

Astrofisica e particelle elementari

aa 2009-10

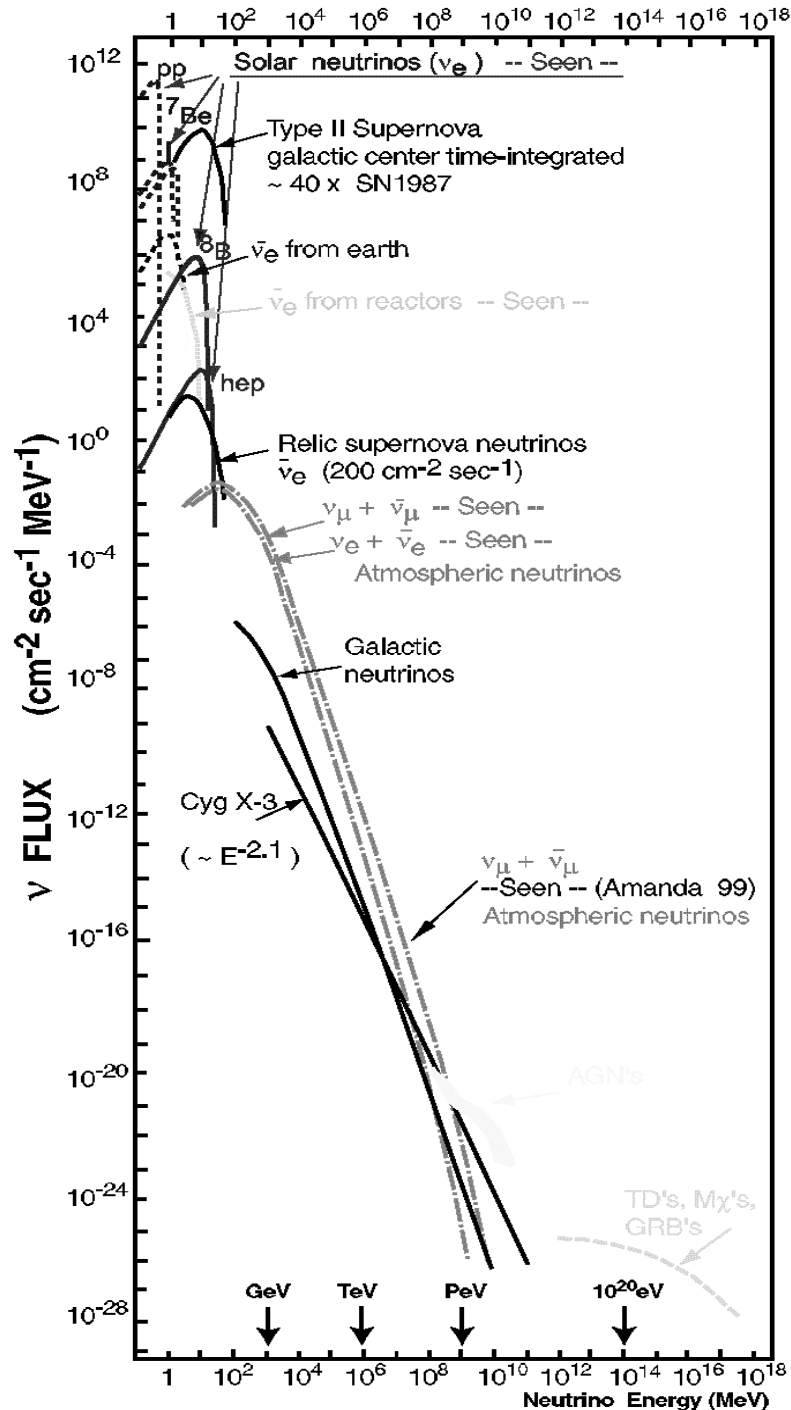
Lezione 9

- Sorgenti di neutrini
- Neutrini atmosferici
- Oscillazioni di neutrini
- Neutrini solari
- Oscillazione dei neutrini nella materia
- Esperimenti

• [Waxman E., "High energy neutrino astrophysics"](#) 13 Maggio, 16⁰⁰

Bruno Borgia

NEUTRINI



I neutrini essendo neutri ed avendo una piccola sezione d'urto possono provenire da una moltitudine di sorgenti: cosmologici, solari, dalle supernove, atmosferici, dalla radioattività terrestre.

I neutrini di origine cosmologica a circa 1 secondo dal Big Bang non riuscendo più a mantenere l'equilibrio termico, si sono disaccoppiati nel decadimento inverso del neutrone, ciò che ha determinato il rapporto protone/neutrone e quindi la nucleosintesi. La densità dei neutrini attuale è 113 cm^{-3} per ogni sapore e la loro temperatura è $< 1.95 \text{ K}$.

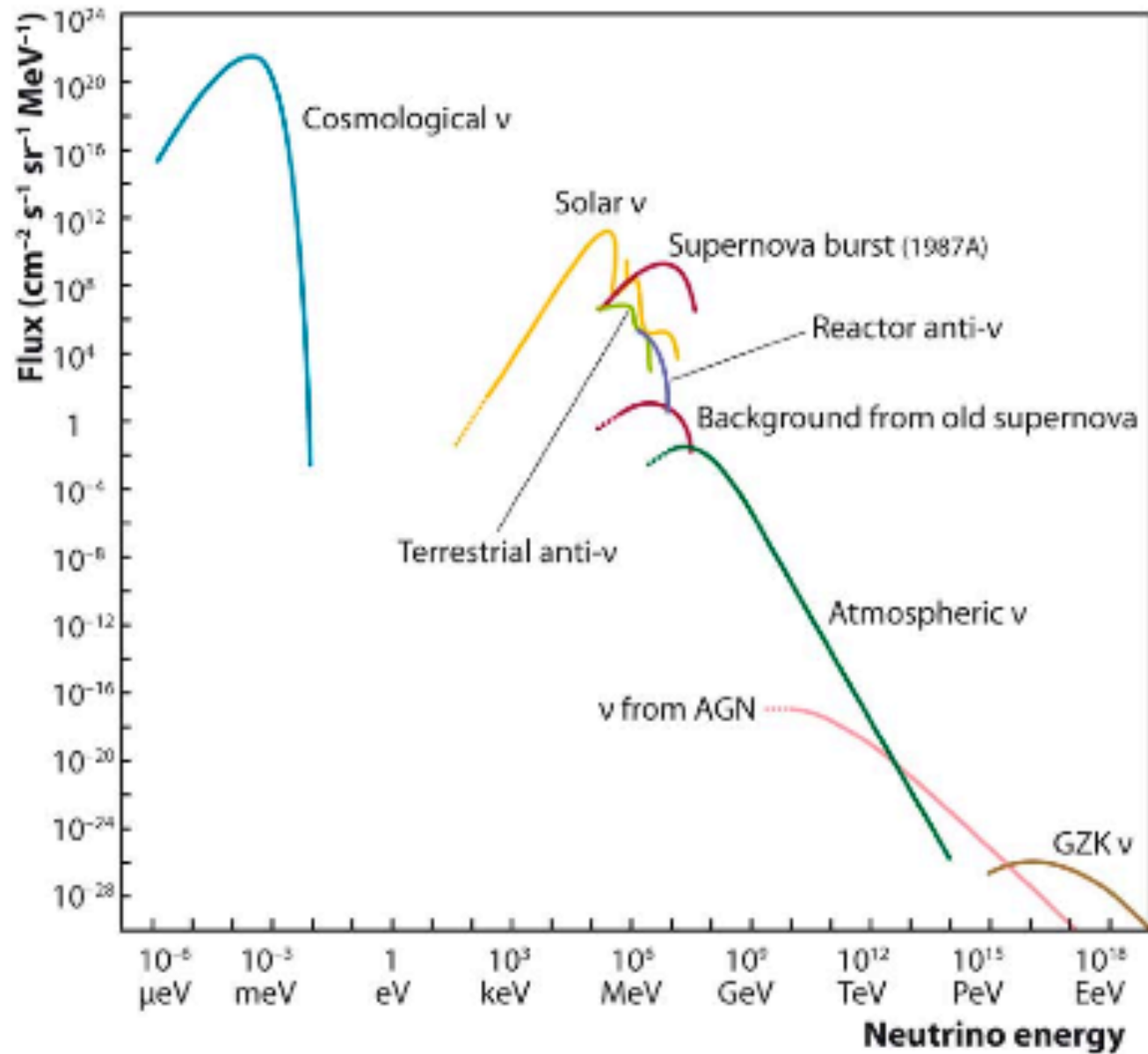
I neutrini hanno vantaggi e svantaggi rispetto ai RC carichi:

↑↑ viaggiano in linea retta e quindi è possibile neutrino-astronomia;

↑↑ hanno una sezione d'urto piccola e quindi non sono soggetti al limite GKZ e possono giungerci dai bordi dell'universo;

↓↓ la piccola sezione d'urto impone rivelatori di grande massa

Spettro dei neutrini



NEUTRINI ATMOSFERICI

I neutrini sono la componente più abbondante dei raggi cosmici sulla Terra.

L'interazione dei neutrini con i nucleoni d'altra parte è molto piccola. La sezione d'urto per produrre un leptone carico nel range di energia 1 GeV - 1 TeV è dell'ordine di

$$\sigma \approx 0.5 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 E_\nu(\text{GeV})$$

All'energia di 1 GeV il flusso di neutrini è $\approx 1 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ da tutte le direzioni.

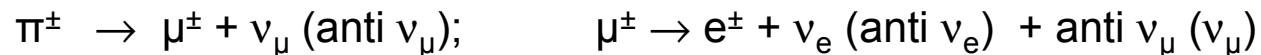
La frequenza di interazione dei neutrini atmosferici è

$$1 (\nu/\text{cm}^2 \text{ s}) \times (0.5 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{ nucleone}) \times (6 \cdot 10^{32} \text{ nucleoni/kTon}) \times (3.15 \cdot 10^7 \text{ s/anno}) \approx \\ \approx 100 \text{ eventi/kT anno}$$

Di conseguenza sono necessari rivelatori di molti kT per studiare i neutrini cosmici.

Le sorgenti principali di neutrini atmosferici sono i decadimenti di π , K e μ .

La catena di decadimento del π è



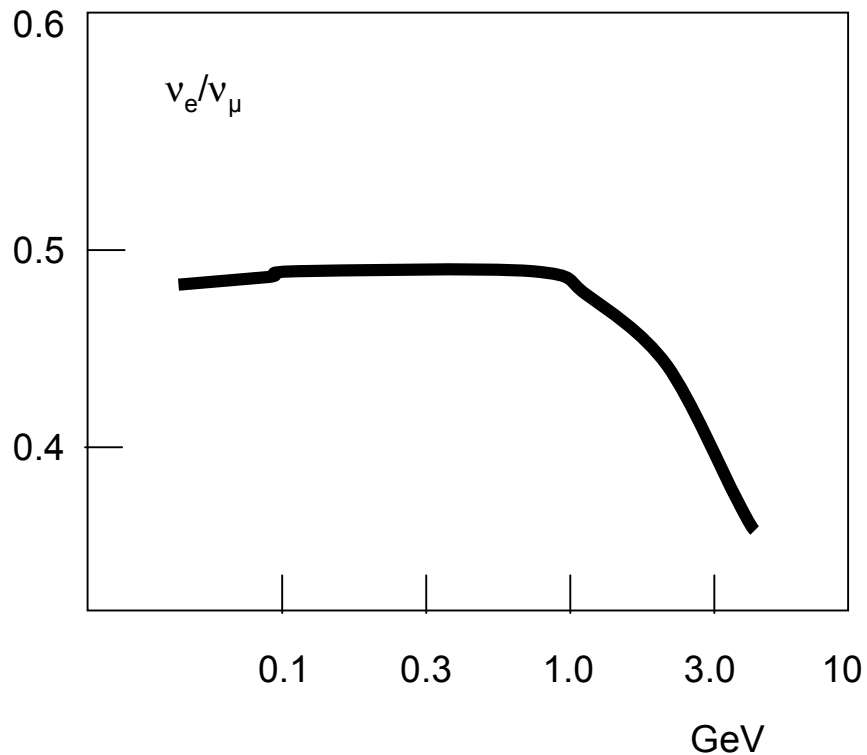
Quando le condizioni sono tali per cui tutte le particelle decadono, ci aspettiamo che

$$\nu_\mu \approx \text{anti } \nu_\mu \approx \nu_e$$

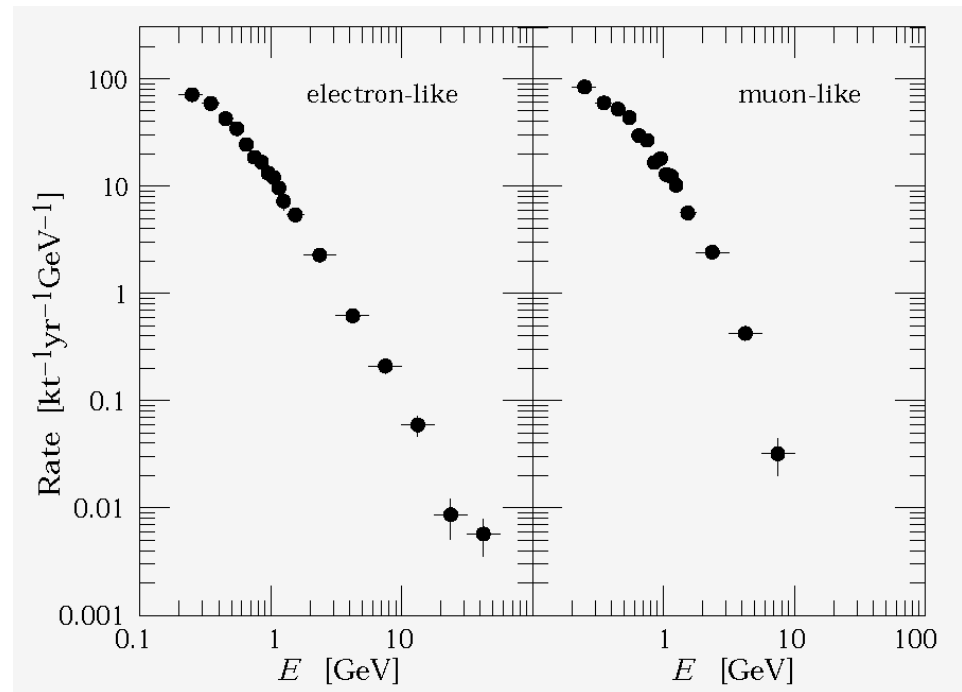
Inoltre la cinematica del decadimento è tale per cui ciascun neutrino trasporta circa la stessa energia.

