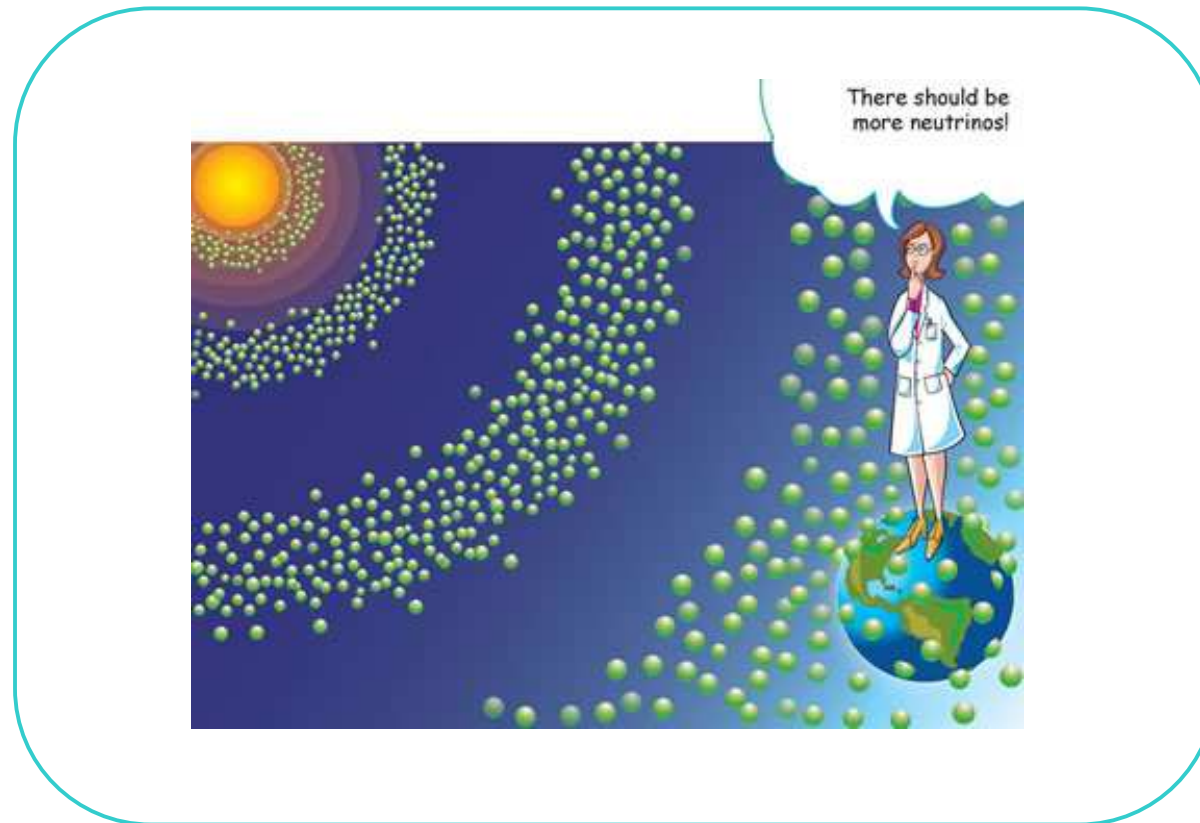


I neutrini solari



Presentazione : Valeria Di Biagio

Corso di Astrofisica e Particelle, prof. B. Borgia (A.A. 2008-2009)

INDICE DEGLI ARGOMENTI

- Introduzione
- Il sole e i neutrini solari { reazioni termonucleari
Standard Solar Models
spettro in energia dei neutrini solari
- Esperimenti { Homestake
GALLEX/GNO e SAGE
Kamiokande e Super-Kamiokande
SNO
- Oscillazioni dei neutrini nel vuoto e nella materia
- Risultati sperimentali per i neutrini solari
- Borexino

Introduzione

NEUTRINI SOLARI : unico strumento, oltre all'analisi delle oscillazioni di pressione solari (eliosismologia), per studiare l'interno del sole e verificare i processi di produzione di energia termonucleare nelle stelle

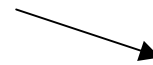
Caratteristiche generali dei neutrini solari :

ν_e prodotti per interazione debole nei processi di fusione nucleare

Energia media ~ 1 MeV

Flusso sulla Terra $\sim 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

$\sigma \sim 10^{-45} \text{ cm}^2$



Rivelatori di grande massa e a grande profondità per essere schermati dai raggi cosmici

Solar Neutrino Problem (SNP): deficit osservato di ν_e rispetto alla predizione dei modelli standard solari (SSM)

scoperta : Homestake

conferma : Kamiokande, GALLEX/GNO,SAGE,

Super-Kamiokande

soluzione :SNO

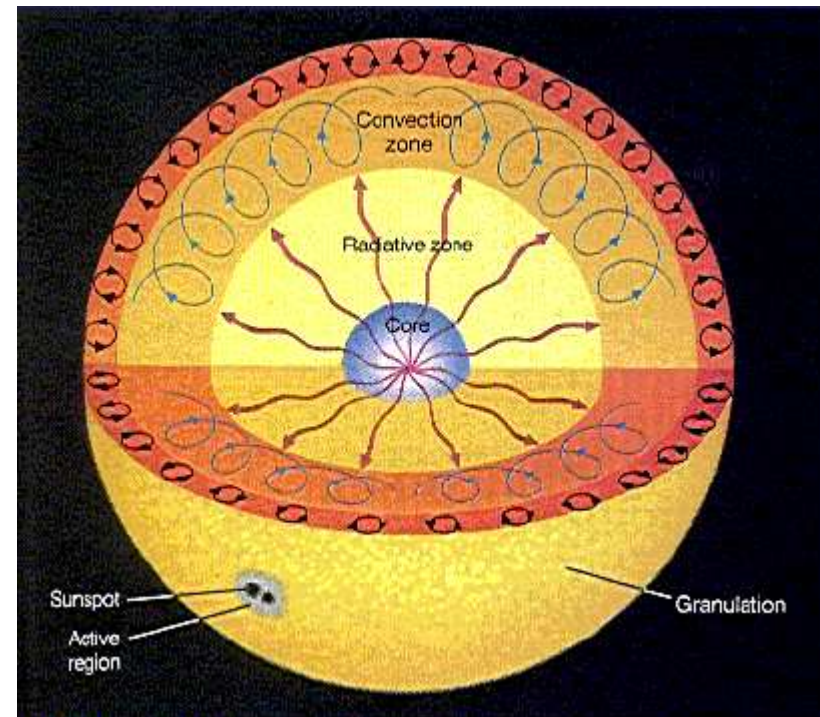


OSCILLAZIONE DEI NEUTRINI

Il sole e i neutrini solari

Caratteristiche principali del Sole

Luminosità	$L_{\odot} \cong 2.40 \times 10^{39} \text{ MeV s}^{-1}$
Raggio	$R_{\odot} \cong 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$
Massa	$M_{\odot} \cong 1.99 \times 10^{33} \text{ g}$
Costante solare	$K_{\odot} \cong L_{\odot} / 4\pi(1\text{au})^2$ $\cong 8.53 \times 10^{11} \text{ MeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



✘ I neutrini vengono prodotti all'interno del NUCLEO SOLARE :

$T \sim 15$ milioni di kelvin, densità $\sim 150\text{g/cm}^3$

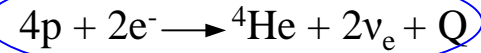
nell'ambito delle reazioni di fusione nucleare: in 1 secondo 594 milioni di tonnellate di H sono infatti convertite in He più energia, che si presenta sotto forma di fotoni e neutrini.

