P-P, pep
- ${}^8\text{B}$
- CNO

Experiments ■

Uncertainties

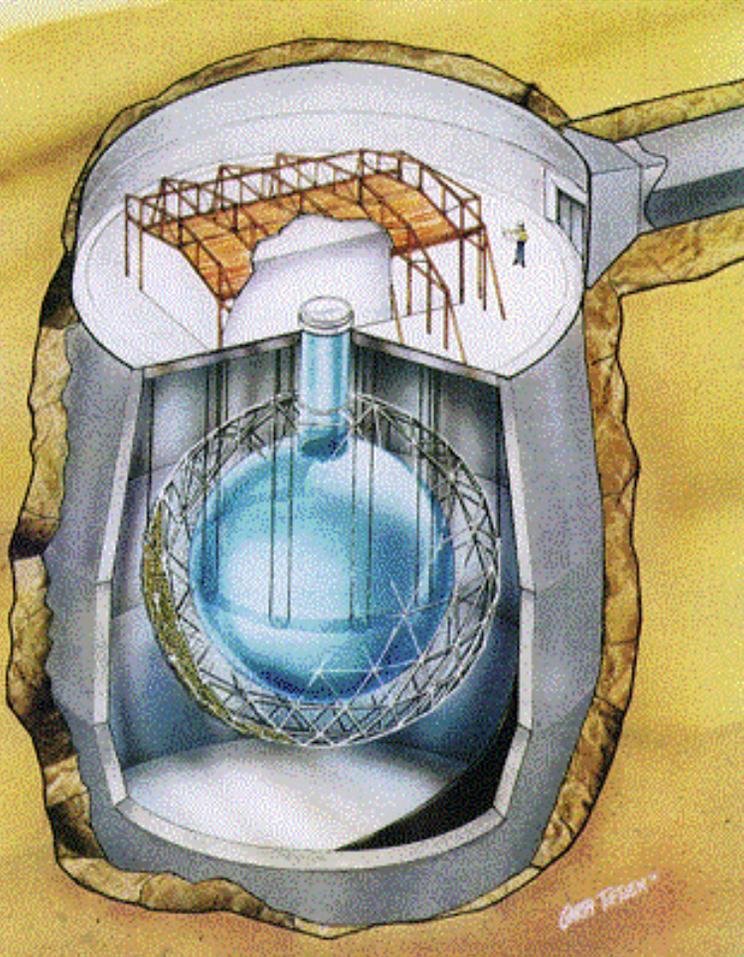
L'ENIGMA DEI NEUTRINI SOLARI

Soluzioni possibili dell'enigma:

- Risultati sperimentali **FALSI**
- Il Modello Solare Standard è completamente falso
- **OSCILLAZIONI DEI $\nu_e \Rightarrow$ una parte del flusso di neutrini solari sulla Terra è costituita di ν_μ e/o ν_τ invisibili (sotto soglia per produzione di μ, τ)**

SNO

Evidenza definitiva di oscillazione dei neutrini solari (Sudbury Neutrino Observatory, Sudbury, Ontario, Canada)



SNO: rivelatore di luce Čerenkov emessa in 1000 tonn. di acqua pesante D_2O ultra-pura contenuta in una sfera acrilica (diam. 12 m), circondata da 7800 tonn. di acqua H_2O ultra-pura.

Raccolta di luce: 9456 fotomoltiplicatori, diam. 20 cm, su una superficie sferica di raggio 9.5 m

Profondità: 2070 m (6010 m H_2O eq.) in una miniera di nikel

Soglia di rivelazione energia elettroni: 5 MeV

Ricostruzione del punto di interazione dalla misura dei tempi relativi dei segnali dei fotomoltiplicatori

Rivelazione dei neutrini solari nell'esperimento SNO:

(ES) **Diffusione elastica neutrino – elettrone :** $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$

Direzionale, $\sigma(\nu_e) \approx 6 \sigma(\nu_\mu) \approx 6 \sigma(\nu_\tau)$ (come in Super-K)

(CC) $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$

Direzionalità debole: distribuzione angolare elettroni $\propto 1 - (1/3) \cos(\theta_{\text{sun}})$

Misura dell'energia del ν_e (perchè la maggior parte dell'energia del ν_e è trasferita all'elettrone)

(NC) $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$

Sezione d'urto identica per i tre tipi di neutrino

Misura del flusso solare totale da $B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu$ in presenza di oscillazioni

RIVELAZIONE DI $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$

Rivelazione di fotoni ($\rightarrow e^+e^-$) da cattura del neutrone dopo rallentamento

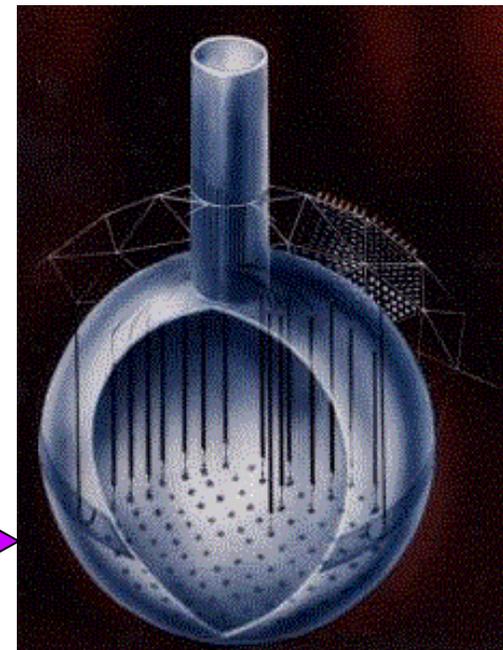
▪ **Prima fase (Novembre 1999 – Maggio 2001):**



▪ **Seconda fase : aggiunta di *NaCl* ultra-puro (2 tonn.)**



▪ **In seguito: inserimento di contatori proporzionali a He^3**



SNO: presa-dati con 2 tonn. di $NaCl$ ultra-puro disciolto in D_2O (giugno 2001 – ottobre 2003)

Rivelazione di $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$: $n + Cl^{35} \rightarrow Cl^{36} + \text{raggi } \gamma$

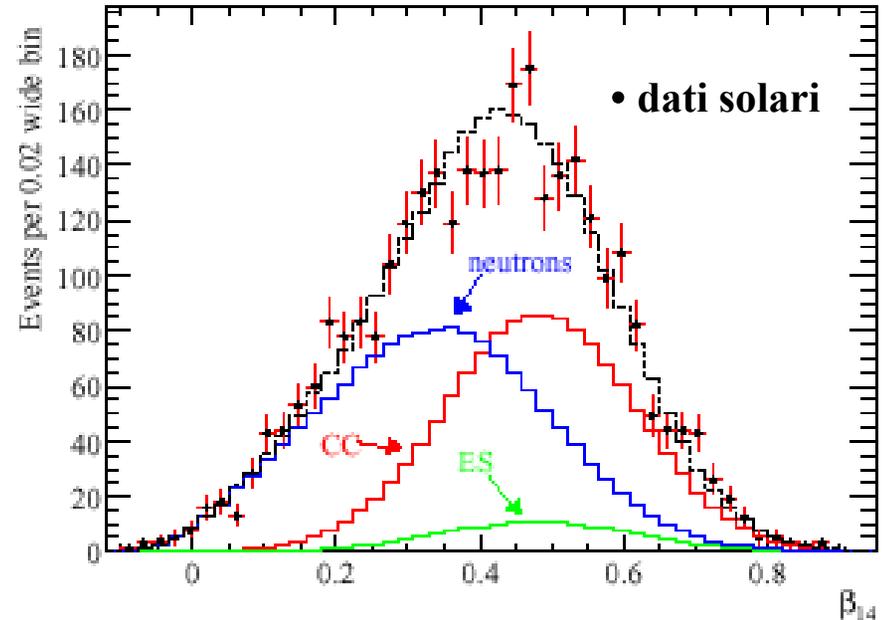
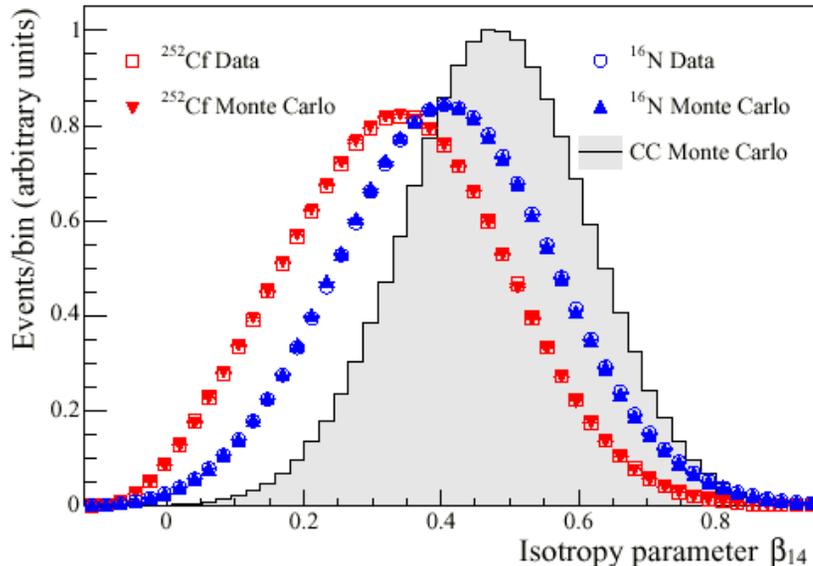
$\Sigma E_\gamma \approx 8.6 \text{ MeV}$; $N_\gamma > 1 \Rightarrow$ maggiore isotropia della luce Čerenkov rispetto ai processi CC, ES (un solo elettrone nello stato finale)

Isotropia della luce emessa in ogni evento:

uso di un “parametro di isotropia” β_{14} basato sulla posizione dei fototubi colpiti

^{252}Cf : sorgente di neutroni (energie di qualche MeV)

^{16}N : sorgente raggi γ (6.13 MeV) \rightarrow elettrone Compton



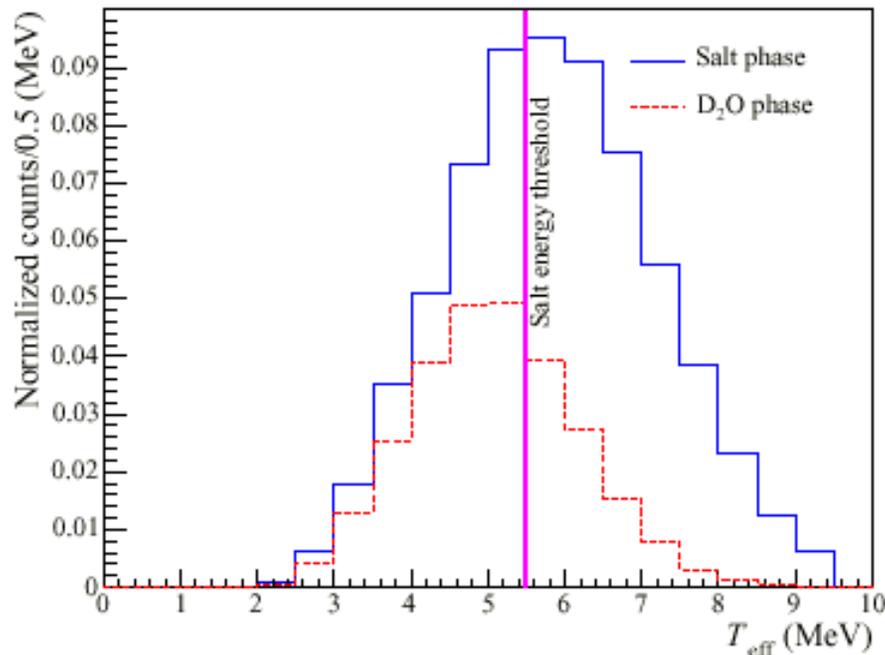
Efficienza di rivelazione dei neutroni:

con D_2O pura: $n + d \rightarrow H^3 + \gamma$ ($E_\gamma = 6.25 \text{ MeV}$)

con aggiunta di $NaCl$: $n + Cl^{35} \rightarrow Cl^{36} + \text{raggi } \gamma$ ($\Sigma E_\gamma \approx 8.6 \text{ MeV}$)

Calibrazione con sorgente di neutroni Cf^{252}

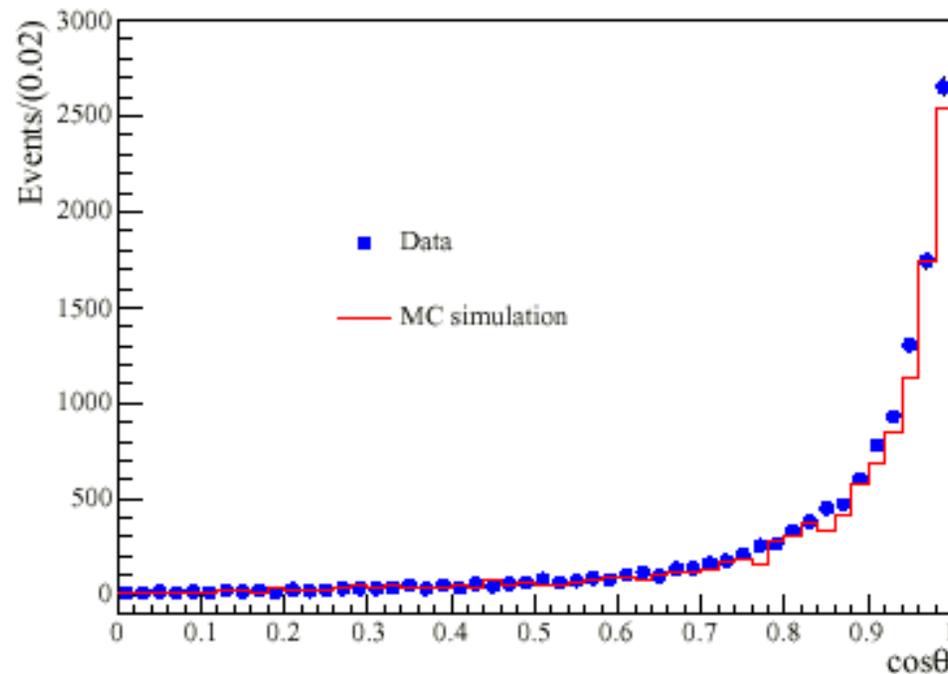
Efficienza mediata sul volume di raggio $R < 550 \text{ cm}$ (a 50 cm dal bordo)



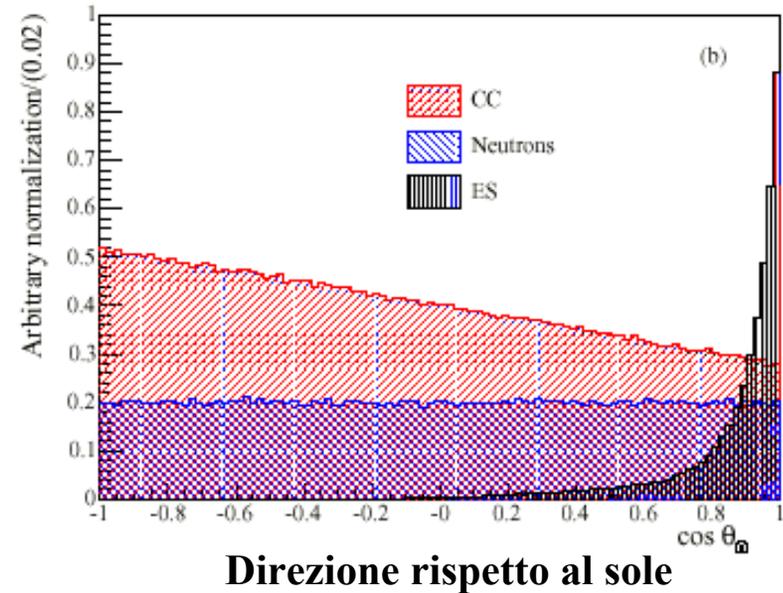
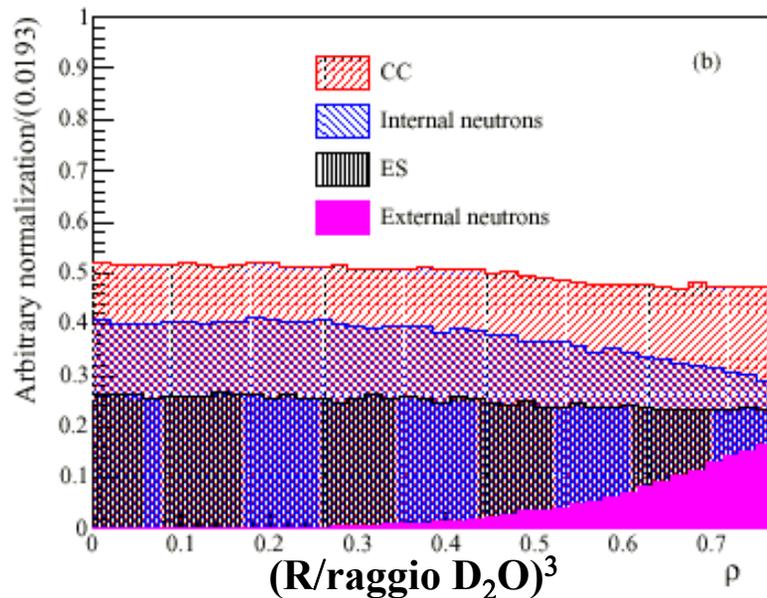
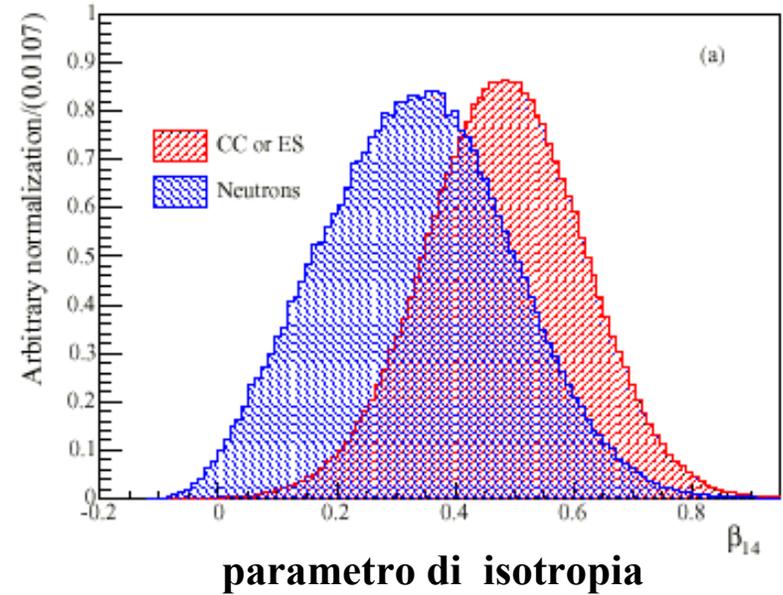
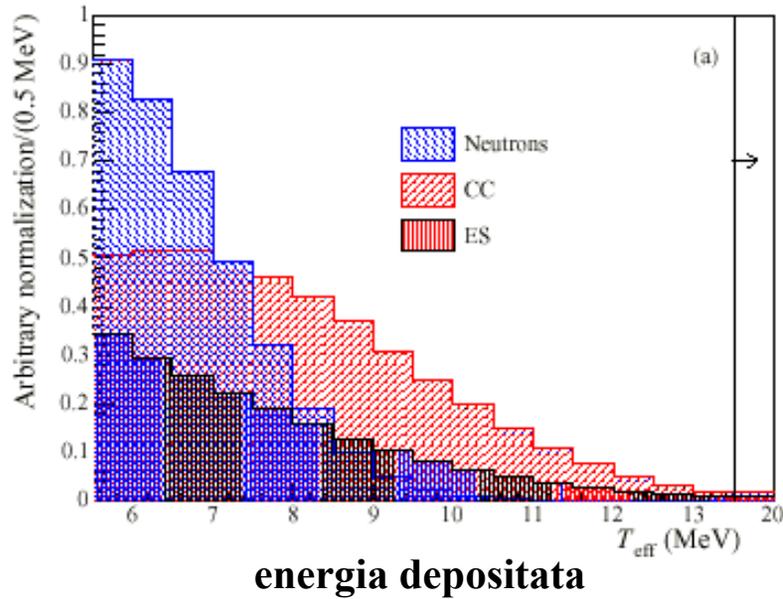
Efficienza di rivelazione neutroni da $\nu + d \rightarrow \nu + p + n = 0.407 \pm 0.005^{+0.009}_{-0.008}$

Efficienza in assenza di $NaCl \approx 0.14$

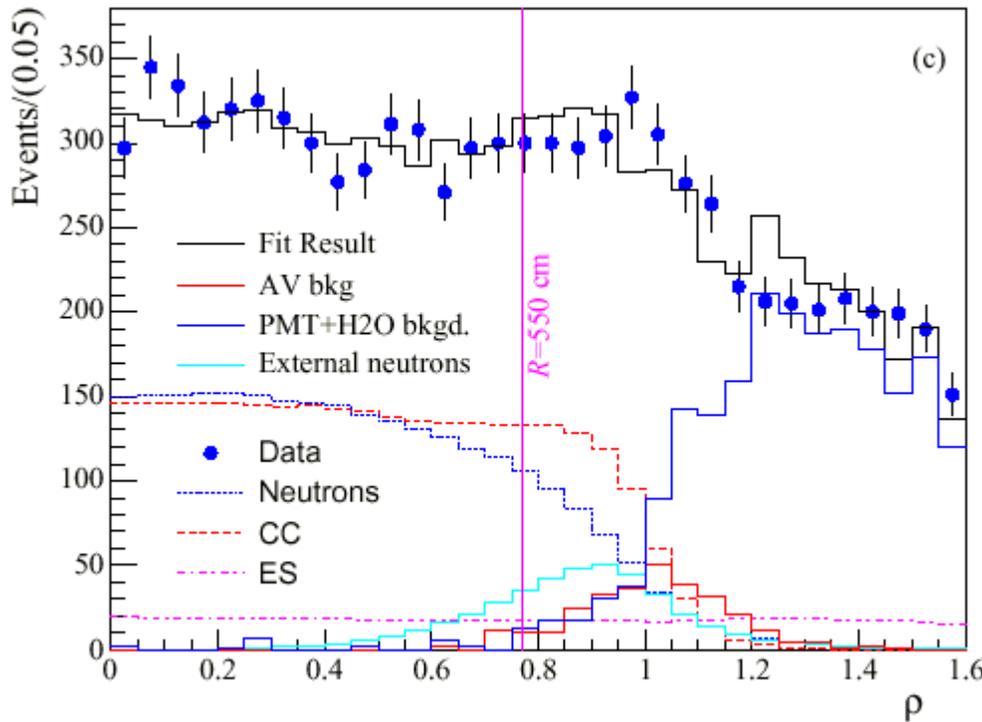
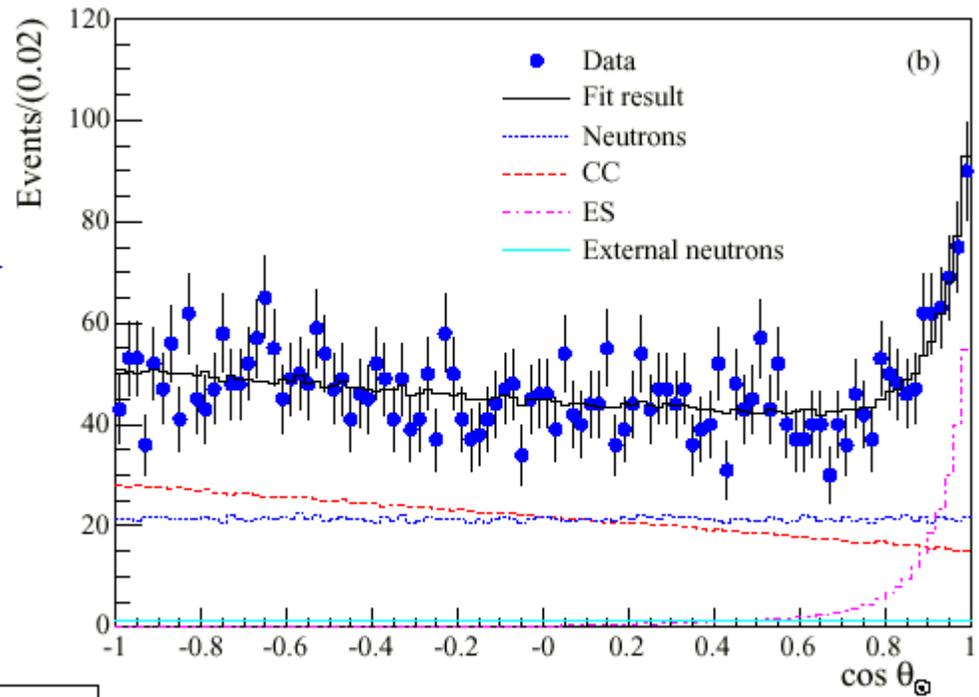
Risoluzione angolare sulla direzionalità del segnale di elettrone misurata con sorgente raggi γ N^{16}



Neutrini solari in SNO: separazione delle tre componenti (CC, ES, neutroni da NC) dalle diverse distribuzioni in 4 variabili



**Direzionalità dati
rispetto al Sole**

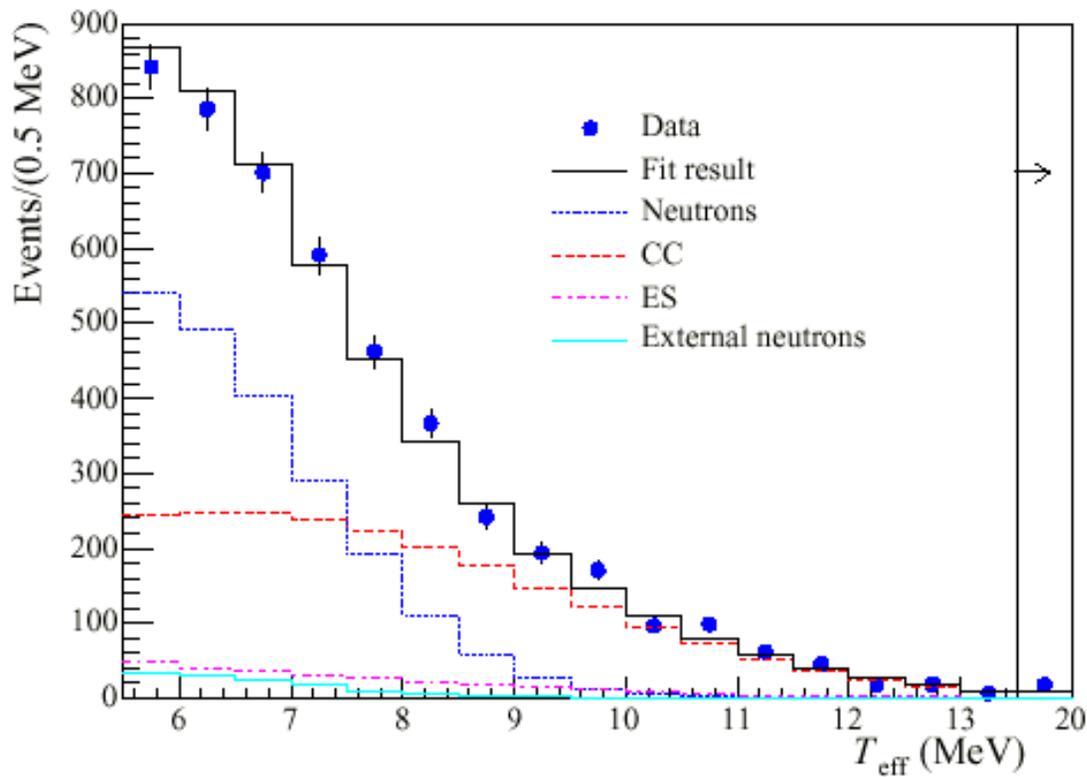


**Distribuzione eventi
in funzione della
distanza dal centro**



$$\rho = (R / R_0)^3$$
$$R_0 = 600.5 \text{ cm}$$

raggio sfera D₂O



**Distribuzione
energia depositata
(ampiezza segnale)**

Estrazione delle tre componenti mediante metodo di massima verosimiglianza

Numero di eventi:

CC: 2176 ± 78

ES: 279 ± 26

NC: 2010 ± 85

Fondo (neutroni esterni): 128 ± 42

Flussi di neutrini solari, misurati separatamente dai tre segnali:

$$\Phi_{CC} = (1.72 \pm 0.05 \pm 0.11) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\Phi_{ES} = (2.34 \pm 0.23 \begin{smallmatrix} +0.15 \\ -0.14 \end{smallmatrix}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\Phi_{NC} = (4.81 \pm 0.19 \begin{smallmatrix} +0.28 \\ -0.27 \end{smallmatrix}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

(stat) (sist)

Nota: $\Phi_{CC} \equiv \Phi(\nu_e)$

← Calcolato nell'ipotesi che tutti i neutrini incidenti sono ν_e

↔ $\Phi_{SSM}(\nu) = 5.05 \begin{smallmatrix} +1.01 \\ -0.81 \end{smallmatrix} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

→ $\frac{\Phi_{CC}}{\Phi_{NC}} = 0.358 \pm 0.021 \begin{smallmatrix} +0.028 \\ -0.029 \end{smallmatrix}$

(differisce da 1 per 10 deviazioni standard)

- **Flusso totale di neutrini solari in accordo con predizioni SSM**
(misura della temperatura del nucleo solare con precisione $\sim 0.5\%$)
- **Composizione neutrini solari all'arrivo sulla Terra:**
 $\sim 36\% \nu_e$; $\sim 64\% \nu_\mu + \nu_\tau$ (rapporto ν_μ / ν_τ ignoto)

→ **EVIDENZA DEFINITIVA DI OSCILLAZIONE DEI NEUTRINI SOLARI**

Scomparsa di ν_e solari: interpretazione

Ipotesi: mixing di due neutrini

Oscillazioni nel vuoto

Spettro ν_e rivelato sulla Terra $\Phi(\nu_e) = \mathcal{P}_{ee} \Phi_0(\nu_e)$

($\Phi_0(\nu_e) \equiv$ spettro ν_e alla produzione)

Probabilità di rivelare ν_e :

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.267 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right) \quad \left(\begin{array}{l} L \text{ [m]} \\ E \text{ [MeV]} \\ \Delta m^2 \text{ [eV}^2] \end{array} \right)$$

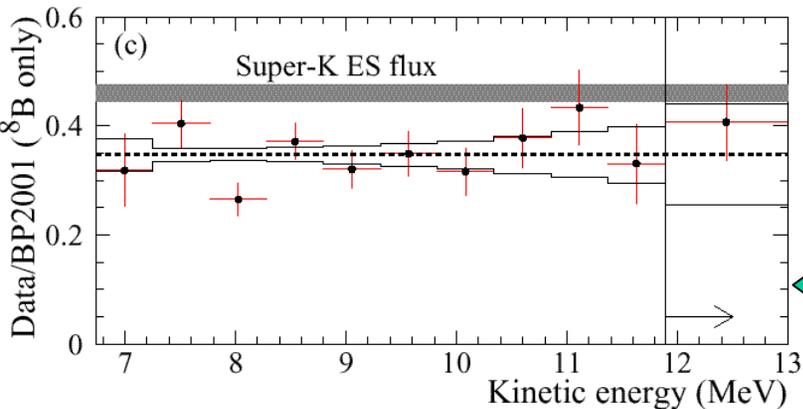
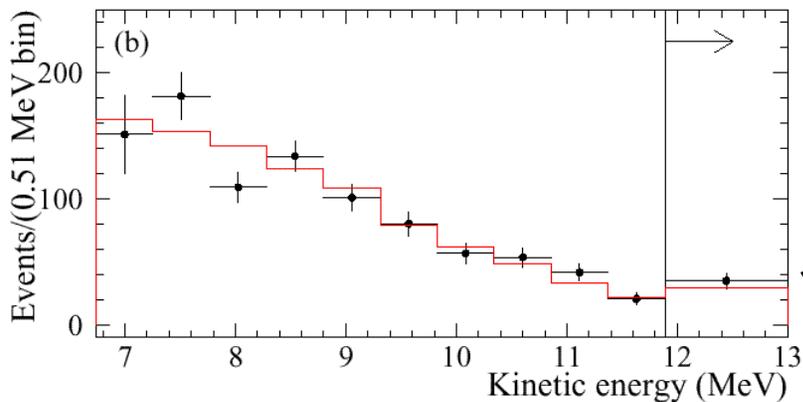
$L = 1.496 \times 10^{11} \text{ m}$ (distanza media Sole – Terra con 3.3% di variazione annuale dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre)