Nell'atmosfera la lunghezza di decadimento del μ , con l'energia, diventa rapidamente maggiore della quota di produzione dei mesoni stessi per cui il rapporto ν_e / ν_μ decresce rapidamente con l'energia e l'unica sorgente di ν_e diventa il decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu_e$.

NEUTRINI ATMOSFERICI



Rapporto ν_e/ν_μ (neutrini+antineutrini) prodotti in atmosfera



Energia visibile dei neutrini in SuperKamiokande

OSCILLAZIONE DEI NEUTRINI (1)

I neutrini sono prodotti in autostati di sapore e si propagano in autostati di massa.

Trattiamo il caso di due autostati di sapore per semplicità.

Un particolare autostato di sapore è descritto nella sua propagazione come sovrapposizione lineare degli autostati di massa e quindi evolve temporalmente con frequenze differenti dovute alla diverse masse. Consideriamo il mescolamento $\nu_e \nu_\mu$:

$$\nu_e = \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta$$

$$\nu_\mu = -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta$$

Se E è l'energia del neutrino, le ampiezze degli autostati di massa in funzione del tempo saranno

$$\nu_1(t) = \nu_1(0) \exp(-iE_1 t)$$

$$\nu_2(t) = \nu_2(0) \exp(-iE_2 t)$$

in unità $\hbar/2\pi=c=1$.

Supponiamo di avere a $t=0$ solo neutrino-elettrone. Invertendo la coppia di equazioni di sopra, $(\nu_e \times \cos\theta - \nu_\mu \times \sin\theta)$, si ha:

$$\nu_1(0) = \nu_e(0) \cos\theta$$

$$\nu_2(0) = \nu_\mu(0) \sin\theta$$

$$\nu_e(t) = \nu_1(t) \cos\theta + \nu_2(t) \sin\theta$$

L'ampiezza del neutrino-elettrone diventa

$$A_e(t) = \nu_e(t) / \nu_e(0) = \cos^2\theta \exp(-iE_1 t) + \sin^2\theta \exp(-iE_2 t)$$

OSCILLAZIONE DEI NEUTRINI (2)

L'intensità diventa

$$I_e(t)/I_e(0) = A_e A_e^* = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2[(E_2 - E_1)t/2]$$

Per $m \ll E$ si ha

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

La probabilità di trovare uno stesso sapore a distanza $L = ct$, sarà

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2[1.27 \Delta m^2 L/E]$$

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

e quindi

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2[1.27 \Delta m^2 L/E]$$

Δm^2 è espresso in $(\text{eV}/c^2)^2$; E in GeV e L in km.

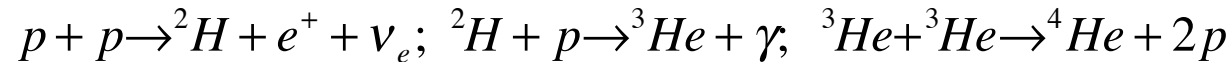
Se in un apparato sotterraneo si osservano gli eventi di neutrino atmosferico in funzione dell'angolo di incidenza rispetto allo zenith, si avranno neutrini prodotti a circa 20 km sulla verticale, neutrini orizzontali prodotti a circa 200 km di distanza e neutrini provenienti dalla parte opposta della Terra prodotti a circa 12 000 km dal rivelatore.

I ν_e non mostrano effetti attribuibili alle oscillazioni, mentre i ν_μ provenienti dall'atmosfera opposta sono soppressi.

Ciò è attribuito ad oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

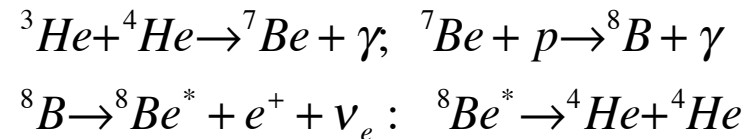
NEUTRINI SOLARI

La gran parte dei neutrini prodotti dal Sole provengono dalla reazione protone-protone che dà inizio alla catena di reazioni pp:



Il neutrino ha un'energia massima di 0.420 MeV.

Neutrini di energia maggiore sono generati in una catena diversa dalla catena pp:



Il neutrino del Boro ha un'energia massima di 15 MeV.

Lo spettro di energia dei neutrini solari è mostrato nella figura seguente.

Le misure di neutrini solari sono riportate in unità di 1 SNU (Solar Neutrino Unit)
= $8.6 \cdot 10^{-32}$ eventi-neutrino/(giorno nucleo)

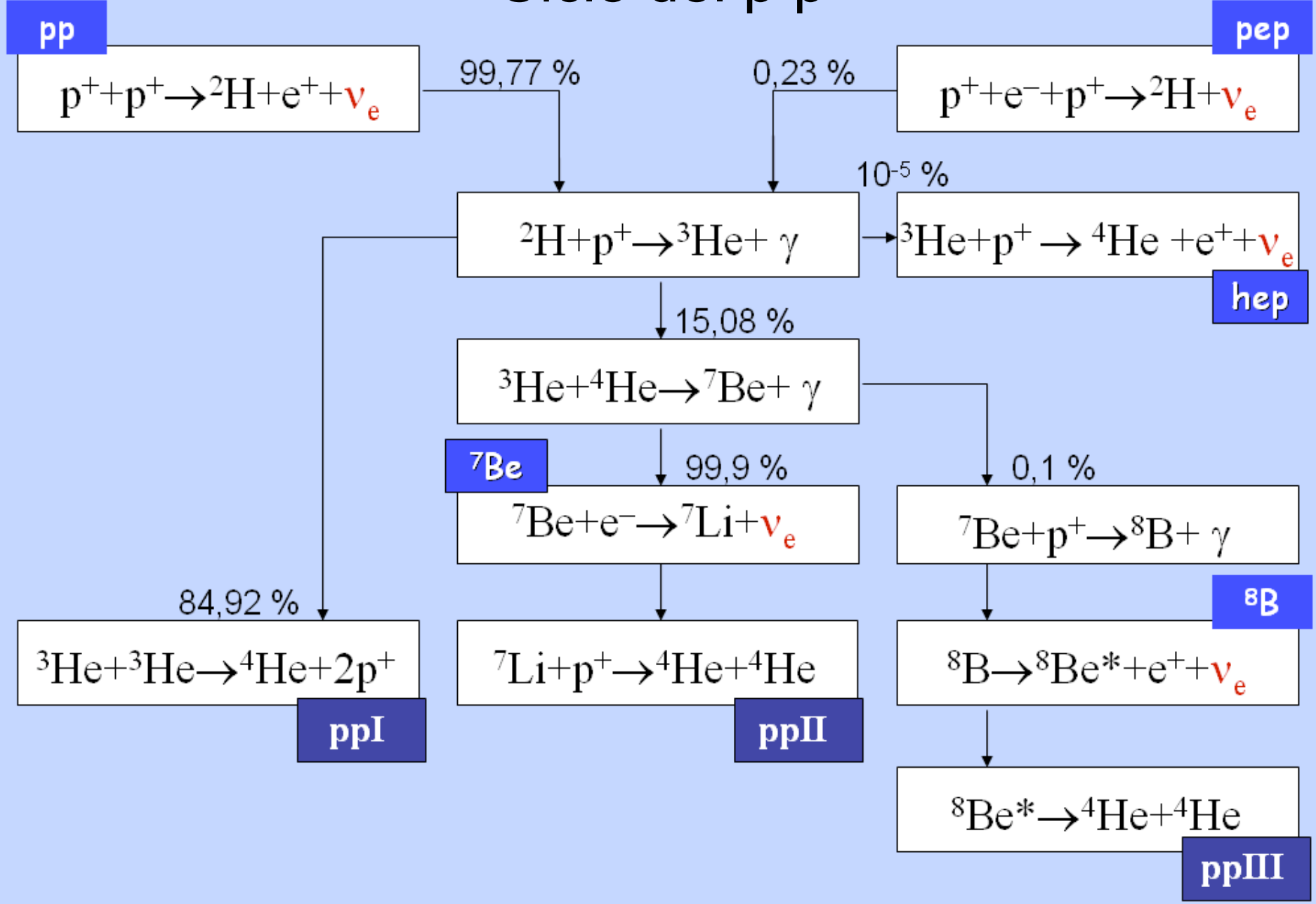
dove nel numero citato entra la sezione d'urto per il materiale utilizzato per la reazione col neutrino.

Per misurare 1 SNU con un rivelatore che contenga 10^{31} nuclei, ci si deve attendere 1 cattura di neutrino al giorno. Il rivelatore con un elemento pesante, $A \approx 50$, avrebbe circa 800 t di materiale.

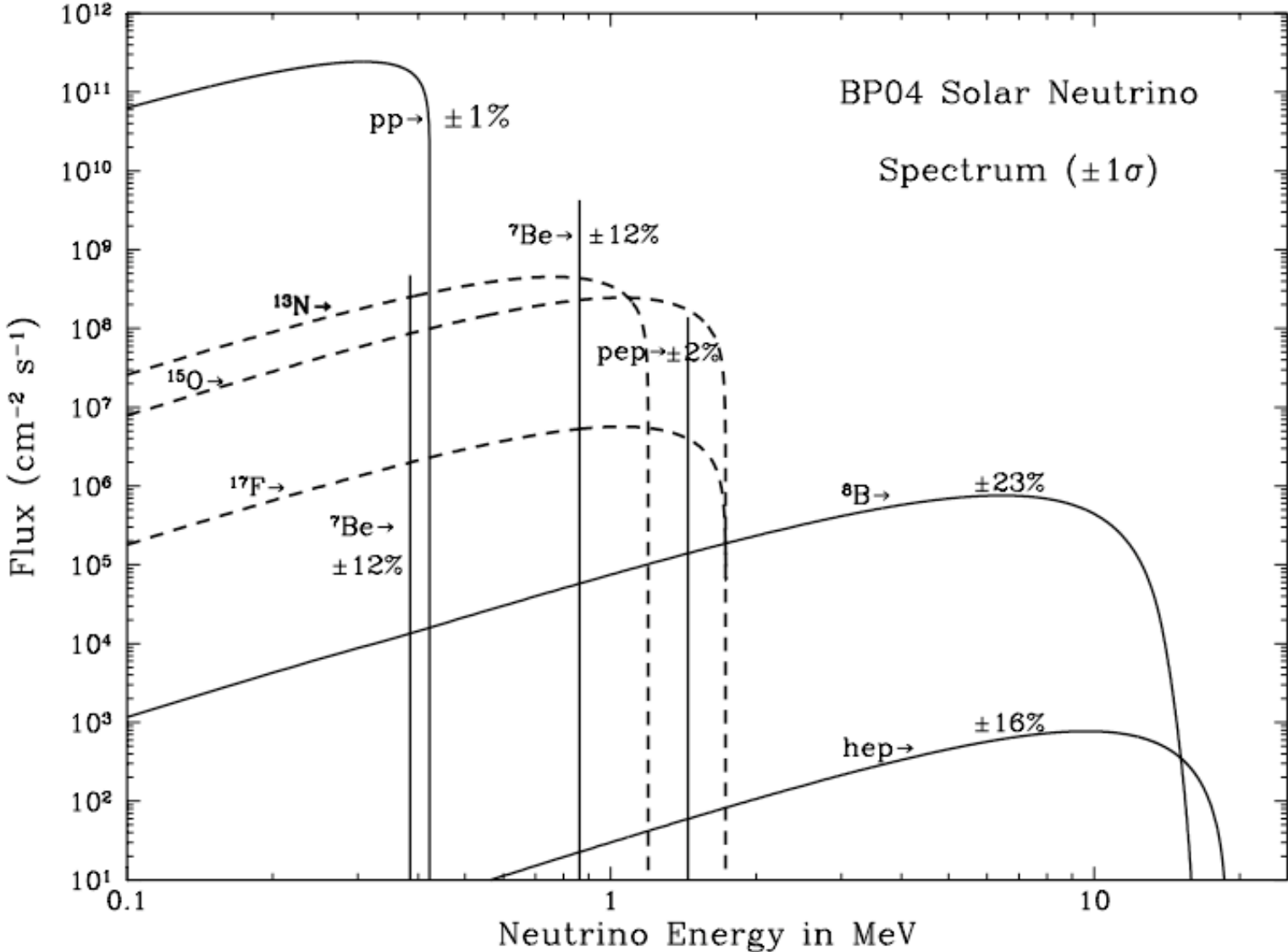
REAZIONI SOLARI

Reaction	Termination ^a		ν energy (MeV)
	Number	(%)	
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	1a	100	≤ 0.42
or			
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	1b (pep)	0.4	1.44
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	2	100	
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$	3	85	
or			
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	4	15	
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	5	15	(90%) 0.86 (10%) 0.38
${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$	6	15	
or			
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	7	0.02	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	8	0.02	< 15
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$	9	0.02	
or			
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	10	0.00002	≤ 18.77

Ciclo del p p



NEUTRINI SOLARI



Oscillazione dei neutrini nella materia

- Il meccanismo MSW si basa sulla evoluzione temporale alla Schroedinger degli autostati di massa: $i d\psi/dt = E\psi$, dove E è l'autovalore dell'energia. In forma matriciale si ha

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_1^2 / 2p & 0 \\ 0 & m_2^2 / 2p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (*)$$

- Ricordiamo

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} = p \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} \approx p \left(1 + \frac{m^2}{2p^2} \right) = p + \frac{m^2}{2p}$$

- L'ultimo termine della (*) è un fattore di fase che agisce egualmente su ν_1 e ν_2 e quindi si può omettere.
- Se si esprimono ν_e e ν_μ in termini di ν_1 e ν_2 si ha

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = M_\nu \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (**)$$

con

$$M_\nu = \left[\frac{m_1^2 + m_2^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \left(\frac{\Delta m^2}{4p} \right) \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