Vista l'alta densità, i fotoni saranno presto assorbiti dagli atomi sul loro cammino, il quale li riemetteranno in direzioni diverse e con uno spettro di frequenze più ampio; ciò si ripeterà per moltissimi cicli prima che i fotoni raggiungano la superficie del Sole (10^4 anni) e lo lascino alla volta dello spazio.

I neutrini invece hanno interazioni con la materia così deboli che praticamente tutti attraversano gli strati successivi al nucleo solare (2 secondi) per poi viaggiare nello spazio e giungere fino a noi.

Reazioni termonucleari : i meccanismi

Il Sole è alimentato da due gruppi di reazioni termonucleari che avvengono nel nucleo: catena pp e ciclo CNO.
Il risultato per entrambe è la conversione di 4 protoni e 2 elettroni in un nucleo di ${}^4\text{He}$ e due neutrini elettronici :



$$Q = 4m_p + 2m_e - 4m_{{}^4\text{He}} = 26.731 \text{ MeV} :$$

Q-value: energia rilasciata sotto forma di fotoni e energia cinetica dei neutrini



Quali sono i meccanismi principali di generazione dell'energia all'interno di una stella?

Reazione nucleare generica: $A + B \rightarrow \dots$

Rate della reazione per unità di volume

$$R_{AB} = \frac{N_A N_B \langle \sigma v \rangle_{AB}}{1 + \delta_{AB}}$$

N_A e N_B : numero di particelle per unità di volume di tipo A e B

v : velocità relativa di A e B

σ : sezione d'urto del processo

δ_{AB} : delta di Kronecker, evita il doppio conteggio di particelle identiche

$\langle \sigma v \rangle_{AB}$ media del prodotto σv sulla distribuzione termica delle velocità nel gas;
per distr. di velocità di Maxwell-Boltzmann si ha:

$$\langle \sigma v \rangle_{AB} = \sqrt{\frac{8}{\pi \mu (k_B T)^3}} \int_0^{\infty} dE \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right)$$

T: temperatura

k_B : costante di Boltzmann

μ : massa ridotta del sistema di particelle A e B

E: energia nel centro di massa

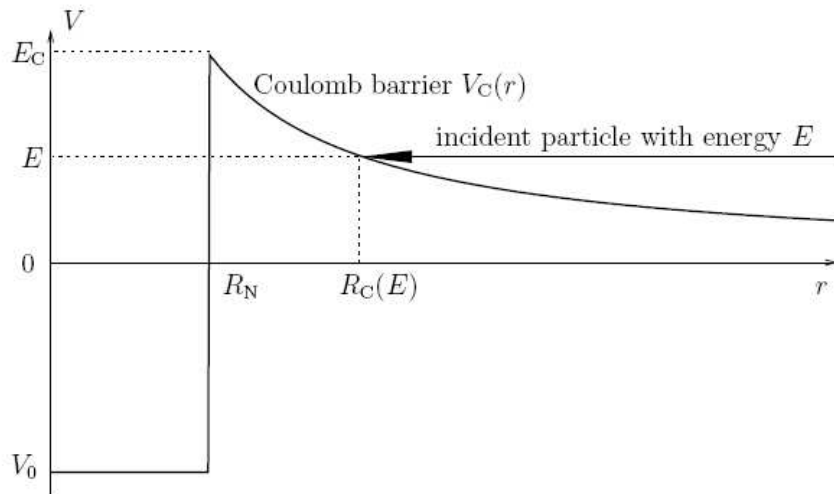
Reazioni termonucleari : i meccanismi

Per stimare la rate di reazione per coppia di particelle $\langle \sigma v \rangle_{AB}$ consideriamo che :

- Le reazioni termonucleari si instaurano all'interno di una stella solo quando la temperatura è sufficientemente alta. Al centro del Sole $T \sim 1.5 \times 10^7$ K e il gas è in forma di plasma con atomi ionizzati portatori di carica positiva \rightarrow per dare inizio alla reazione nucleare, gli ioni positivi A e B devono superare la forza coulombiana repulsiva la cui energia potenziale è data da

$$V_C(r) = \frac{Z_A Z_B \alpha}{r}$$

Z: numero atomico
 α : costante di struttura fine
 r: distanza tra A e B



- La forza coulombiana domina per $r > R_N = R_A + R_B$, con R raggio dei nuclei $\sim R_0 A^{1/3}$, $R_0 = 1.3 \times 10^{-13}$ cm, A num. di massa atomica. Classicamente una particella con $E < E_C = Z_A Z_B \alpha / R_N$ non riesce a penetrare la barriera coulombiana e giunge al massimo in $R_C = Z_A Z_B \alpha / E$

MA interazione p-p : $E_C \sim 550$ keV
 nel Sole en. media dei p : $k_B T \sim 1.3$ keV

interazione fortemente soppressa !

- Grazie all' effetto tunnel, anche per una particella incidente con $E < E_C$ è possibile penetrare la barriera coulombiana, con una probabilità approssimabile con il fattore di Gamow (per $E \ll E_C$) :

$$P_C = e^{-2\pi\eta} \quad \text{con } \eta \text{ parametro di Sommerfeld : } \eta = \frac{Z_A Z_B \alpha}{v} = \frac{Z_A Z_B \alpha}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\mu}{E}}$$

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

E: energia nel c.m. del sistema A-B

S(E) : fattore S astrofisico, debole dipendenza da E, tiene conto degli effetti nucleari

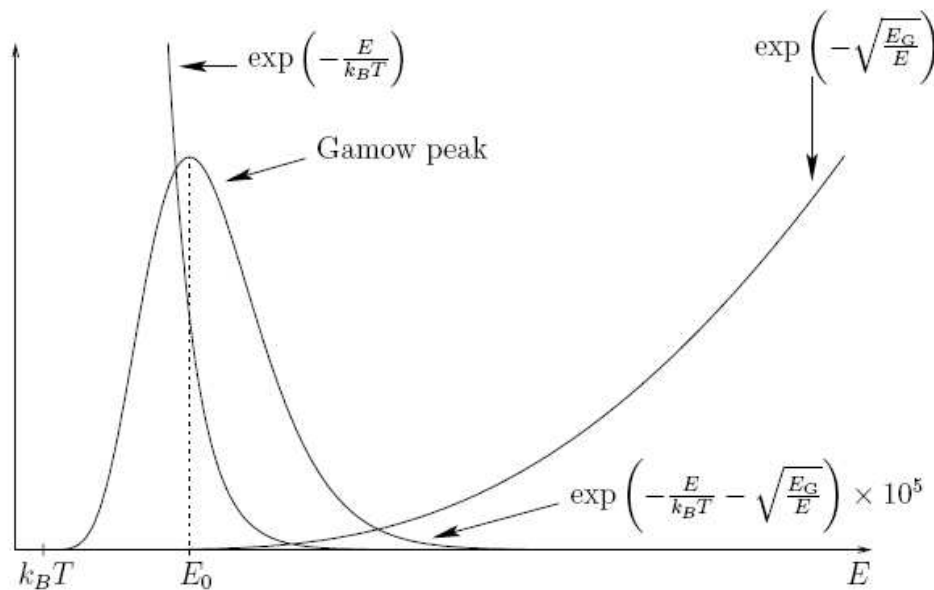
Reazioni termonucleari : i meccanismi

Dalle espressioni precedenti si ricava $\langle \sigma v \rangle_{AB} = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu(k_B T)^3}} \int_0^\infty dE S(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - \sqrt{\frac{E_G}{E}}\right)$