Effetti previsti per Super-K, SNO:

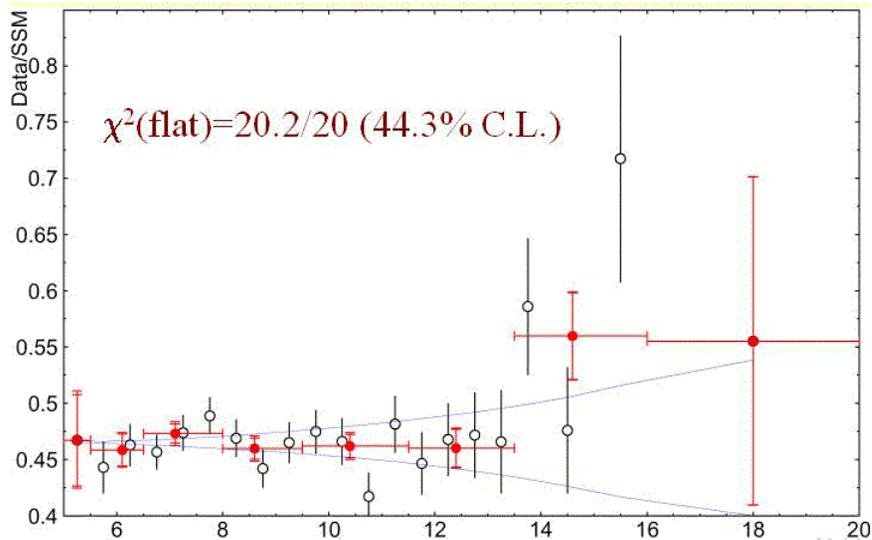
- Distorsioni dello spettro $\geq 20\%$ (dipendenza di \mathcal{P}_{ee} da E)
- Modulazione stagionale $\geq 10\%$ (dipendenza di \mathcal{P}_{ee} da L)

Distorsioni dello spettro

Super-K 2002



Data/SSM



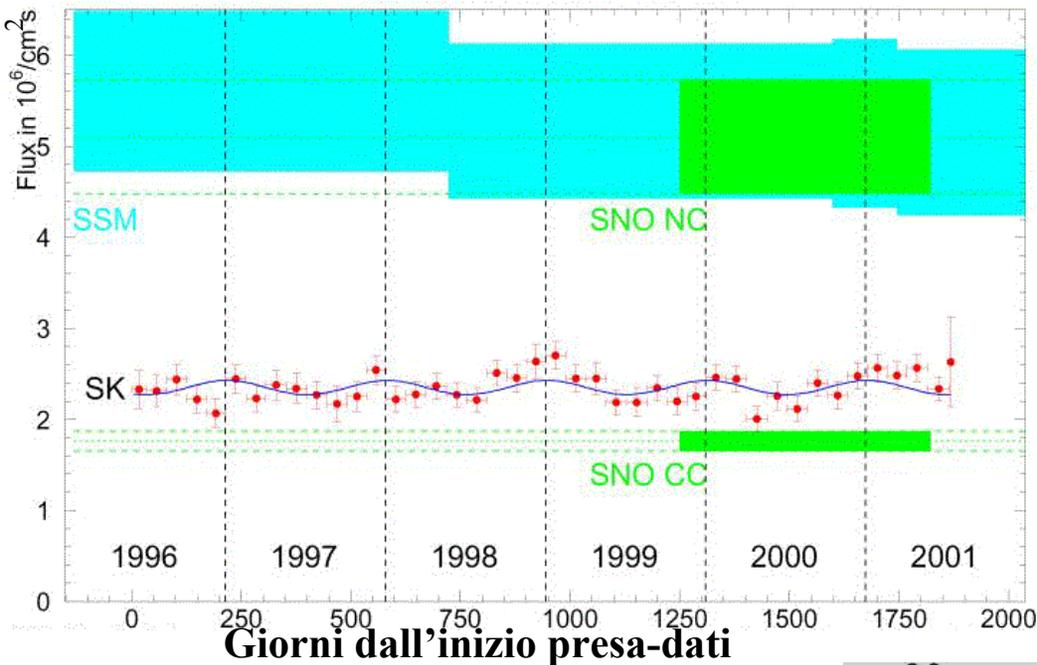
Energia cinetica elettrone (MeV)

**SNO: $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$
distribuzione energia
elettrone**

SNO: dati / predizione SSM

**deficit ν_e indipendente dall'energia entro gli errori di misura
(assenza di distorsioni dello spettro)**

Modulazione stagionale



Variazione annuale della distanza
Sole - Terra: 3.3% \Rightarrow modulazione
stagionale del flusso di neutrini solari

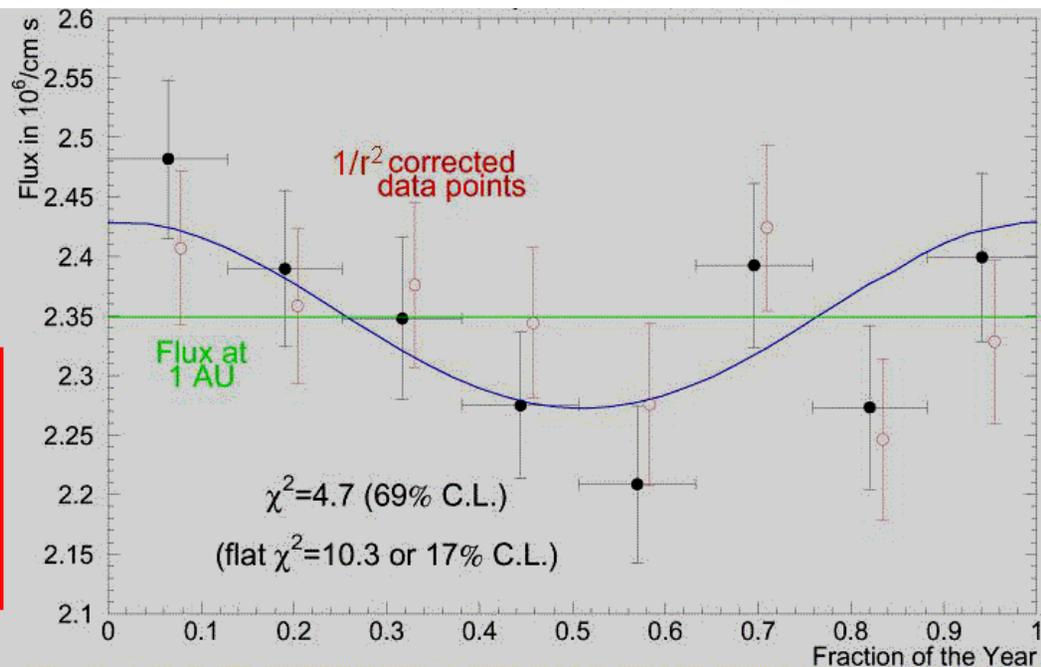


Modulazione stagionale in assenza di
oscillazioni dovuta alla variazione
dell'angolo solido: $\sim 6.6\%$

Effetto osservato compatibile con la
sola variazione di angolo solido



**Le oscillazioni di neutrini
nel vuoto non descrivono
il deficit di ν_e solari osservato**



OSCILLAZIONI DI NEUTRINI NELLA MATERIA

Rifrazione dei neutrini nella materia (L. Wolfenstein, 1978)

Indice di rifrazione :

$$n = 1 + \varepsilon = 1 + \frac{2\pi}{p^2} Nf(0)$$

p : impulso del neutrino

N : densità dei centri di diffusione

$f(0)$: ampiezza di diffusione a $\theta = 0^\circ$

Nel vuoto:

$$E = \sqrt{p^2 + m^2}$$

Onda piana nella materia: $\Psi = e^{i(np \cdot r - Et)}$

➡
$$E' = \sqrt{(np)^2 + m^2} \approx E + \frac{p^2}{E} \varepsilon \quad (|\varepsilon| \ll 1)$$

Conservazione dell'energia:

$$E = E' + V$$

$V \equiv$ energia potenziale del neutrino nella materia



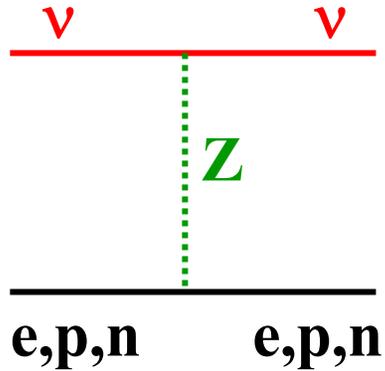
$$V = -\frac{p^2}{E} \varepsilon = -\frac{2\pi}{E} Nf(0)$$

$V < 0$: potenziale attrattivo ($n > 1$)

$V > 0$: potenziale repulsivo ($n < 1$)

Energia potenziale del neutrino nella materia

1. Contributo da scambio Z (identico per i tre tipi di neutrino)



$$V_Z(p) = -V_Z(e) = \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_p (1 - 4 \sin^2 \theta_w)$$

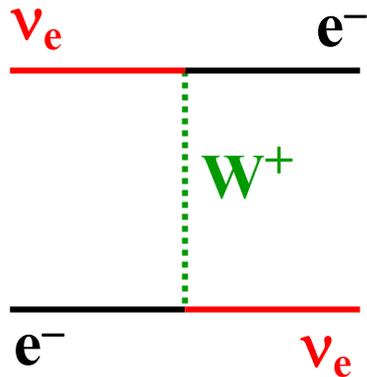
$$V_Z(n) = -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_n$$

G_F : costante di Fermi

N_p (N_n): densità protoni (neutroni)

θ_w : angolo di mixing debole

2. Contributo da scambio W (soltanto per ν_e !)



$$V_W [eV] = \sqrt{2} G_F N_e \approx 7.63 \times 10^{-14} \frac{Z}{A} \rho$$

↑ densità elettroni

↑ densità di materia [g/cm³]

NOTA: $V(\nu) = -V(\bar{\nu})$

Esempio: mixing $\nu_e - \nu_\mu$ in un mezzo di densità costante
 (risultati identici per mixing $\nu_e - \nu_\tau$)

Nella base del “flavour”: $\nu = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$

Equazione che descrive l'evoluzione dello stato:

$$H \nu = i \frac{\partial \nu}{\partial t}$$

matrice 2x2

$$H = (E + V_Z) \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} + \frac{1}{2E} \begin{vmatrix} M_{ee}^2 & M_{e\mu}^2 \\ M_{\mu e}^2 & M_{\mu\mu}^2 \end{vmatrix} + V_W \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}$$

(Ricordare: $\sqrt{p^2 + M^2} \approx p + \frac{M^2}{2p} \approx E + \frac{M^2}{2E}$ per $M \ll p$)

$$M_{ee}^2 = \frac{1}{2}(\mu^2 - \Delta m^2 \cos 2\theta)$$

$$\mu^2 = m_1^2 + m_2^2$$

$$M_{e\mu}^2 = M_{\mu e}^2 = \frac{1}{2} \Delta m^2 \sin 2\theta$$

$$\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$$

$$M_{\mu\mu}^2 = \frac{1}{2}(\mu^2 + \Delta m^2 \cos 2\theta)$$

NOTA: m_1, m_2, θ definiti nel vuoto

$$H = \underbrace{(E + V_Z) \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}}_{\text{termine diagonale: nessun mixing}} + \frac{1}{2E} \underbrace{\begin{vmatrix} M_{ee}^2 + 2EV_W & M_{e\mu}^2 \\ M_{\mu e}^2 & M_{\mu\mu}^2 \end{vmatrix}}_{\text{termine responsabile del mixing } \nu_e - \nu_\mu}$$

$\rho = \text{costante} \longrightarrow H$ indipendente dal tempo

Diagonalizzazione di $H \Rightarrow$ autovalori e autostati

Autovalori
nella materia

$$M^2 = \frac{1}{2}(\mu^2 + \xi) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi)^2 + (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta}$$

$$\xi \equiv 2EV_W \approx 1.526 \times 10^{-7} \frac{Z}{A} \rho E \quad [\text{eV}^2] \quad (\rho \text{ in g/cm}^3, E \text{ in MeV})$$

Angolo di mixing nella materia

$$\tan 2\theta_m = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi}$$

$\xi = \Delta m^2 \cos 2\theta \equiv \xi_{\text{res}} \Rightarrow$ mixing massimo ($\theta_m = 45^\circ$) anche nel caso di angolo di mixing nel vuoto molto piccolo: “risonanza MSW”
(scoperta da Mikheyev e Smirnov nel 1985)

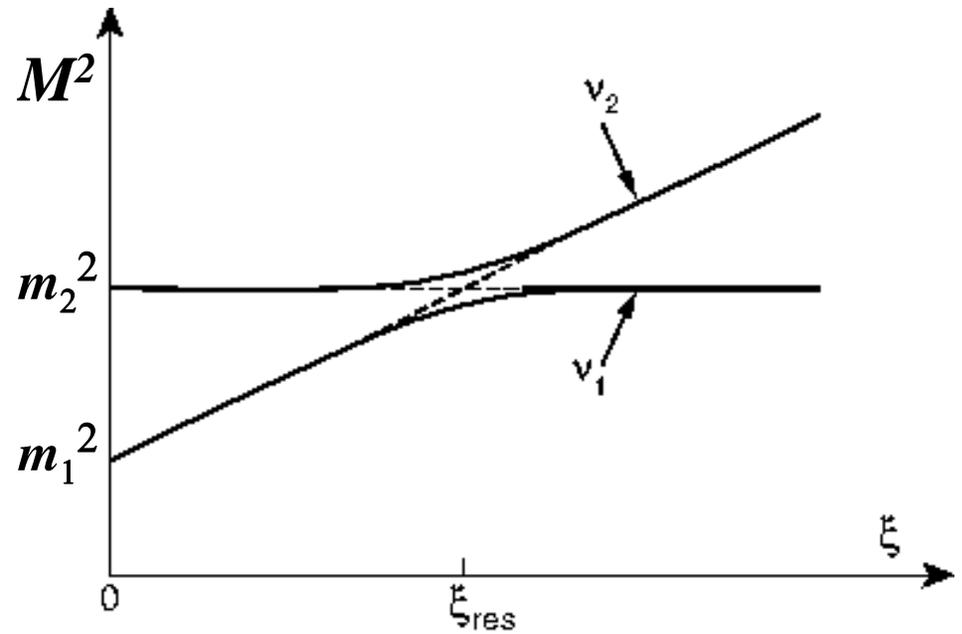
Nota 1: la risonanza MSW può esistere solo se $\theta < 45^\circ$ (altrimenti $\cos 2\theta < 0$)

Nota 2: Per $\bar{\nu}_e$ $\xi < 0 \Rightarrow$ assenza di risonanza MSW se $\theta < 45^\circ$

Autovalori della massa in funzione di ξ

$$\xi \equiv 2EV_W \approx 1.526 \times 10^{-7} \frac{Z}{A} \rho E$$

$$\xi_{res} = \Delta m^2 \cos 2\theta$$



Lunghezza di oscillazione nella materia:

$$\lambda_m = \lambda \frac{\Delta m^2}{\sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi)^2 + (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta}}$$

(λ \equiv lunghezza di oscillazione nel vuoto)

Per $\xi = \xi_{res}$:
$$\lambda_m = \frac{\lambda}{\sin 2\theta}$$

Effetto di materia sulle oscillazioni dei neutrini solari

Neutrini solari: prodotti in un mezzo di alta densità (il nucleo del Sole).

Densità variabile lungo il percorso nel Sole: $\rho = \rho(t)$

Formalismo delle oscillazioni nella materia

Evoluzione temporale: $H\nu = i \partial\nu / \partial t$

H (matrice 2 x 2) dipende dal tempo attraverso $\rho(t)$

→ non esistono autostati di H

Risoluzione numerica dell'equazione di evoluzione:

$$\nu(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{puro } \nu_e \text{ alla produzione})$$

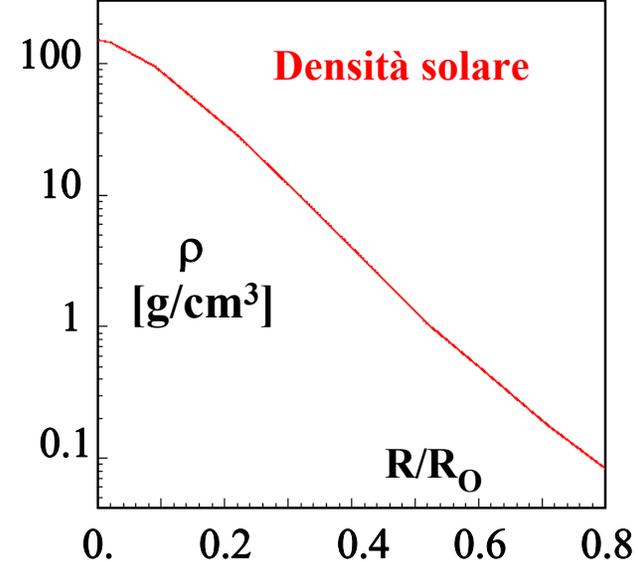
$$\nu(\delta) = \nu(0) + \left(\frac{\partial\nu}{\partial t} \right)_{t=0} \delta = \nu(0) - iH(0)\nu(0)\delta$$

.....

$$\nu(t + \delta) = \nu(t) + \left(\frac{\partial\nu}{\partial t} \right)_t \delta = \nu(t) - iH(t)\nu(t)\delta$$

.....

(fino all'uscita del neutrino dal Sole)



(δ = intervallo temporale molto piccolo)

Soluzione generica:

$$\mathbf{v}(t) = a_1(t)\mathbf{v}_1 + a_2(t)\mathbf{v}_2 \quad (|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1)$$

$\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$: autostati “locali” dell’Hamiltoniana indipendente dal tempo (ρ fissato)

Alla produzione ($t = 0$, nel nucleo del Sole):

$$\mathbf{v}_e = \cos \theta_m^0 \mathbf{v}_1(0) + \sin \theta_m^0 \mathbf{v}_2(0)$$

dove: $\theta_m^0 = \theta_m(0)$; $\mathbf{v}_1(0), \mathbf{v}_2(0)$ autostati di H per $\rho = \rho(0)$

Ipotesi: θ (angolo di mixing nel vuoto) $< 45^\circ$: $\cos \theta > \sin \theta$ nel vuoto

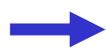
Se $\xi > \xi_{res}$ alla produzione, $\theta_m(0) > 45^\circ$



$$a_1(0) = \cos \theta_m^0 < a_2(0) = \sin \theta_m^0$$

(componente \mathbf{v}_2 del $\mathbf{v}_e >$ componente \mathbf{v}_1)

$$\xi > \xi_{res}$$



$$E[MeV] > \frac{\xi_{res}}{2V_W} \approx \frac{6.6 \times 10^6 \Delta m^2 \cos 2\theta}{(Z/A)\rho}$$

$$\left(\begin{array}{l} \Delta m^2 \text{ [eV}^2\text{]} \\ \rho \text{ [g/cm}^3\text{]} \end{array} \right)$$

Soluzioni “adiabatiche”

(variazione di ρ trascurabile su una lunghezza di oscillazione)

$$a_1(t) \approx a_1(0) ; a_2(t) \approx a_2(0)$$

a ogni istante t

All'uscita dal Sole ($t = t_E$):

$$\mathbf{v}(t_E) = a_1(0)\mathbf{v}_1(t_E) + a_2(0)\mathbf{v}_2(t_E)$$

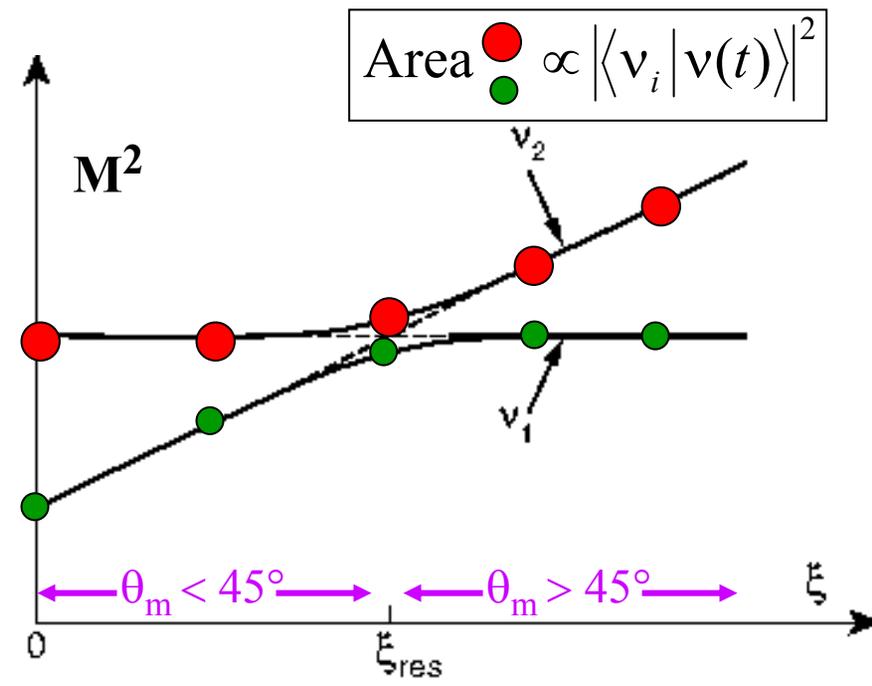
$\mathbf{v}_1(t_E), \mathbf{v}_2(t_E)$: autostati di massa nel vuoto

Se $a_1(0) < a_2(0)$: $\left| \langle \mathbf{v}_\mu | \mathbf{v}(t_E) \rangle \right| > \left| \langle \mathbf{v}_e | \mathbf{v}(t_E) \rangle \right|$

perchè nel vuoto ($\theta < 45^\circ$)

$$\left| \langle \mathbf{v}_\mu | \mathbf{v}_2 \rangle \right| > \left| \langle \mathbf{v}_e | \mathbf{v}_2 \rangle \right|$$

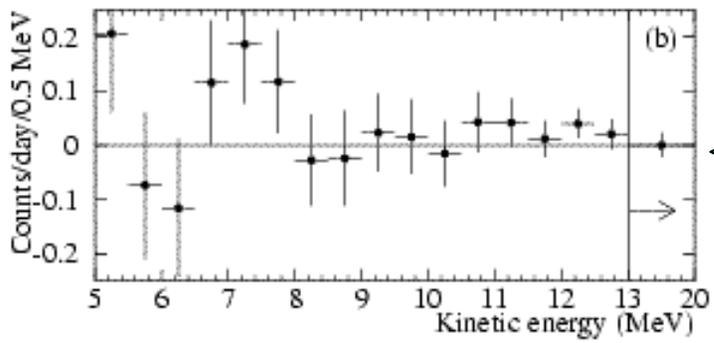
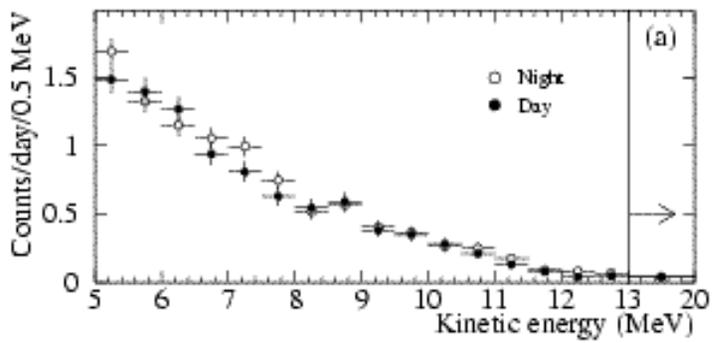
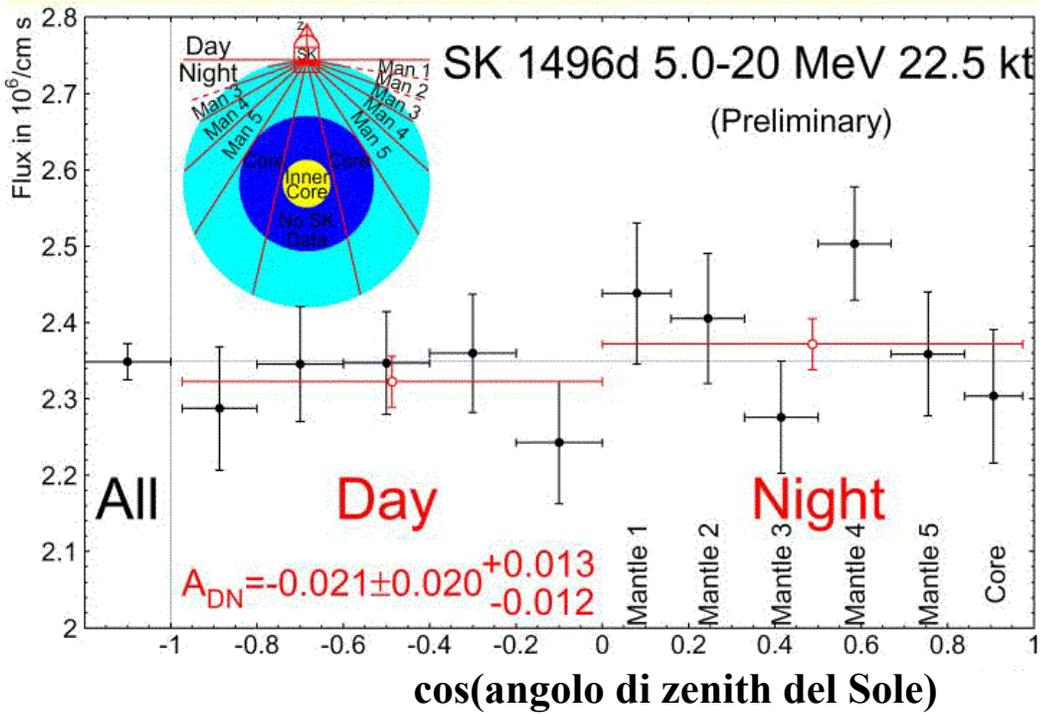
**→ DEFICIT DI \mathbf{v}_e
ALL'USCITA
DAL SOLE**



Modulazione Notte-Giorno (da oscillazioni per effetto di materia nell'attraversare la Terra di notte → aumento del flusso ν_e di notte per alcune regioni dei parametri di oscillazione)

Studio della dipendenza dal percorso nella Terra (lunghezza e densità) mediante suddivisione dello spettro notturno in intervalli di angolo di zenith (rispetto alla verticale)

$$A_{DN} = \frac{D - N}{0.5(D + N)}$$



SNO: Spettro diurno e notturno (CC + ES + NC events)

Differenze Notte – Giorno

“Best fit” ai dati di SNO

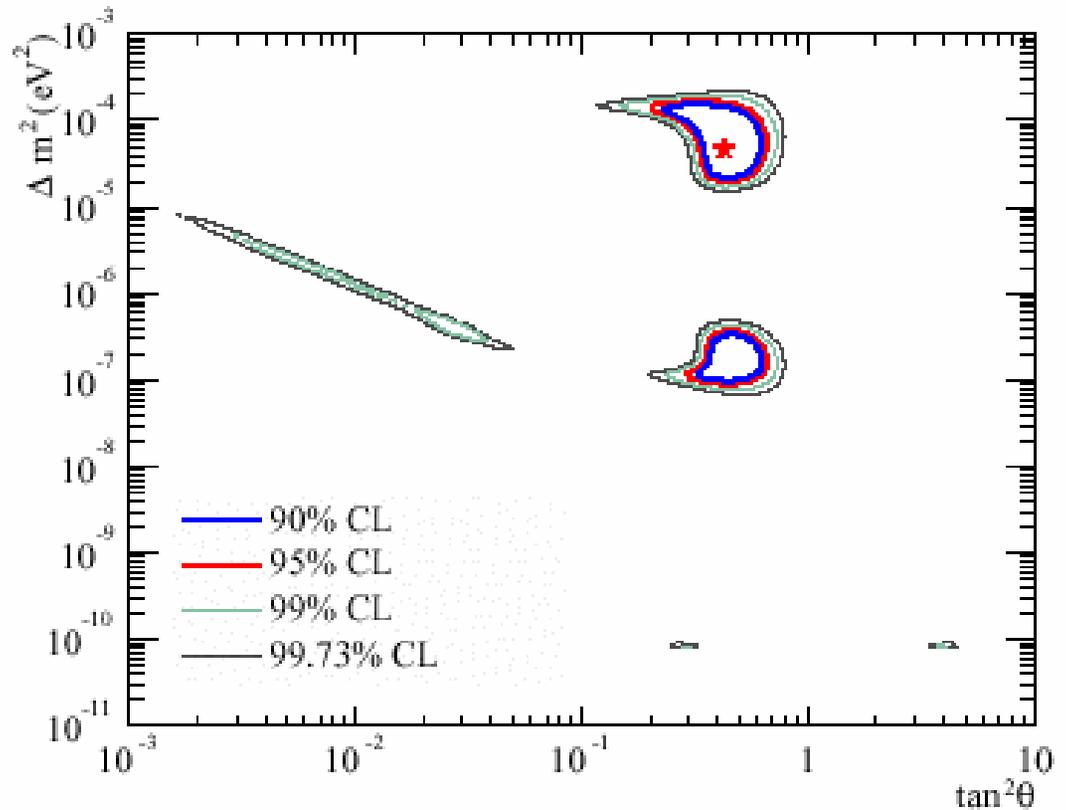
★ Best fit:

$$\Delta m^2 = 5.0 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.45$$

$$\chi^2 / N_{dof} = 68.9 / 69$$

| Livelli di confidenza per “fits” con 2 parametri liberi | |
|--|---|
| CL | $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\min}$ |
| 68.27% | 2.30 |
| 90% | 4.61 |
| 95% | 5.99 |
| 99% | 9.21 |
| 99.73% | 11.83 |



NOTA: $\tan^2 \theta$ preferita a $\sin^2 2\theta$ perchè $\sin^2 2\theta$ è simmetrico rispetto a $\theta = 45^\circ$
e le soluzioni MSW esistono solo se $\theta < 45^\circ$

“Best fit” globale

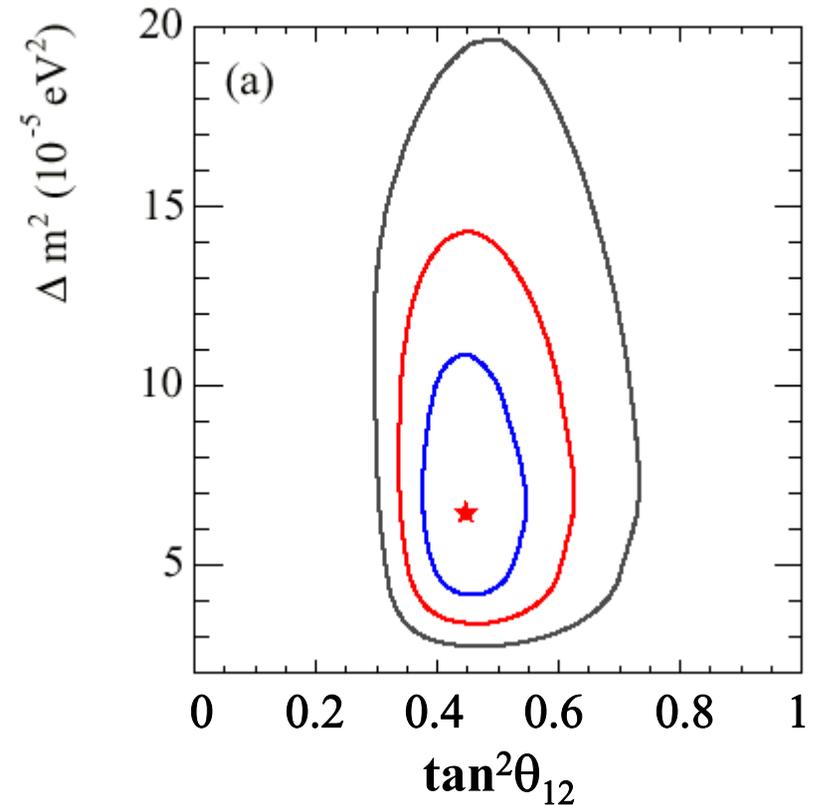
ai risultati di tutti gli esperimenti sui neutrini solari

★ Best fit:

$$\Delta m^2 = (6.5^{+4.4}_{-2.3}) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.45^{+0.09}_{-0.08}$$

$$\chi^2 / N_{dof} = 113.1 / 116$$



KAMLAND

Verifica della scomparsa dei ν_e solari con antineutrini da reattori nucleari

Invarianza CPT: $\mathcal{P}_{osc}(\nu_\alpha - \nu_\beta) = \mathcal{P}_{osc}(\bar{\nu}_\beta - \bar{\nu}_\alpha)$

➔ probabilità di scomparsa uguali per ν_e e $\bar{\nu}_e$

Reattori nucleari: sorgenti intense, isotrope di $\bar{\nu}_e$ da decadimento β dei frammenti di fissione.