- I neutrini di energia intorno al MeV hanno interazioni di corrente neutra, ma solo i ν_e possono avere interazioni di corrente carica. L'effetto delle interazioni cariche del ν_e si descrive con un potenziale aggiuntivo che modifica l'ampiezza di scattering in avanti e quindi porta ad un cambiamento della massa effettiva:

$$V_e = G_F \sqrt{2} N_e$$

$$m^2 = E^2 - p^2 \rightarrow (E + V_e)^2 - p^2 = m^2 + 2EV_e$$

$$\Delta m^2 = 2\sqrt{2} G_F N_e E$$

Effetto MSW

- G_F è la costante di Fermi, N_e è la densità degli elettroni, Δm^2 è lo spostamento della massa effettiva al quadrato.
- L'equazione (**) per la propagazione dei neutrini nel vuoto, nel caso del neutrino-elettrone va modificata sostituendo alla massa quadra media l'espressione

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \rightarrow \frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + 2\sqrt{2}G_F N_e p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ & = \left[\frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2) + \sqrt{2}G_F N_e p \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{2}G_F N_e p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

- La matrice di massa M_m per l'attraversamento di materia è quindi

$$\begin{aligned} M_m &= \left[\frac{1}{4p}(m_1^2 + m_2^2) + \frac{\sqrt{2}G_F N_e p}{2} \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &+ \left[\frac{\Delta m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta + A & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta - A \end{pmatrix} \\ A &= \frac{2\sqrt{2}G_F N_e p}{\Delta m^2} \end{aligned}$$

- Il primo termine da un fattore di fase per ν_e e ν_μ quindi si può ignorare. Il secondo termine può essere interpretato in modo simile a (**). Scriviamo quindi

$$\left[\frac{\Delta m_m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \quad (***)$$

Effetto MSW

- Uguagliando la (***) con il secondo termine dell'equazione precedente otteniamo

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{[\cos 2\theta - A]} = \frac{\tan 2\theta}{[1 - (L_\nu/L_e)\sec 2\theta]}$$

con

$$L_\nu = 4\pi p / \Delta m^2$$

$$L_e = 4\pi / (2\sqrt{2}G_F N_e)$$

$$A = L_\nu / L_e$$

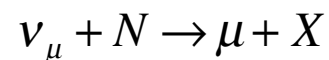
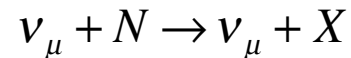
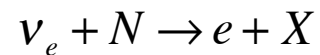
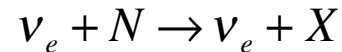
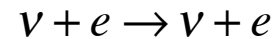
Se $L_\nu = L_e \cos 2\theta$ si ha risonanza con

$$N_e(\text{ris}) = \Delta m^2 \frac{\cos 2\theta}{(2\sqrt{2}G_F p)}$$

- La densità del nucleo del Sole è $\approx 100 \text{ g cm}^{-3}$, per cui $L_e \approx 3 \times 10^5 \text{ m}$ confrontato con il raggio solare di $7 \times 10^8 \text{ m}$.
- I ν_e attraverseranno una regione del Sole con densità critica e quindi saranno trasformati in neutrini mu o tau.

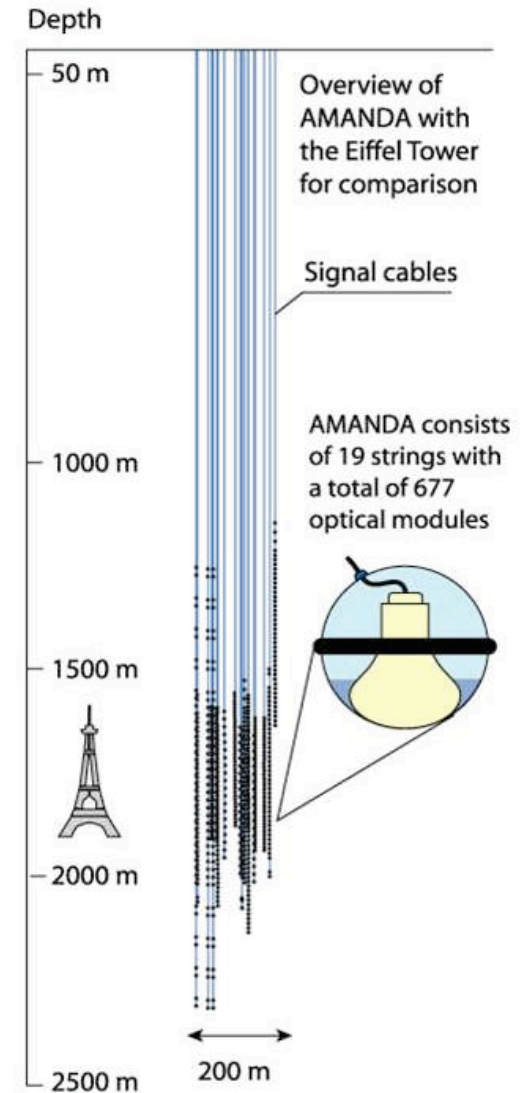
ESPERIMENTI

- I neutrini atmosferici hanno il massimo dell'energia intorno ai 250 MeV e quindi si possono rivelare tramite le reazioni:



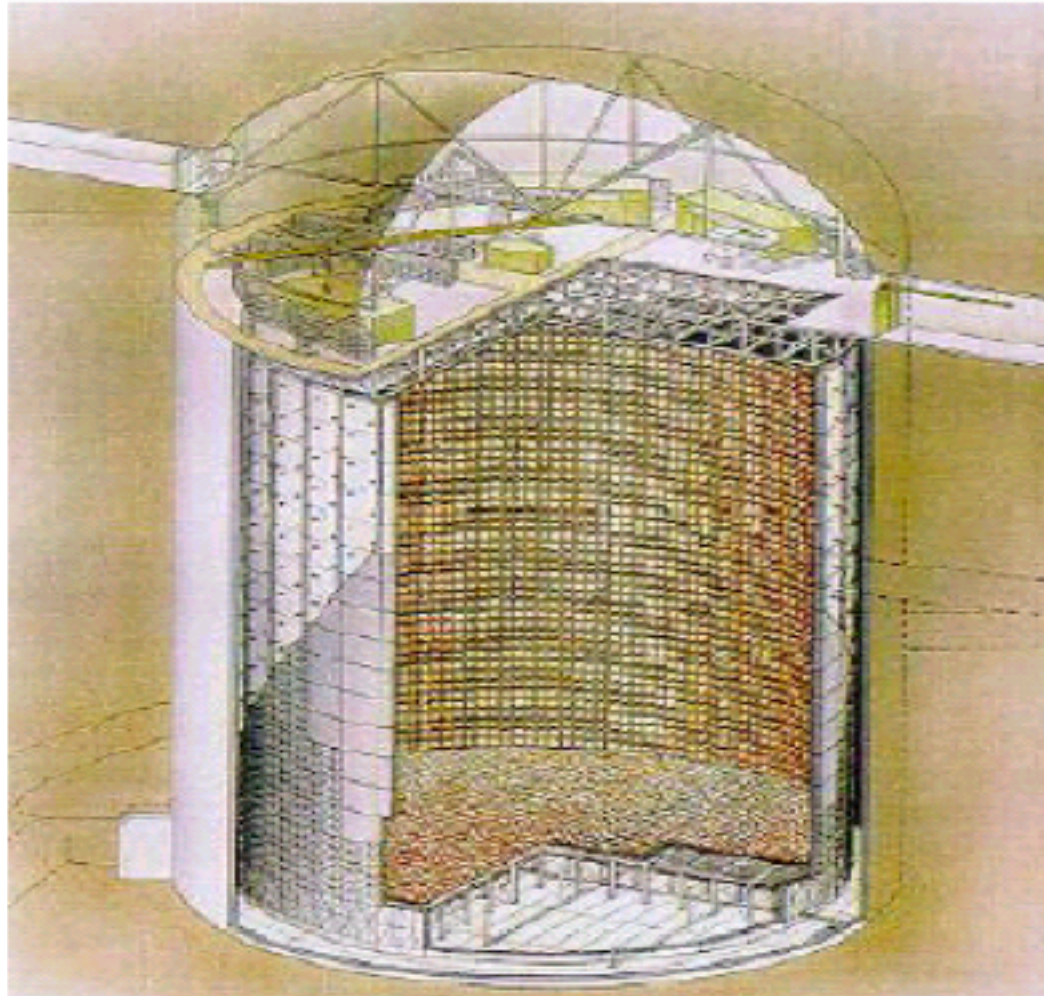
L'ultima reazione è possibile solo se i neutrini hanno energia superiore alla soglia di produzione del μ .

- Sudbury Neutrino Observatory* (SNO): effetto Cerenkov in 1 kT acqua pesante, $\nu_e + {}^2\text{H} \rightarrow \text{p} + \text{p} + \text{e}$
- Kamioka Neutrino Detection Experiment* (Kamiokande): effetto Cerenkov 2 kT acqua; soglia 7 MeV
- SuperKamiokande: Cerenkov 50 kT acqua, 14 000 fotomoltiplicatori; soglia 5 MeV
- Antartic Muon And Neutrino Detector Array* (AMANDA): Cerenkov nel ghiaccio polare