$E_G = 2\mu(\pi\alpha Z_A Z_B)^2$
energia di Gamow

per distribuzione di energia Maxwell-Boltzmann
per probabilità di tunneling attraverso la barriera

Il prodotto dei due esponenziali dà il picco Gamow dell'integrando intorno all'energia: $E_0 = \left(\frac{\sqrt{E_G} k_B T}{2}\right)^{2/3} \gg k_B T$



Le reazioni nucleari nel nucleo stellare con temperatura T avverranno dunque nell'intervallo :

$$E_0 - \Delta_0 \leq E \leq E_0 + \Delta_0$$

larghezza del picco Gamow

Approssimando il prodotto dei due esponenziali ad una gaussiana:

$$\exp\left(-\frac{E}{k_B T} - \sqrt{\frac{E_G}{E}}\right) \cong I_0 \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta_0/2}\right)^2\right]$$

$$I_0 = \exp\left(-3\frac{E_0}{k_B T}\right)$$

valore al picco

si ottiene per la larghezza: $\Delta_0 \cong 4\sqrt{\frac{E_0 k_B T}{3}} \ll E_0$

Dato che $k_B T \ll E_0$, $S(E) \cong S(E_0)$ e sempre utilizzando l'approssimazione gaussiana, si ricava l'espressione finale

$$\langle \sigma v \rangle_{AB} \cong 4\sqrt{\frac{2}{3\mu}} S(E_0) \frac{\sqrt{E_0}}{k_B T} \exp\left(-3\frac{E_0}{k_B T}\right)$$

Quali informazioni possiamo trarre da questa espressione ?

Reazioni termonucleari : i meccanismi

La rate della reazione nucleare per coppia di particelle dipende fortemente dall'esponenziale I_0 :

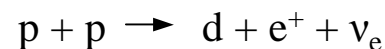
$$\langle \sigma v \rangle_{AB} \cong 4 \sqrt{\frac{2}{3\mu}} S(E_0) \frac{\sqrt{E_0}}{k_B T} \underbrace{\exp\left(-3 \frac{E_0}{k_B T}\right)}_{I_0} \rightarrow E_0 = \left(\frac{\sqrt{E_G k_B T}}{2} \right)^{2/3} = \left[\frac{\mu}{2} (\pi \alpha Z_A Z_B k_B T)^2 \right]^{1/3}$$

Ciò porta all'esistenza di stadi differenti dell'evoluzione stellare, chiamati “fasi di bruciamento nucleare”: bruciamento dell' idrogeno, dell'elio, degli ioni pesanti.

- L'energia E_0 del picco Gamow aumenta con i numeri atomici dei nuclei interagenti $\Rightarrow I_0$ e $\langle \sigma v \rangle_{AB}$ diminuiscono rapidamente all'aumentare dei numeri atomici, a temperatura costante \Rightarrow a patto che i fattori S astrofisici non varino molto, le reazioni che coinvolgono nuclei leggeri procedono molto più velocemente di quelle che coinvolgono nuclei pesanti.
- D'altra parte, I_0 aumenta all'aumentare di $T \Rightarrow$ le reazioni che riguardano i nuclei pesanti possono procedere con velocità sufficiente a scaldare una stella quando la temperatura è sufficientemente alta.



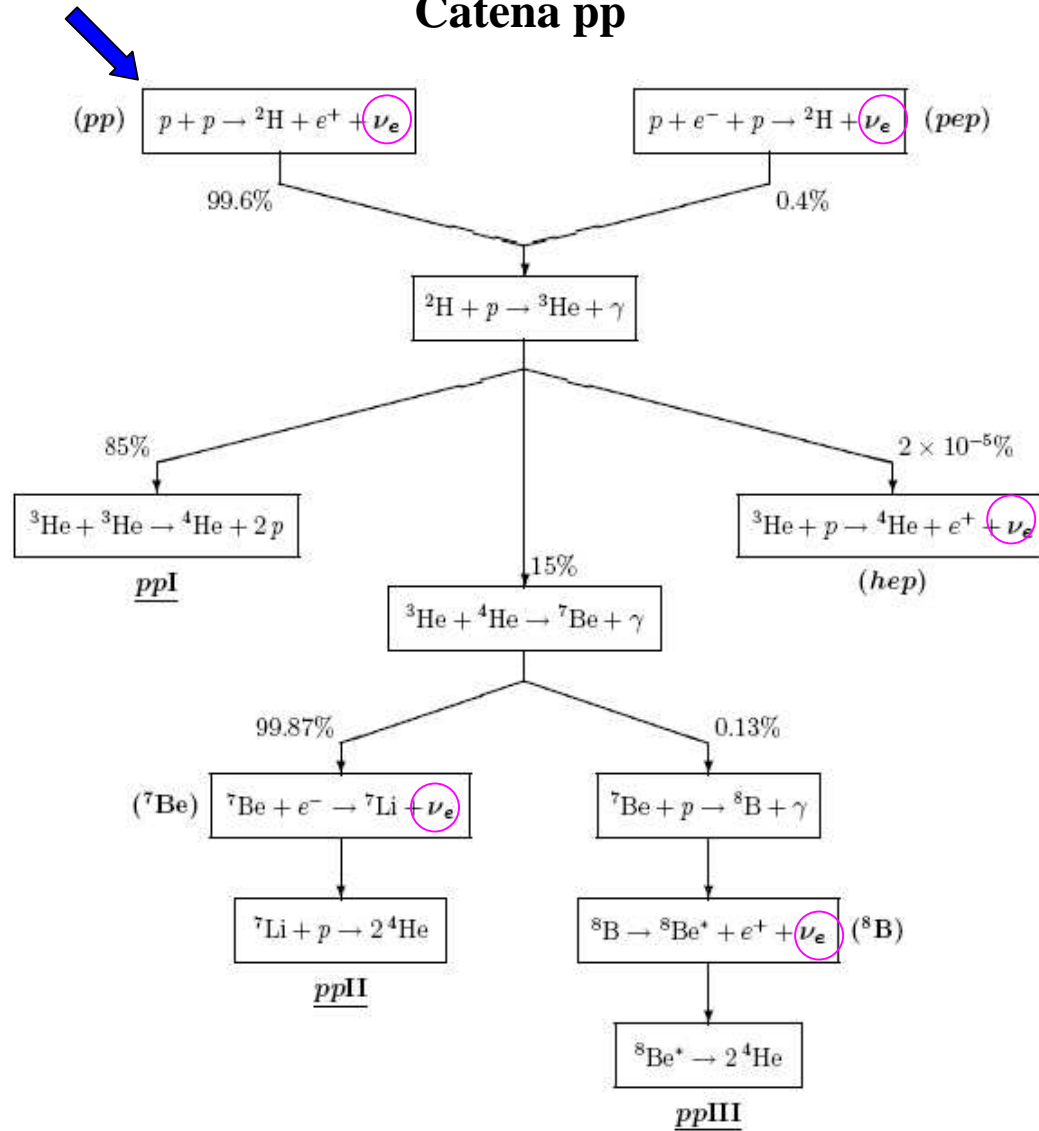
Quando una stella inizia a formarsi, la contrazione della nuvola proto-stellare sotto la forza di gravità riscalda il gas finché la temperatura è alta abbastanza da permettere una penetrazione significativa della barriera coulombiana da parte dei nuclei più leggeri, cioè protoni (nuclei di idrogeno), dando così il via alla reazione di interazione debole:



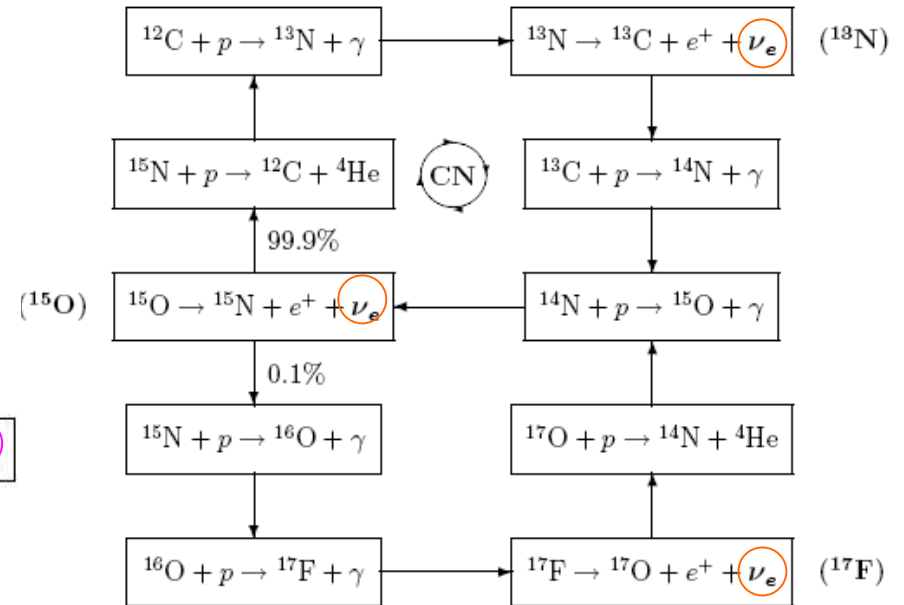
che è la proprio la reazione base della catena pp che alimenta la stella (Sole) durante la fase di bruciamento dell'idrogeno.

Reazioni termonucleari nel nucleo del sole

Catena pp



Ciclo CNO



Il ciclo CNO rende conto solo dell'1.6% di produzione dell'energia all'interno del Sole
 \Rightarrow importanza trascurabile

Standard Solar Models (SSM)

Uno standard solar model (SSM) è un “modello solare costruito utilizzando i migliori dati sperimentali e le conoscenze di fisica a disposizione in input”, per ricavare :

- alcune proprietà del Sole al momento attuale : composizione chimica X , luminosità L , temperatura T , densità ρ ;
- rate delle reazioni nucleari che producono i neutrini;
- lo spettro dei neutrini e i flussi osservabili dalla Terra.

Le simulazioni utilizzano le equazioni di base dell'evoluzione stellare:

1) Equilibrio idrodinamico : bilancio locale tra pressione e gravità $\frac{dp(r)}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}$

2) Bilancio energetico: la luminosità osservata L è generata da una rate di produzione di energia ε $\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon$

3) Trasporto di energia prevalentemente per radiazione e convezione, il flusso di energia si misura tramite il gradiente di temperatura prodotto $\left\{ \begin{array}{l} \frac{dT(r)}{dr} = -\frac{3}{64\pi\sigma} \frac{\kappa\rho(r)L(r)}{r^2T^3} \\ \frac{dT(r)}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \left(\frac{T(r)}{p(r)}\right) \frac{dp(r)}{dr} \end{array} \right.$

insieme a tre equazioni di stato per la pressione, il coeff. di assorbimento e la rate di produzione di energia :

$$p = p(\rho, T, X) \quad \kappa = \kappa(\rho, T, X) \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T, X)$$

σ : cost Stefan-Boltzmann
 κ : coeff. di assorbimento
 γ : rapporto tra calori specifici:
 c_p/c_v

→ Teorema di Russel-Vogt: dati M e X , si ottiene un'unica configurazione di equilibrio risultante in certi profili di temperatura, densità e pressione radiali del Sole

NOTE: Le tipiche condizioni al contorno stabiliscono i valori dei parametri osservabili in maniera appropriata alla superficie. Un importante parametro variabile è l'abbondanza dell' ^4He

Standard Solar Models: i risultati

I modelli SSM che hanno contribuito maggiormente allo studio dei neutrini solari sono quelli di Bahcall e collaboratori, di cui si riportano i seguenti risultati per i flussi e lo spettro in energia dei neutrini solari:

BP00 SSM

Source r	Flux Φ_r [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
pp	$5.95 \times 10^{10} (1 \pm 0.01)$
pep	$1.40 \times 10^8 (1 \pm 0.015)$
hep	9.3×10^3
${}^7\text{Be}$	$4.77 \times 10^9 (1 \pm 0.10)$
${}^8\text{B}$	$5.05 \times 10^6 (1^{+0.20}_{-0.16})$
${}^{13}\text{N}$	$5.48 \times 10^8 (1^{+0.21}_{-0.17})$
${}^{15}\text{O}$	$4.80 \times 10^8 (1^{+0.25}_{-0.19})$
${}^{17}\text{F}$	$5.63 \times 10^6 (1 \pm 0.25)$
Total	6.54×10^{10}

flusso totale

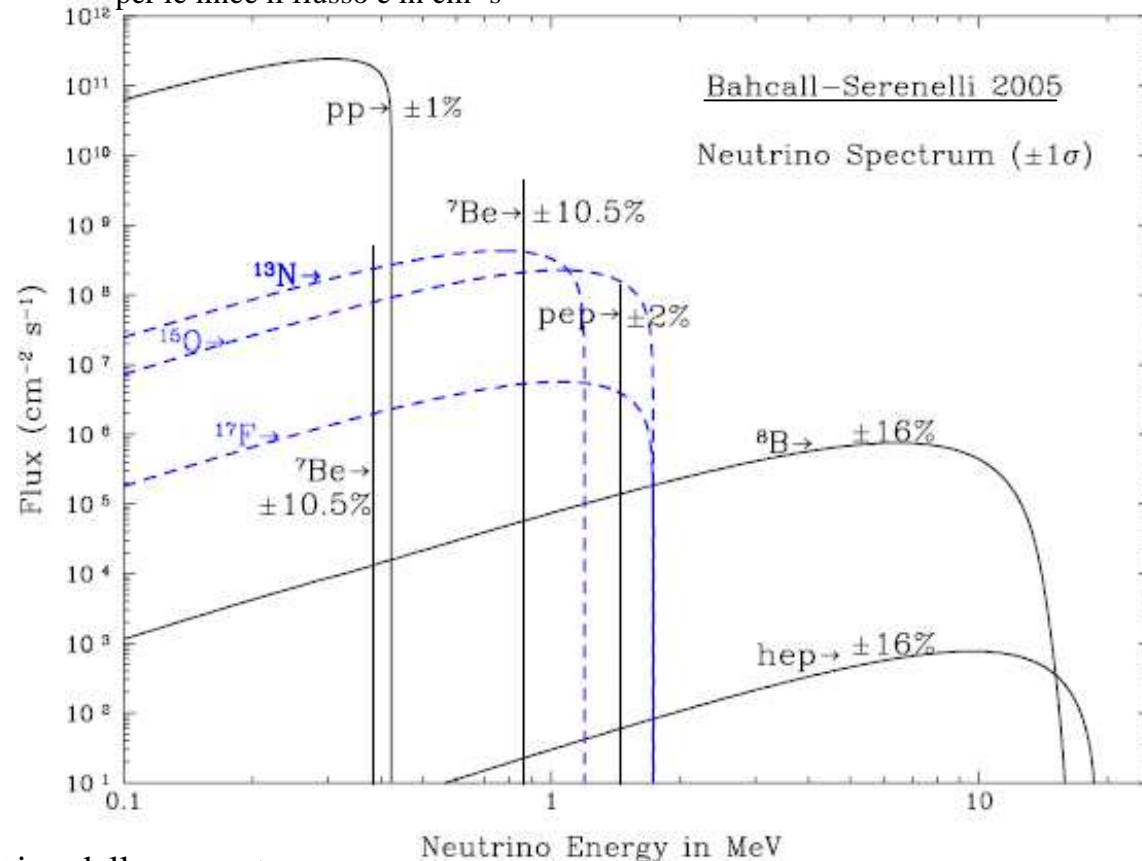
constraint di luminosità:

$$K_{\odot} \equiv L_{\odot} / 4\pi(1\text{au})^2 = \sum_r \alpha_r \Phi_r$$

α_r : en.media rilasciata insieme a un neutrino dalla sorgente r

→ Se tutti i neutrini provenissero da pp ($\alpha = Q/2 \sim 13\text{MeV}$): $\Phi = \frac{K_{\odot}}{\alpha} \approx 6.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