Spettro in energia ($E \leq 10$ MeV, $\langle E \rangle \approx 3$ MeV) determinato sperimentalmente.

Frequenza di produzione $\bar{\nu}_e$: $1.9 \times 10^{20} P_{th} s^{-1}$ } P_{th} : potenza termica del reattore in GW

Incertezza sul flusso $\bar{\nu}_e$: $\pm 2.7\%$

Rivelazione:

$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (sui protoni liberi di scintillatore liquido contenente idrogeno)

$e^+ e^- \rightarrow 2\gamma$
segnale iniziale
 $E = E_\nu - 0.77$ MeV

“termalizzazione” da collisioni multiple ($\langle t \rangle \approx 180 \mu s$), seguita da cattura
 $n + p \rightarrow d + \gamma$ ($E_\gamma = 2.2$ MeV)
segnale ritardato

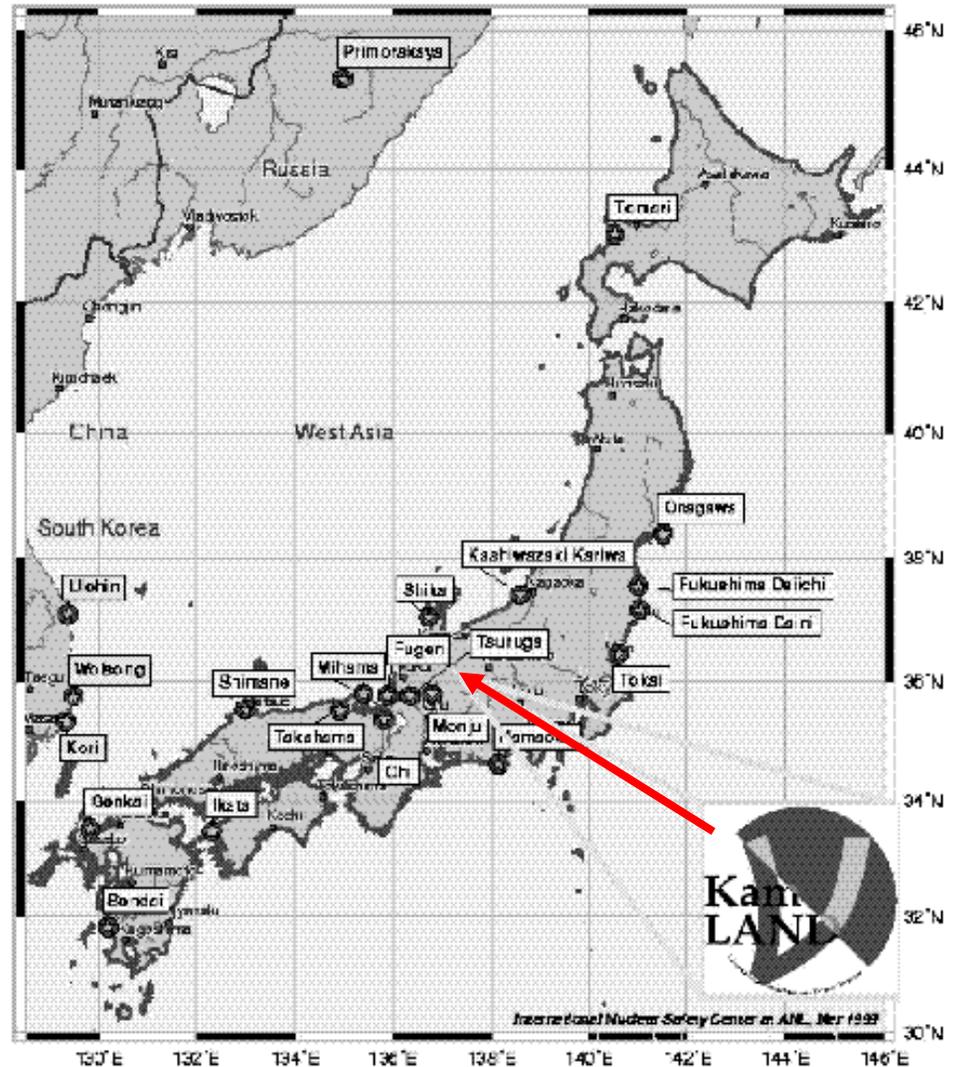
KAMLAND (KAMioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector)

Sorgente $\bar{\nu}_e$: reattori nucleari in Giappone

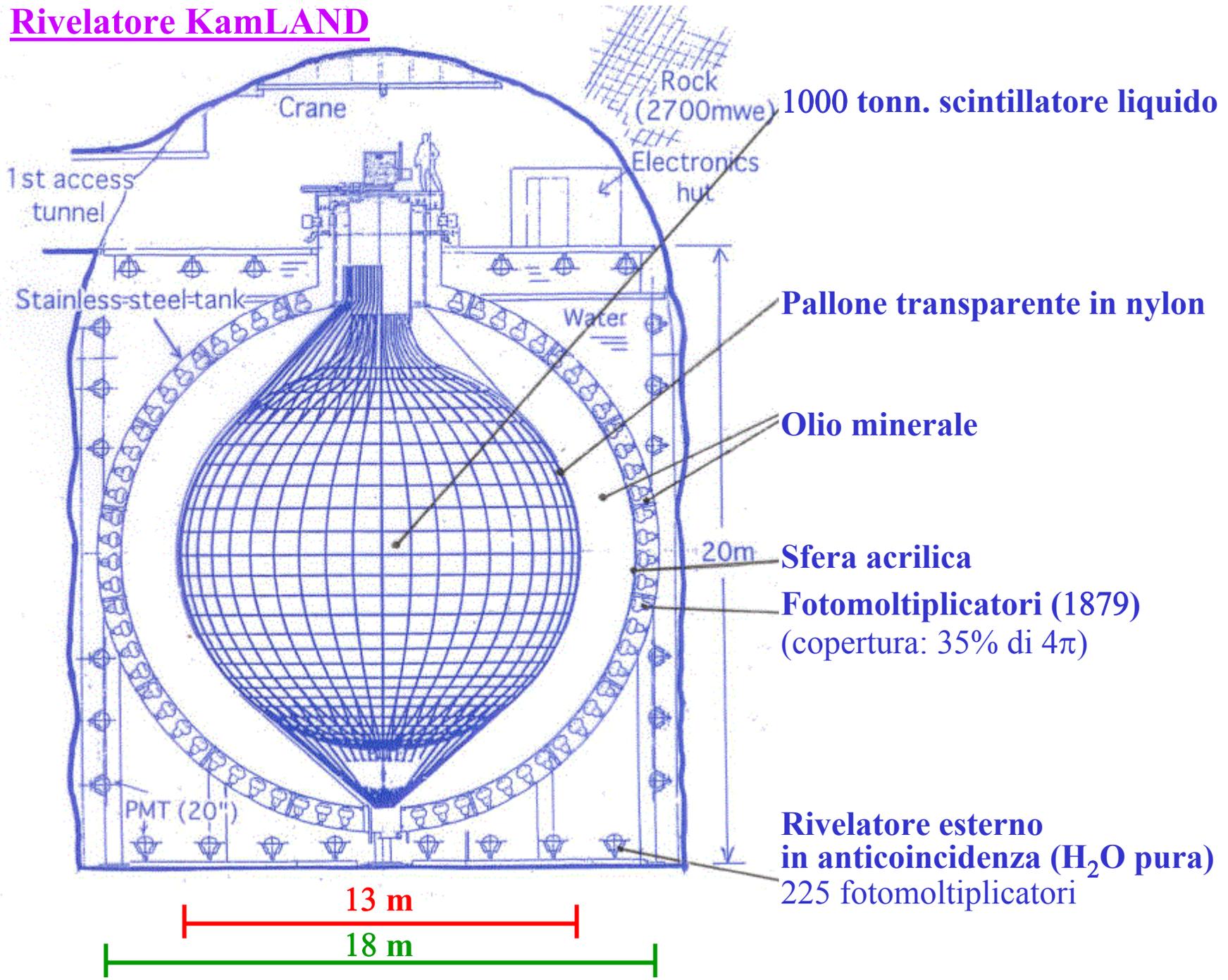
Potenza termica totale 70 GW
>79% del flusso $\bar{\nu}_e$ prodotto da
26 reattori, $138 < L < 214$ km
Media pesata delle distanze:
 $\langle L \rangle$: 180 km (peso = flusso $\bar{\nu}_e$)

Flusso $\bar{\nu}_e$ predetto $\approx 1.3 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
(tutti i reattori a potenza massima,
assenza di oscillazioni)

Lunghezza d'oscillazione media
per $\Delta m^2 = 6.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$:
 $\langle \lambda_{\text{osc}} \rangle \approx 120 \text{ km}$



Rivelatore KamLAND

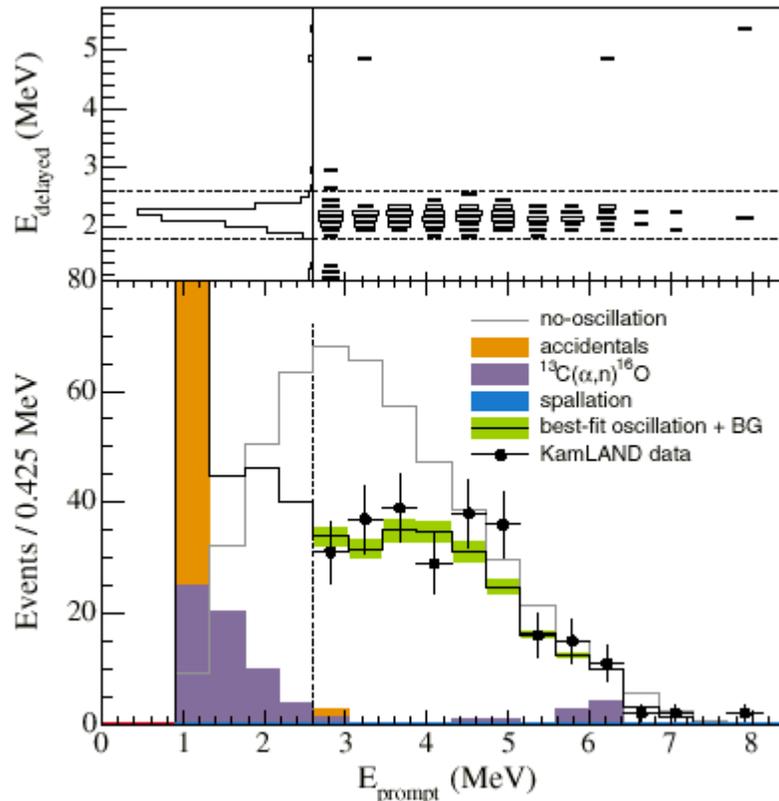


KamLAND: analisi dati Marzo 2002 – Gennaio 2004

Selezione eventi:

Segnale iniziale: $2.6 < E < 8.5$ MeV, distanza dal centro < 5.5 m

Segnale ritardato: $0.5 < \Delta t < 660$ μ s, $\Delta R < 1.6$ m rispetto al segnale iniziale

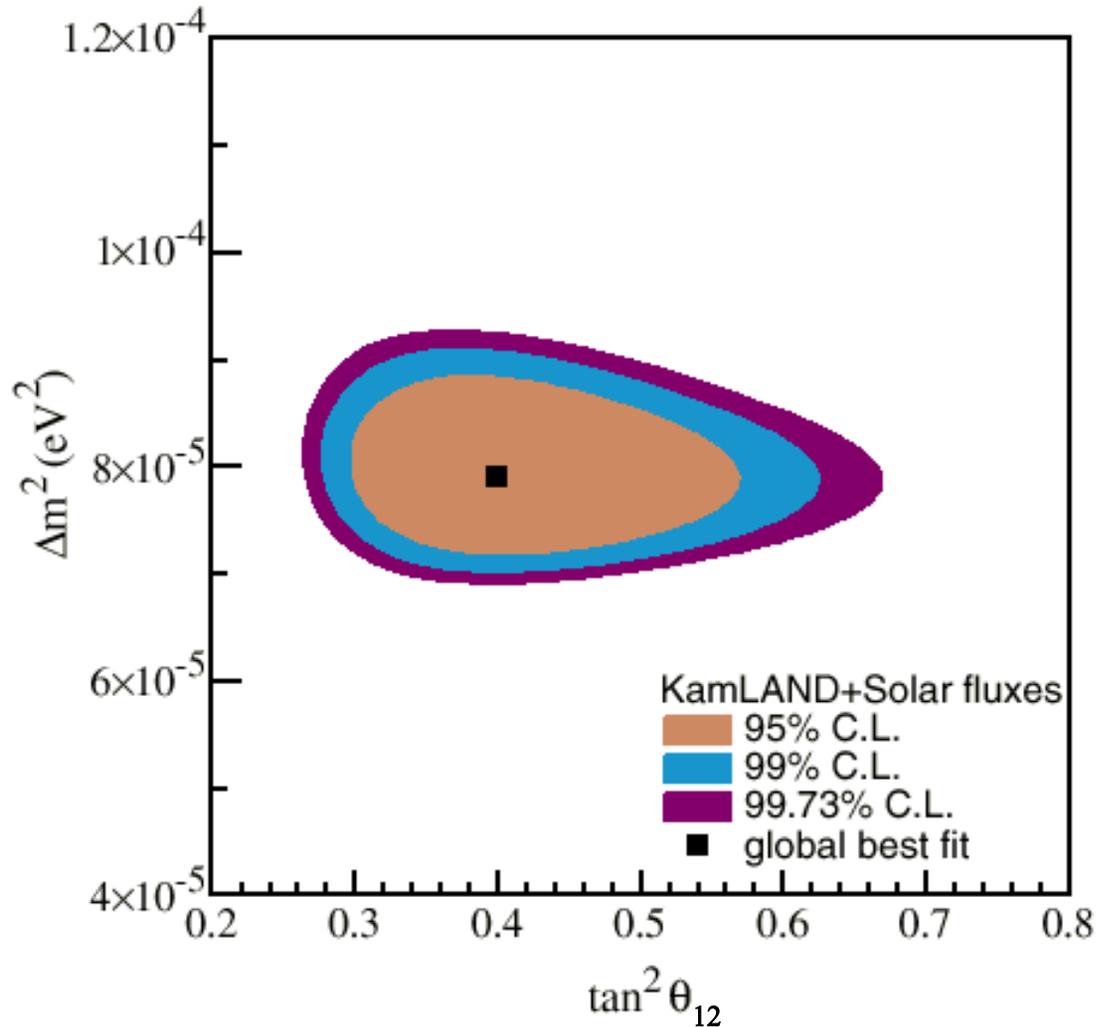


258 eventi compatibili con $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (segnale iniziale)
+ segnale ritardato $n + p \rightarrow d + \gamma$ ($E_\gamma = 2.2$ MeV)

Fondo 17.8 ± 7.3 eventi

Numero eventi aspettati in assenza di oscillazioni: 365.2 ± 23.7

“Best fit” a tutti i dati sui neutrini solari + KAMLAND



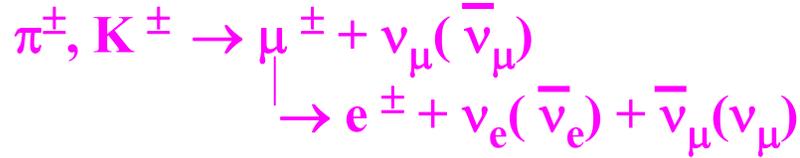
$$\Delta m^2 = (7.9^{+0.6}_{-0.5}) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.40^{+0.10}_{-0.07}$$

$$\theta_{12} = (32.3^{+3.0}_{-2.4})^\circ$$

Neutrini atmosferici

Sorgenti principali di neutrini atmosferici:



Ad energie $E < 2$ GeV la maggior parte dei pioni e muoni decade prima di raggiungere la Terra:

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \approx 2$$

Ad energie più alte, la maggior parte dei muoni raggiunge la Terra prima di decadere:

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} > 2$$

(funzione crescente di E)

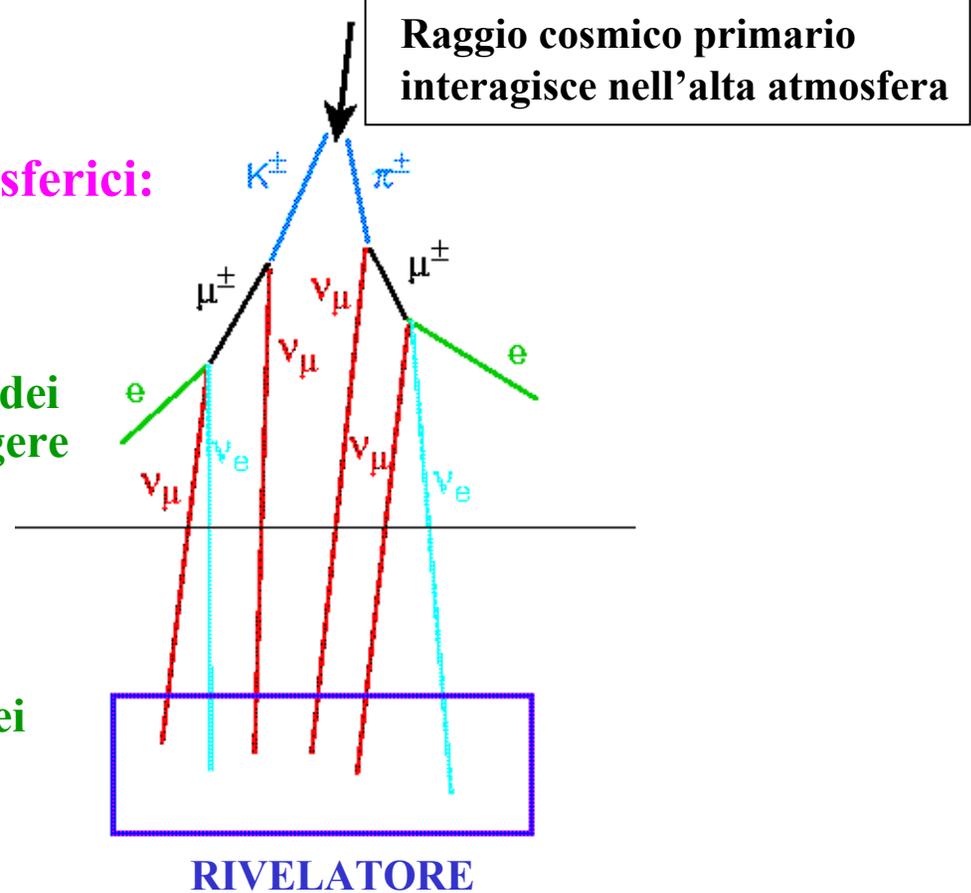
Intervallo di energie dei neutrini atmosferici: 0.1 — 100 GeV

Frequenza di eventi molto bassa: ~100 /anno per un rivelatore di 1000 tonn.

Incertezza sui flussi dei neutrini atmosferici: tipicamente $\pm 30\%$

(da incertezze sullo spettro primario, sulla produzione di adroni, ecc.)

Incertezza sul rapporto $\nu_\mu / \nu_e : \pm 5\%$



Rivelazione dei neutrini atmosferici

$\nu_\mu + \text{Nucleone} \rightarrow \mu + \text{adroni}$: presenza di una traccia lunga al minimo della ionizzazione (il muone)

$\nu_e + n \rightarrow e^- + p, \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$: presenza di uno sciame elettromagnetico
(interazioni ν_e con produzione multipla di adroni in pratica indistinguibili dalle interazioni di Corrente Neutra)

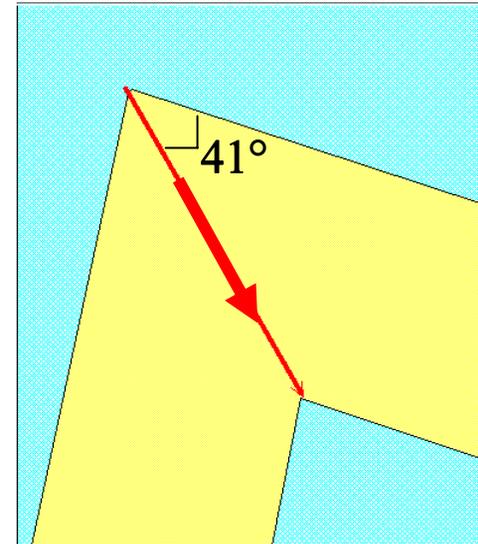
Identificazione in contatori Čerenkov ad acqua

traccia muonica:

dE/dx compatibile col minimo della ionizzazione;
anello di luce Čerenkov con bordi ben definiti

sciame elettromagnetico:

dE/dx elevato (molti elettroni secondari);
bordi dell'anello di luce Čerenkov mal definiti
(dall'apertura angolare dello sciame)



Misura della discriminazione elettrone / muone in un contatore Čerenkov ad acqua di 1000 tonn. (copia ridotta di Super-K) esposto a fasci di elettroni e muoni presso acceleratori. Probabilità di identificazione erronea misurata $\sim 2\%$

ν_μ / ν_e : primi indizi di un fenomeno nuovo

Contatori Čerenkov ad acqua: Kamiokande (1988), IMB (1991), Super-K (1998)

Calorimetri convenzionali (lastre di ferro + tubi proporzionali): Soudan2 (1997)

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{\text{misurato}}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{\text{predetto}}} = 0.65 \pm 0.08$$

Neutrini atmosferici in Super-K

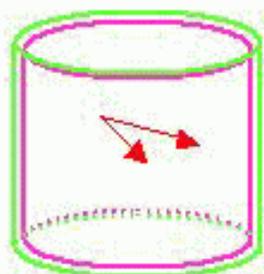
Distanza tra il punto di interazione e la parete del rivelatore interno ≥ 1 metro

1489 days of contained event data (April 96 – July 01)

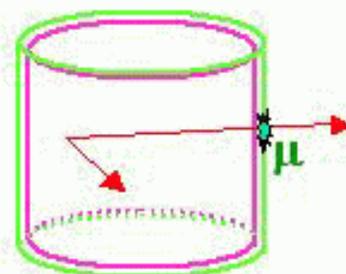
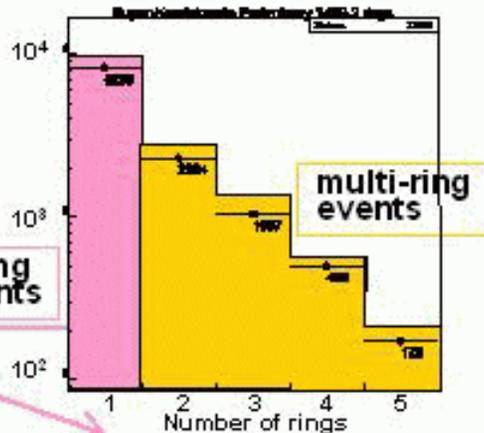
Contained event
(sub-GeV, multi-GeV sample)

Fully Contained (FC)

Partially Contained (PC)

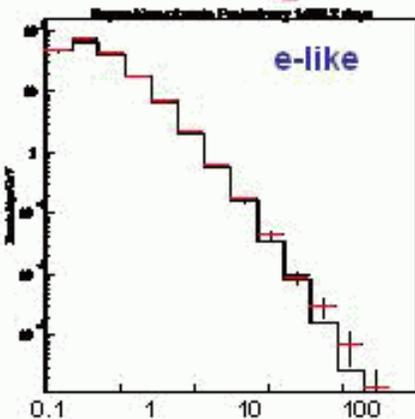


e/μ

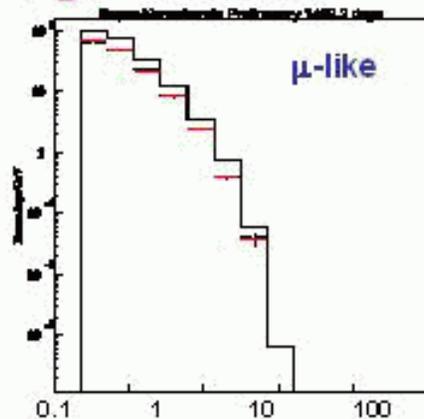


μ

All are assumed to be μ -like



e-like

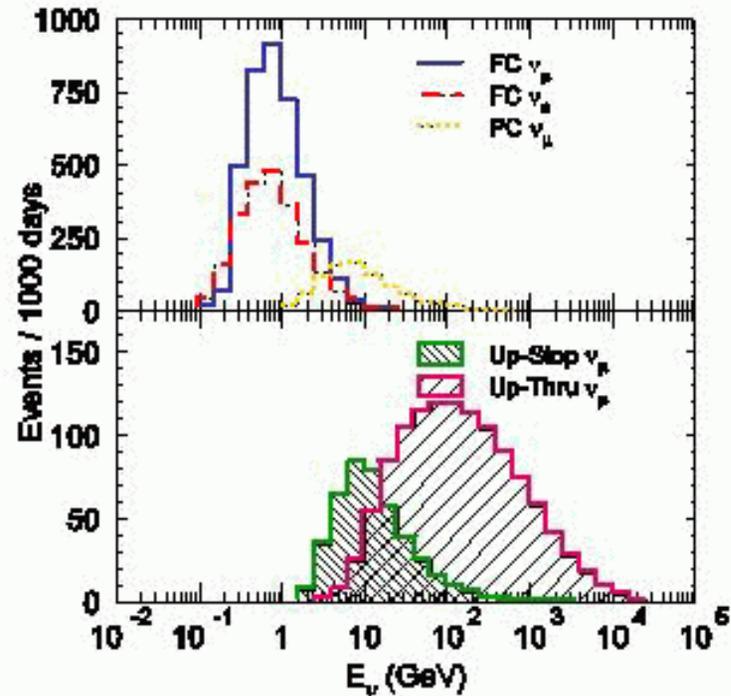
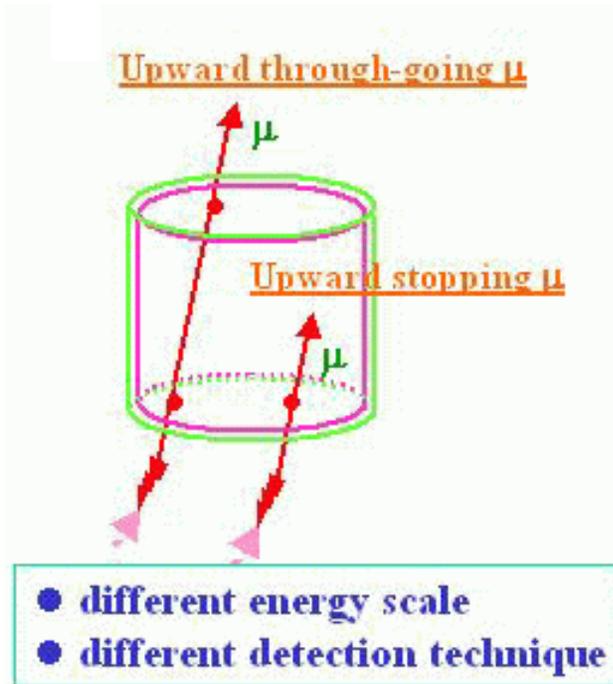


μ -like

Energia del leptone (e/μ) [GeV]

Un altro campione di eventi:

Muoni diretti verso l'alto prodotti da interazioni di ν_μ nella roccia



| | |
|-------------------------------------|---|
| Up through-going μ , 1678 days, | Obs. $1.7 \pm 0.04 \pm 0.02$ ($\times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$) |
| | Exp. 1.97 ± 0.44 |
| Up stopping μ , 1657 days, | Obs. $0.41 \pm 0.02 \pm 0.02$ ($\times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$) |
| | Exp. 0.73 ± 0.16 |

Nota: i muoni diretti verso il basso sono principalmente muoni prodotti nel decadimento $\pi \rightarrow \mu$ che attraversano la montagna fino al rivelatore

Misura della distribuzione dell'angolo di zenith

Definizione dell'angolo di zenith θ :
 Asse polare parallelo alla verticale locale, diretto verso il basso

Verso il basso: $\theta = 0^\circ$

Atmosfera terrestre

rivelatore

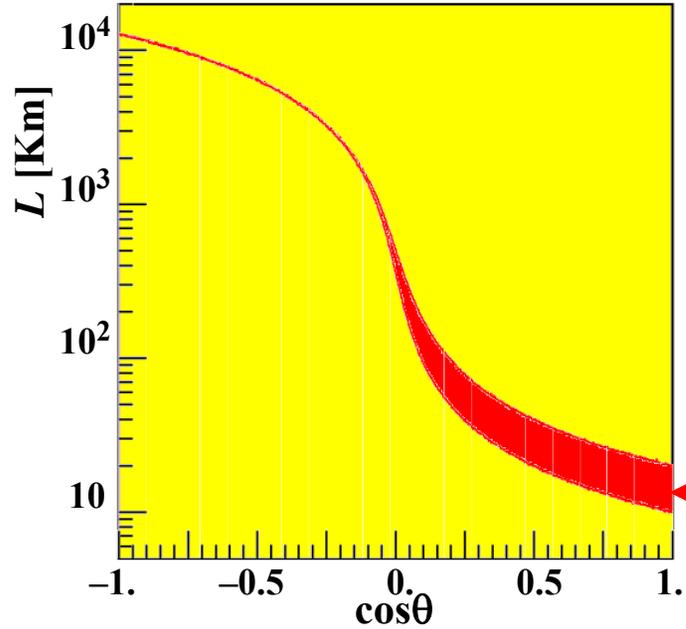
Verso l'alto: $\theta = 180^\circ$

Orizzontale: $\theta = 90^\circ$

Terra

Asse verticale locale

L (distanza tra il punto di produzione del neutrino e il rivelatore) dipende dall'angolo di zenith