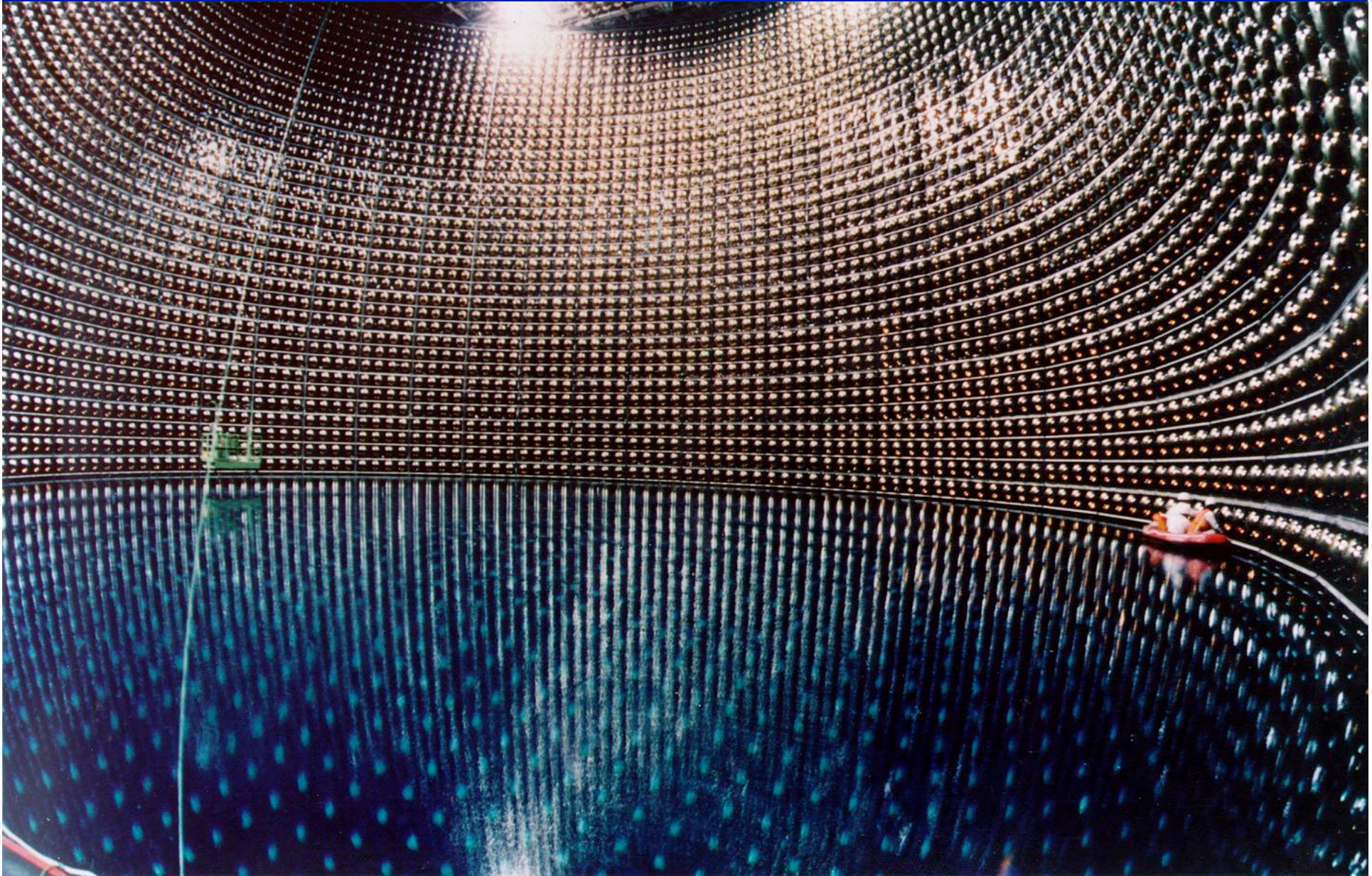


SUPERKAMIOKANDE

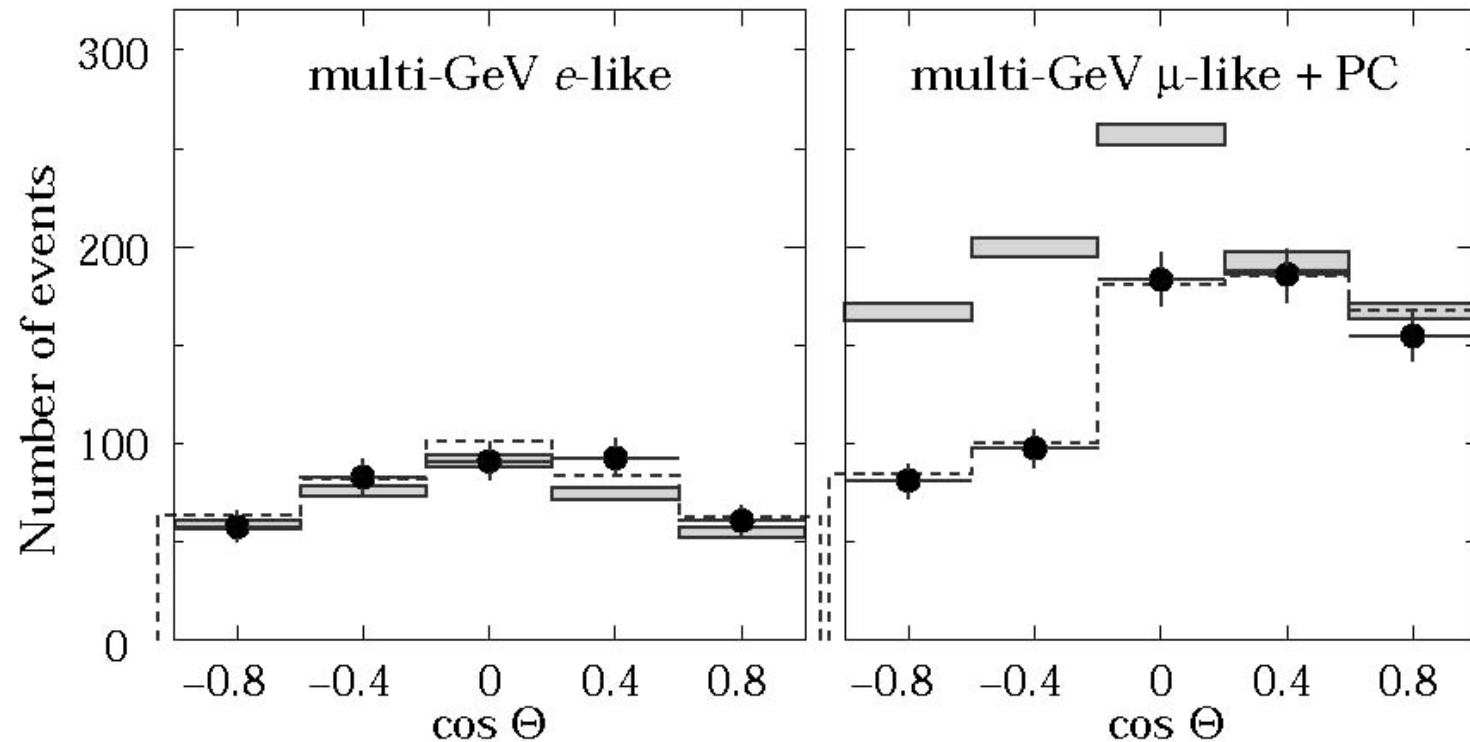
50 000 tonnellate di acqua
14 000 fotomoltiplicatori
soglia 5 MeV



SUPERKAMIOKANDE



OSCILLAZIONE DEI NEUTRINI (3)



Distribuzione zenithale degli eventi. I rettangoli sono i valori aspettati per assenza di oscillazioni mentre le linee sono fit ai dati con parametri di oscillazione.

La soppressione è circa 1/2 e poiché il valor medio di $\sin^2 [1.27 \Delta m^2 L/E]$ è 1/2, ciò significa che $\sin^2 2\theta \approx 1$ ovvero mescolamento massimo. Si trova che la differenza $\Delta m^2 \approx 3 \cdot 10^{-3} (\text{eV}/c^2)^2$

KAMLAND

1,000 ton liquid scintillator neutrino detector

1st phase experiment

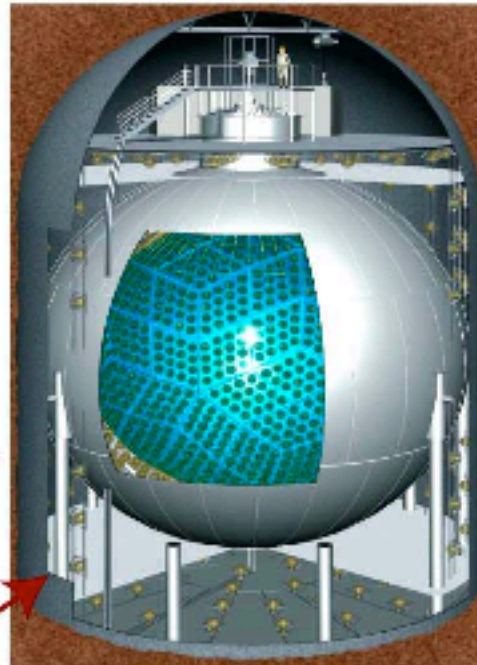
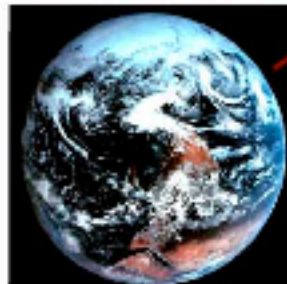
($E_{th} = 1.8 \text{ MeV}$)



- Neutrino Oscillation Search by Reactor Anti-neutrinos



- Terrestrial Anti-neutrino Detection

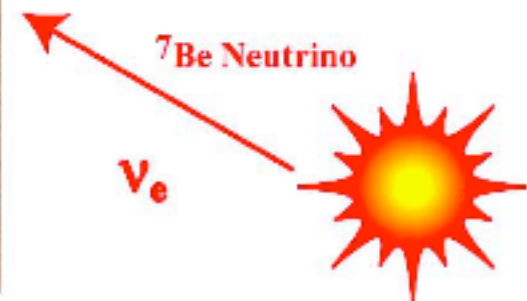


2nd phase experiment

($E_{th} = 300 \text{ keV}$)

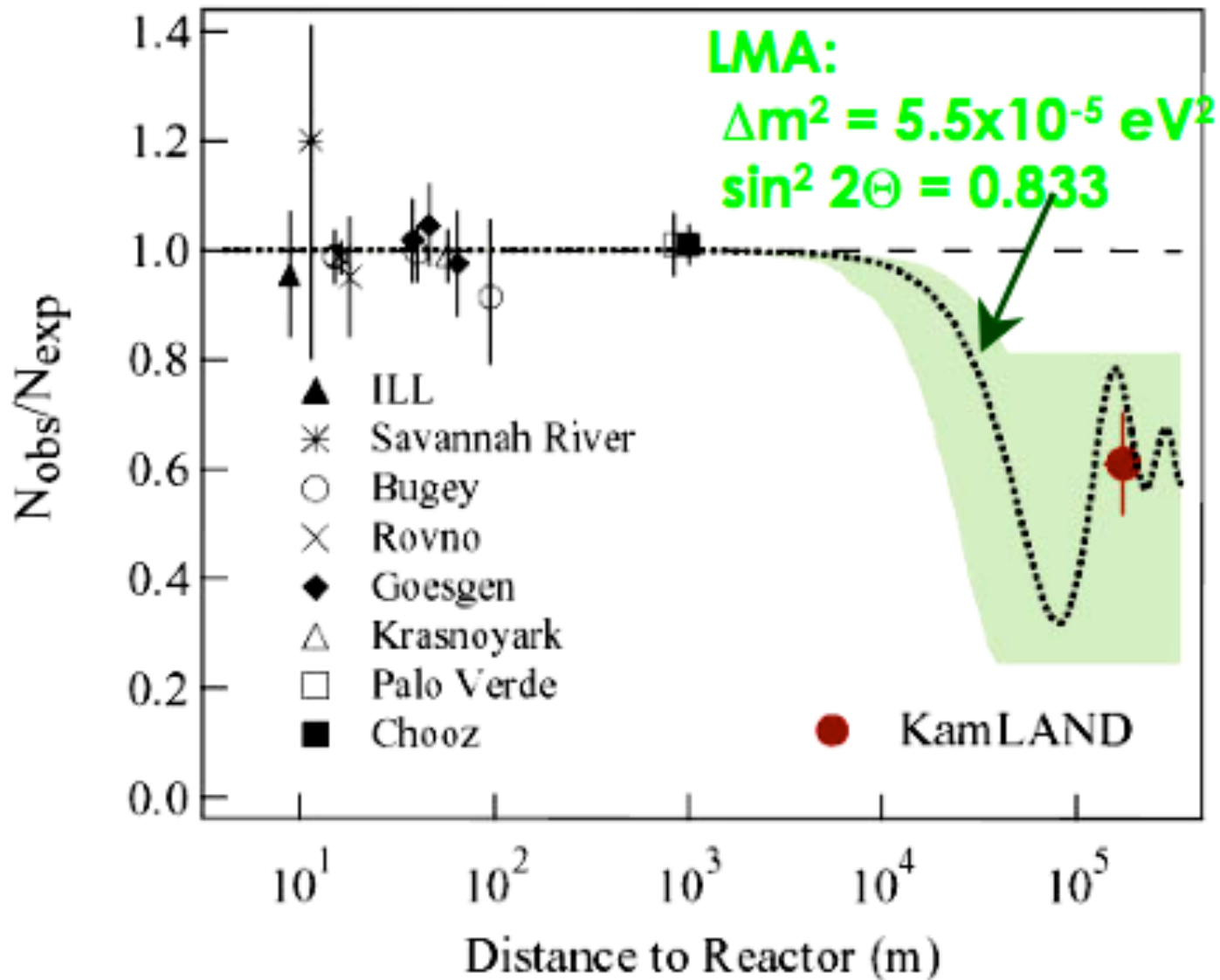


- Solar neutrino Detection

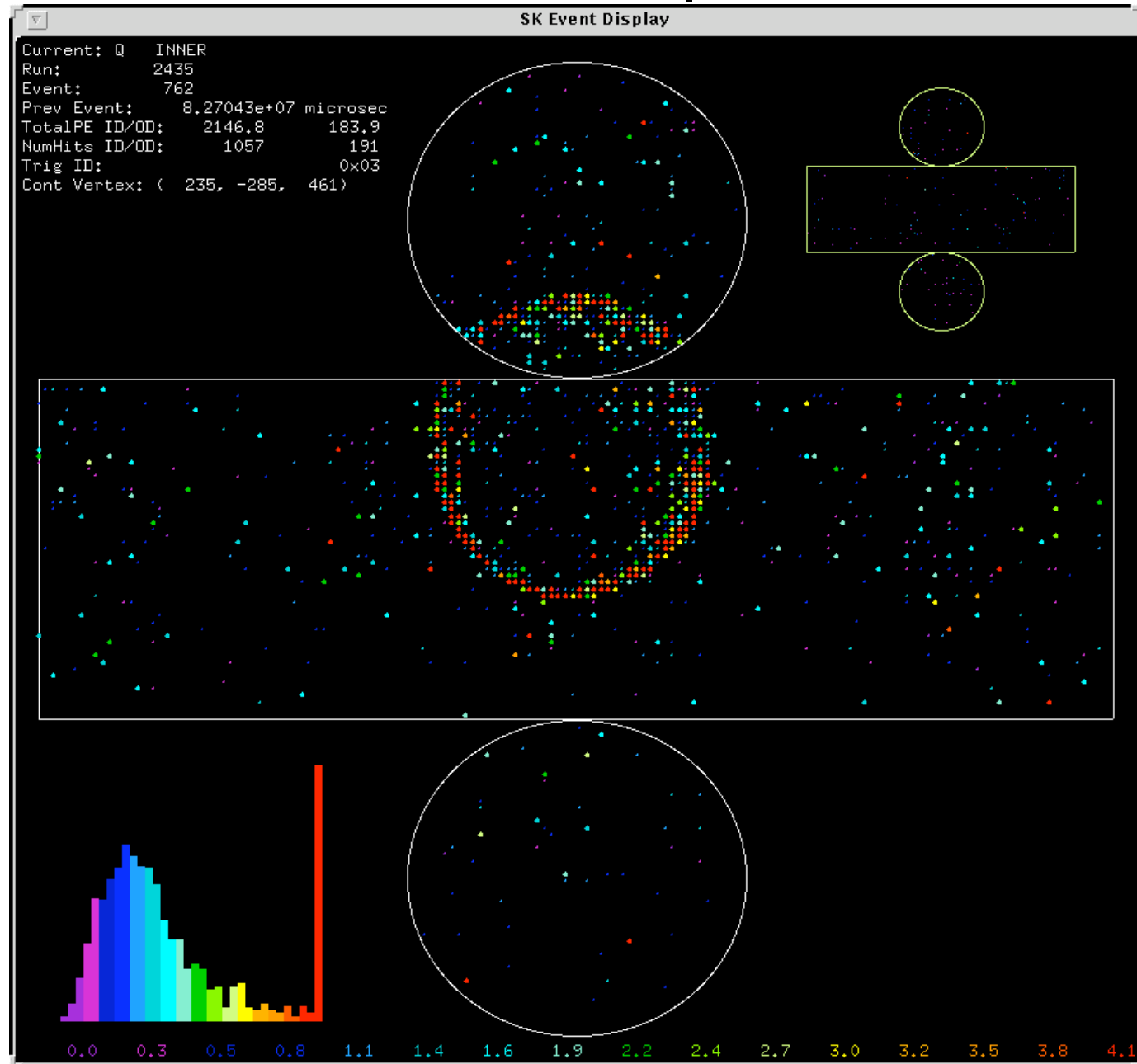


supernova-burst ν , relic supernova ν ,
atmospheric ν , Proton Decays, . . .