NOTA: Per sorgenti continue, il flusso differenziale è in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$, per le linee il flusso è in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$



NOTA: Gli studi di eliosismologia (analisi delle oscillazioni di pressione solari) hanno confermato la validità degli SSM

Neutrini solari: due tipi di esperimenti

- **Esperimenti radiochimici** : il principio di questi esperimenti è la reazione : ${}^A_Z Z + \nu_e \rightarrow {}^A_{Z-1}(Z+1) + e^-$ in cui il nucleo figlio è instabile e decade con una vita media “ragionevole”.

La rate di produzione del nucleo figlio è

$$R = N \int \Phi(E) \sigma(E) dE$$

Φ : flusso dei neutrini solari

N : numero di atomi bersaglio

σ : sezione d'urto della reazione precedente

Dati $\Phi \sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\sigma \sim 10^{-45} \text{ cm}^2$, per ottenere un evento al giorno sono necessari circa 10^{30} atomi bersaglio

⇒ Grandi rivelatori di centinaia di tonnellate

In questi esperimenti le informazioni di tempo, direzione ed energia (eccetto il limite inferiore, dato dalla soglia del rivelatore) del neutrino incidente vengono perse.

Introduzione di un'unità di misura utile per basse rate di eventi :

1 SNU (Solar Neutrino Unit):
 10^{-36} catture per atomo bersaglio per secondo

- **Esperimenti in tempo reale** : si dividono in due tipi principali:

Water Cherenkov : permettono la rivelazione di neutrini a partire dall'osservazione delle tracce dei leptoni carichi relativistici prodotti dalle interazioni dei neutrini.

Se $v_{\text{particella}} > c/n$ in un mezzo con indice di rifrazione n , la particella emette luce Cerenkov in un cono intorno alla direzione di moto con angolo di apertura θ t.c $\cos\theta = c/nv$ e spettro dato da :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha z^2 \left[1 - \left(\frac{c}{n(\lambda)v} \right)^2 \right] \lambda^{-2}$$

N : num.fotoni

λ : lungh.onda dei fotoni

x : coord.lungo la traccia

z : carica della particella in unità di e

ACQUA : $n \sim 1.33 \Rightarrow \theta \sim 41^\circ$ per particelle relativistiche , $\sim 340 \text{ } \gamma/\text{cm}$ con $\lambda = (300 \div 600) \text{ nm}$: rivelabili con PMT. Con tempo di arrivo sui PMT → determinazione del punto di interazione del ν , della direzione della traccia del leptone carico prodotto e della sua energia.

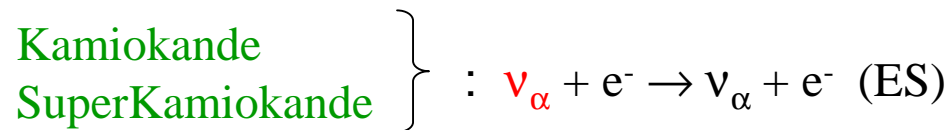
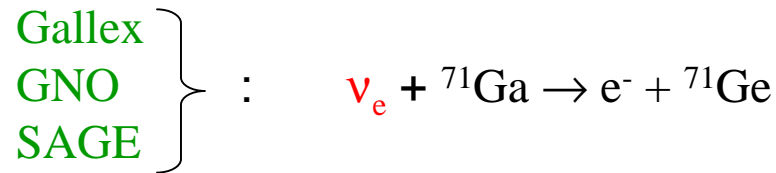
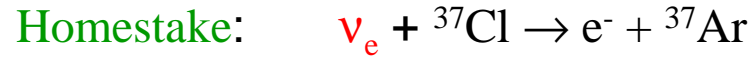
Soglia: \sim qualche MeV ⇒ sono sensibili solo a neutrini da ${}^8\text{B}$

Scintillatori : es. tipico BOREXINO: scattering elastico ν - e con soglia $< \text{MeV}$. La rivelazione della luce di scintillazione permette di mantenere l'informazione sull'energia ma non quella sulla direzione degli e^- diffusi.

Gli esperimenti: schema generale

Soglie :

- Esperimenti storici



Radiochimici

non in tempo reale
non spettro

0.814 MeV

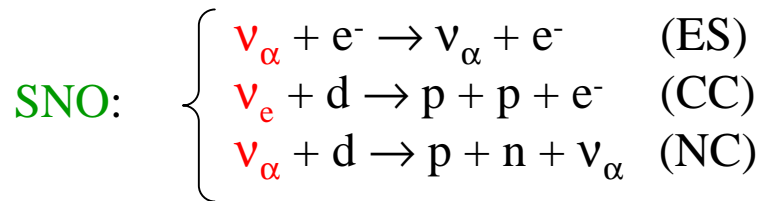
0.233 MeV

Čerenkov

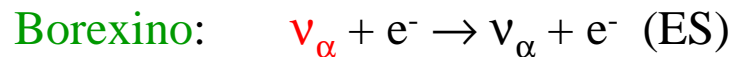
tempo reale e spettro
ma solo ${}^8\text{B}$

7.5-5.5 MeV (spe)