$\theta = 0^\circ - 180^\circ$

$L = \sim 10 - \sim 12800$ km

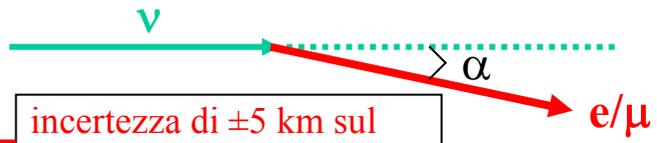


Ricerca di oscillazioni su distanza L variabile

Forte correlazione angolare tra neutrino incidente ed elettrone/muone prodotto per $E > 1$ GeV:

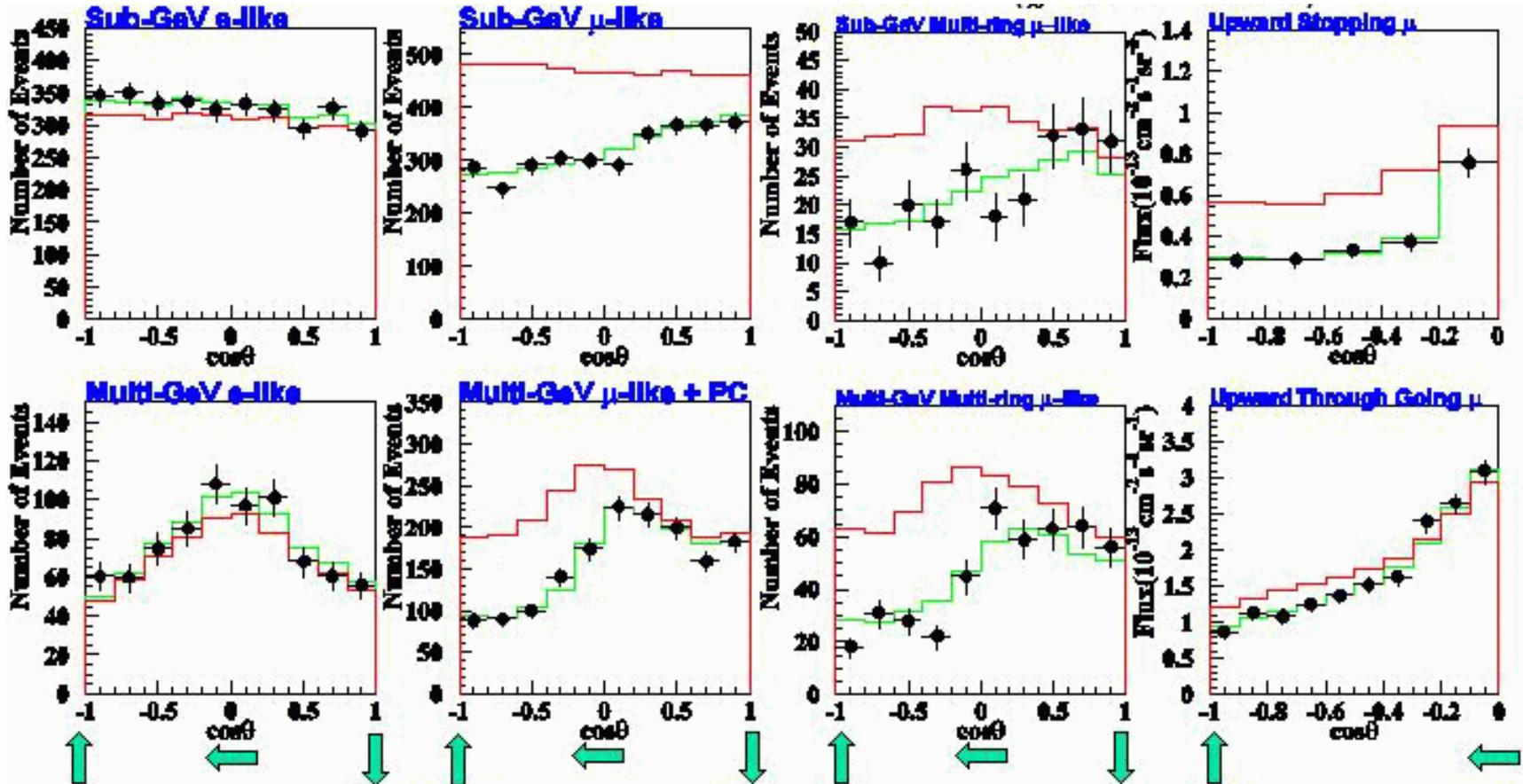
$\alpha \approx 25^\circ$ per $E = 1$ GeV;

$\alpha \rightarrow 0$ per E crescente



incertezza di ± 5 km sul punto di produzione del ν

Distribuzioni dell'angolo di zenith in Super-K



— Assenza di oscillazioni ($\chi^2 = 456.5 / 172$ gradi di libert )

— Oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$ (best fit): $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1.0$
 $\chi^2 = 163.2 / 170$ gradi di libert 

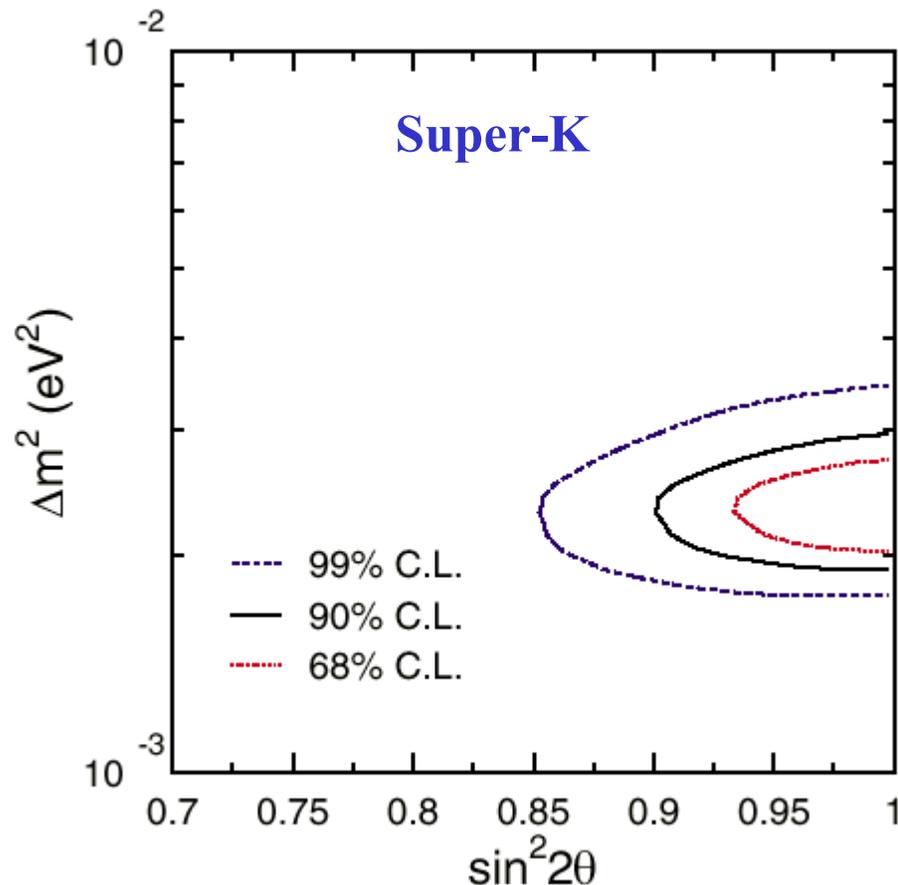
Distribuzioni dell'angolo di zenith in Super-K:

evidenza per scomparsa di ν_μ su distanze di $\sim 1000 - 10000$ km

L'oscillazione responsabile non è $\nu_\mu - \nu_e$:

- Esclusa dall'esperimento CHOOZ con reattori nucleari (discusso in seguito)
- La distribuzione dell'angolo di zenith per eventi "e-like" dovrebbe mostrare un'asimmetria di segno opposto (eccesso di eventi "e-like" verso l'alto) perchè $\nu_\mu / \nu_e \geq 2$ alla produzione

➔ **L'ipotesi più plausibile: oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$**



$\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$ richiede $E(\nu_\tau) > 3.5$ GeV;
frazione di decadimenti $\tau \rightarrow \mu \approx 18\%$

➔ **Regione dei parametri di oscillazione (livello confidenza 90%):**
 $1.9 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 3.0 \times 10^{-3}$ eV²
 $\sin^2 2\theta > 0.90$

CHOOZ

Esperimento di scomparsa di $\bar{\nu}_e$ su una distanza di ~ 1 km
Effetto osservabile per $\Delta m^2 > 7 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$

Due reattori presso la centrale elettrica di CHOOZ (EDF)
Potenza termica totale 8.5 GW
 $L = 998, 1114 \text{ m}$

Rivelatore:

5 tonn. di scintillatore liquido arricchito in Gadolinio

$n + \text{Gd} \rightarrow \text{raggi } \gamma$
Energia totale 8.1 MeV

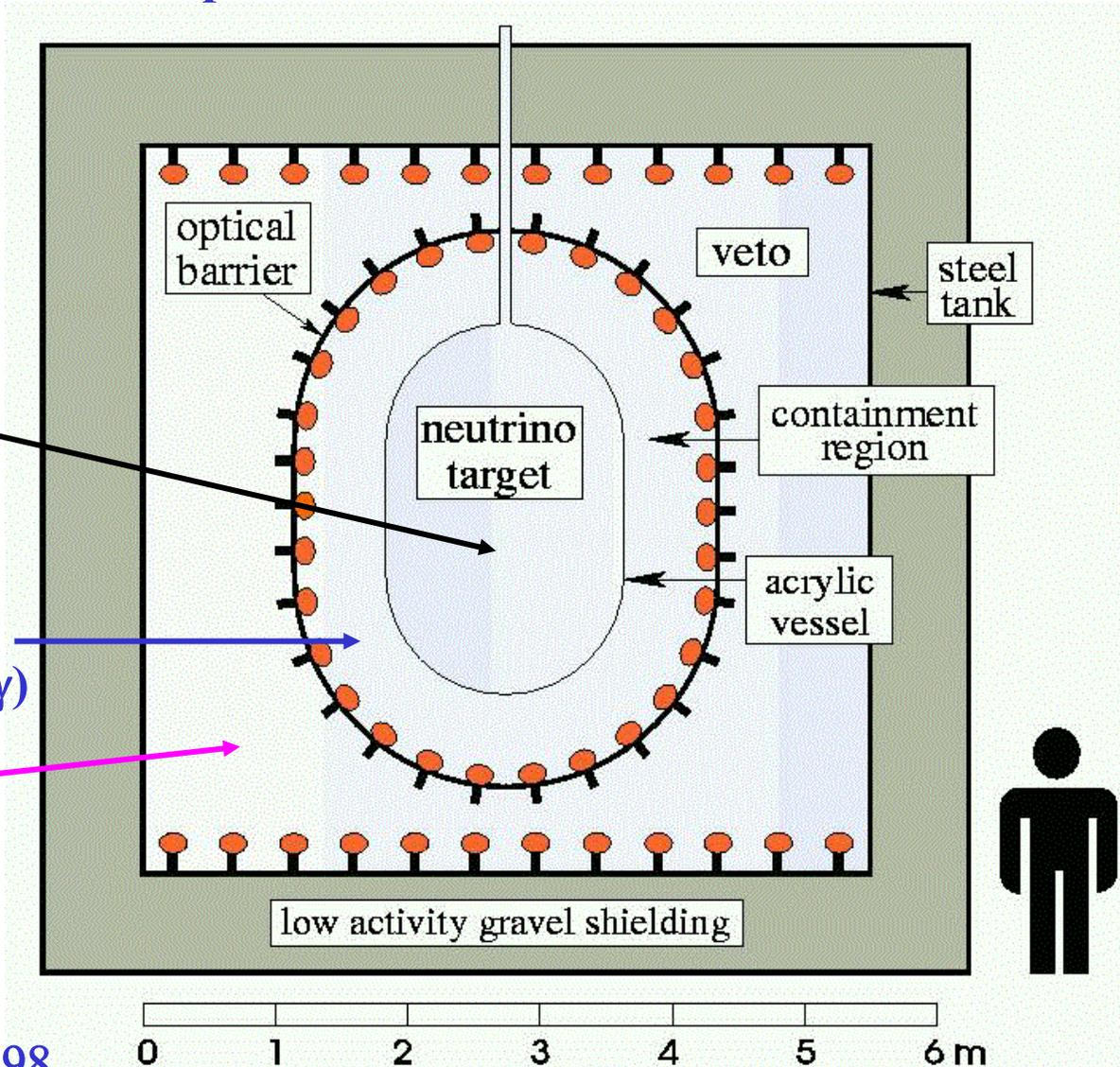
17 tonn. scintillatore liquido senza Gd (contenimento raggi γ)

90 tonn. scintillatore liquido (anticoincidenza raggi cosmici)

Sito sotterraneo:
profondità 300 m H_2O eq.

Presa-dati: 1997–98

Esperimento completato nel 1998



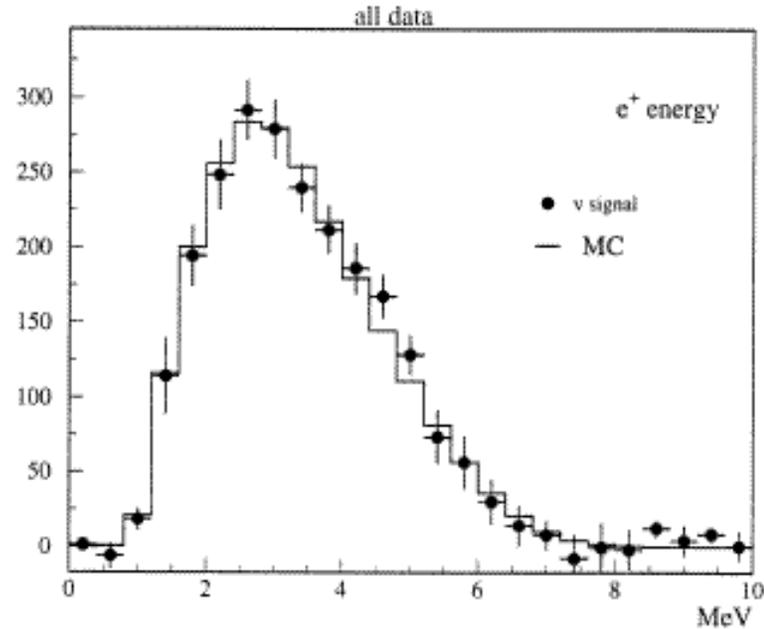
Frequenza eventi (potenza massima): 25 / giorno

Fondo (reattori spenti): 1.2 / giorno

Spettro d'energia di positroni

(segnale iniziale da $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$)

Confronto con lo spettro predetto in assenza di oscillazioni



Spettro misurato

Spettro predetto (senza oscillazione)

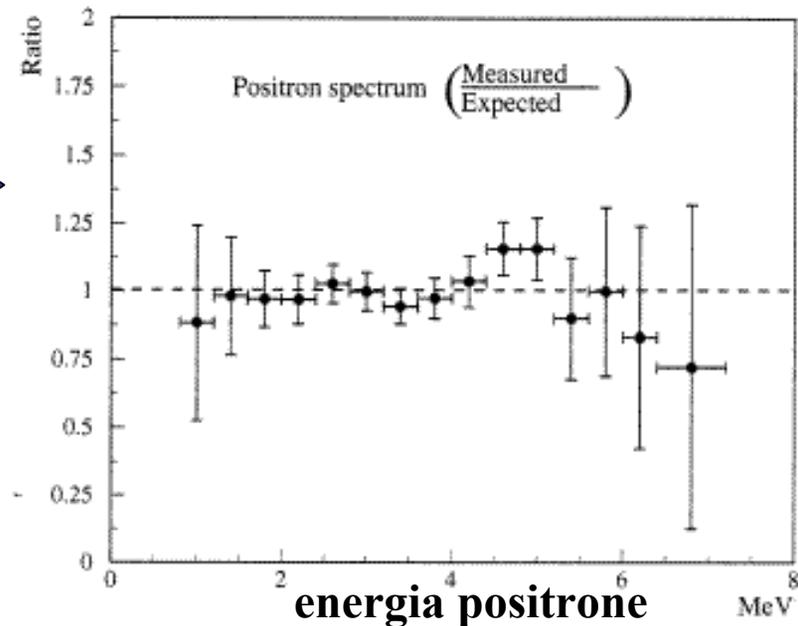


Rapporto integrato sullo spettro d'energia

= $1.010 \pm 0.028 \pm 0.027$



nessuna evidenza di scomparsa $\bar{\nu}_e$



Esperimento CHOOZ

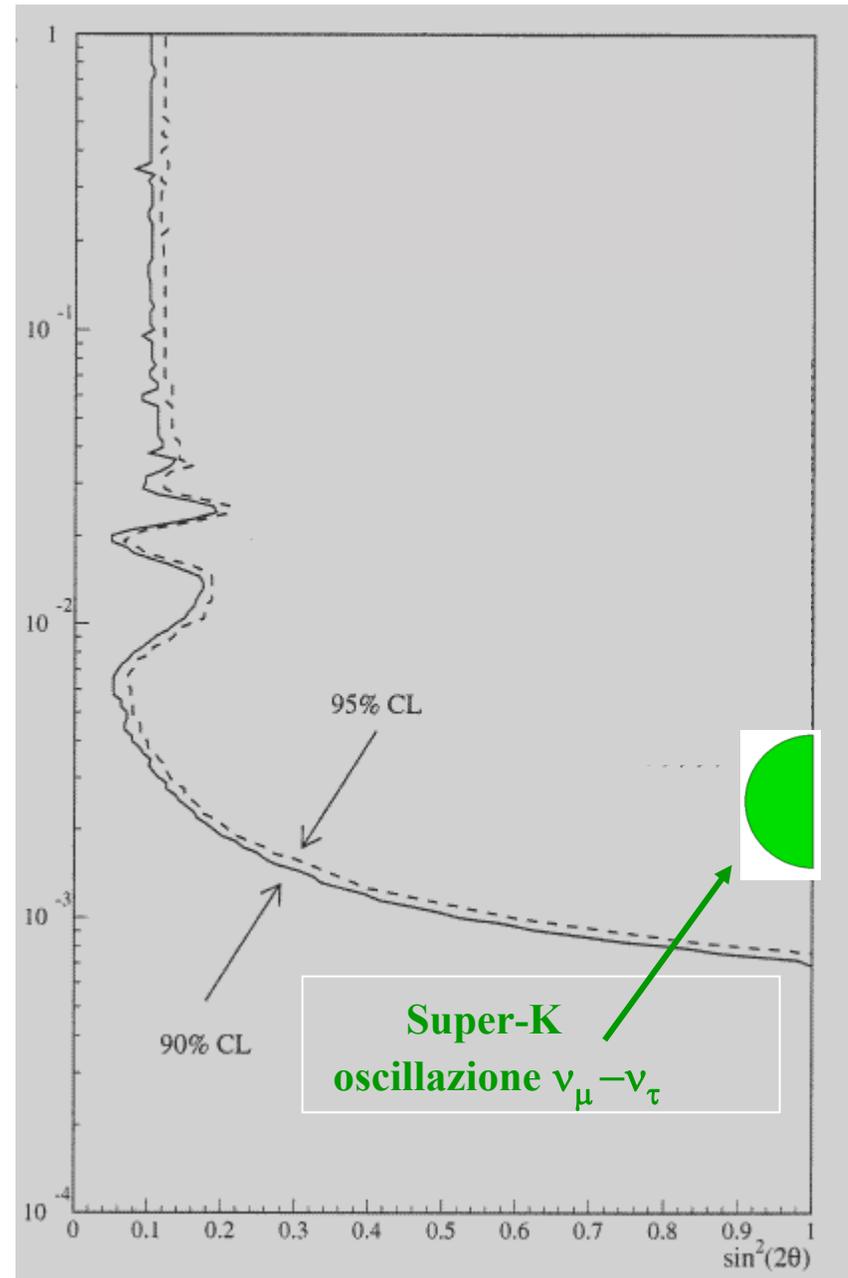
**Oscillazioni $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\mu$ ($\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\tau$):
regione esclusa**

$$\Delta m^2$$

[eV²]

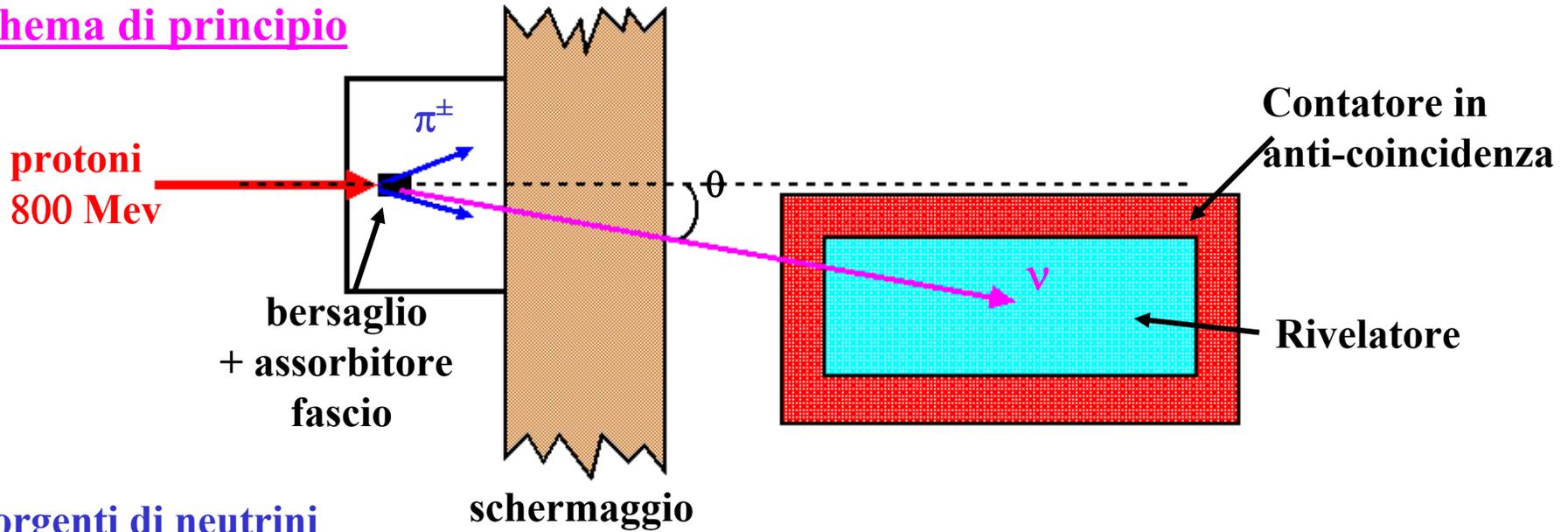
Riassunto

- **Oscillazione di ν_e solari:**
 $\Delta m^2 \approx 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\theta \approx 32^\circ$
- **Oscillazione di ν_μ atmosferici,**
 $\Delta m^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\theta \approx 45^\circ$
- **Oscillazione di ν_e con $\Delta m^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
non osservata: $\theta < 10^\circ$**

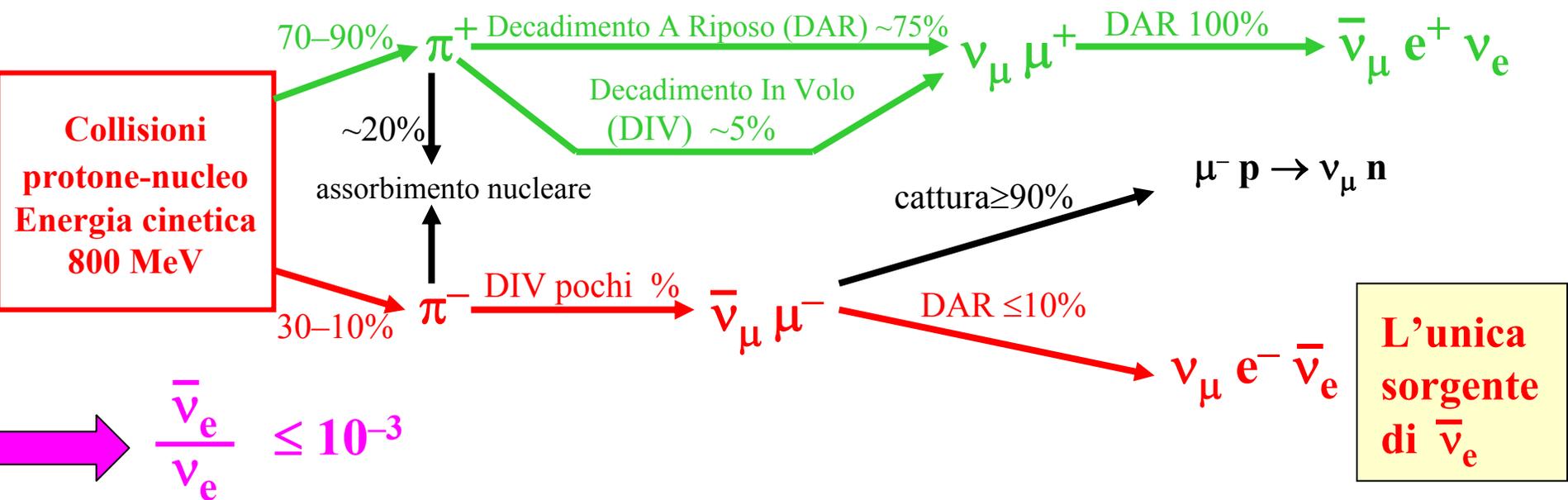


Esperimenti LSND e KARMEN : ricerca di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$

Schema di principio



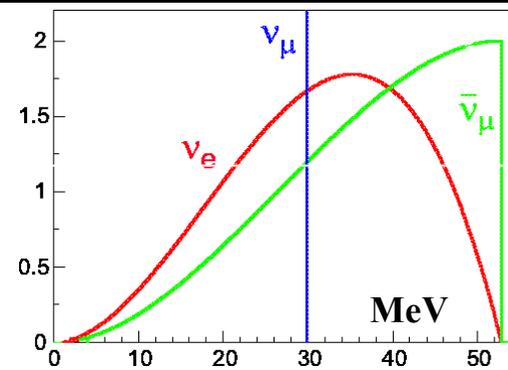
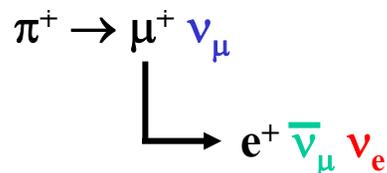
Sorgenti di neutrini



Parametri degli esperimenti LSND e KARMEN

| | LSND | KARMEN |
|---|--|--|
| Acceleratore | Los Alamos Neutron Science Centre | Neutron Spallation Facility ISIS , R.A.L. (U.K.) |
| Energia cin. protoni | 800 MeV | 800 MeV |
| Corrente protoni | 1000 μA | 200 μA |
| Rivelatore | Cilindro riempito di scintillatore liquido Luce di scintillazione e luce Čerenkov | 512 celle indipendenti riempite di scintillatore liquido |
| Massa rivelatore | 167 tonn. | 56 tonn. |
| Localizzazione evento | misura tempo PMT | dimensione cella |
| Distanza dalla sorgente ν | 29 m | 17 m |
| Angolo θ tra direzione fascio protoni e neutrini | 11° | 90° |
| Presca - dati | 1993 – 98 | 1997 – 2001 |
| Protoni su bersaglio | 4.6 x 10²³ | 1.5 x 10²³ |

Spettri d'energia dei neutrini dal decadimento a riposo



Rivelazione di $\bar{\nu}_e$ (metodo "classico")

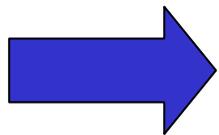
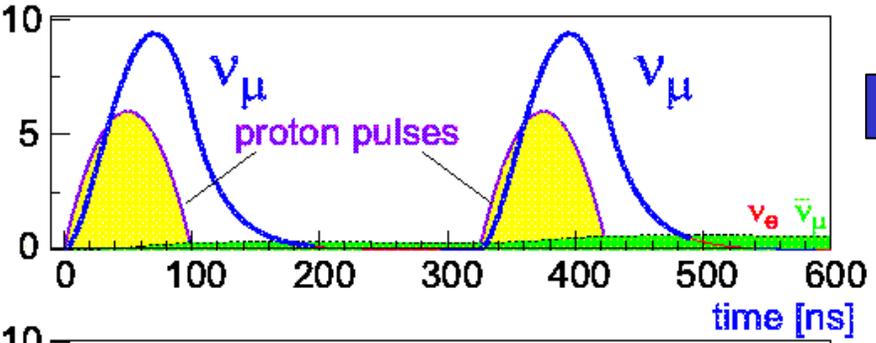


segnale ritardato da $np \rightarrow \gamma d$ ($E_\gamma = 2.2$ MeV)
 KARMEN: fogli di carta al Gadolinio inseriti tra celle adiacenti \rightarrow aumento della probabilità di cattura dei neutroni, $\Sigma E_\gamma = 8.1$ MeV

segnale iniziale

KARMEN: struttura temporale del fascio

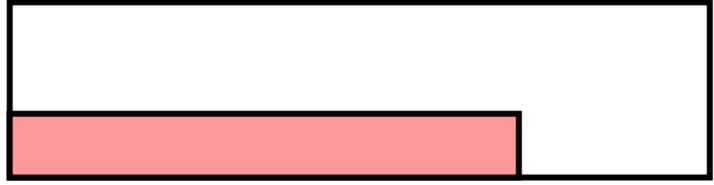
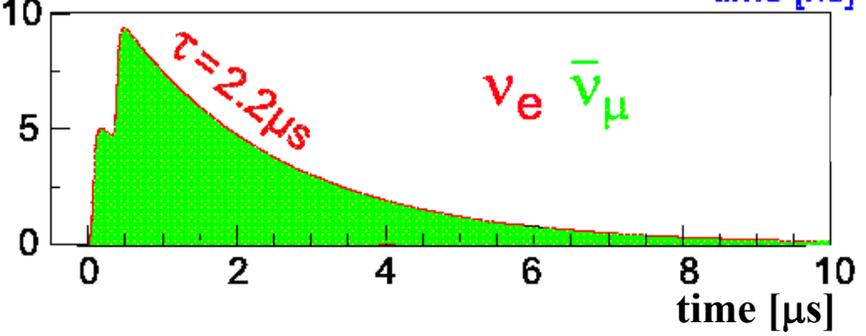
Frequenza di ripetizione 50 Hz



Segnale di oscillazione $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ previsto entro ~ 10 μ s dall'arrivo del fascio di protoni

LSND: struttura temporale del fascio

Frequenza di ripetizione 120 Hz



assenza di correlazione temporale tra l'evento e l'arrivo del fascio

Risultato finale LSND: evidenza di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$

Positroni con $20 < E < 200$ MeV correlati spazialmente e temporalmente con i raggi γ da 2.2 MeV previsti da cattura dei neutroni:

$N(\text{eventi "beam-on"}) - N(\text{eventi "beam-off"}) = 117.9 \pm 22.4$ eventi

Fondo da neutrini DAR = 29.5 ± 3.9

Fondo da $\bar{\nu}_e$ DIV = 10.5 ± 4.6

Segnale $\bar{\nu}_e = 77.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ eventi
(stat.) (sist.)