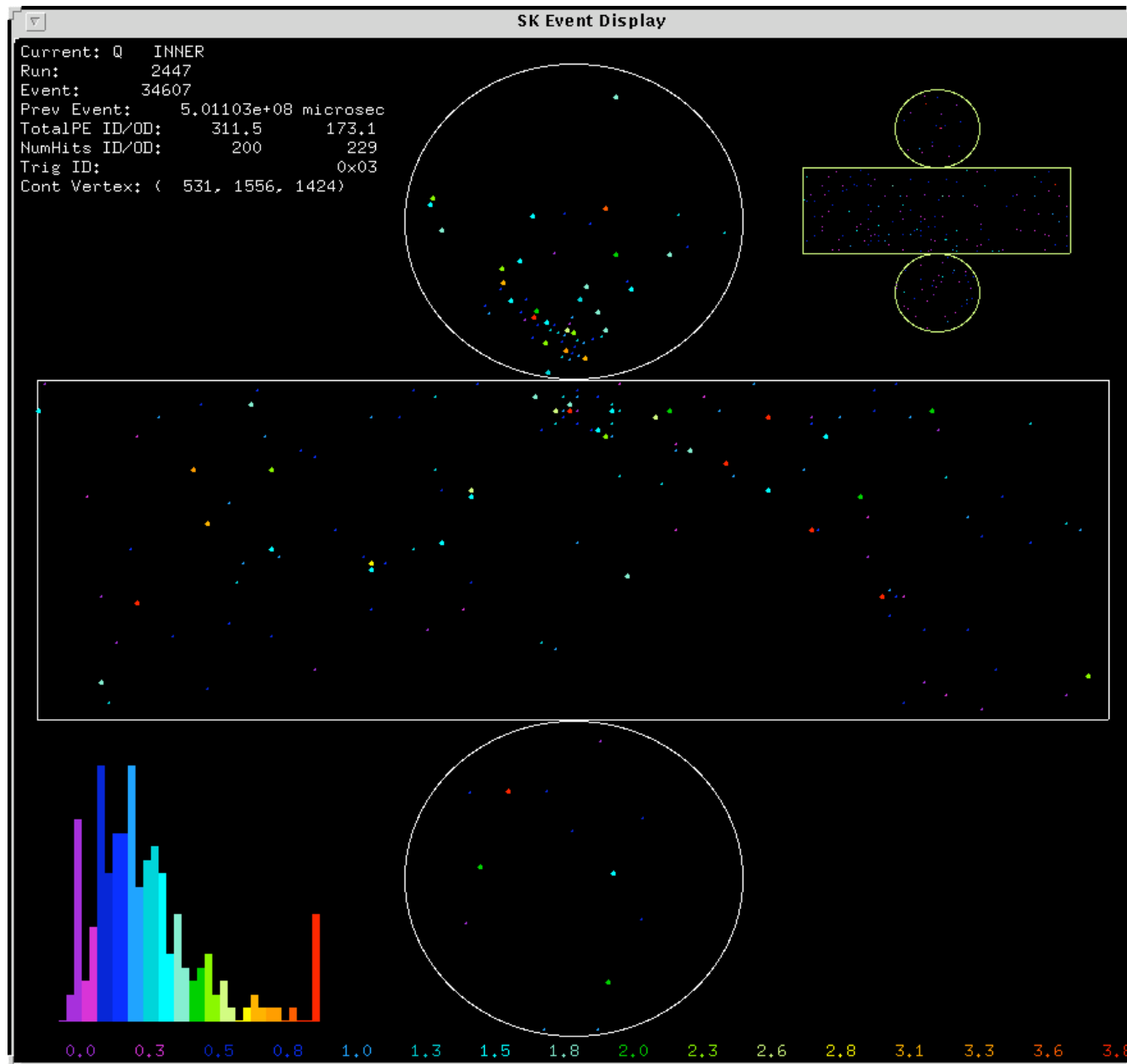
OSCILLAZIONI NEUTRINO (4)