- Esperimenti di nuova generazione

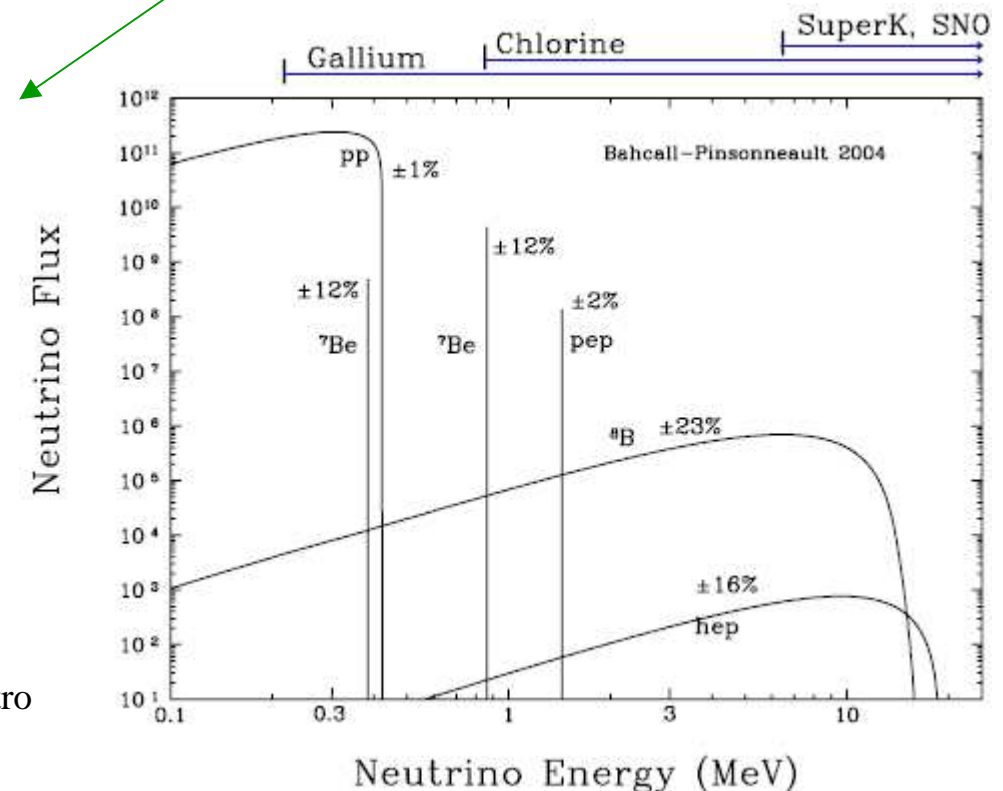


Soglia: 6.75 MeV (spe)



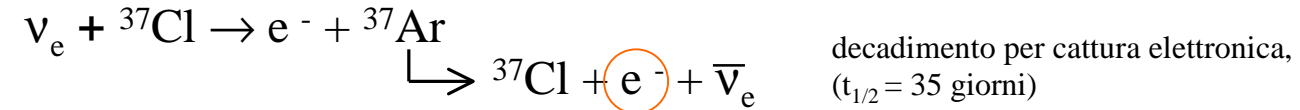
~0.25 MeV (spe)

Scintillatore
tempo reale e spettro
 ${}^7\text{Be}$



Homestake

Situato nell'omonima miniera del South Dakota a 1.5 km di profondità, è il primo esperimento di rivelazione dei neutrini solari. Fu realizzato da Davis a partire dal 1970 ed è rimasto in presa dati fino al 1994. Le reazioni utilizzate per rivelare i neutrini sono :



Soglia energetica: 0.814 MeV \Rightarrow permette di rivelare i neutrini solari da tutte le reazioni eccetto pp.

Il bersaglio è costituito da una cisterna di 615 tonnellate di tetracloroetilene (C₂Cl₄), contenente 2.2×10³⁰ nuclei dell'isotopo ³⁷Cl. Dopo un tempo di presa dati parziale da uno a circa tre mesi, l'argon veniva estratto dalla soluzione mediante metodi chimici (da cui “esperimento radiochimico”), purificato e inserito in contatori proporzionali miniaturizzati, in grado di rivelare gli elettroni di 2.82 keV emessi per effetto Auger.

Num. medio di atomi di ³⁷Ar previsti al giorno : ~ 0.5 (fondo da raggi cosmici : 0.047 ³⁷Ar al giorno)
 \longrightarrow in 2 mesi : ~ 30 **MA** misurati ~ 16 a causa di : decadimenti prima dell'estrazione, efficienza di raccolta 90%

RISULTATO FINALE

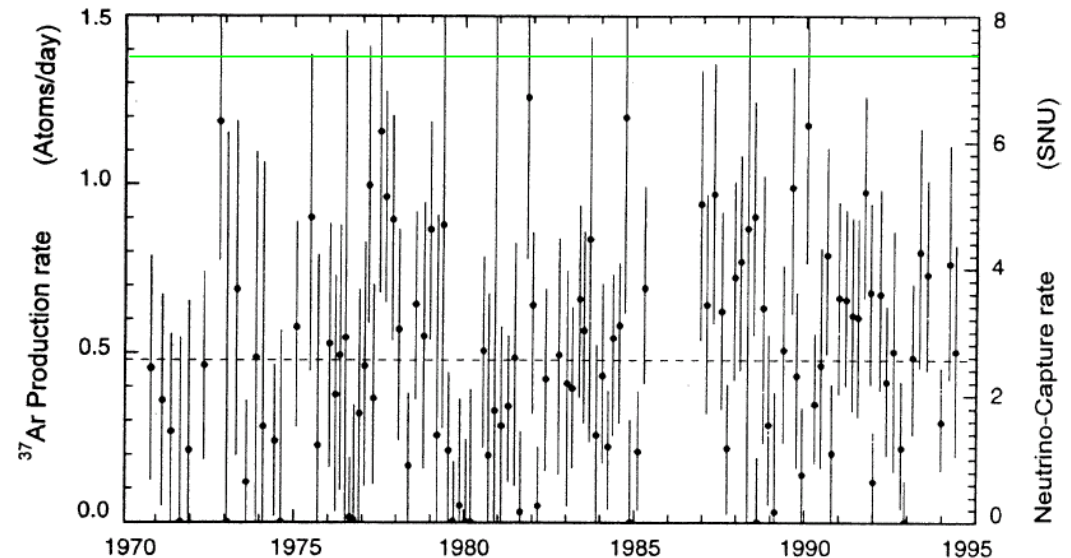
$$R_v^{\text{spe}} = (2.56 \pm 0.23) \text{ SNU}$$



$$R_v^{\text{th}} = (8.1 \pm 1.2) \text{ SNU} \quad [\text{BS05}]$$

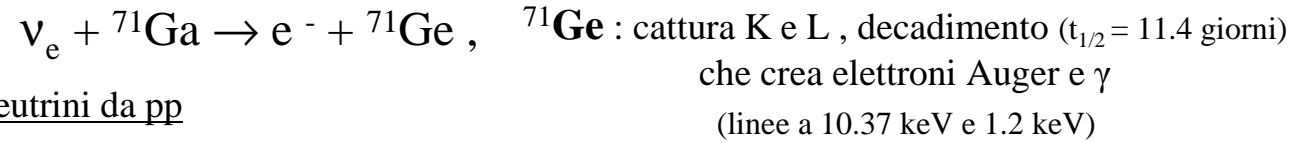


Deficit di 2/3 nella rate:
nascita del **Solar Neutrino Problem**



GALLEX/GNO e SAGE

Il primo è un esperimento realizzato in due fasi (1991-1997 e poi fino al 2003) situato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, il secondo nasce da una collaborazione russo-americana e opera negli anni 1990-2004 in un laboratorio sotterraneo vicino Baksan in Russia. Entrambi gli esperimenti si basano su



Soglia: 0.233 MeV \Rightarrow anche neutrini da pp

Come in Homestake, il decadimento del ${}^{71}\text{Ge}$ viene rivelato da contatori proporzionali che rivelano gli elettroni Auger. Il bersaglio nel caso di GALLEX/GNO è cloruro di gallio in soluzione (GaCl_3), per SAGE gallio metallico liquido.