$\mathcal{P}_{\text{osc}}(\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e) = (0.264 \pm 0.067 \pm 0.045) \times 10^{-2}$

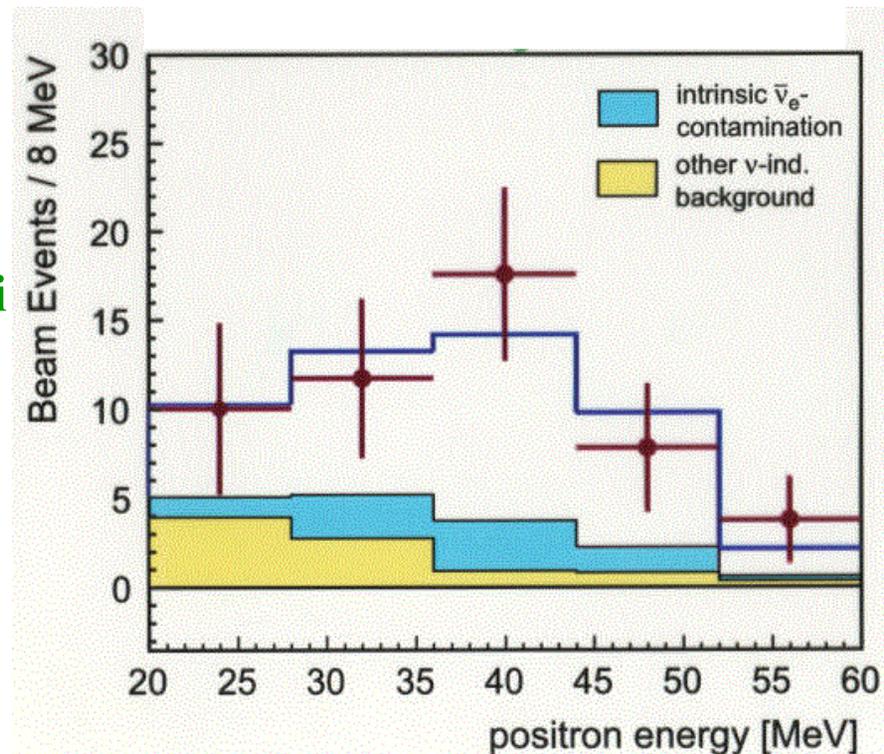
Selezione eventi con fondo ridotto

Positroni con $20 < E < 60$ MeV

$N(\text{beam-on}) - N(\text{beam-off}) = 49.1 \pm 9.4$ eventi

Fondo da neutrini = 16.9 ± 2.3

Segnale $\bar{\nu}_e = 32.2 \pm 9.4$ eventi



Risultato finale KARMEN

Criteri di selezione eventi: correlazione spazio-temporale tra segnale iniziale e ritardato;
correlazione temporale tra segnale iniziale e fascio protoni;
 $16 < E(e^+) < 50 \text{ MeV}$

Numero di eventi selezionati = 15

Fondi previsti:

Raggi cosmici: 3.9 ± 0.2 eventi

Coincidenze casuali tra due eventi $\nu_e \rightarrow e^-$: 5.1 ± 0.2

Coincidenze casuali tra $\nu_e \rightarrow e^-$ e raggio γ non correlato: 4.8 ± 0.3

Contaminazione intrinseca di $\bar{\nu}_e$ nel fascio di neutrini: 2.0 ± 0.2

Fondo totale: 15.8 ± 0.5 eventi

➔ nessuna evidenza di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$

$\mathcal{P}_{osc}(\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e) < 0.085 \times 10^{-2}$ (livello conf. 90%)

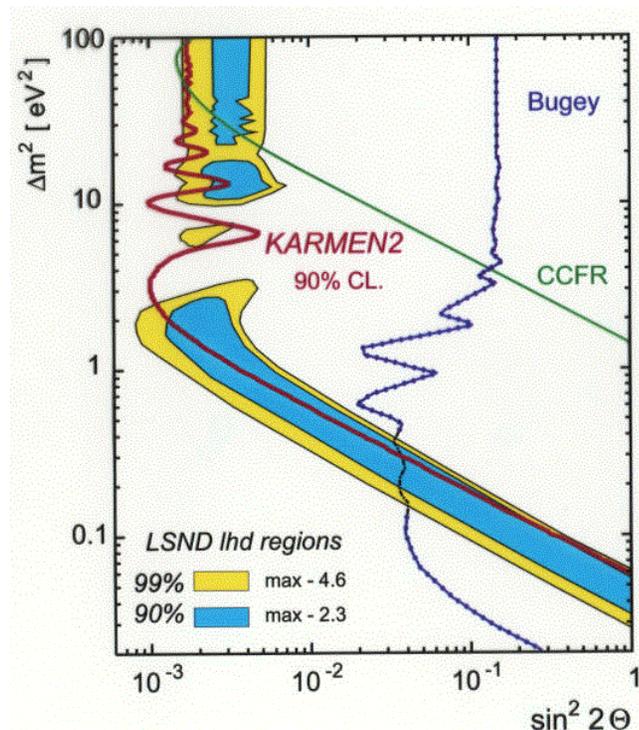
Risultato LSND: $(0.264 \pm 0.067 \pm 0.045) \times 10^{-2}$

Compatibilità tra KARMEN e LSND

**possibile soltanto in una regione limitata
dei parametri di oscillazione perchè la distanza L
è diversa per i due esperimenti:**

$L = 29 \text{ m}$ (LSND);

$L = 17 \text{ m}$ (KARMEN)



**Regione compatibile con
i risultati LSND
e regione esclusa da KARMEN**

Segnale di oscillazione $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$ in LSND : un problema serio

Definizione: $\Delta m_{ik}^2 = m_k^2 - m_i^2$ (i,k = 1, 2, 3)

$$\longrightarrow \Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$$

Segnali di oscillazione:

- Neutrini solari: $\Delta m_{12}^2 \approx 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
- Neutrini atmosferici: $\Delta m_{23}^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
- LSND: $|\Delta m_{31}^2| = 0.2 - 2 \text{ eV}^2$

$$\longrightarrow |\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2| = 0.2 - 2 \text{ eV}^2$$

L'interpretazione dei tre risultati richiede almeno quattro neutrini.

Risultati degli esperimenti LEP: numero di neutrini leggeri = 3

\Rightarrow altri neutrini, se esistono, devono essere “sterili”:

costante di accoppiamento ai bosoni W e Z = 0

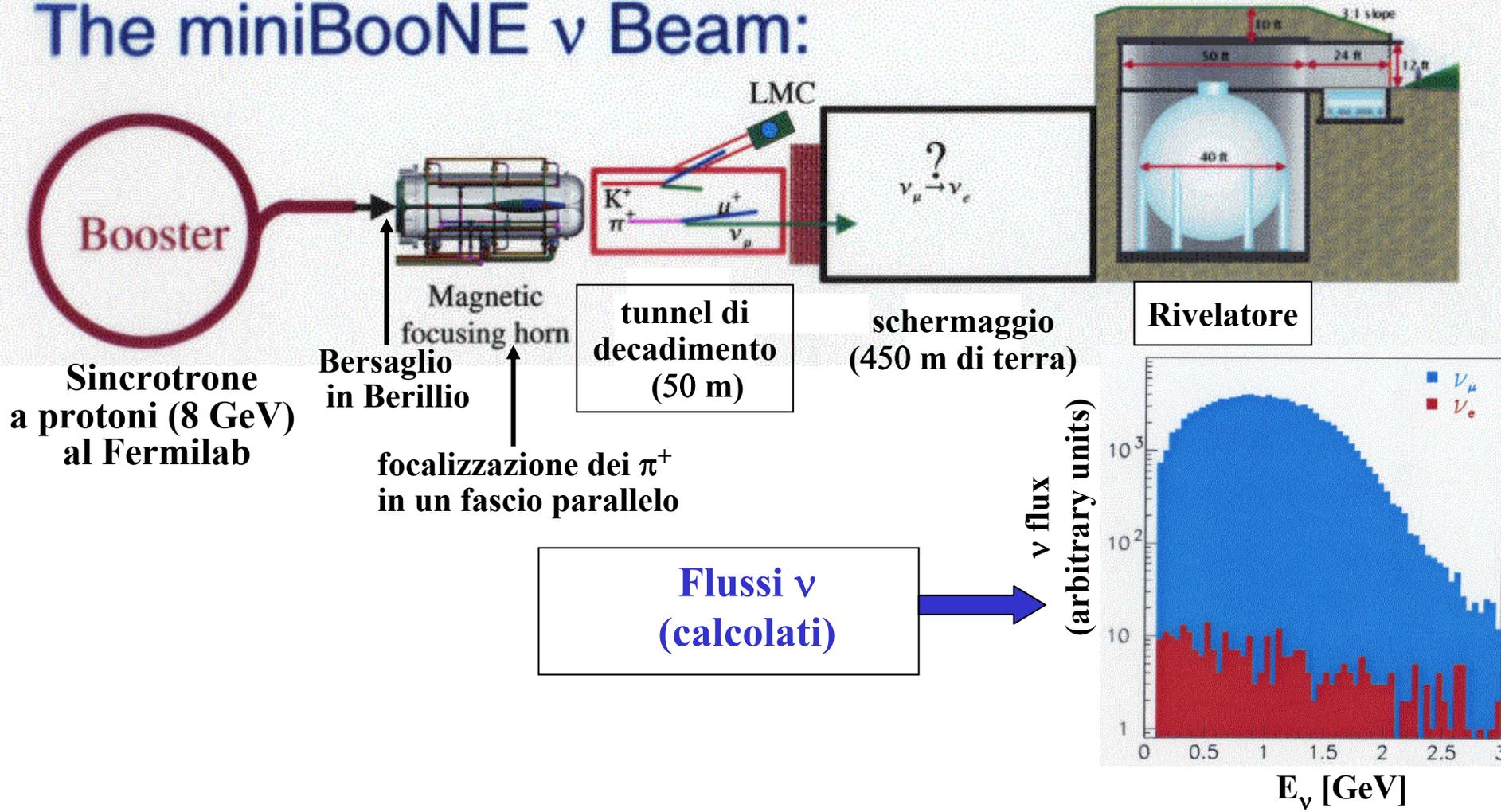
\Rightarrow nessuna interazione con la materia

MiniBooNE

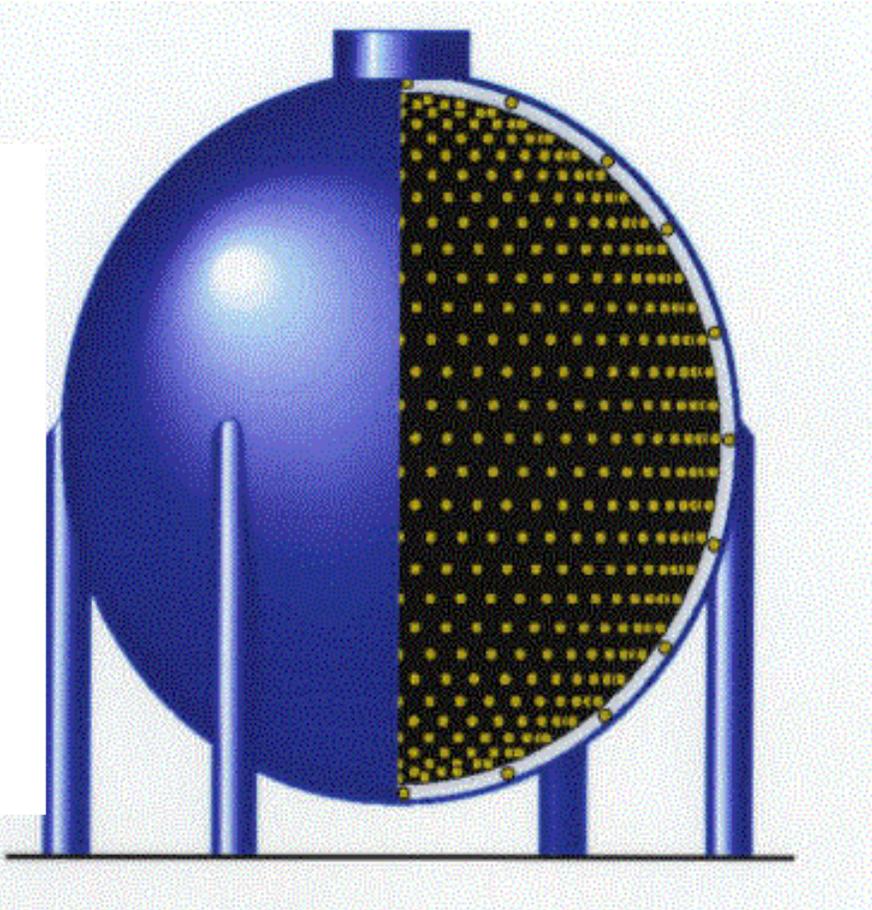
Scopo: conferma del segnale LSND

- fase iniziale: ricerca di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$;
- fase successiva: ricerca di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$;
- in caso di conferma del segnale LSND, installazione di un secondo rivelatore a L diverso

The miniBooNE ν Beam:

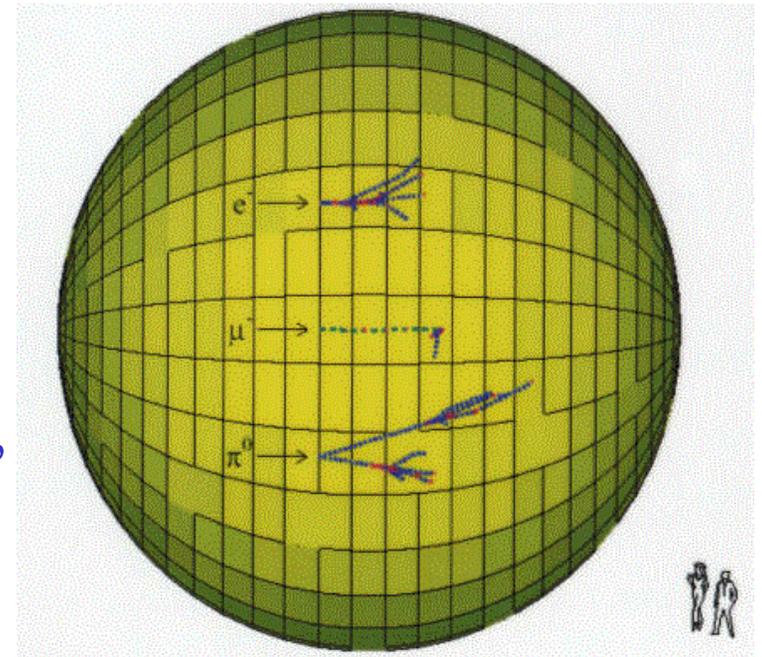


Rivelatore MiniBooNE

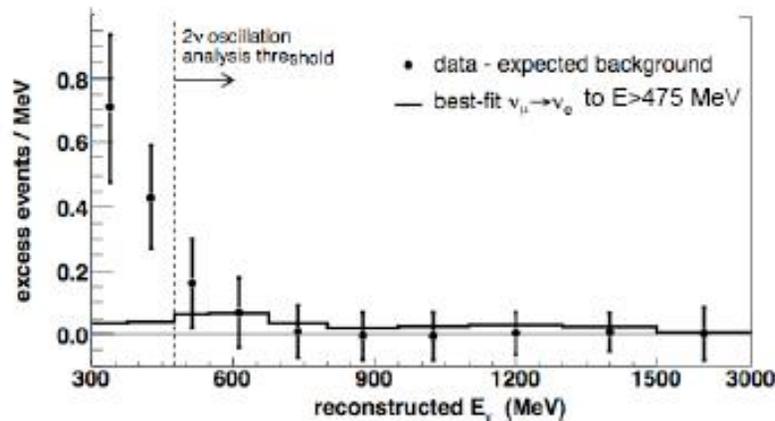
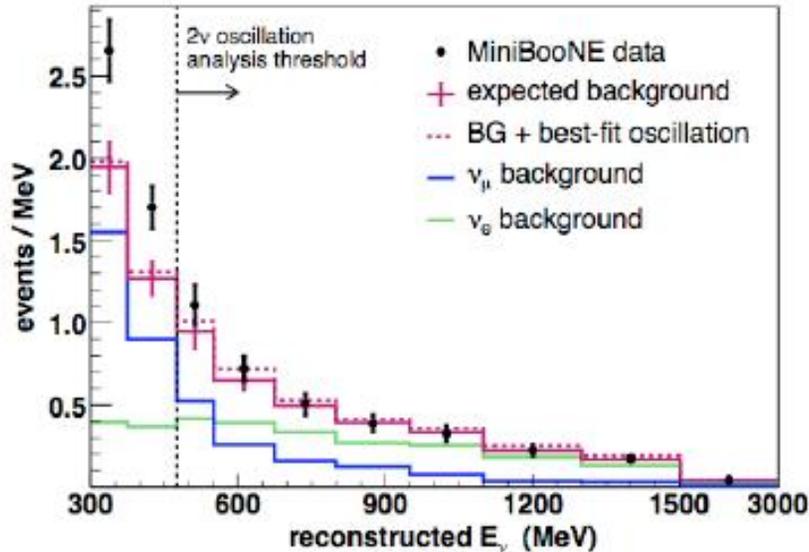


- Contenitore sferico, diametro 12 m
- 807 tonn. olio minerale. Raccolta della luce Čerenkov.
- Massa fiduciale 445 tonn.
- Regione interna isolata otticamente (1280 fototubi, diam. 20 cm)
- Regione esterna in anticoincidenza (240 fototubi)

Identificazione delle particelle secondarie
basata sul comportamento diverso di elettroni,
muoni, pioni e sulla configurazione degli
anelli di luce Čerenkov



MiniBOOne: distribuzione di energia dei ν_e (Aprile 2007)

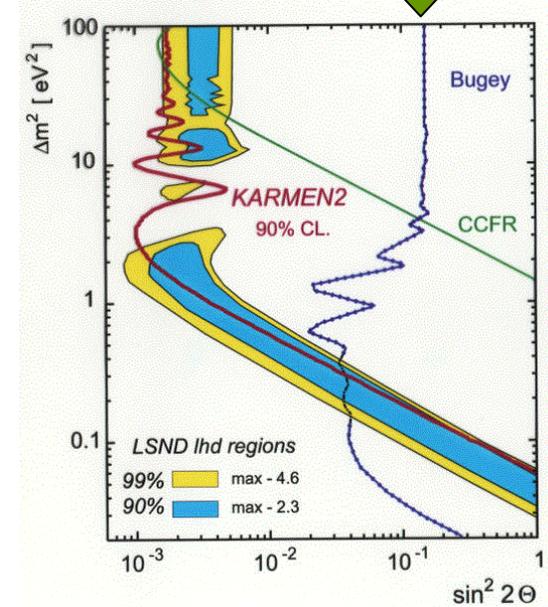
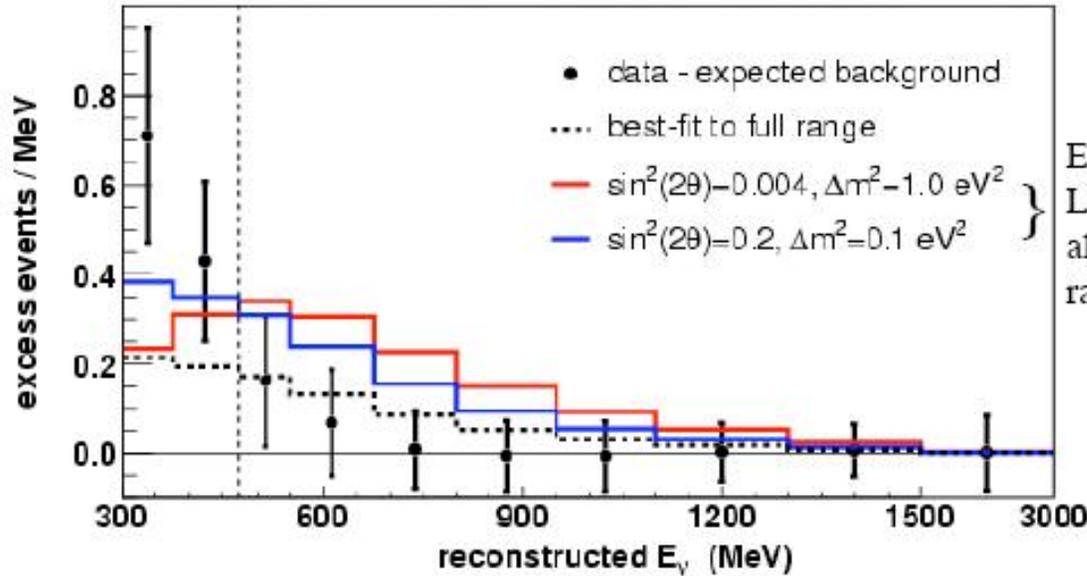
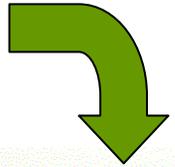


Eccesso di eventi osservato nella regione $300 \text{ MeV} < E_\nu < 475 \text{ MeV}$:
 $97 \pm 17 \pm 20$ eventi dopo sottrazione del fondo previsto
stat. sist.

MiniBOOne: “best fit” con l’ipotesi di oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$
sull’intervallo $300 \text{ MeV} < E_\nu < 3000 \text{ MeV}$:

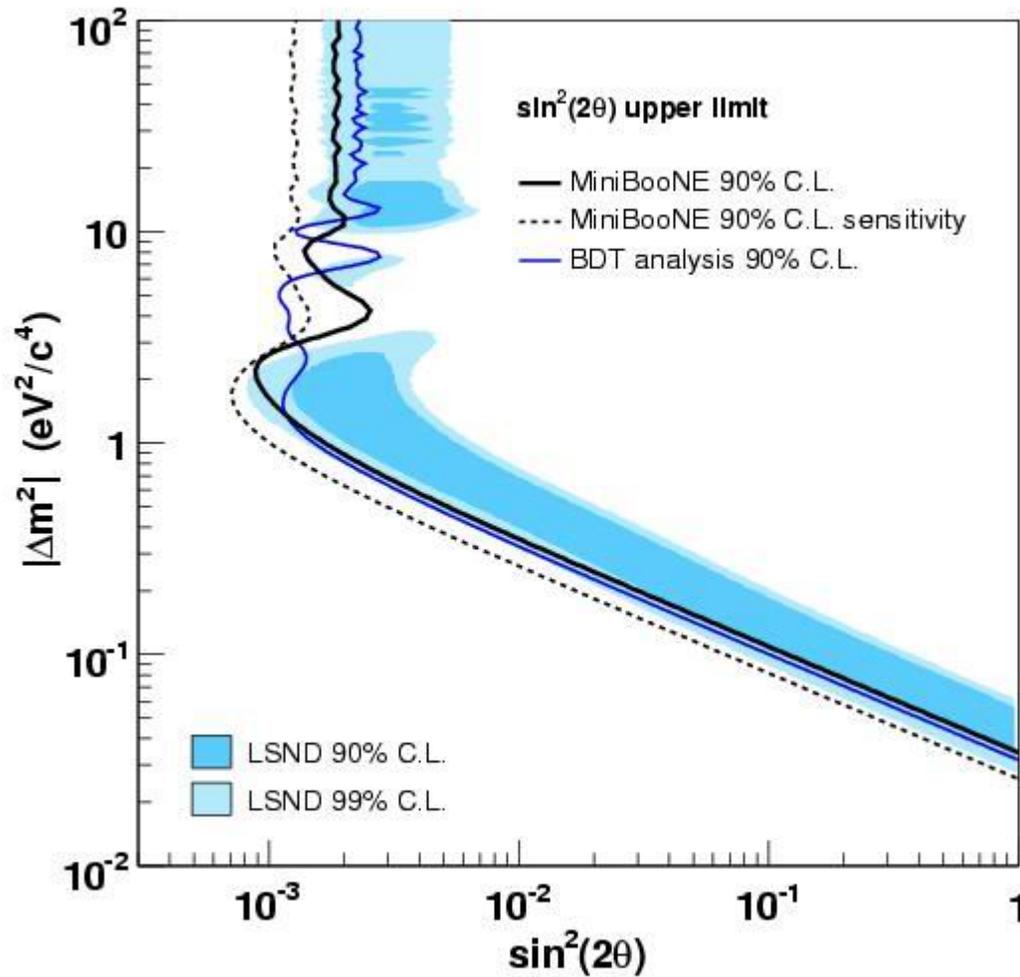
$$\sin^2 2\theta = 1. ; \Delta m^2 = 0.03 \text{ eV}^2$$

valori esclusi da esperimenti precedenti presso reattori nucleari



- Risultati di MiniBOOne incompatibili con i valori dei parametri di oscillazione del segnale LSND;
- Origine dell’eccesso di eventi a bassi valori E_ν ?

Regione dei parametri di oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$ esclusa dai risultati di MiniBOONE



Ricerche di oscillazioni su lunga distanza con acceleratori

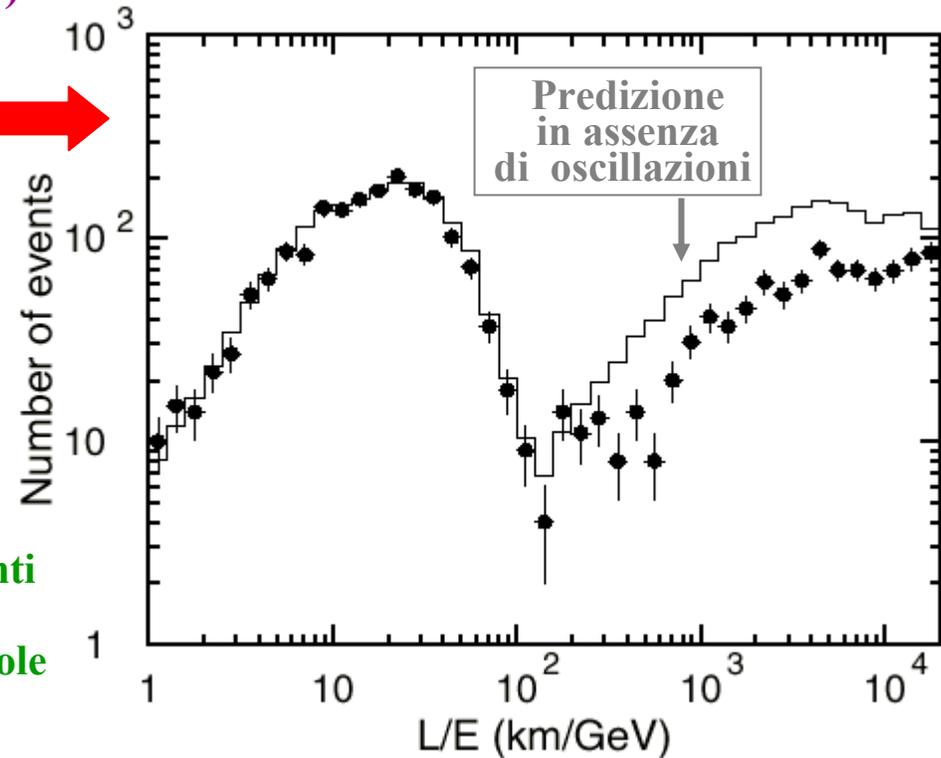
Scopo: dimostrazione conclusiva che il deficit di ν_μ atmosferici è dovuto a oscillazioni di neutrini mediante l'uso di fasci di ν_μ prodotti da acceleratori (Neutrini direzionali, spettro d'energia noto)

**Distribuzione della variabile L/E
nei dati Super-K
sui neutrini atmosferici**

Nel caso di risoluzione perfetta:

$$\frac{\text{Dati}}{\text{Predizione}} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right)$$

Valore massimo di $L \approx 12800$ km \Rightarrow per studiare la regione $L/E > 10^4$ km/GeV sono necessari eventi con $E < 1$ GeV per cui la correlazione angolare tra il neutrino incidente e il muone uscente è debole \Rightarrow grande incertezza sperimentale su L/E



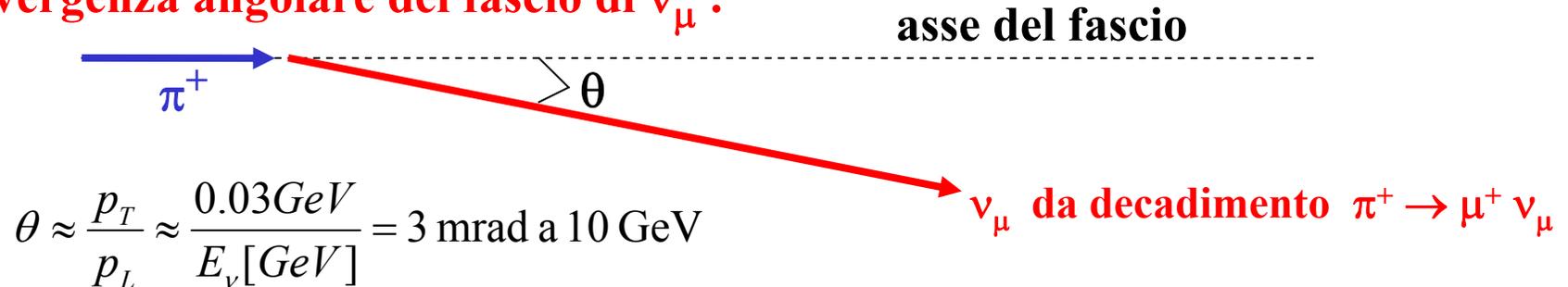
Misure in esperimenti di oscillazione su lunga distanza:

- Distorsioni dello spettro d'energia dei ν_μ (misura di Δm^2 , $\sin^2 2\theta$);
- Rapporto Numero di eventi NC/ Numero di eventi CC (per distinguere oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$ da oscillazioni in un neutrino "sterile" ν_s);
- Apparizione di ν_τ a grande distanza in un fascio privo di ν_τ alla produzione.

Esperimenti su lunga distanza con acceleratori (in corso o in preparazione)

| Progetto | Distanza L | $\langle E_\nu \rangle$ | Stato |
|---------------------------------------|------------|-------------------------|-----------------------------|
| K2K (KEK \Rightarrow KAMIOKA) | 250 km | 1.3 GeV | In presa-dati dal giugno 99 |
| MINOS (Fermilab \Rightarrow Soudan) | 735 km | qualche GeV | Primi risultati pubblicati |
| CERN \Rightarrow Gran Sasso | 732 km | 17 GeV | Inizio presa-dati : 2006 |

- Soglia d'energia per $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$: $E_\nu > 3.5$ GeV
- Frequenza eventi ~ 1 evento $\nu_\mu \rightarrow \mu^-$ / anno per tonn. di massa del rivelatore
 \longrightarrow sono necessari rivelatori con masse di parecchie kilotonn.
- Divergenza angolare del fascio di ν_μ :



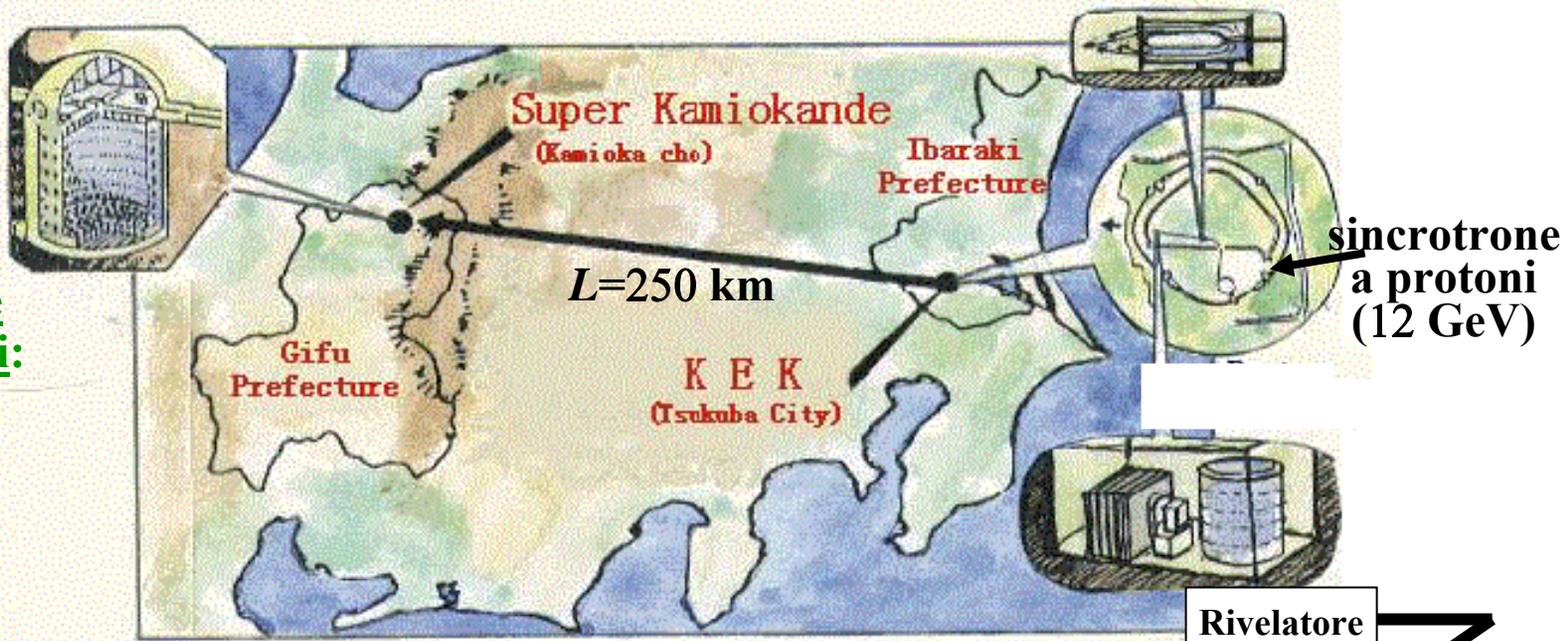
Dimensioni trasversali del fascio: 100 m – 1 km per $L > 100$ km

\longrightarrow nessun problema per colpire il rivelatore.