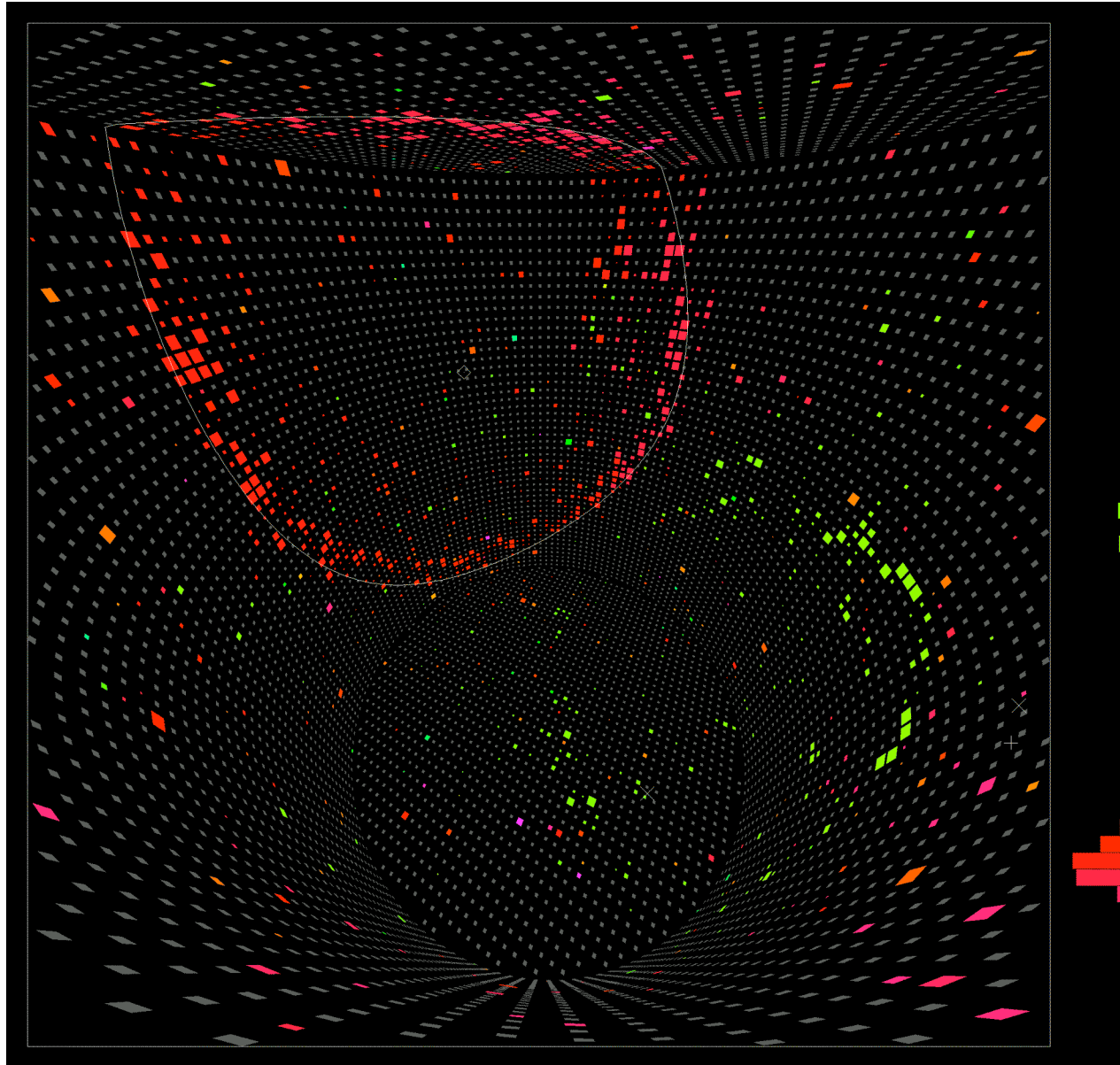
SK: $\nu \rightarrow \mu$



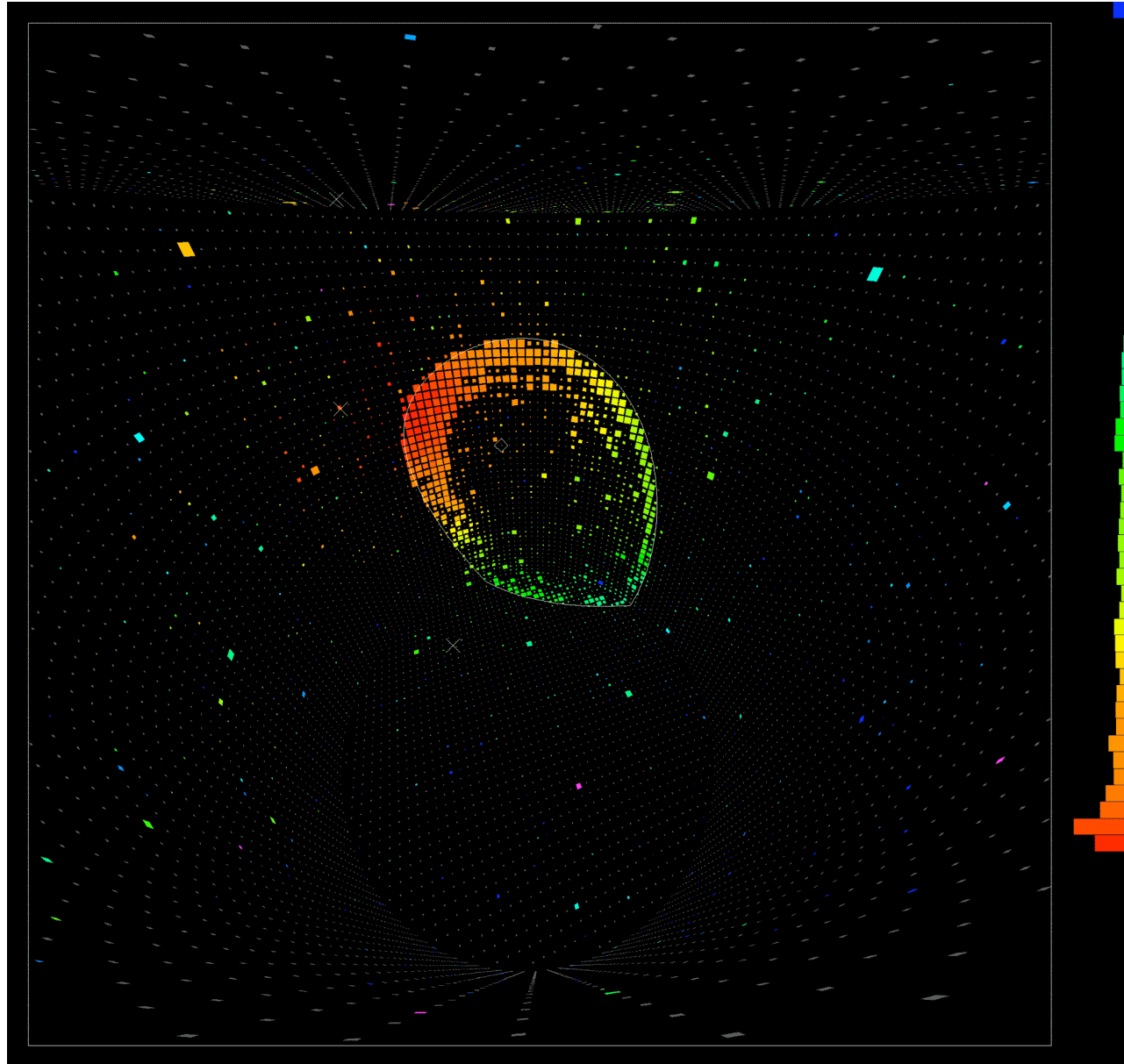
SK: Neutrino solare



SK: $\mu \rightarrow e \text{ anti}\nu_e \nu_\mu$



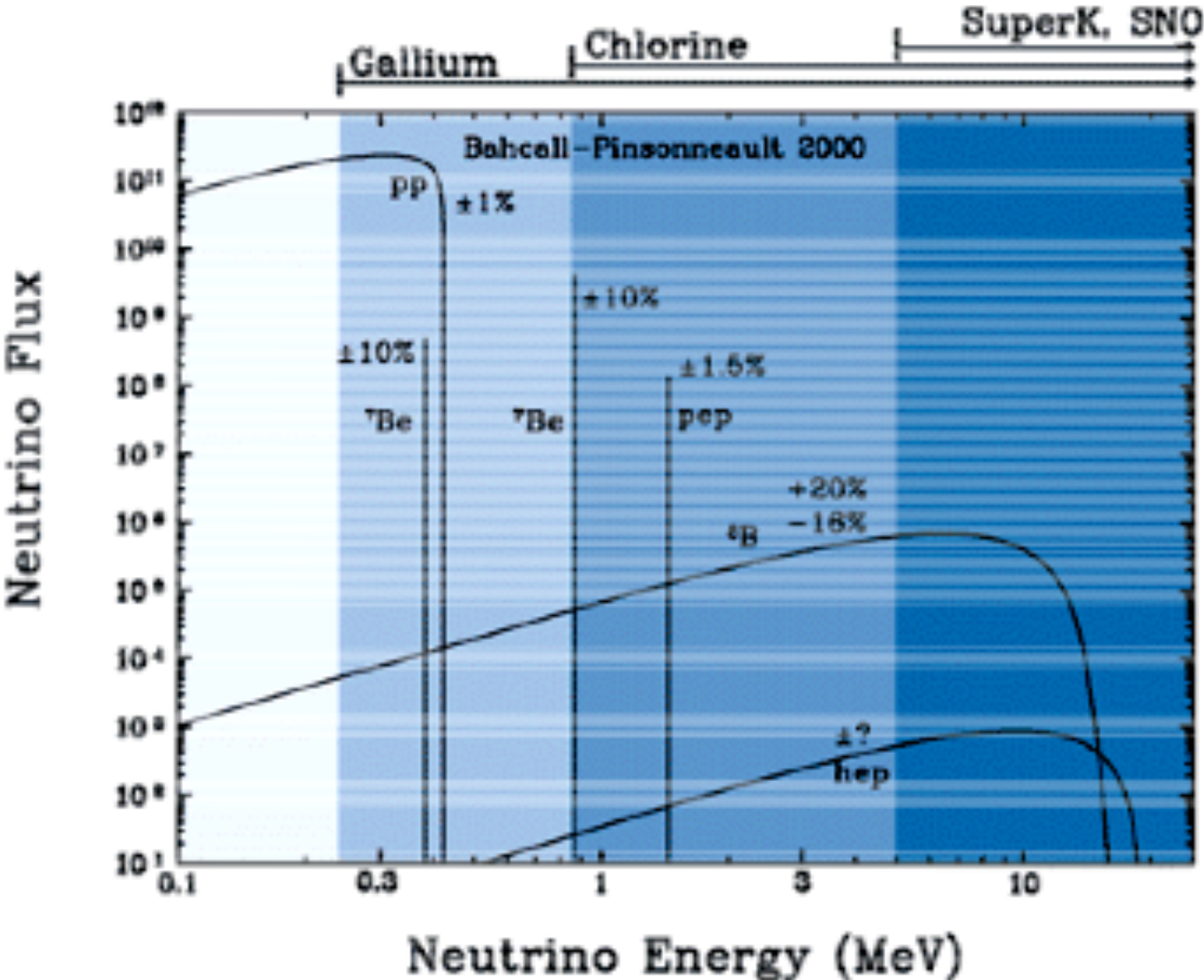
SK: $\nu + N \rightarrow \mu + X$



RIVELAZIONE NEUTRINI SOLARI

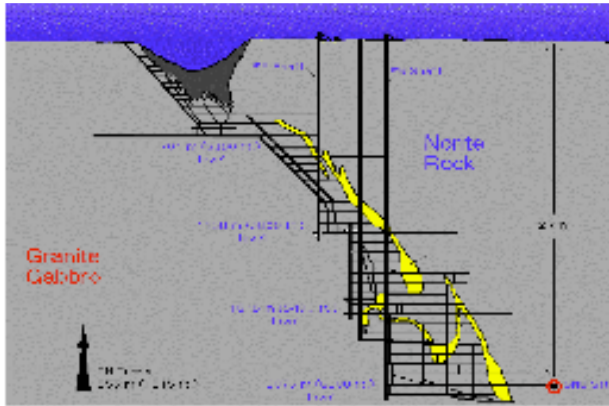
- *Metodi radiochimici:*
 - $^{37}\text{Cl}^{17} (\nu, e^-) ^{37}\text{Ar}^*$ soglia 814 keV.
L'apparato è alla profondità di 1.5 km in una miniera d'oro a Homestake, nel Sud Dakota. Il bersaglio è costituito da 615 t di tetracloroetilene, C_2Cl_4 , contenente $2 \cdot 10^{30}$ nuclei dell'isotopo ^{37}Cl . Il gas nobile ^{37}Ar decade con tempo di dimezzamento di 35 d di nuovo in ^{37}Cl .
 - $^{71}\text{Ga}^{31} (\nu, e^-) ^{71}\text{Ge}^*$ soglia 233 keV.
GALLEX era situato nel laboratorio del Gran Sasso e conteneva 30 t di cloruro di gallio in soluzione. SAGE è collocato in una miniera vicino a Baksan in Russia e contiene 60 t di gallio metallico liquido. Il ^{71}Ge decade con vita di dimezzamento in 11.4 giorni di nuovo in ^{71}Ga e vengono contati gli elettroni Auger.
- *Metodo diretto via scattering elastico $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$:*
 - L'elettrone diffuso è misurato tramite la luce Cerenkov e quindi si può determinare l'energia, la direzione ed il tempo di arrivo. Se è misurato tramite la scintillazione, non si ha l'informazione della direzione.

NEUTRINI SOLARI



SNO

Sudbury Neutrino Observatory



1000 tonnes D_2O

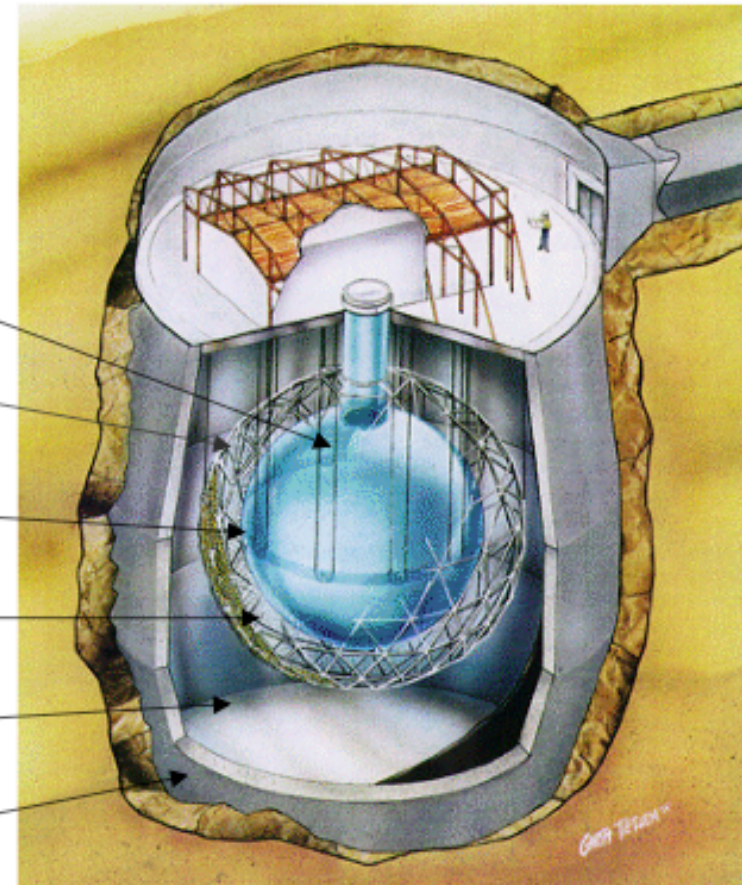
Support Structure
for 9500 PMTs,
60% coverage

12 m Diameter
Acrylic Vessel

1700 tonnes Inner
Shielding H_2O

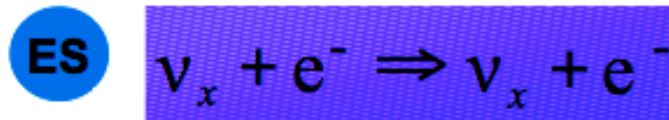
5300 tonnes Outer
Shield H_2O

Urylon Liner and
Radon Seal

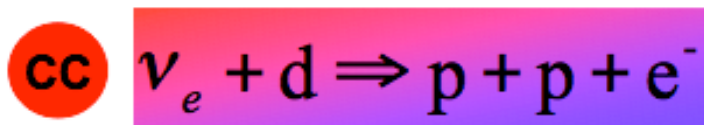
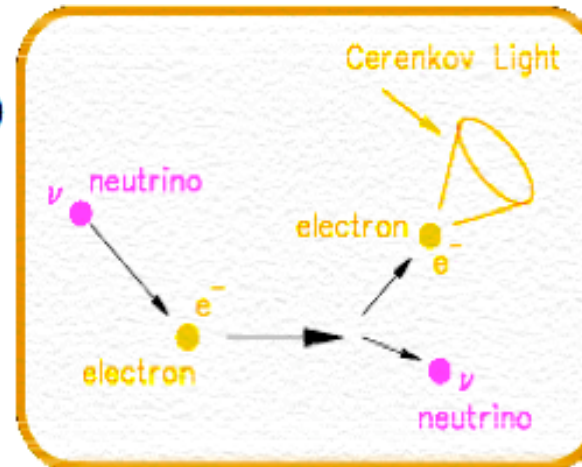


SNO

ν Reactions in SNO

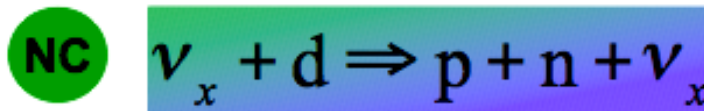
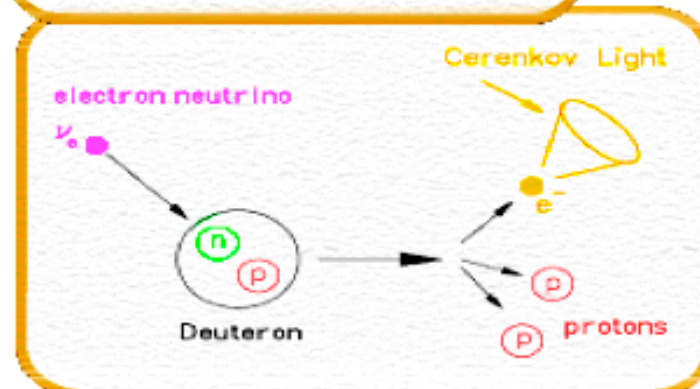


- Both SK, SNO
- Mainly sensitive to ν_e , less to ν_μ and ν_τ
- Strong directional sensitivity



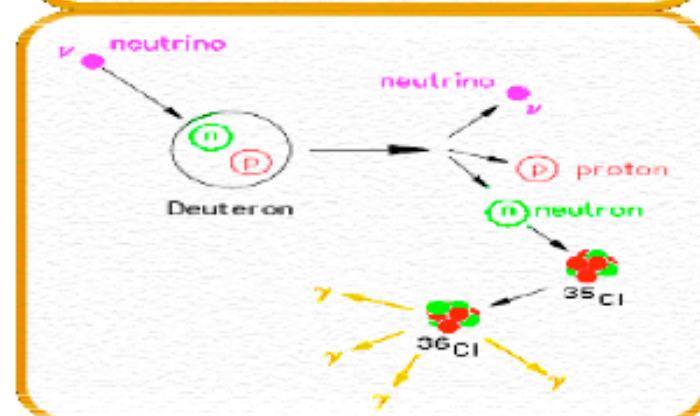
- Good measurement of ν_e energy spectrum
- Weak directional sensitivity $\propto 1-1/3\cos(\theta)$

- ν_e ONLY



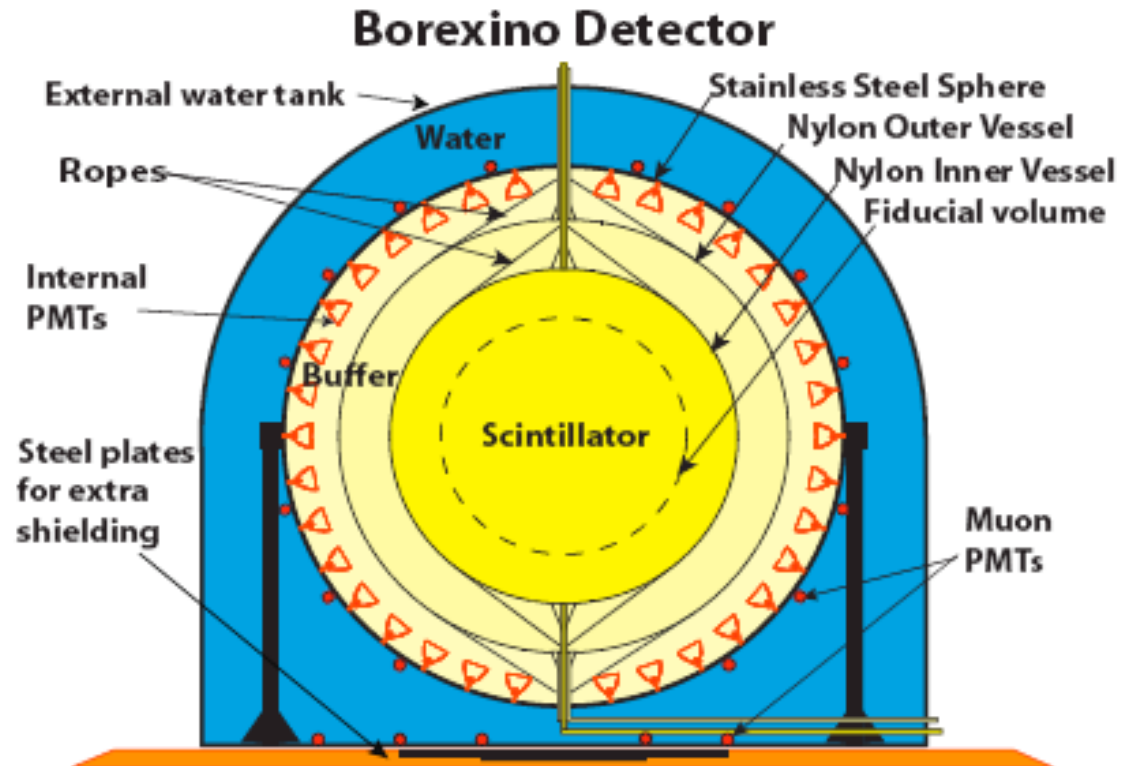
- Measure total ^8B ν flux from the sun.

- Equal cross section for all ν types



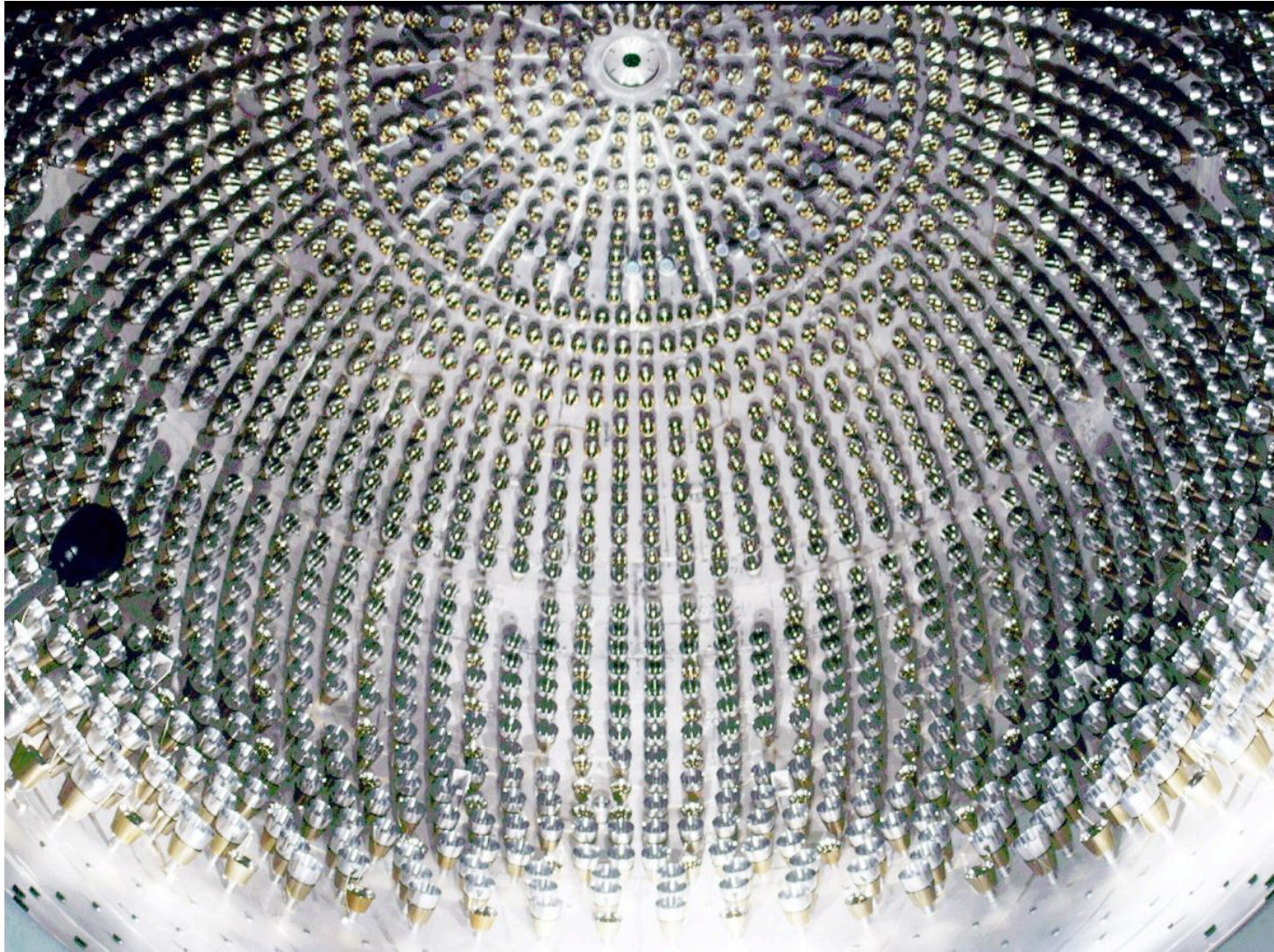
BOREXINO

- L'esperimento è situato in una delle 3 caverne dei LNGS.
- Il rivelatore è costituito da 300 T di scintillatore, pseudocumene (PC) + PPO circondato da 1000 T di puro PC. Il tutto è contenuto in un recipiente che contiene 2400 T di acqua.
- 200 FM sono sulla sfera che contiene lo PC puro e sono rivolti verso l'esterno per rivelare μ cosmici.
- 2200 FM sono rivolti verso l'interno per osservare il segnale dei neutrini..