GALLEX/GNO

SAGE

$$R_{\nu}^{\text{spe}} = (69 \pm 5) \text{ SNU}$$

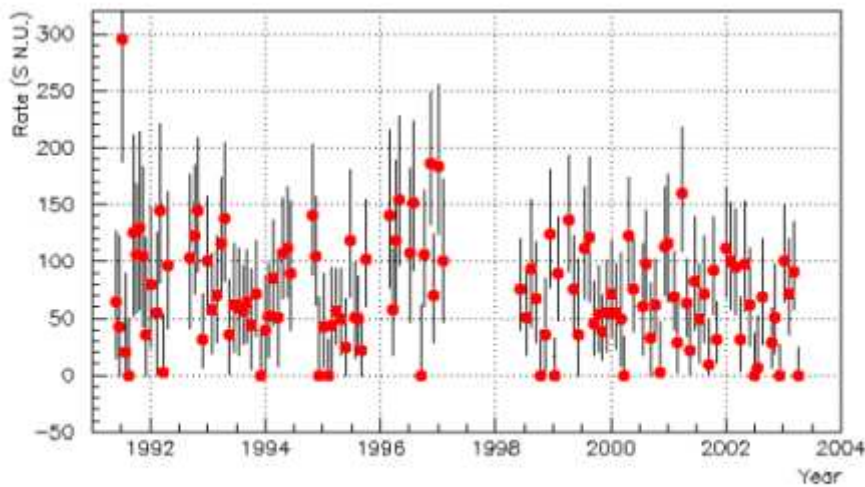


$$R_{\nu}^{\text{th}} = (126 \pm 9) \text{ SNU}$$



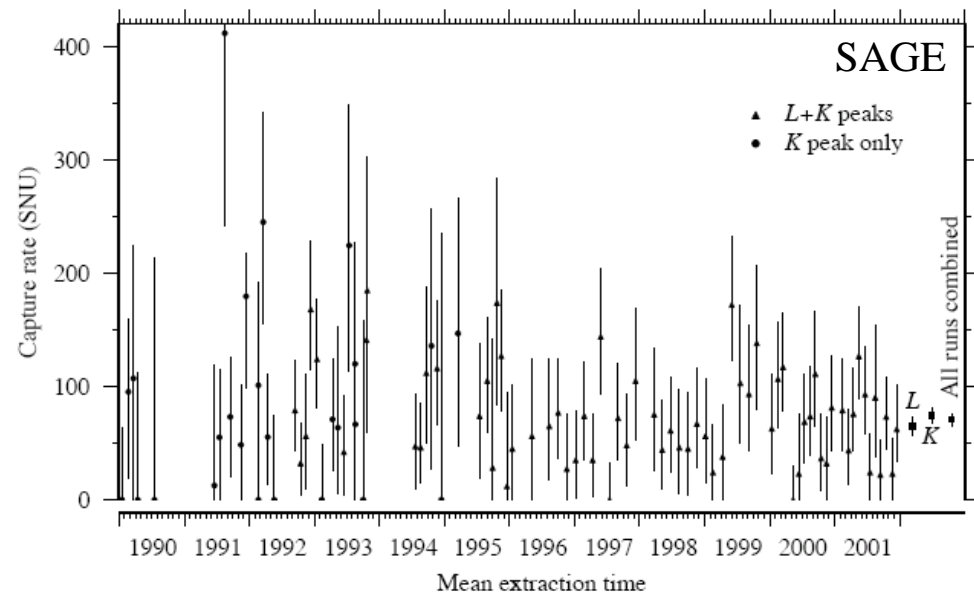
$$R_{\nu}^{\text{spe}} = (67 \pm 5) \text{ SNU}$$

conferma del SNP



GALLEX
65 solar runs

GNO
58 solar runs



Kamiokande e Super-Kamiokande

Si tratta di due esperimenti situati nelle miniere di Kamioka in Giappone a 1000 m di profondità. Il primo ha funzionato dal 1983 al 1996 e il suo scopo originariamente era la ricerca del decadimento del protone, mentre il secondo, versione successiva e ampliata del precedente, ha operato dal 1996 al 2004.

La reazione rivelata è lo scattering elastico neutrino-elettrone:

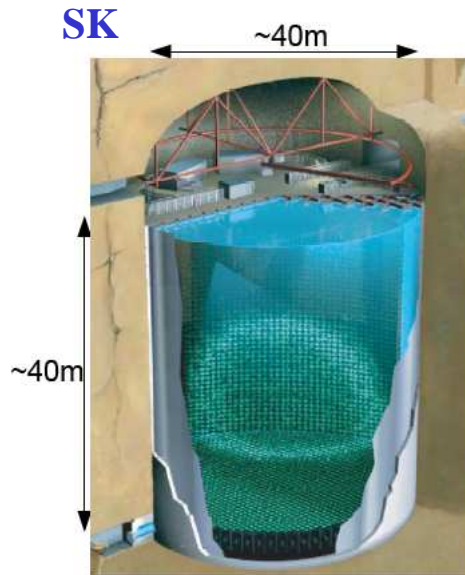


con $\alpha = e, \mu, \tau$ $\sigma_{\nu_e} : \sigma_{\nu_{\mu,\tau}} \cong 1 : 0.42 : 0.16 : 0.14 \quad (\sqrt{s} \gg m_e)$

a seguito della quale gli elettroni emettono luce Cerenkov nei rivelatori in esame.

Entrambi i rivelatori utilizzano come bersaglio H₂O ultra pura contenuta in un recipiente in acciaio cilindrico suddiviso in un volume interno e uno esterno, entrambi ricoperti da tubi fotomoltiplicatori (PMT). La regione esterna è utilizzata come veto.

Soglie : 7.5 MeV (Kamiokande), 5.5 MeV (SK) $\Rightarrow \nu$ generati dalla reazione ⁸B.



	Kamiokande	SK
altezza×larghezza :	16m×15.5m	39.3m×42m
volume fiduciale :	2.142 kton	22.5 kton
num.PMT interni :	~948	~11146 → ~5182
num.PMT esterni :	~123	~1885

L'esplosione di un PMT nel 2001 provocò la rottura di circa la metà dei PMT e l'arresto dell'esperimento per circa un anno.

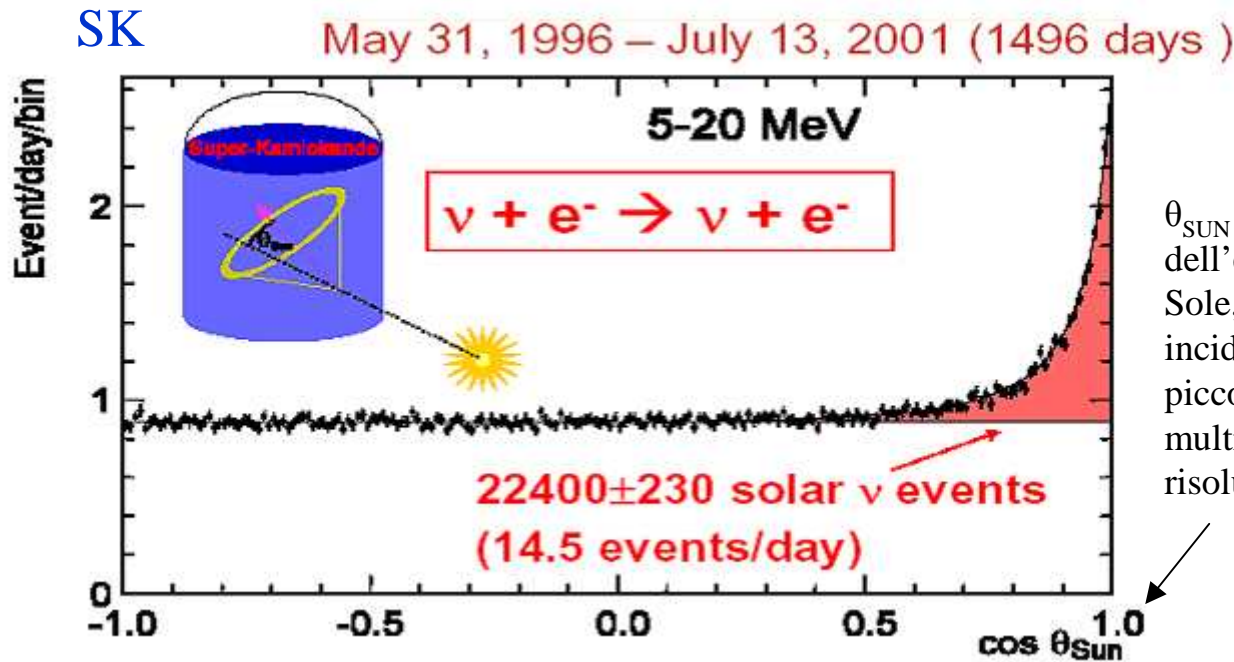
Si può calcolare che per $E_{\nu} \gg m_e$ l'elettrone mantiene la direzione del neutrino incidente:

$$\theta \leq \sqrt{\frac{2m_e}{E_{\nu}}}$$

θ : angolo di scattering

Questa informazione viene sfruttata per individuare gli eventi da neutrino solare e distinguerli ad esempio da quelli atmosferici.