Il flusso dei neutrini decresce come L^{-2} per grandi valori di L

Composizione fascio neutrini:

- 95% ν_μ
- 4% $\bar{\nu}_\mu$
- 1% ν_e



Rivelatore vicino

Rivelatore vicino: misura del flusso ν_μ e misura della frequenza di interazioni ν_μ senza oscillazioni Čerenkov ad acqua da 1 ktonn.:

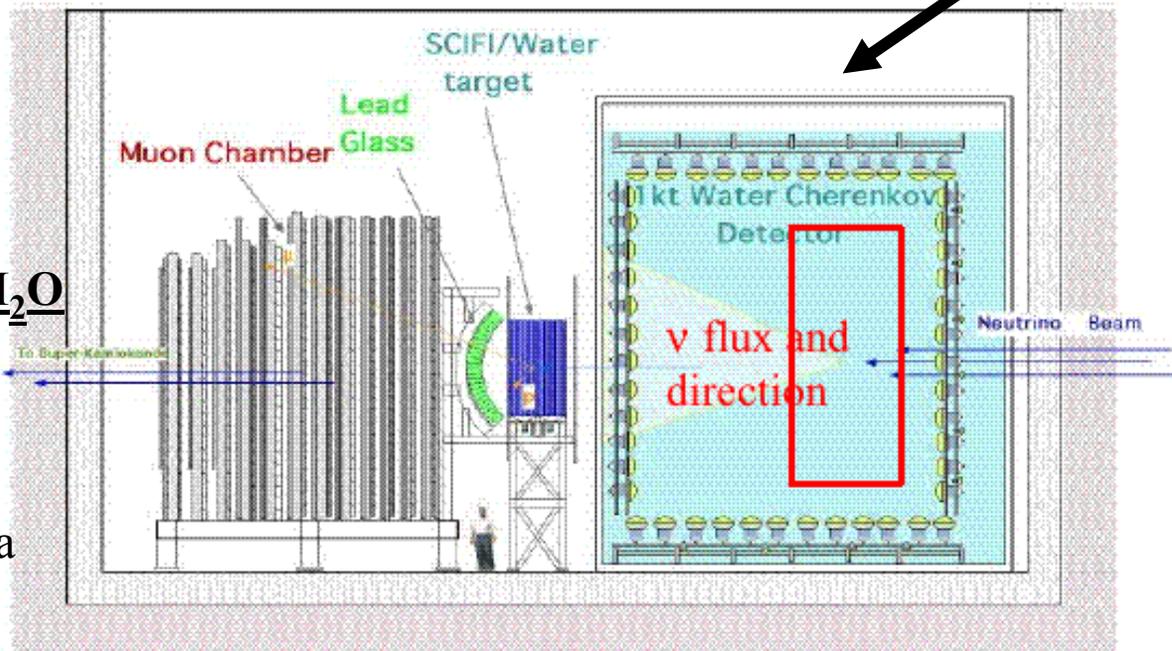
Simile a Super-K;
massa fiduciale 25 tonn.

Rivelatore a Fibre Scintillanti in H₂O (SciFi):

Eventi con tracce multiple;
massa fiduciale 6 tonn.

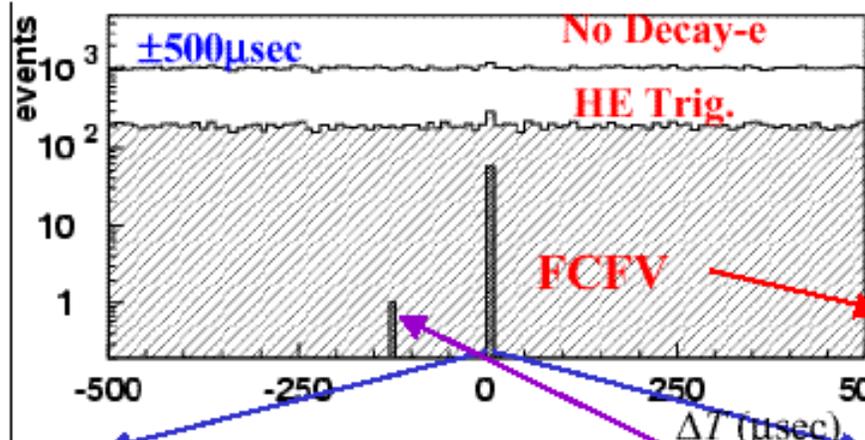
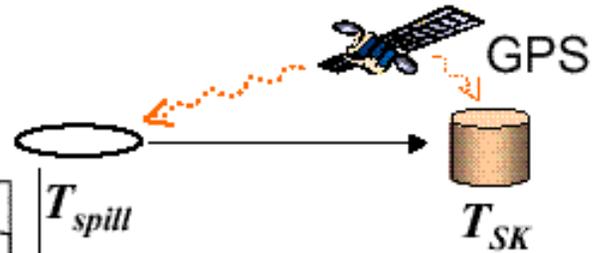
Camere a muoni:

Misura del percorso residuo dei μ da decadimento dei π ;
massa 700 tonn.; misura flusso ν_μ



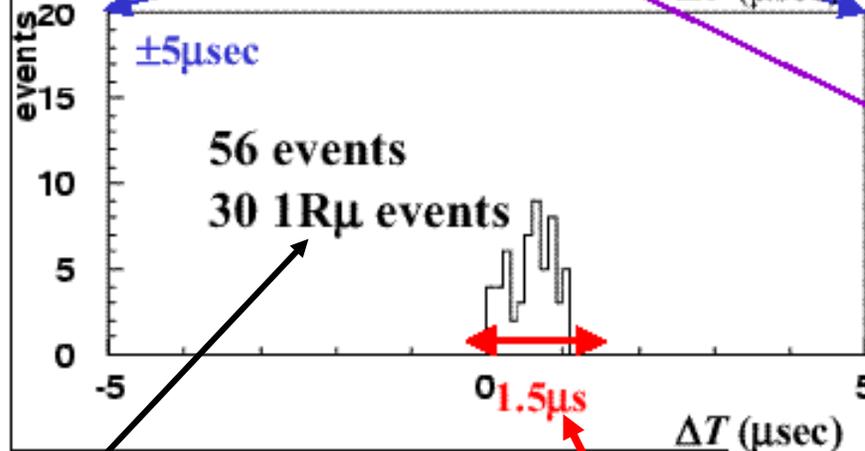
Selezione eventi in Super-K

$$-0.2 \leq \Delta T \equiv T_{SK} - T_{Spill} - \text{TOF} \leq 1.3 \mu\text{sec}$$



T_{spill} : Abs. time of spill start
 T_{SK} : Abs. time of SK event
TOF: 0.83ms (KEK to Kamioka)

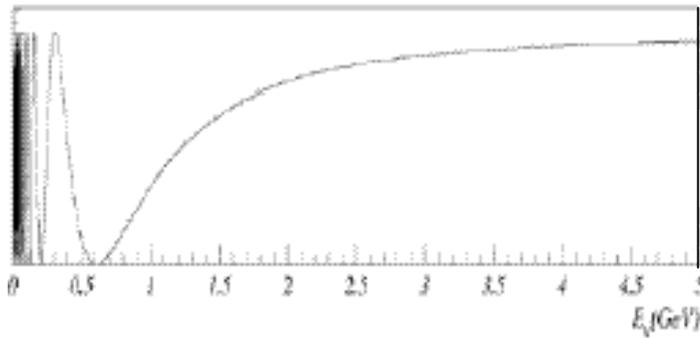
FC: fully contained
(No activity in Outer Detector)
FV: 22.5kt Fiducial Volume



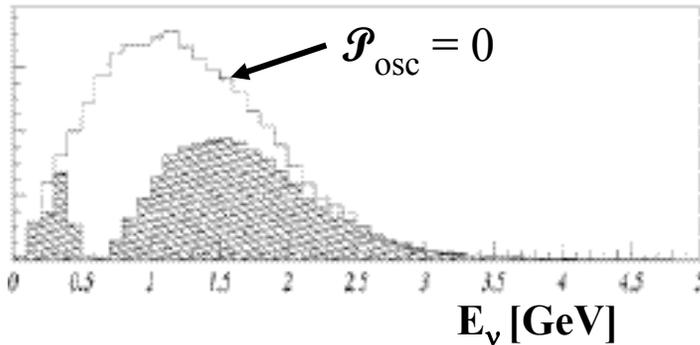
Expected Atm. ν BG
 $< 10^{-3}$ within $1.5 \mu\text{s}$.

1Rμ: eventi μ , un solo anello di luce Čerenkov

durata estrazione fascio



← $\mathcal{P}_{\text{osc}}(\nu_{\mu}-\nu_{\mu})$ in funzione di E_{ν} a $L = 250$ km
per $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1$



← Forma dello spettro ν_{μ} prevista in Super-K
con e senza scomparsa di ν_{μ}

Eventi da neutrini del fascio in Super-K

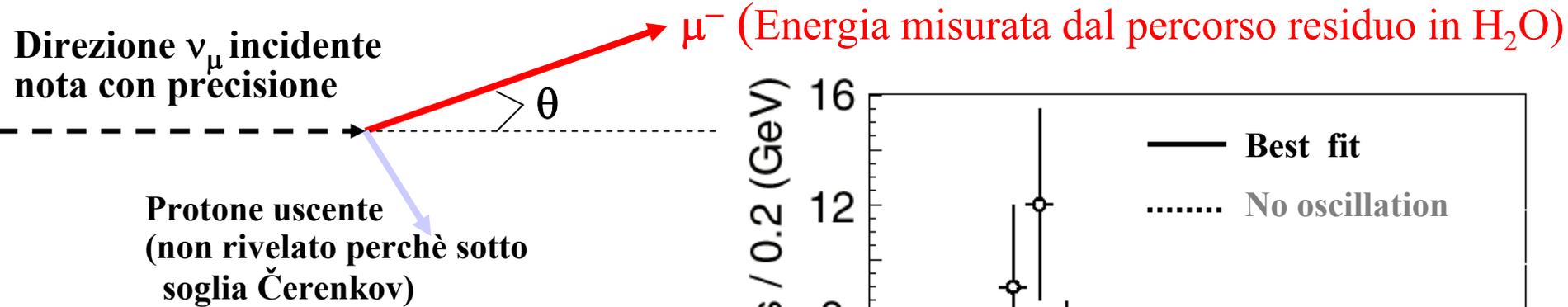
Giugno 1999 – febbraio 2004 (8.9×10^{19} protoni su bersaglio)

Eventi completamente contenuti, $E_{\text{vis}} > 30 \text{ MeV}$: previsti ($\mathcal{P}_{\text{osc}} = 0$): 151^{+12}_{-10} eventi

osservati: 107 eventi

Eventi contenuti con un solo μ prodotto: 57

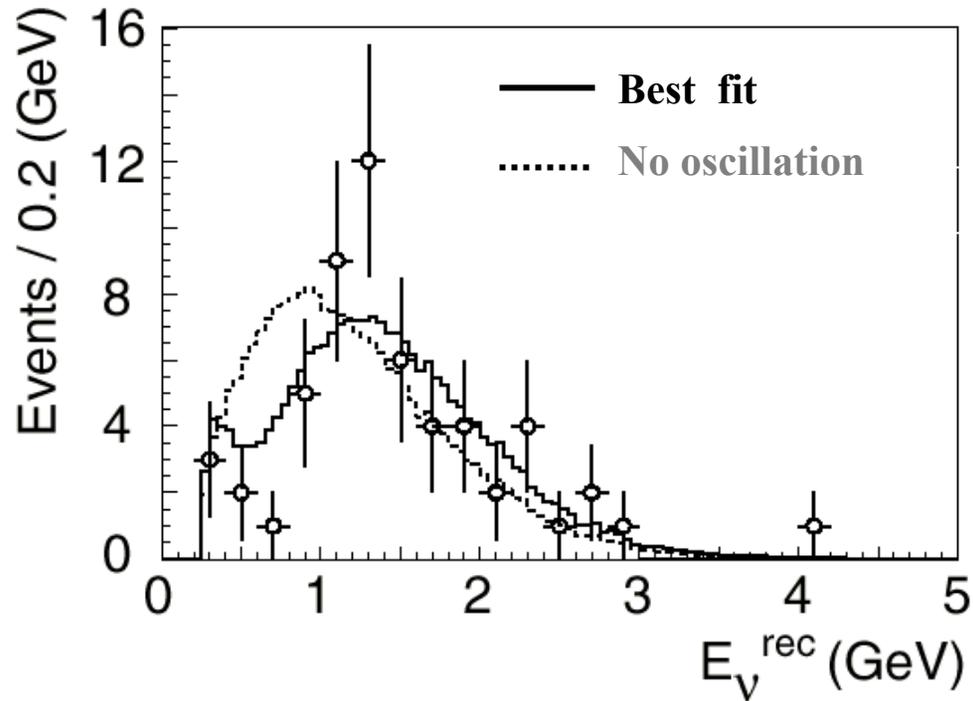
Misura dello spettro d'energia dei ν_μ in Super-K dal campione di 57 eventi 1μ nell'ipotesi di diffusione quasi-elastica $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$



Ipotesi: neutrone iniziale a riposo, cinematica della diffusione quasi-elastica \Rightarrow determinazione dell' energia del ν_μ :

$$E_\nu = \frac{ME_\mu - 0.5m_\mu^2}{M - E_\mu + p_\mu \cos\theta}$$

($M \equiv$ nucleon mass)



Best fit: $\Delta m^2 = 2.2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$

$\sin^2 2\theta = 1$

(in accordo con i dati sui ν_μ atmosferici)

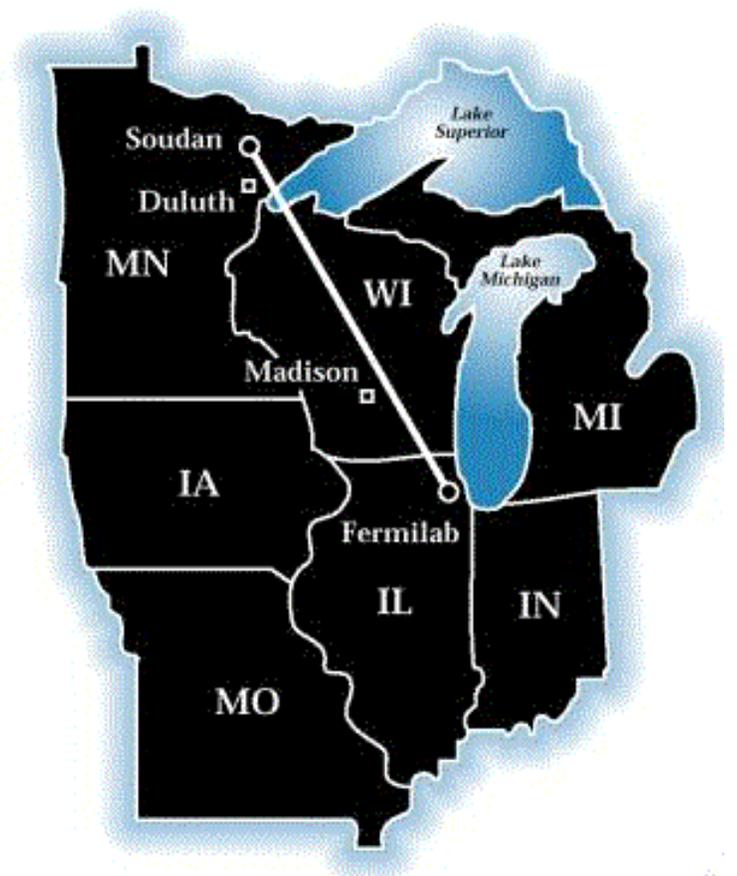
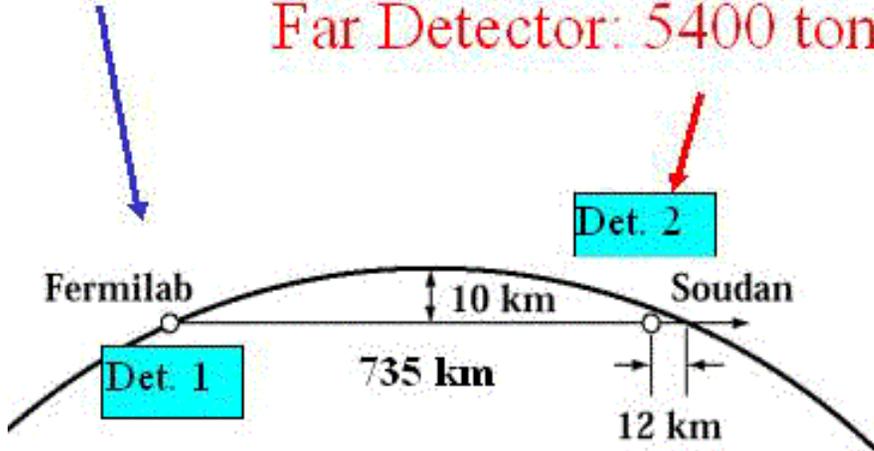
Probabilità di assenza di oscillazioni 5×10^{-5}
(equivalente a 4 deviazioni standard)

Esperimento MINOS

Fascio neutrini da Fermilab a Soudan
(miniera di ferro abbandonata
nel Minnesota): $L = 735$ km

Near Detector: 980 tons

Far Detector: 5400 tons



Acceleratore:

Fermilab Main Injector (MI)
Sincrotrone a protoni
120 GeV

Alta intensità (0.4 MW):

4×10^{13} protoni per ciclo

Durata del ciclo: 1.9 s

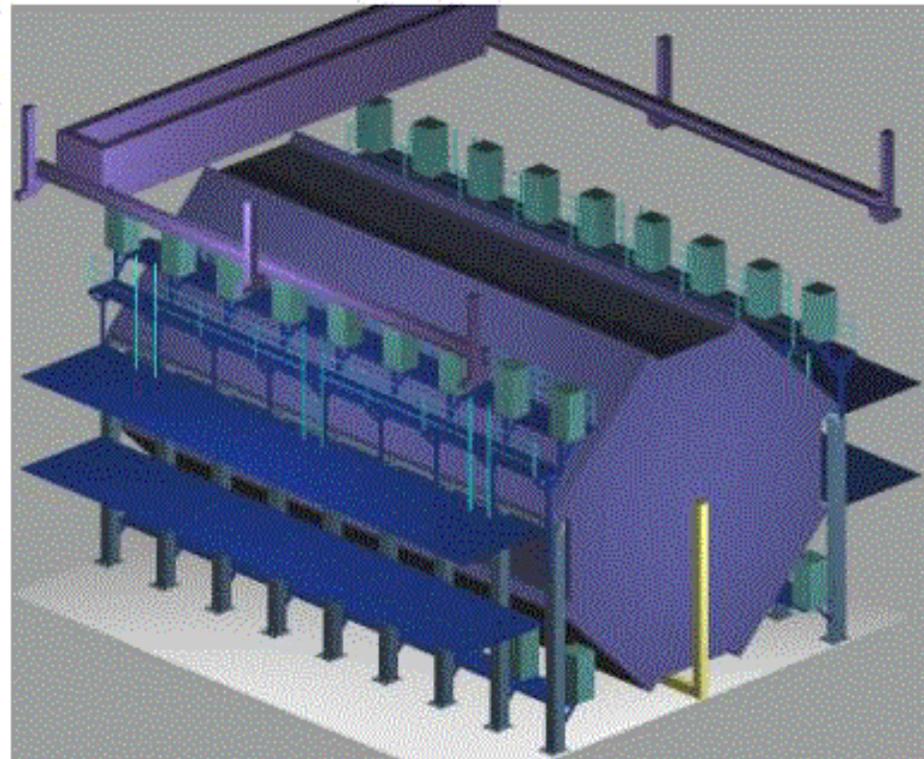
4×10^{20} protoni / anno

Tunnel di decadimento: 700 m

MINOS: Rivelatore lontano

- Calorimetro tracciante ottagonale diametro 8 m
- Lastre di Ferro, spessore 2.54 cm
- Strisce di scintillatore (larghezza 4 cm) tra le piastre
- 2 moduli, lunghezza di un modulo 15 m
- Massa totale 5400 tonn., massa fiduciale 3300 tons.
- 484 piani di scintillatore (26000 m²)
- Le lastre di Ferro sono magnetizzate: campo toroidale, $B = 1.5 \text{ T}$

Costruzione completata nel giugno 2003



MINOS: Rivelatore vicino

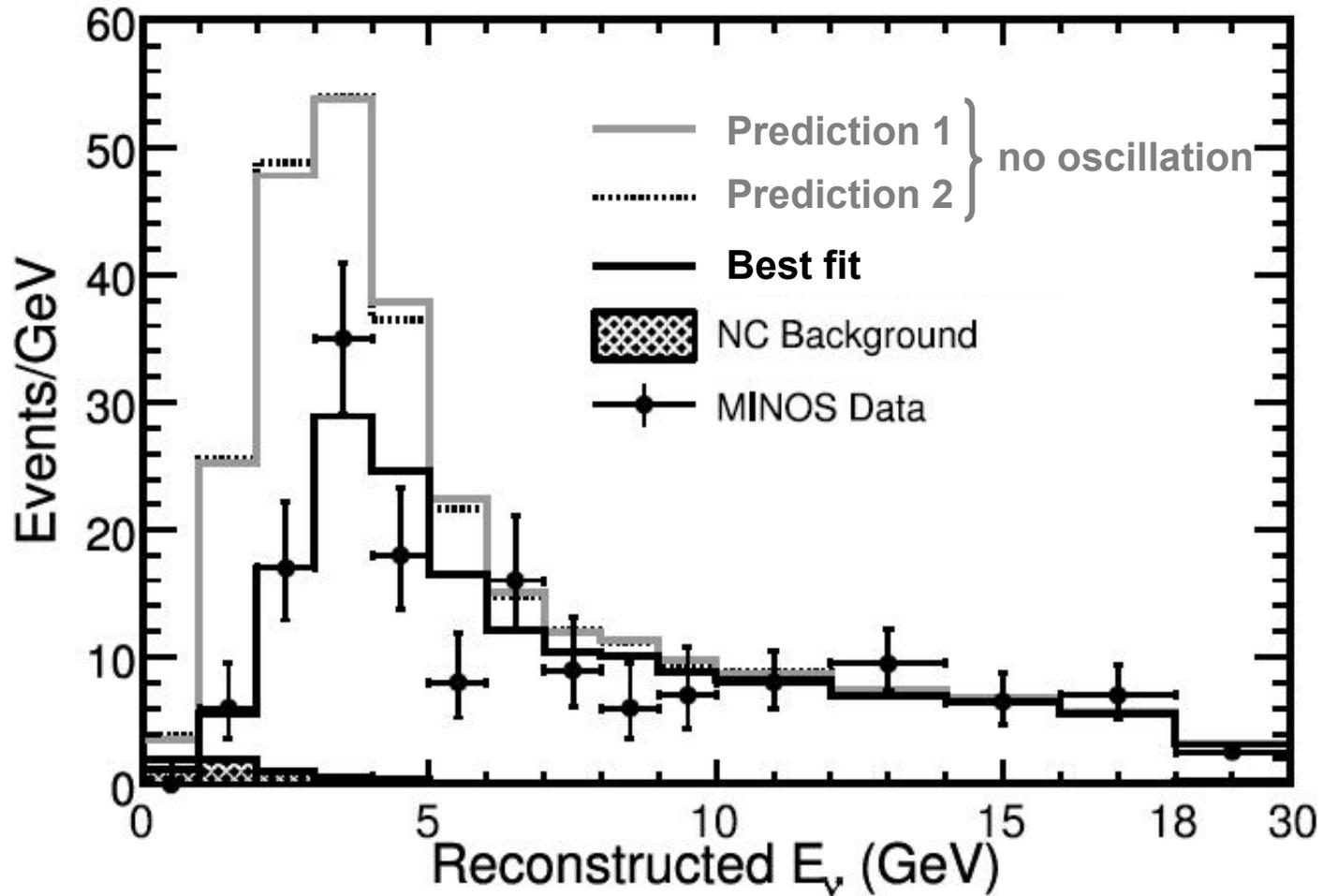
- Calorimetro tracciante “ottagonale” in Ferro, 3.8x4.8 m
- Costruzione identica a quella del rivelatore lontano
- 282 lastre di Ferro magnetizzato
- Massa totale 980 tonn. (massa fiduciale 100 tonn.)
- Installato a 250 m dalla fine del tunnel di decadimento

Inizio presa – dati: 2005

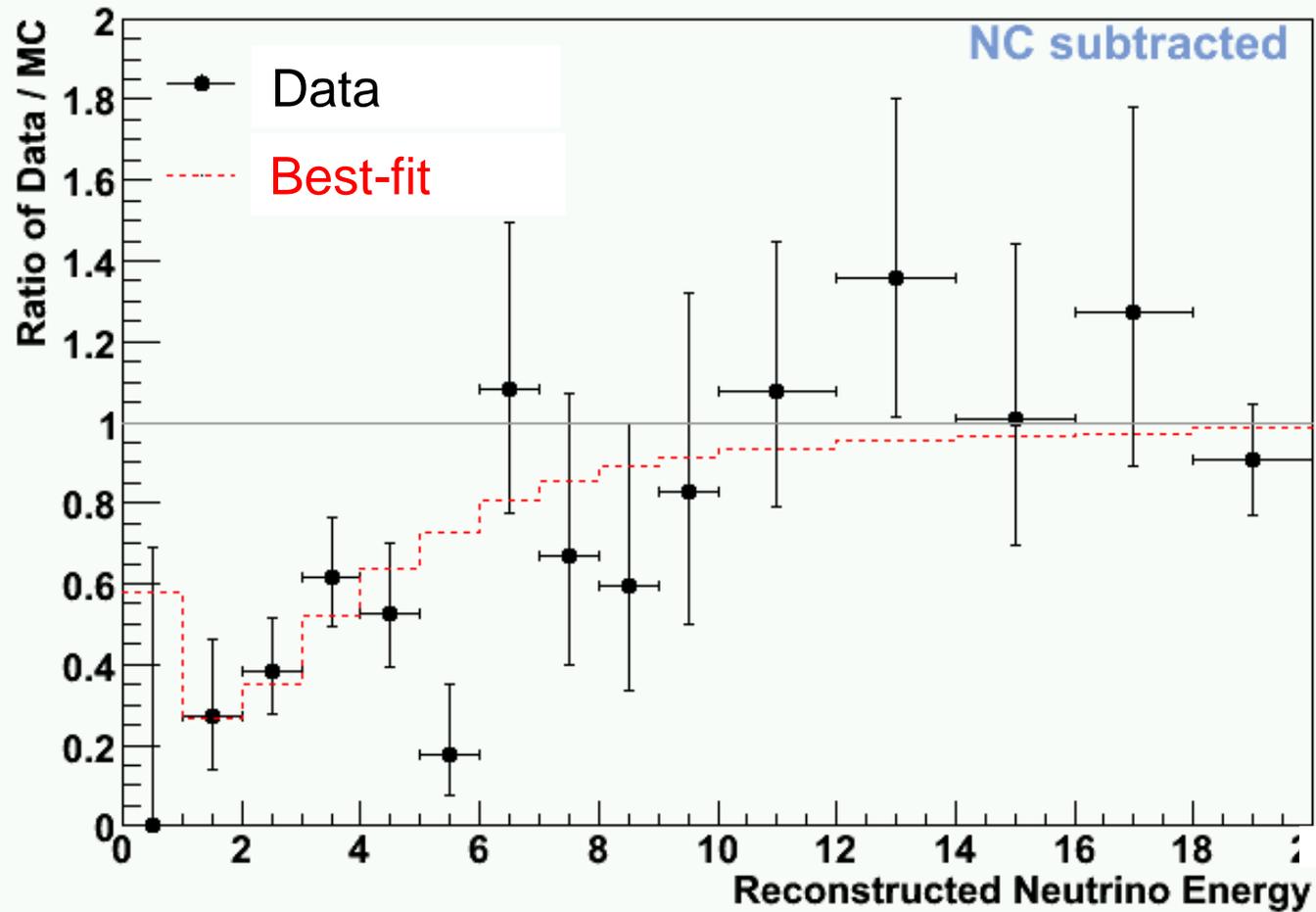
Risultati MINOS (marzo 2006)

1.27×10^{20} protoni su bersaglio

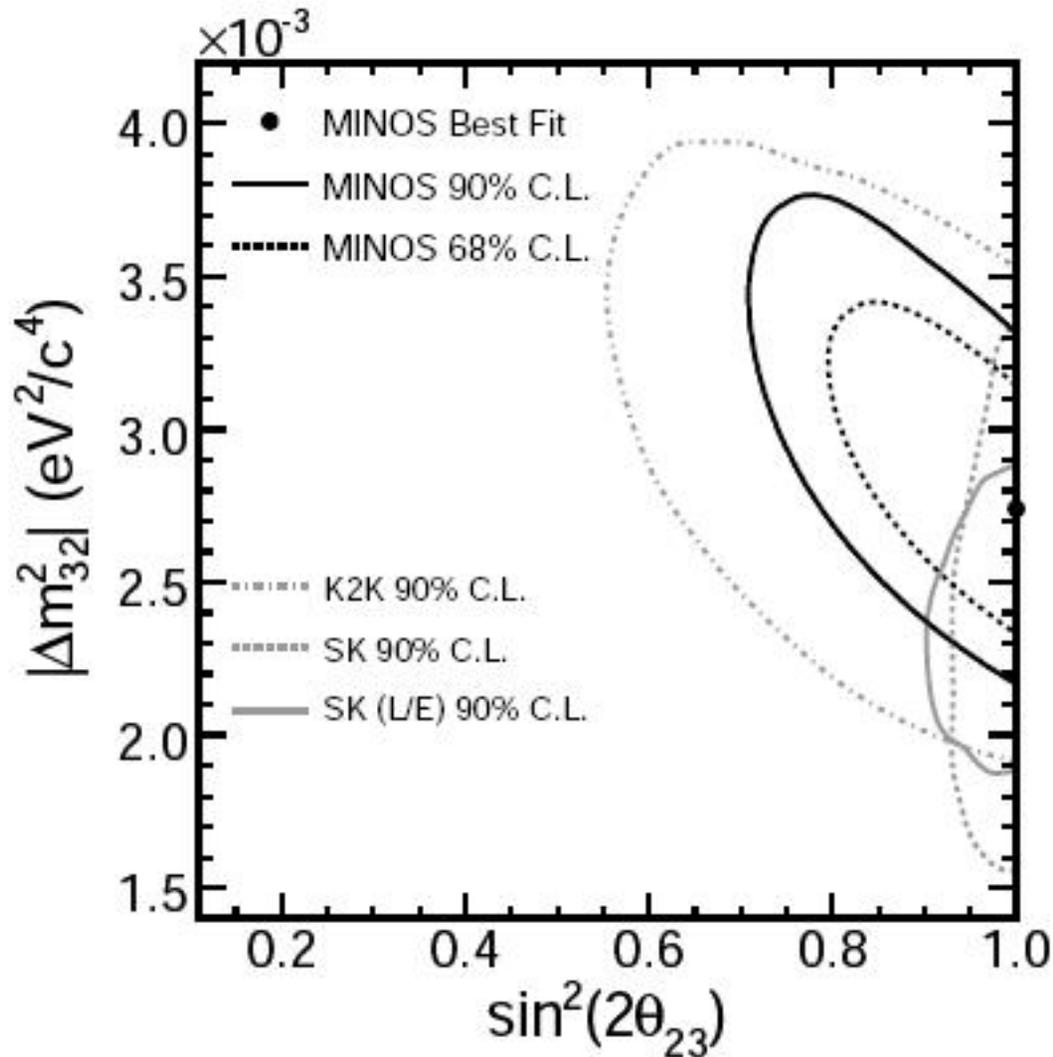
Composizione fascio ν : 92.9% ν_μ , 5.8% $\bar{\nu}_\mu$, 1.2% ν_e , 0.1% $\bar{\nu}_e$



Rapporto dati / predizione in assenza di oscillazioni



Parametri dell'oscillazione compatibili con i dati



$$\Delta m_{23}^2 = 2.74^{+0.44}_{-0.26} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

$$\sin^2 2\theta_{23} > 0.87 \text{ (68\% C.L.)}$$

MINOS: discriminazione tra oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$ e $\nu_\mu - \nu_s$

Confronto del rapporto NC/CC definito da

Frequenza di eventi senza μ

Frequenza di eventi μ^-

nei rivelatori vicino e lontano.

Oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$:

ν_τ è sotto soglia per produzione di τ

assenza di eventi CC;

frequenza di eventi NC identica ai ν_μ

$$\left(\frac{NC}{CC}\right)_{\text{Lontano}} > \left(\frac{NC}{CC}\right)_{\text{Vicino}}$$

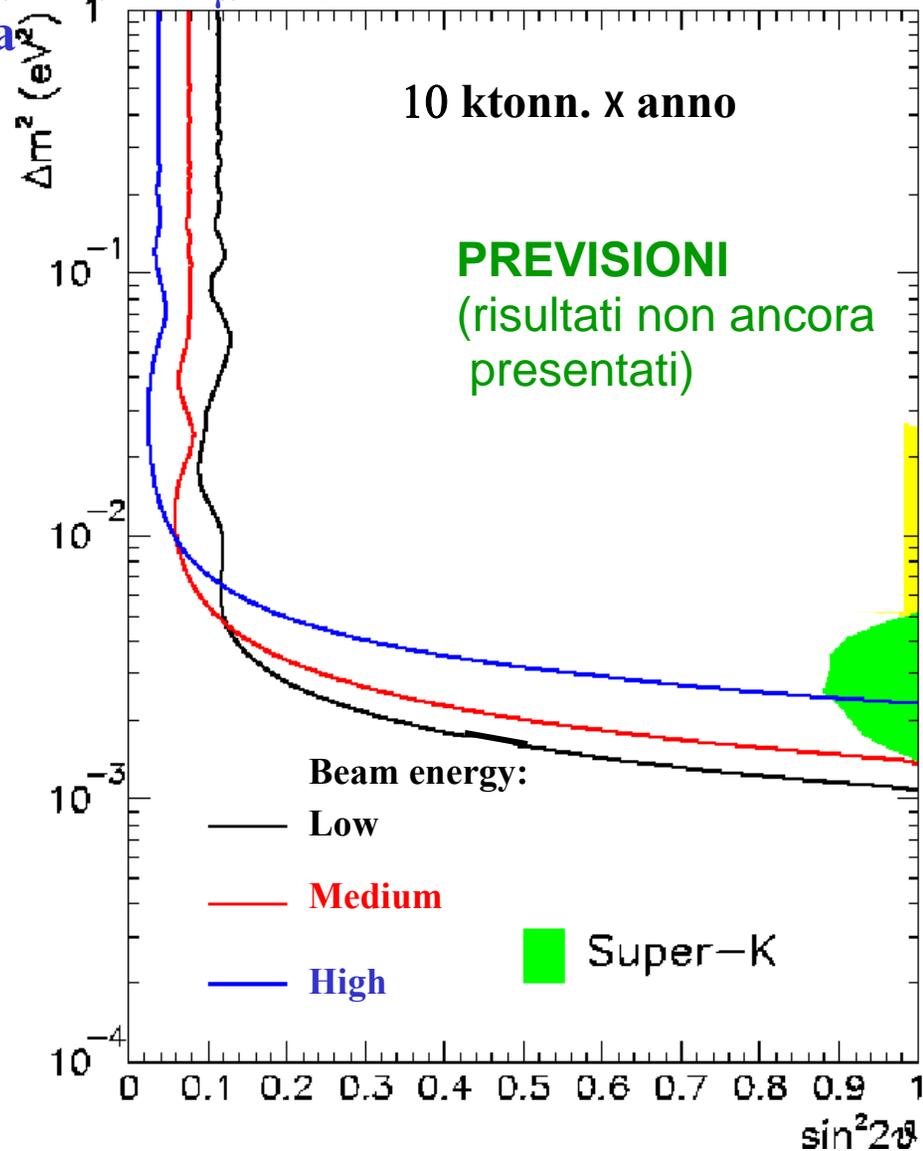
Oscillazioni $\nu_\mu - \nu_s$:

ν_s non interagisce con la materia

assenza di eventi CC;

assenza di eventi NC

$$\left(\frac{NC}{CC}\right)_{\text{Lontano}} = \left(\frac{NC}{CC}\right)_{\text{Vicino}}$$



Regione esclusa da MINOS per oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$ se (NC/CC) è uguale entro gli errori nel rivelatore vicino e lontano

CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso)

Ricerca di apparizione di ν_τ a $L = 732$ km

Numero previsto di eventi $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$ (N_τ):

$$N_\tau = A \int_{3.5 \text{ GeV}}^{E_{\max}} \Phi_\mu(E) \mathcal{P}_{\mu\tau}(E) \sigma_\tau(E) dE$$

Normalizzazione:
dipende da massa rivelatore,
durata presa dati, efficienza
di rivelazione, ecc.

flusso ν_μ

sezione d'urto per
produzione di τ^-

Probabilità di oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$ ($\mathcal{P}_{\mu\tau}$):

$$\mathcal{P}_{\mu\tau} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right) \approx 1.27^2 \sin^2(2\theta) (\Delta m^2)^2 \left(\frac{L}{E}\right)^2$$

Buona approssimazione per: $L = 732$ km, $E > 3.5$ GeV, $\Delta m^2 < 4 \times 10^{-3}$ eV²

➔
$$N_\tau \approx 1.61 \sin^2(2\theta) (\Delta m^2)^2 L^2 \int_{3.5 \text{ GeV}}^{E_{\max}} \Phi_\mu(E) \frac{\sigma_\tau(E)}{E^2} dE$$

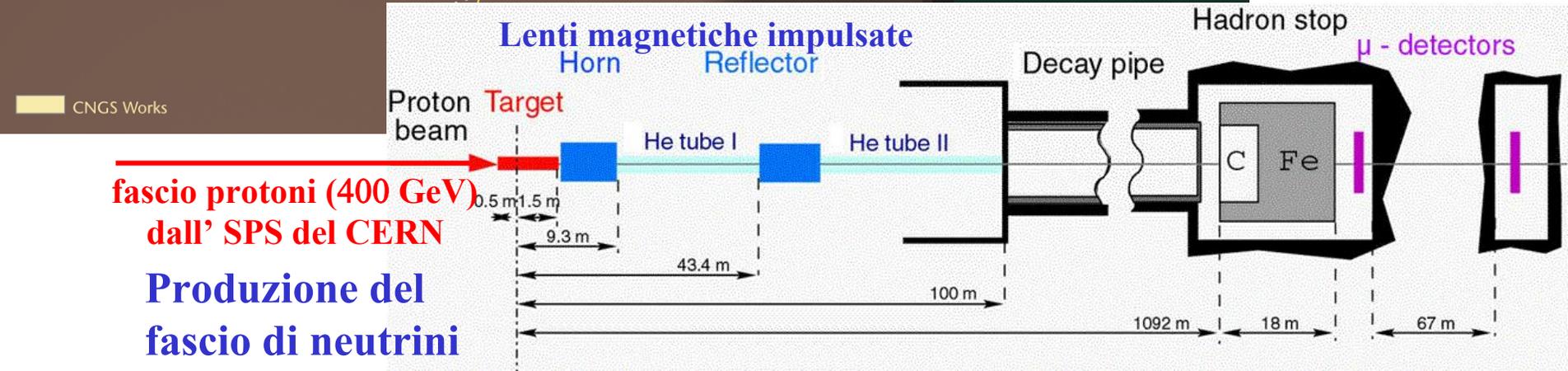
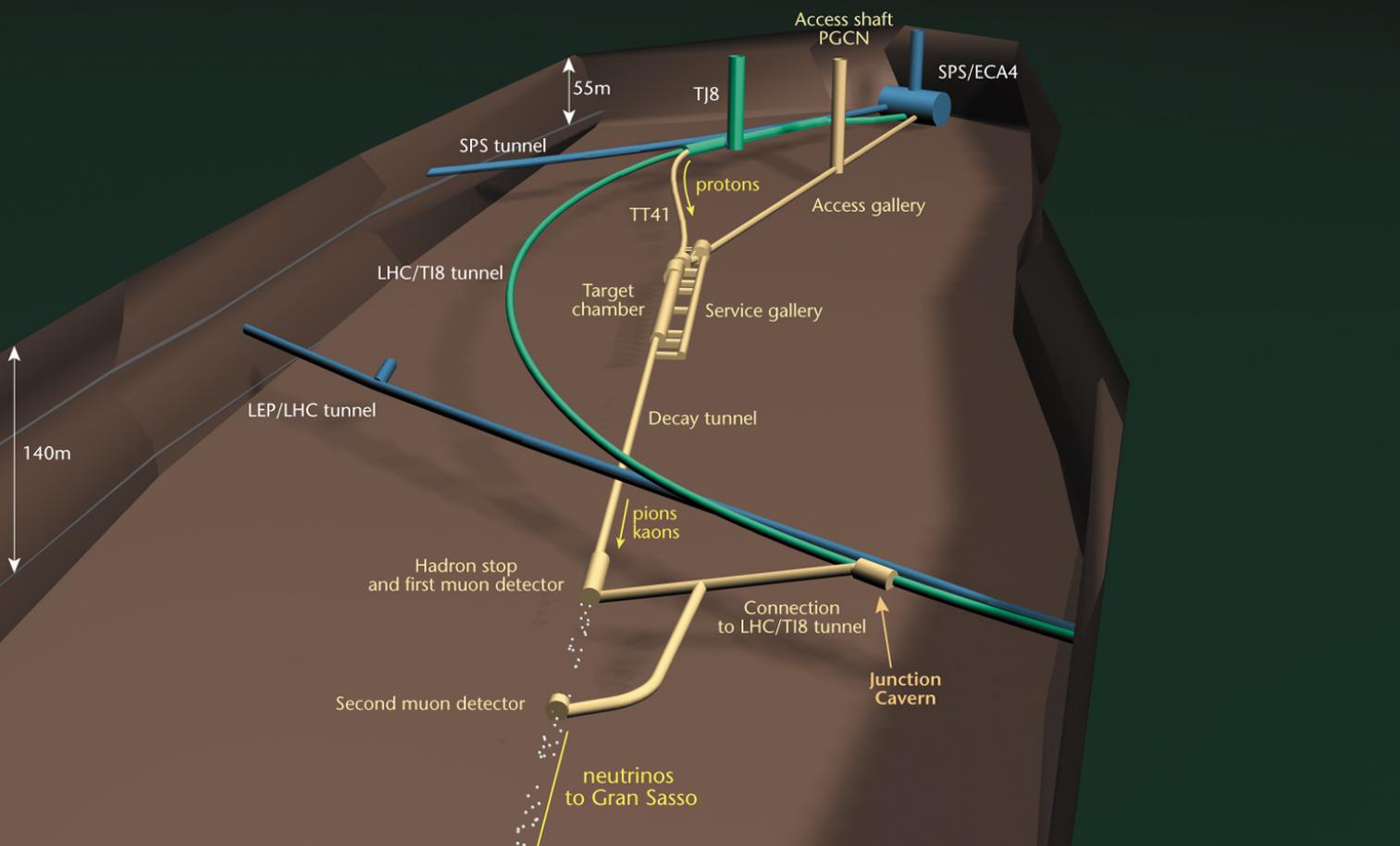
Svantaggi:

- $L = 732$ km: distanza \ll lunghezza d'oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$
- N_τ dipende da $(\Delta m^2)^2 \Rightarrow$ frequenza eventi molto bassa per Δm^2 piccolo

Vantaggi:

- L'ottimizzazione del fascio non dipende da Δm^2

CERN NEUTRINO TO GRAN SASSO
Underground structures at CERN



Spettro d'energia del fascio e frequenza d'interazioni al Gran Sasso

Protoni primari:

400 GeV;

$4 \times 2.3 \times 10^{13}$ / ciclo SPS

Ciclo SPS : 26.4 s

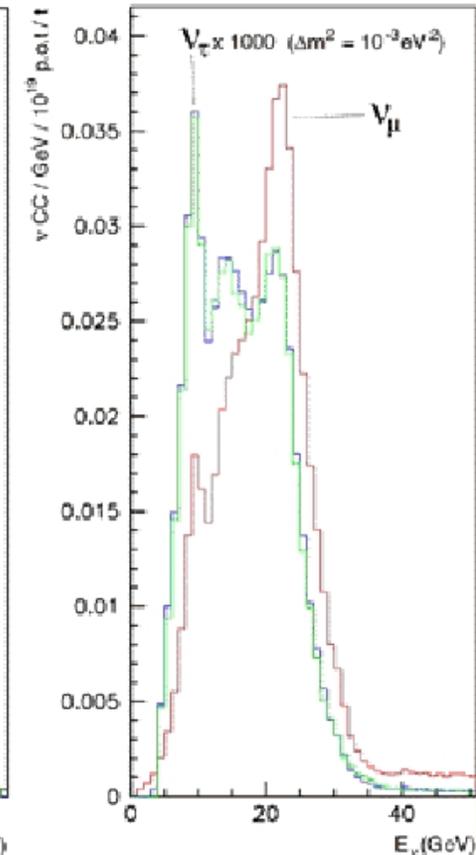
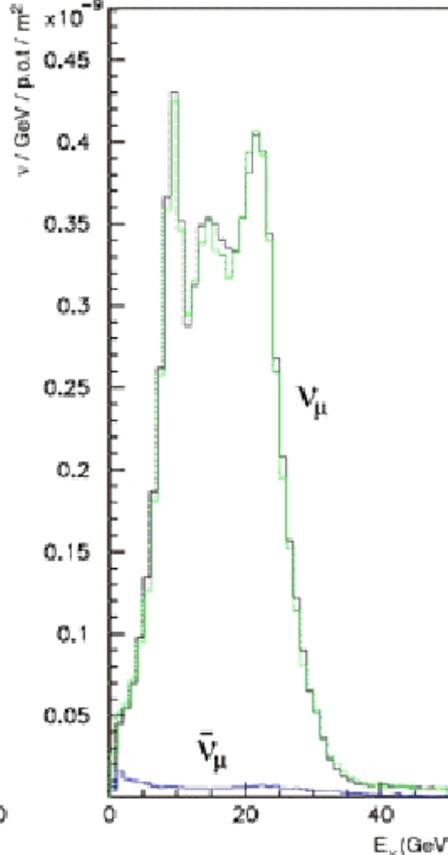
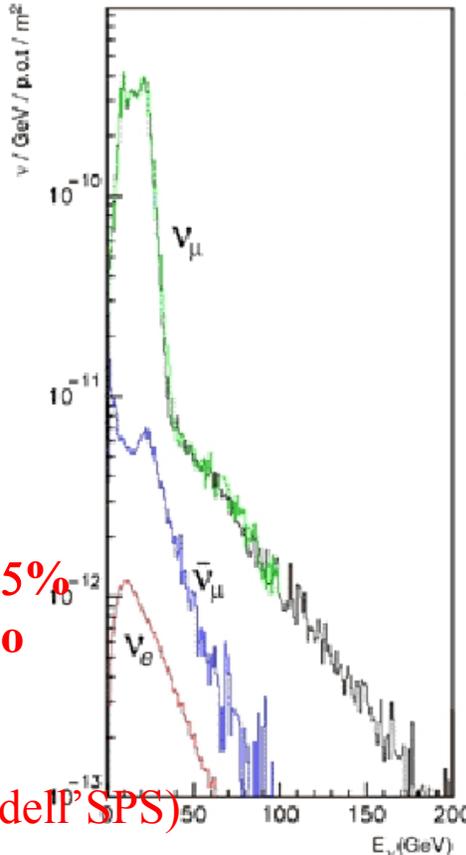
Efficienza d'operazione 75%

Presenza-dati 200 giorni/anno

Protoni su bersaglio:

4.5×10^{19} / anno

(in presenza di altri utenti dell'SPS)



| Process | Rates (events/kton/year) |
|--------------------|--------------------------|
| ν_μ CC | 2450 |
| $\bar{\nu}_\mu$ CC | 49 |
| ν_e CC | 20 |
| $\bar{\nu}_e$ CC | 1.2 |
| ν NC | 823 |
| $\bar{\nu}$ NC | 17 |

No oscillations

| Δm^2 (eV ²) | Rates (events/kton/year) |
|---------------------------------|--------------------------|
| 1×10^{-3} | 2.4 |
| 2.5×10^{-3} | 15.1 |
| 3.5×10^{-3} | 29.4 |
| 5×10^{-3} | 58.6 |
| 1×10^{-2} | 209.0 |

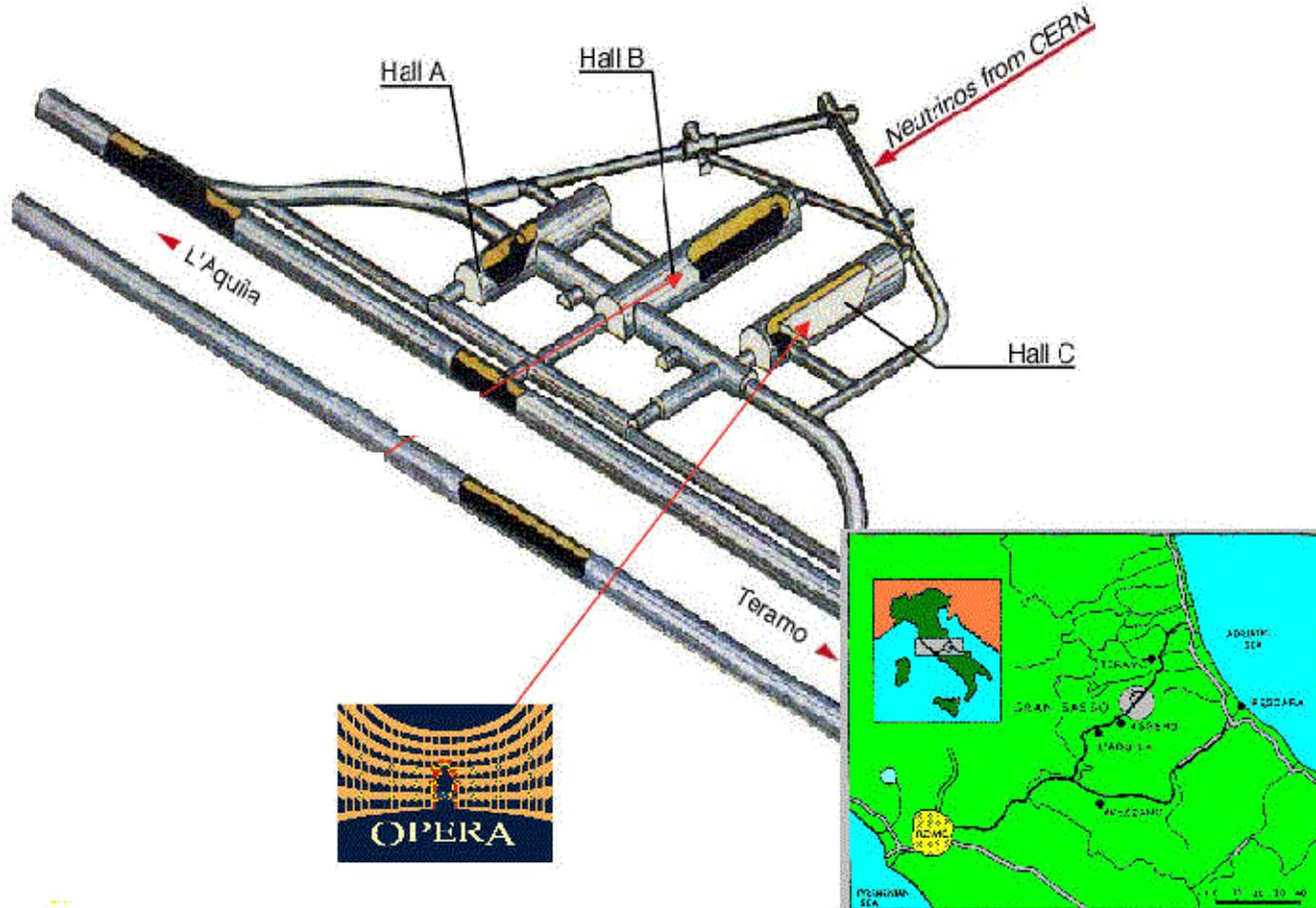
ν_e CC event rates

In assenza di altri utenti dell'SPS: 7.6×10^{19} protoni su bersaglio / anno

Ricerca di apparizione di ν_τ al Gran Sasso

Esperimento OPERA

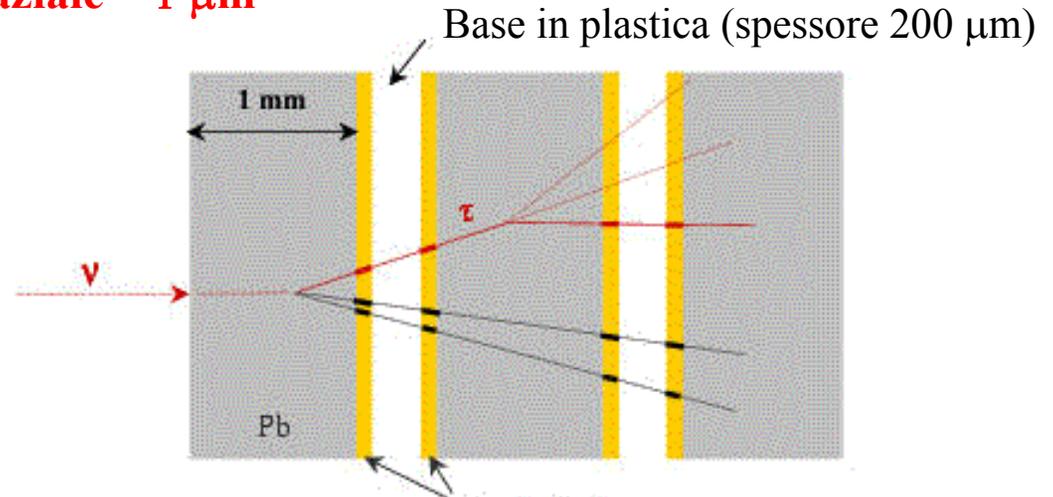
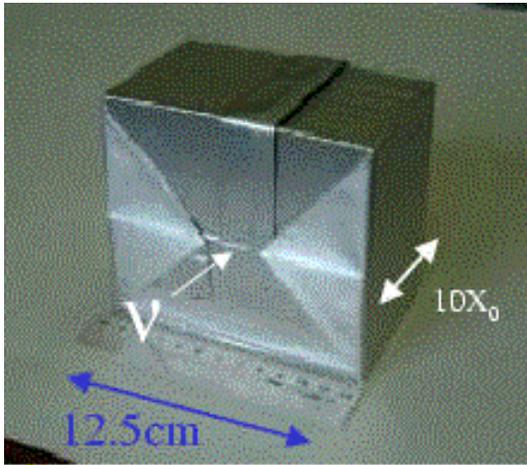
Nessun rivelatore vicino (produzione di ν_τ da protoni trascurabile)



Esperimento OPERA: rivelazione di τ^- mediante osservazione dei decadimenti con un secondario carico ($\sim 85\%$)

Percorso medio di decadimento del $\tau \approx 1$ mm \Rightarrow alta risoluzione spaziale

Emulsione fotografica: risoluzione spaziale ~ 1 μ m



“Mattoni”: 56 pellicole separate da lastre di Pb (spessore 1 mm) impacchettate sotto vuoto

strati di emulsione fotografica, (spessore 50 μ m)
Struttura interna di un mattone

“Mattoni”: disposti in “muri” di 52 x 64 mattoni

“Muri”: disposti in “super-moduli”: 31 muri / super-modulo

Due supermoduli, uno spettrometro magnetico dopo ogni super-modulo

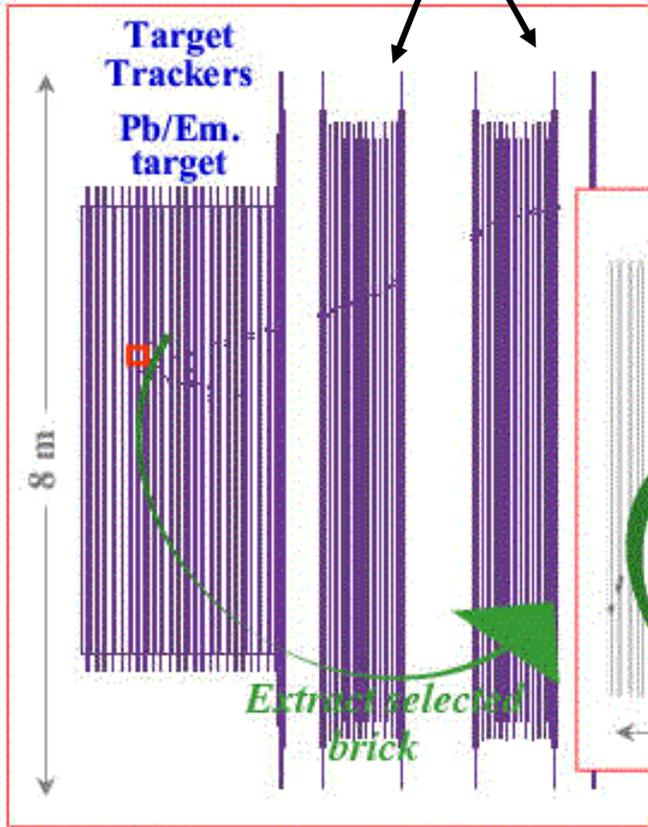
206 336 mattoni, massa totale 1800 tonn.

Tracciatori (piani ortogonali di strisce scintillanti) inseriti tra i muri per fornire il trigger e per identificare il mattone dove il neutrino ha interagito.