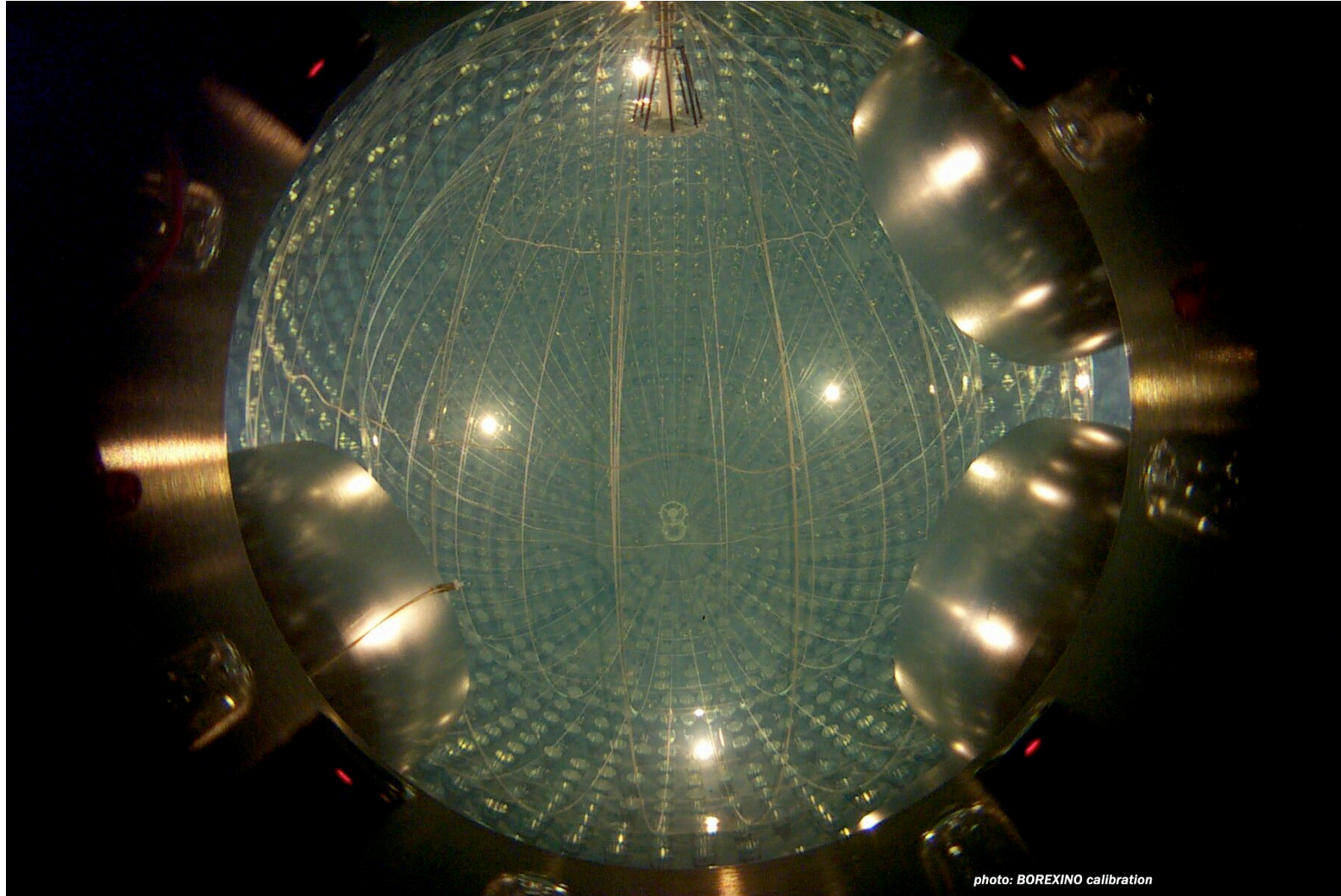


La purezza intrinseca dello scintillatore deve essere tale da permettere la rivelazione dei neutrini solari del ${}^7\text{Be}$. La radioattività residua è 0.5×10^{-15} g/g di U, Th equivalente

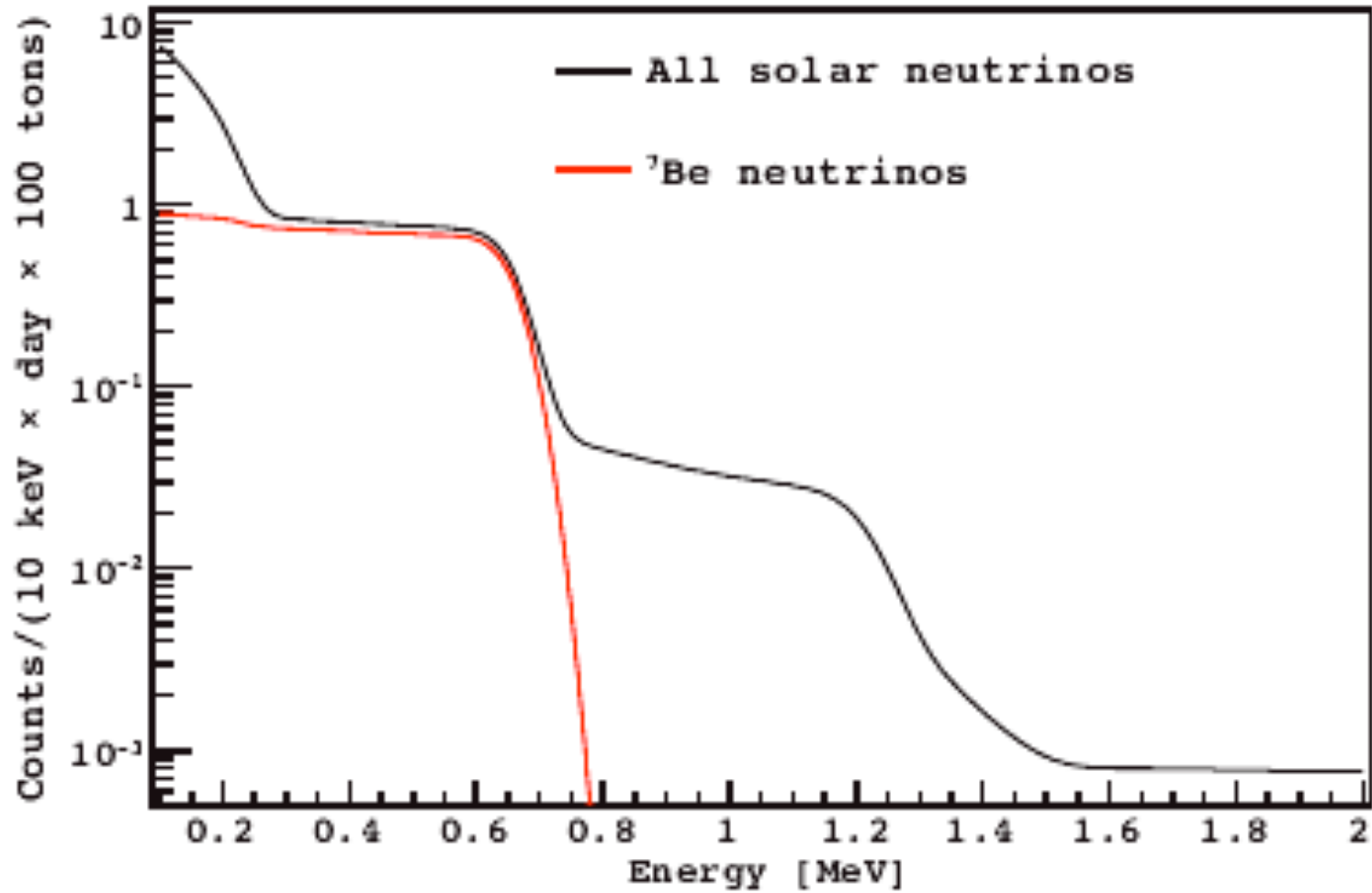
BOREXINO



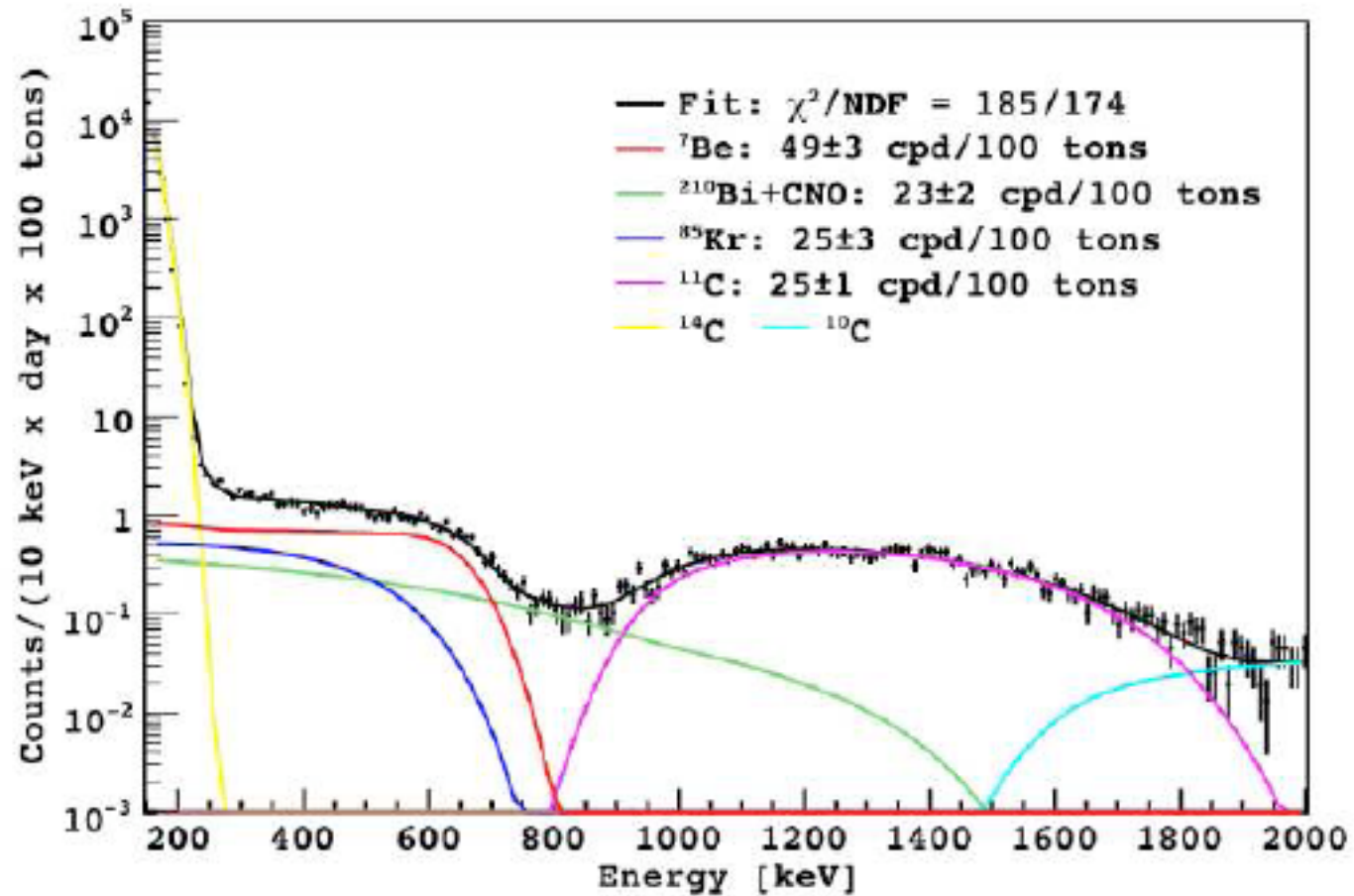
BOREXINO



BOREXINO: ν_e SOLARI DA ${}^7\text{Be}$

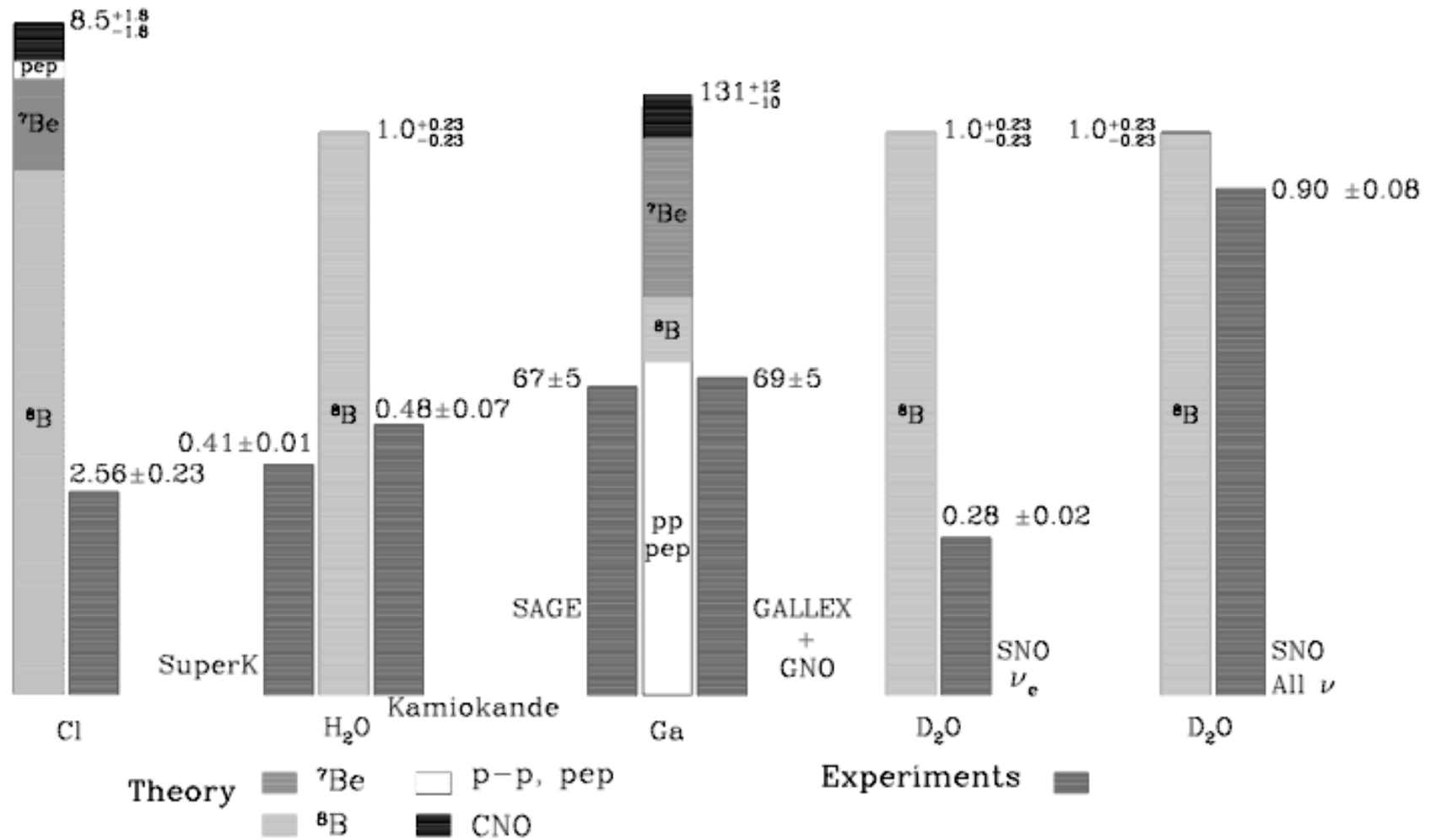


BOREXINO: ν_e SOLARI DA ${}^7\text{Be}$



Total Rates: Standard Model vs. Experiment

Bahcall-Pinsonneault 2004



RISULTATI NEUTRINI SOLARI

Esperimento		reazione	soglia (MeV)	Flusso/SSM
GALLEX+SAGE	CC	$\text{Ga}(\nu_e, e)\text{Ge}$	0.2	0.52 ± 0.04
HOMESTAKE	CC	$\text{Cl}(\nu_e, e)\text{Ar}$	0.8	0.30 ± 0.03
SNO	CC	$\nu_e + \text{D} \rightarrow \text{p} + \text{p} + e$	≈ 5	0.28 ± 0.02
SUPERKAMIOK	ES	$\nu + e \rightarrow \nu + e$ mainly ν_e	≈ 5	0.41 ± 0.01
SNO	ES	$\nu + e \rightarrow \nu + e$ mainly ν_e	≈ 5	0.47 ± 0.05
SNO	NC	$\nu_{\text{all}} + \text{D} \rightarrow \text{p} + \text{n} + \nu$	≈ 5	0.90 ± 0.08

RISULTATI ν SOLARI

- Gli esperimenti che misurano CC hanno un flusso molto al disotto di quello atteso, mentre SNO/NC è consistente con il valore predetto. Ciò dipende dal fatto che l'interazione di corrente neutra è la stessa per tutti i sapori dei neutrini e quindi è indipendente dalle oscillazioni. Inoltre è una conferma del Modello Solare Standard (SSM).
- Il rapporto Flusso/SSM è minore per gli esperimenti che non misurano i neutrini di bassa energia, implicando un fattore di soppressione dipendente dall'energia. Inoltre i risultati di SuperKamiokande e SNO sono in ottimo accordo con i risultati di CC tenendo conto che in ES contribuiscono anche le NC di tutti i sapori.
- Wolfenstein, Mikhaev e Smirnov hanno messo in evidenza come la soppressione dipendente dall'energia sia dovuta a modifica delle oscillazioni per effetti di attraversamento di materia; meccanismo MSW. L'effetto è dovuto al diverso comportamento dei ν_e di bassa energia nella materia, in quanto hanno interazioni di NC e di CC. Mentre i ν_μ e i ν_τ non hanno l'energia sufficiente per produrre rispettivamente il μ e il τ .

NEUTRINI DA SUPERNOVA TIPO II

Nel collasso gravitazionale di una stella in una stella di neutroni, avvengono processi di fotodisintegrazione dei nuclei di ferro prima e successivamente fotodisintegrazione dei nuclei di elio. Il collasso provoca anche la neutronizzazione ovvero il processo inverso al decadimento beta: $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ e nei protoni del Fe.

I neutrini sono emessi con un'energia di qualche MeV in un fiotto di $10^{56} - 10^{57}$ in pochi millisecondi portando via $\approx 5\%$ dell'energia totale gravitazionale.

Quando la densità del nucleo supera 10^{15} kg/m^3 , il nucleo diventa opaco anche ai neutrini. Il nucleo entra in una fase di equilibrio termico in cui vengono prodotti in egual quantità neutrini ed antineutrini di tutti i sapori.

Poiché solo i neutrini sono in grado di emergere dal nucleo, essi emergono in un tempo tra 0.1 e 1 secondo con un'energia media di 15 MeV trasportando il 99% dell'energia gravitazionale. Il flash luminoso trasporta solamente l'1%.

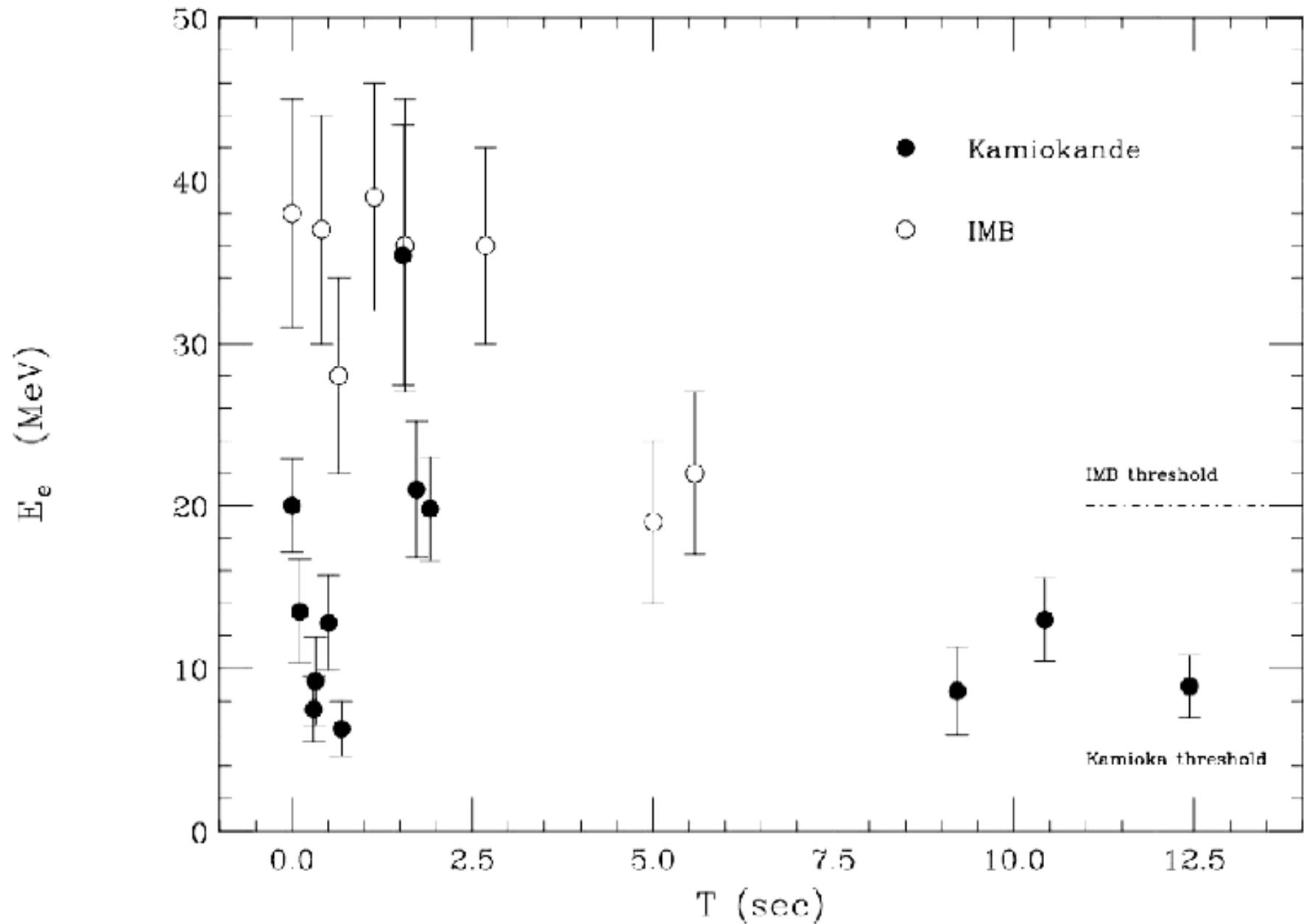
La Supernova SN1987A nella Grande Nuvola di Magellano è stata osservata non solo nell'ottico, ma per la prima volta anche con i neutrini da Kamiokande e da IMB.

L'impulso dei neutrini fu osservato circa 7 ore dopo il segnale ottico.

SN1987A



NEUTRINI DA SN1987A



Autostati di massa gerarchia normale-invertita

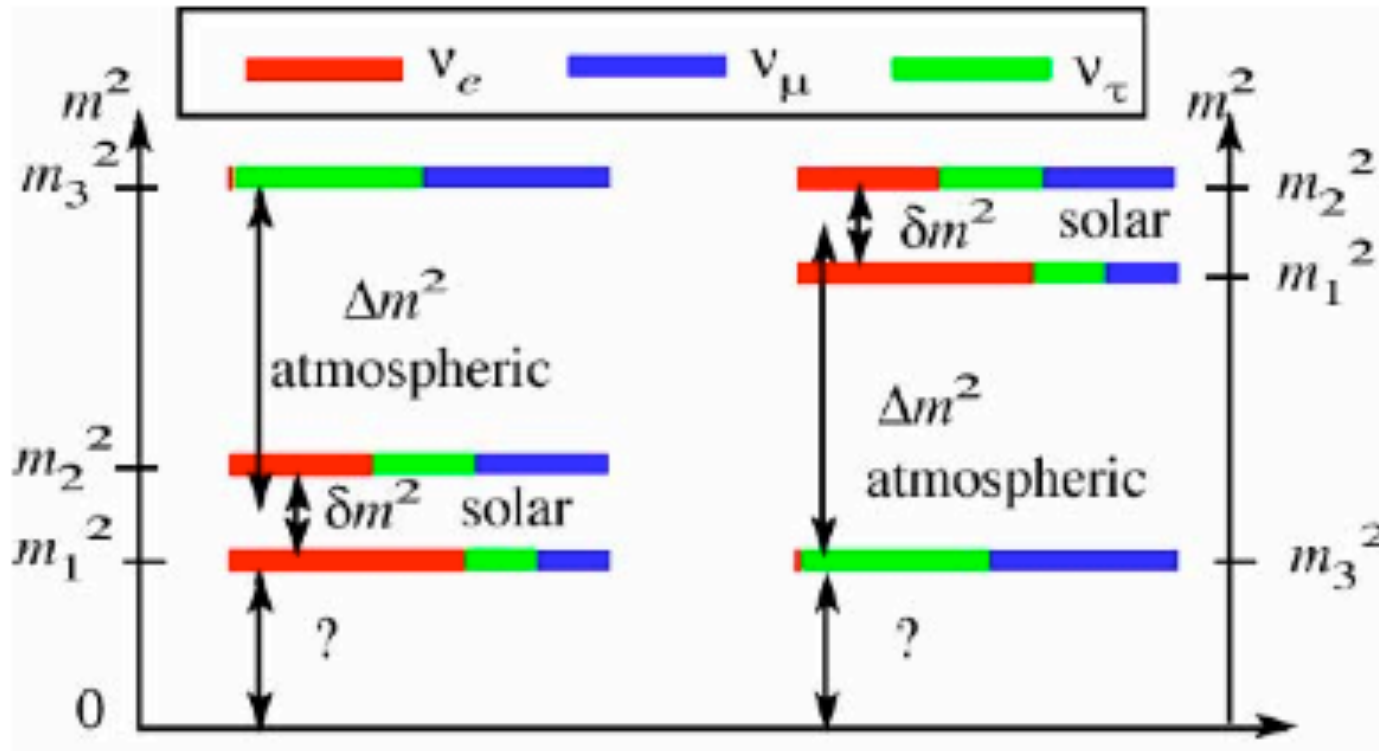


Figure 3.6: The two possible mass arrangements based on oscillation data, left the "normal" hierarchy, right the "inverted" one. Colors indicate the contribution from the different weak eigenstates, reflecting the known facts about mixing angles.