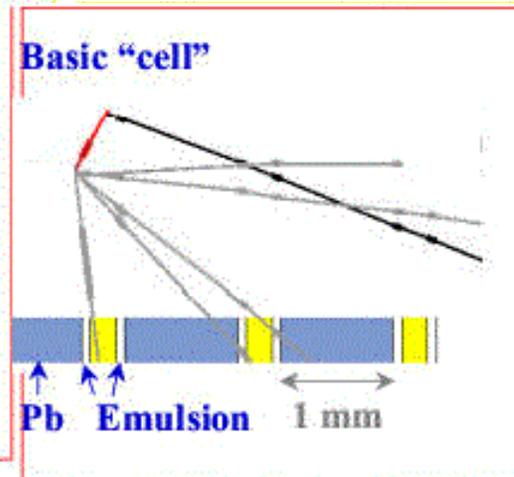
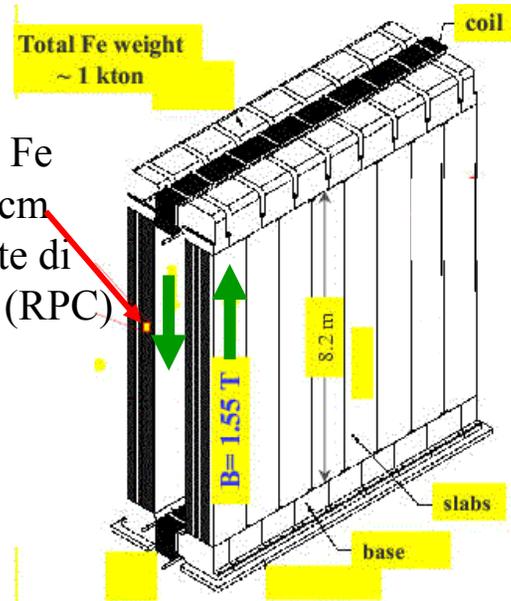
Rimozione immediata del mattone, sviluppo dell' emulsione, analisi e misure automatiche mediante microscopi controllati da calcolatori

Super-modulo OPERA

Spettrometro magnetico:
dipolo di ferro magnetizzato

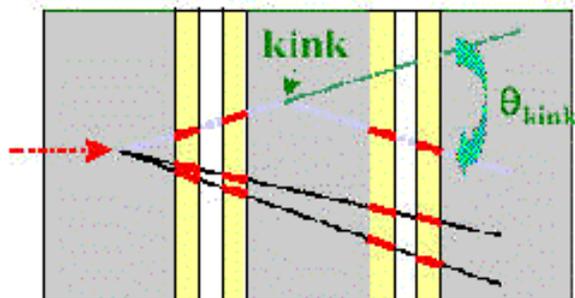


12 lastre di Fe
spessore 5 cm
equipaggiate di
tracciatori (RPC)

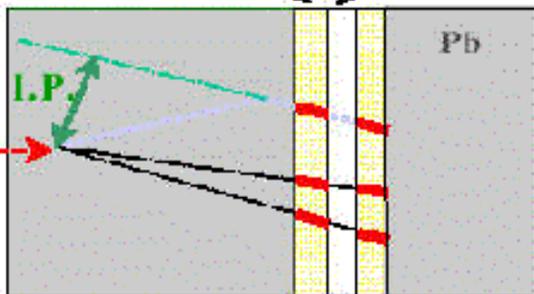


OPERA: fondi e segnale

Long decays



emulsion film plastic base



Short decays

$\nu_{\mu} - \nu_{\tau}$ oscillation signal

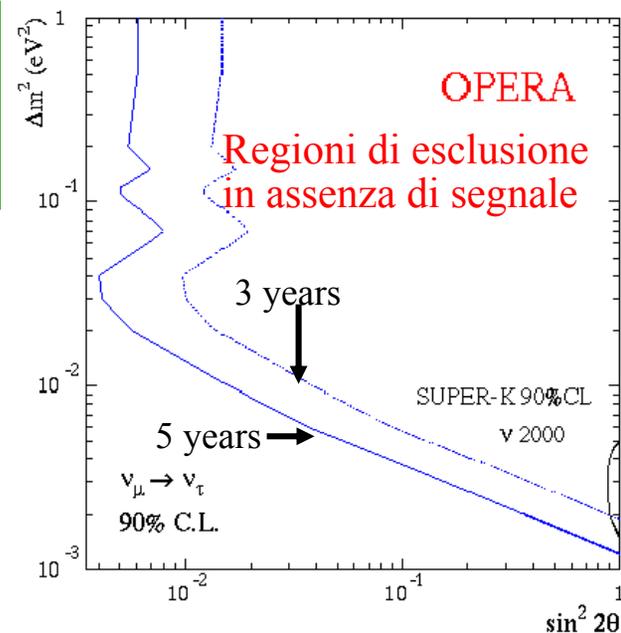
| Decay mode | Signal $1.2 \cdot 10^{-3}$ | Signal $2.4 \cdot 10^{-3}$ | Signal $5.4 \cdot 10^{-3}$ | Bkgnd. |
|------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------|
| $\tau \rightarrow e$ long | 0.8 | 3.1 | 15.4 | 0.15 |
| $\tau \rightarrow \mu$ long | 0.7 | 2.9 | 14.5 | 0.29 |
| $\tau \rightarrow h$ long | 0.9 | 3.4 | 16.8 | 0.24 |
| $\tau \rightarrow e$ short | 0.2 | 0.9 | 4.5 | 0.03 |
| $\tau \rightarrow \mu$ short | 0.1 | 0.5 | 2.3 | 0.04 |
| Total | 2.7 | 10.8 | 53.5 | 0.75 |

Expected background events

(5 year run with 1.8kton average target mass)

| | $\tau \rightarrow e$ | $\tau \rightarrow \mu$ | $\tau \rightarrow h$ | Total | |
|--------------|------------------------------|------------------------|----------------------|-------------|-------------|
| LONG DECAYS | Charm production | 0.14 | 0.03 | 0.14 | 0.31 |
| | ν_e CC and π^0 | 0.01 | - | - | 0.01 |
| | Large angle μ scattering | - | 0.10 | - | 0.10 |
| | Hadron reinteractions | - | - | 0.10 | 0.10 |
| | ν_{μ} CC | - | 0.06 | - | 0.06 |
| | ν_{μ} NC | - | 0.10 | - | 0.10 |
| | Total | 0.15 | 0.29 | 0.24 | 0.67 |
| SHORT DECAYS | Charm production | 0.03 | 0.02 | - | 0.05 |
| | Large angle μ scattering | - | 0.02 | - | 0.02 |
| | ν_e CC and π^0 | $\ll 0.01$ | - | - | $\ll 0.01$ |
| | Total | 0.03 | 0.04 | - | 0.07 |
| Total | 0.18 | 0.33 | 0.24 | 0.75 | |

Presi-dati: 5 anni
 Massa 1800 tonn.
 $2.25 \cdot 10^{20}$ protoni



Progetti futuri

- **Misura precisa della matrice di mixing**
- **Ricerca di violazione CP nelle oscillazioni di neutrini**

Ipotesi: risultato LSND NON confermato \Rightarrow soltanto tre neutrini

$$m_1 < m_2 < m_3 ; \text{ due valori indipendenti di } \Delta m^2$$
$$m_2^2 - m_1^2 \equiv \Delta_{12} = (6 - 8) \times 10^{-4} \text{ eV}^2 \quad (\text{oscillazioni dei neutrini solari})$$
$$m_3^2 - m_2^2 \equiv \Delta_{23} = (1.3 - 3.9) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{oscillazioni dei neutrini atmosferici})$$

Oscillazioni tra tre neutrini descritte da tre angoli ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) ed una fase complessa (δ) responsabile di violazione CP

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

$$(c_{ik} \equiv \cos\theta_{ik}; \quad s_{ik} \equiv \sin\theta_{ik})$$

Informazione sperimentale disponibile:

1. **Neutrini solari**: scomparsa di ν_e associata con Δ_{12} , mixing grande ($30^\circ < \theta_{12} < 35^\circ$)
2. **Neutrini atmosferici**: scomparsa di ν_μ associata con Δ_{23} , mixing grande ($37^\circ < \theta_{23} < 53^\circ$)
3. **Esperimento CHOOZ**: nessuna evidenza per scomparsa di $\bar{\nu}_e$ associata con Δ_{23}

Conseguenze dell'esperimento CHOOZ sul mixing di tre neutrini

Formalismo semplificato perchè $\Delta_{12} \ll \Delta_{23}$ ($\Delta_{23} / \Delta_{12} \geq 10$)

Lunghezze d'oscillazione nell'esperimento CHOOZ ($\langle E \rangle \approx 3$ MeV, $L \approx 1000$ m):

$$\lambda_{12} = 2.48 \frac{E}{\Delta_{12}} > 36000 \text{ m} \gg L \qquad \lambda_{23} = 2.48 \frac{E}{\Delta_{23}} \approx 3000 \text{ m} (\pm 50\%)$$

↑
confrontabile con L

→ termini di oscillazione associati con Δ_{12} trascurabili $\Rightarrow L / \lambda_{12} \approx 0$

Probabilità di scomparsa di $\bar{\nu}_e$ nell'esperimento CHOOZ:

$$\mathcal{P}_{osc}(\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2(1.27 \Delta_{23} \frac{L}{E}) \quad (\text{formula identica al caso di mixing di due neutrini})$$

Limite CHOOZ : $\sin^2 2\theta_{13} < 0.12$ per $\Delta_{23} \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \Rightarrow \theta_{13} < 10^\circ$

Esempio di matrice di mixing compatibile con i parametri di oscillazione misurati

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(32^\circ) & \sin(32^\circ) & 0 \\ -\sin(32^\circ)/\sqrt{2} & \cos(32^\circ)/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ \sin(32^\circ)/\sqrt{2} & -\cos(32^\circ)/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix}$$

< 0.17
limite
esperimento
CHOOZ

Condizione di Unitarietà: $\sum_m U_{im} (U_{mk})^* = \delta_{ik}$

Violazione CP nel mixing di tre neutrini

Violazione CP : $\mathcal{P}_{\text{osc}}(\nu_\alpha - \nu_\beta) \neq \mathcal{P}_{\text{osc}}(\bar{\nu}_\alpha - \bar{\nu}_\beta)$

Invarianza CPT: $\mathcal{P}_{\text{osc}}(\nu_\alpha - \nu_\beta) = \mathcal{P}_{\text{osc}}(\bar{\nu}_\beta - \bar{\nu}_\alpha)$ ($\alpha, \beta = e, \mu, \tau$)

 $\mathcal{P}_{\text{osc}}(\nu_\alpha - \nu_\alpha) = \mathcal{P}_{\text{osc}}(\bar{\nu}_\alpha - \bar{\nu}_\alpha)$ **(invarianza CPT)**

 **La violazione CP nelle oscillazioni di neutrini può essere misurata soltanto in esperimenti di apparizione**

Misura del segno della carica elettrica del leptone prodotto

CRUCIALE per separare ν da $\bar{\nu}$ in fasci di neutrini da acceleratori.

La misura del segno della carica elettrica richiede un rivelatore con campo magnetico (tipo MINOS). In un rivelatore di grande massa e densità, questo e' possibile soltanto per muoni

($\nu_e \Rightarrow$ elettrone \Rightarrow sciame elettromagnetico composto di e^+ , e^- , γ

\Rightarrow perdita dell'informazione sulla carica elettrica dell'elettrone primario)

Violazione CP nelle oscillazioni $\nu_e - \nu_\mu$

Definizione: $\mathcal{P}_{e\mu} \equiv \mathcal{P}_{\text{osc}}(\nu_e - \nu_\mu)$; $\overline{\mathcal{P}}_{e\mu} \equiv \mathcal{P}_{\text{osc}}(\overline{\nu}_e - \overline{\nu}_\mu)$

$$\mathcal{P}_{e\mu} = A \sin^2(1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) + B \sin^2(1.27\Delta_{12} \frac{L}{E}) + C \cos(\delta - 1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) \sin(1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) \sin(1.27\Delta_{12} \frac{L}{E})$$

$$\overline{\mathcal{P}}_{e\mu} = A \sin^2(1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) + B \sin^2(1.27\Delta_{12} \frac{L}{E}) + C \cos(-\delta - 1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) \sin(1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) \sin(1.27\Delta_{12} \frac{L}{E})$$

$$A = (\sin\theta_{23} \sin 2\theta_{13})^2$$

$$B = (\cos\theta_{23} \sin 2\theta_{12})^2$$

$$C = \cos\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23}$$

**Termini che violano CP
(nota il segno della fase δ)**

La violazione CP nelle oscillazioni $\nu_e - \nu_\mu$ è misurabile solo se $\theta_{13} \neq 0$ e l'esperimento è sensibile simultaneamente a Δ_{12} and Δ_{23}

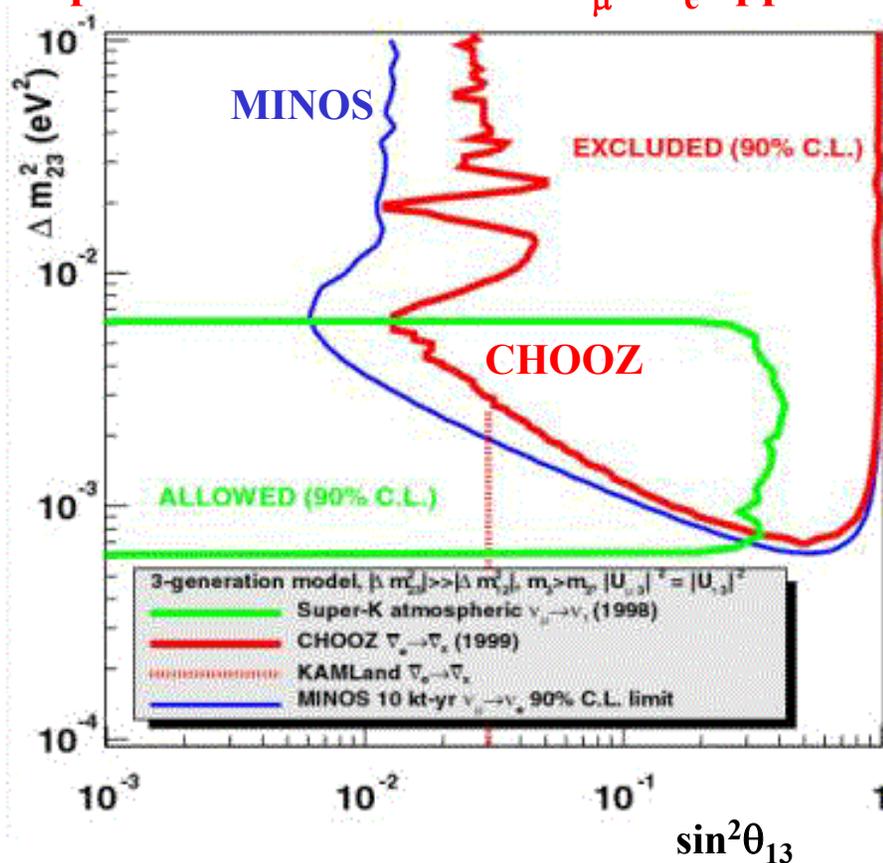
Misura di θ_{13} : nuove ricerche di oscillazioni ν_e più sensibili a θ_{13} dell'esperimento CHOOZ

Ricerche di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$ di grande sensibilità: distanza rivelatore $L \approx \frac{1}{2}\lambda_{23}$
 \Rightarrow fasci di neutrini di bassa energia (1 – 2 GeV) per i rivelatori esistenti

K2K: flusso neutrini insufficiente malgrado la grande massa del rivelatore (Super-K)

CNGS: programma ottimizzato per apparizione di ν_τ (energia fascio \gg soglia per produzione di τ , troppo alta per una ricerca di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$), assenza di rivelatore vicino per misurare la contaminazione di ν_e alla produzione

MINOS: sensibilità prevista alle oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$ appena superiore a CHOOZ



Esperimenti di scomparsa di $\bar{\nu}_e$ in preparazione

(con rivelatore vicino per misurare direttamente il flusso di $\bar{\nu}_e$)

DOUBLE-CHOOZ (con rivelatore vicino identico al rivelatore lontano)

Costruzione del sito per il rivelatore vicino non ancora iniziata

Daya Bay (in Cina, sulla costa orientale 55 km a Nord Est di Hong Kong)

Due centrali nucleari a 1100 m di distanza:

Daya Bay (due reattori vicini, 2 x 2.9 GW)

Ling Ao (due reattori vicini, 2 x 2.9 GW + 2 in costruzione)

Potenza termica totale 17.4 GW dopo il 2010

**8 rivelatori identici a scintillatore liquido (tipo CHOOZ) in 8 siti diversi
(4 vicini, 4 a ~2 km dai reattori)**

Esperimenti di apparizione $\nu_\mu - \nu_e$ di grande sensibilità ($\mathcal{P}_{osc} \propto \sin^2 2\theta_{13}$)

JHF: sincrotrone a protoni da 50 GeV di alta intensità in costruzione a Tokay (Giappone)

Inizio funzionamento previsto per il 2009.

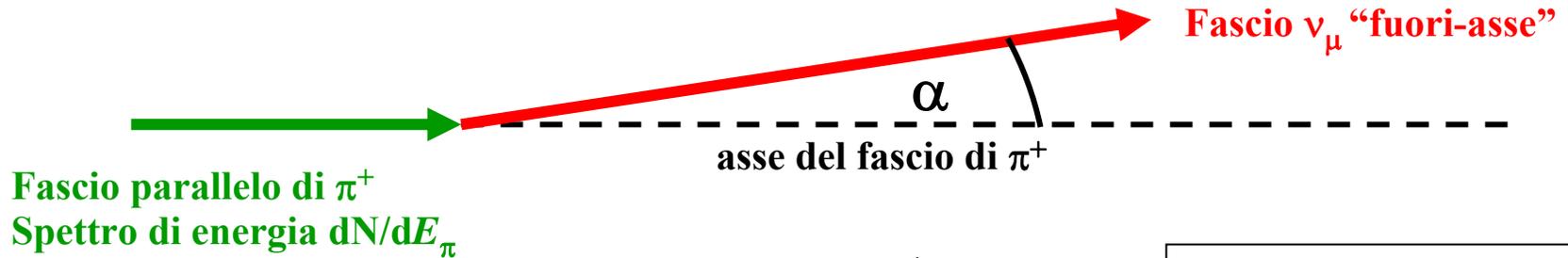
Misura di $\sin^2\theta_{13}$ con alta sensibilità mediante fascio di neutrini diretto al rivelatore Super-K ($L = 270$ km) (esperimento T2K)

NOvA: esperimento non ancora approvato al Fermilab a 810 km di distanza, a 12 km dall'asse del fascio, in superficie

30,000 tonnellate di scintillatore liquido contenuto in tubi rettangolari di plastica, $3.9 \times 6 \times 1500$ cm

Risultati dai nuovi esperimenti per misurare θ_{13} previsti per la metà del prossimo decennio

Fasci quasi-monoenergetici di neutrini “fuori-asse”



Energia ν_μ ad angolo α fissato: $E = \frac{E^*}{\gamma_\pi (1 - \beta_\pi \cos \alpha)}$

| |
|---|
| E^* : energia ν_μ nel sistema di riposo del π^+ (0.03 GeV) $\gamma_\pi = E_\pi / m_\pi$ $\beta_\pi = v_\pi / c$ |
|---|

Spettro di energia dei ν_μ emessi ad angolo α rispetto al fascio π^+ :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dE_\pi} \left| \frac{dE_\pi}{dE} \right| = \frac{dN}{dE_\pi} \frac{m_\pi E^*}{E^2} \left| \frac{\beta_\pi}{\beta_\pi - \cos \alpha} \right|$$

← Termine singolare per $\cos \alpha = \beta_\pi$
 $\Rightarrow \tan \alpha = 1/(\gamma_\pi \beta_\pi)$

→ **picco nello spettro energetico dei neutrini**
Energia al picco: $E = \gamma_\pi E^* = 0.03 \gamma_\pi$ GeV

Neutrini monoenergetici: segnale d’oscillazione massimo per $L = \lambda_{osc} / 2$

Svantaggio del metodo: flusso ν_μ ridotto \Rightarrow rivelatori di grande massa (50 – 100 ktonn.)

La misura della violazione CP nelle oscillazioni di neutrini richiede fasci di neutrini almeno 100 volte più intensi dei fasci esistenti.

FABBRICA DI NEUTRINI: anello magnetico per muoni con sezioni diritte lunghe dirette verso rivelatori di neutrini a grande distanza. $N(\mu): \geq 10^{21}$ per anno

Componenti di una Fabbrica di Neutrini:

- Acceleratore a protoni di alta intensità (fino a 10^{15} protoni/s, energia qualche GeV) ;
- Canale magnetico di grande apertura a valle del bersaglio dei protoni; per cattura dei π^\pm prodotti nel bersaglio e dei μ^\pm da decadimento dei π^\pm ;
- Raffreddamento dei muoni (“cooling”) per ridurre la divergenza angolare del fascio e l’intervallo d’impulsi;
- Due o più acceleratori per muoni in serie;
- Un anello magnetico per muoni con sezioni diritte lunghe.

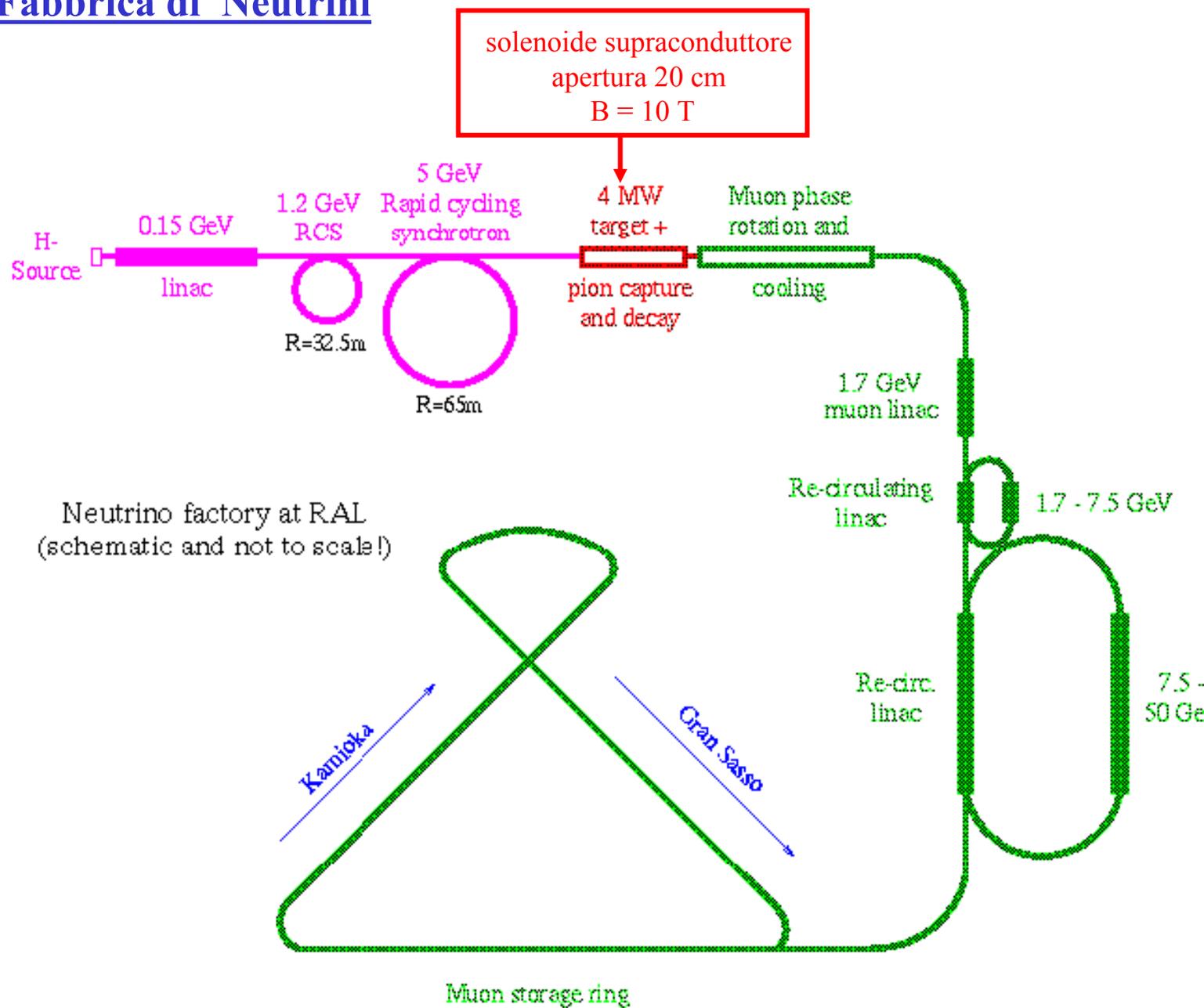
μ^+ circolanti nell’anello \Rightarrow fasci puri di $\bar{\nu}_\mu, \nu_e$

μ^- circolanti nell’anello \Rightarrow fasci puri di $\nu_\mu, \bar{\nu}_e$

Flussi e spettri d’energia calcolabili con precisione dalla cinematica del decadimento μ

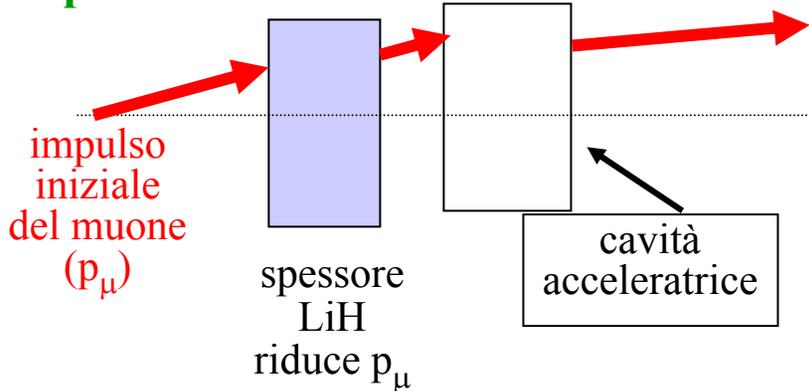
Studio delle oscillazioni $\nu_e - \nu_\mu$: rivelazione di muoni di “segno sbagliato” (carica opposta a quella dei muoni circolanti) \Rightarrow RIVELATORE MAGNETICO

Schema di una Fabbrica di Neutrini



Raffreddamento ("cooling") dei muoni

Nel piano trasverso: stadi successivi di accelerazione e rallentamento per ionizzazione



L'accelerazione aumenta la componente longitudinale dell'impulso \rightarrow riduzione della divergenza angolare

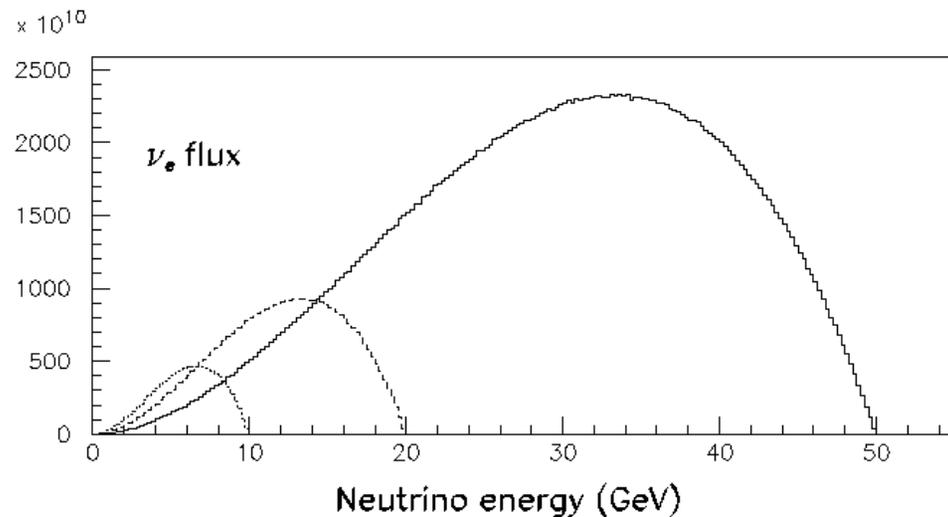
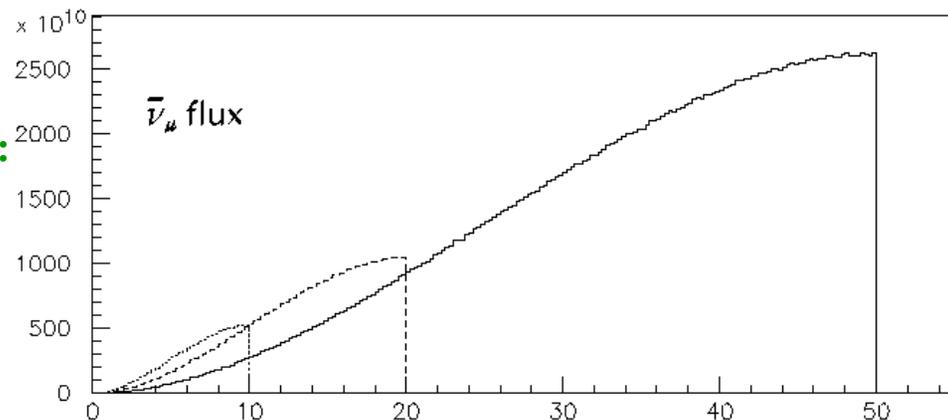
Riduzione dell'intervallo di impulsi:

Cavità acceleratrice con campo elettrico modulato:

Campo debole per muoni in anticipo (rapidi);

Campo forte per muoni in ritardo (lenti)

Flussi previsti
(neutrini / (anno \times 0.25 GeV))
Diametro rivelatore 10 m
Distanza $L = 732$ km;
 μ^+ , $E_\mu = 10, 20, 50$ GeV



Misura della violazione CP con una Fabbrica di Neutrini

**Problema n. 1: la sensibilità decresce rapidamente con θ_{13}
assenza di effetti misurabili per $\theta_{13} < 1^\circ$**

**Problema n. 2: Distanza ottimale per misurare la fase δ : $L \approx 2000 - 4000$ km
→ il fascio di neutrini attraversa la crosta terrestre
Effetti di materia: segno opposto per neutrini e antineutrini
→ violazione apparente di CP**

Soluzione del problema n. 2: Effetti di materia e violazione CP nella matrice di mixing hanno dipendenze diverse da E and L → esperimenti con due rivelatori a distanze diverse, studio della violazione CP in funzione di E

**Numero di eventi per anno previsto in un rivelatore di 40 kton.
per 2.5×10^{20} decadimenti μ^+ nella sezione diritta
di una Fabbrica di Neutrini da 50 GeV**

| L [km] | $\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X$ | $\nu_e N \rightarrow e^- X$ | $\nu N \rightarrow \nu X$ |
|----------|---------------------------------------|-----------------------------|---------------------------|
| 730 | 8.8×10^6 | 1.5×10^7 | 8×10^6 |
| 3500 | 3×10^5 | 6×10^5 | 3×10^5 |
| 7000 | 3×10^4 | 1.3×10^5 | 5×10^4 |

Fasci “beta”

Una nuova idea per realizzare una fabbrica di neutrini (P. Zucchelli, 2001)

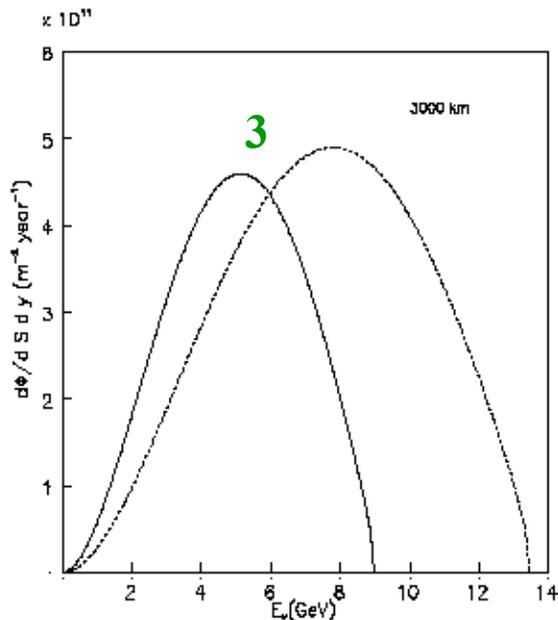
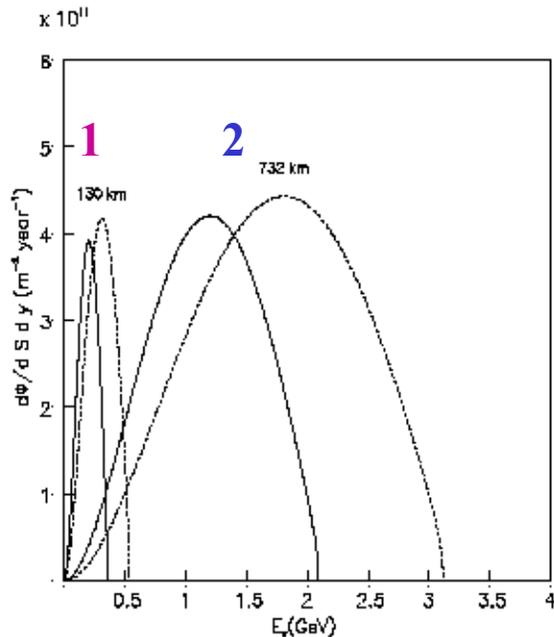
- **Produzione di fasci intensi di isotopi radioattivi (decadimento β)**
- **Accelerazione e iniezione in un anello magnetico con sezioni diritte lunghe**

$$\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6 + e^- + \bar{\nu}_e : \quad E_{\text{max}}(\bar{\nu}_e) = 3.5 \text{ MeV} ; \tau_{1/2} = 0.807 \text{ s}$$

$$\text{Ne}^{18} \rightarrow \text{F}^{18} + e^+ + \nu_e : \quad E_{\text{max}}(\nu_e) = 3.4 \text{ MeV} ; \tau_{1/2} = 1.672 \text{ s}$$

Configurazioni sperimentali studiate:

1. **Accelerazione:** $\gamma = 60$ (He^6), $= 100$ (Ne^{18}). $L = 130 \text{ km}$ (CERN – Tunnel Frejus)
2. **Accelerazione:** $\gamma = 350$ (He^6), $= 580$ (Ne^{18}). $L = 732 \text{ km}$ (CERN – Gran Sasso)
3. **Accelerazione:** $\gamma = 1500$ (He^6), $= 2500$ (Ne^{18}). $L = 3000 \text{ km}$ (CERN – ?)



**Frequenza eventi tipica:
10 – 800 per anno
per un rivelatore di
1000 tonn.**

CONCLUSIONI

- Evidenza di oscillazioni dallo studio di neutrini solari e atmosferici
⇒ evidenza del mixing di neutrini
- Massa dei neutrini: se $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ (in analogia con i leptoni carichi), masse molto piccole: $m_2 \approx 8 \times 10^{-3} \text{ eV}$, $m_3 \approx 5 \times 10^{-2} \text{ eV}$
- Schemi alternativi: neutrini “degeneri”: $|\Delta m_{ik}| \ll m_i, m_k$.
Importanza della misura diretta di $m(\nu_e)$ e delle ricerche di doppio decadimento β senza emissione di neutrini

- **Angoli di mixing dei neutrini > angoli di mixing dei quarks.**
Risultati sperimentali compatibili con mixing massimo per ν_μ atmosferici ($\theta_{23} \approx 45^\circ$); angolo massimo di mixing per i quarks $\approx 13^\circ$ (angolo di Cabibbo)
- **ν_e : componenti principali ν_1, ν_2 ; componente ν_3 piccola (zero?); ν_μ, ν_τ : $\sim 50\% \nu_3$.**
- **Ampiezza della componente ν_3 del ν_e : misura di θ_{13} cruciale per definire il futuro a lungo termine della fisica dei neutrini**
- **Fabbriche di Neutrini, fasci “beta”:** gli unici modi per accedere alla violazione CP in fenomeni puramente leptonici. Fattibilità non dimostrata, costi certamente elevati e per ora molto incerti. Programmi R&D in corso.