Risultati di Kamiokande e SK



θ_{SUN} è l'angolo tra la direzione di rinculo dell'elettrone ricostruita e la direzione del Sole, che è ovviamente la direzione di incidenza dei neutrini solari. La larghezza del picco da ν solare è dovuta allo scattering multiplo dell'elettrone di rinculo e alla risoluzione angolare del rivelatore.

Kamiokande

[BP00]

SK

$$\Phi_{\nu}^{\text{spe}} = (2.80 \pm 0.38) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \longleftrightarrow \Phi_{\nu}^{\text{th}} = (5.05 \pm 0.20) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \longleftrightarrow \Phi_{\nu}^{\text{spe}} = (2.35 \pm 0.10) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Risultati finali

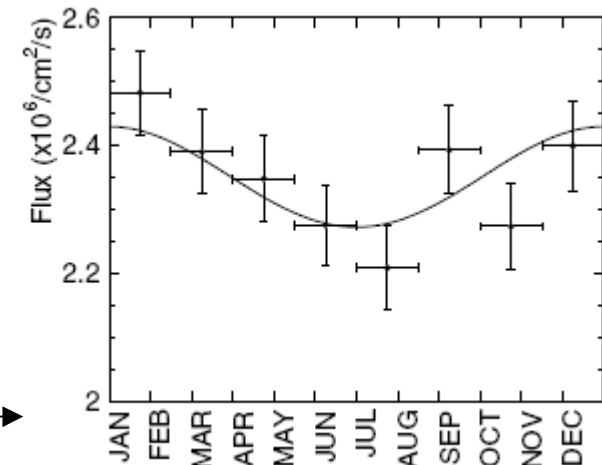
per flusso di ν da ^8B

SNP non risolto

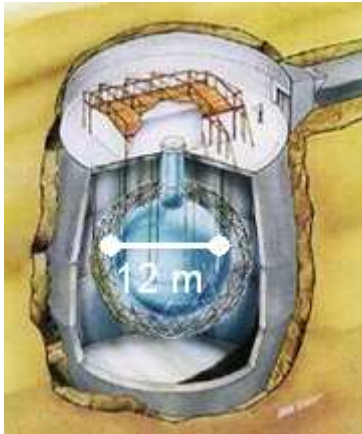
NOTE :

- 1) primi esperimenti in assoluto a confermare l'emissione di neutrini da parte del sole (grazie all'informazione della direzione della particella incidente).
- 2) misura dell'asimmetria tra i flussi rivelati di giorno e di notte (i ν misurati di notte devono attraversare uno spessore di materia più grande di quelli rivelati di giorno) compatibile con lo zero; misura della variazione temporale del flusso dei neutrini solari in accordo con la variazione stagionale dovuta all'eccentricità dell'orbita della Terra

...ci torneremo



SNO



Il Sudbury Neutrino Observatory (SNO) è un esperimento situato nella miniera di Creighton (Canada) a 2092 m di profondità che, operando dal 1999 al 2006, ha dato finalmente una soluzione al SNP, in favore dell'ipotesi di oscillazione dei neutrini.

Il bersaglio è costituito da un contenitore sferico acrilico di 12 metri di diametro contenente 1 kton di acqua pesante D_2O pura al 99.92%. Una matrice di 9456 PMT è montata su una struttura a sfera geodetica ed è utilizzata per rivelare la radiazione Čerenkov nel bersaglio; matrice e bersaglio sono immersi in un ambiente di H_2O ultra pura al fine di ottenere uno schermo contro la radiazione di fondo. (μ cosmici: 65/giorno)

Reazioni possibili in SNO:

$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ (CC): all'elettrone. La luce Čerenkov emessa dall'elettrone è proporzionale all'energia del neutrino incidente.

Solo ν_e : misure del flusso di ν_e

$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-$ (ES):

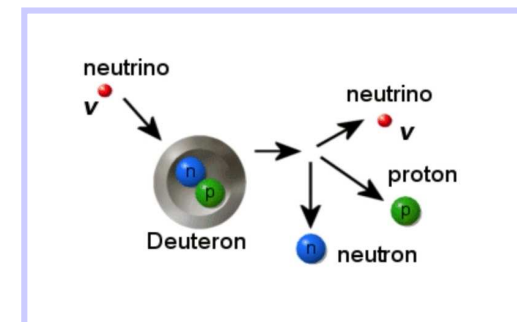
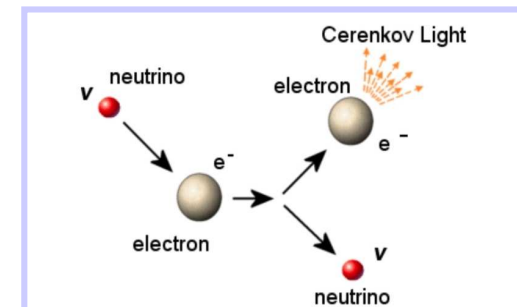
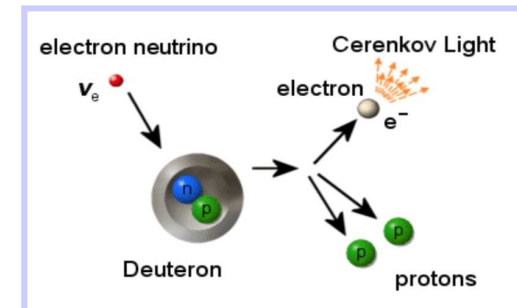
Come in SK, la reazione è sensibile a tutti i sapori dei neutrini ma quello elettronico domina di un fattore 6.5 nella sez. d'urto. L'energia dello stato finale viene scambiata tra il neutrino e l'elettrone (luce Čerenkov).

$\nu_\alpha + d \rightarrow p + n + \nu_\alpha$ (NC):

Nella reazione viene liberato un neutrone e catturato da un altro nucleo. Questo nucleo emetterà raggi gamma rivelabili con i PMT.

Soglia ~ 6.5 MeV $\Rightarrow \nu$ da 8B

Ugualmente sensibile a tutti i sapori dei neutrini : misura del flusso totale di neutrini solari 8B



SNO

L'esperimento è stato diviso in 3 fasi, per migliorare la misura della reazione NC :

Fase 1 (1999/2001) : Il neutrone finale della reazione NC è stato rivelato tramite la reazione:



Fase 2 (2001/2003) : 2 ton di NaCl aggiunte all'acqua pesante per rivelare il neutrone finale dalla reazione:



In questo modo: migliore efficienza di cattura del n ($\sigma \sim 0.5 \text{ mb} \rightarrow 44 \text{ b}$); maggiore en. dei $\gamma \Rightarrow$ misura migliore rispetto al fondo; isotropia dei $\gamma \Rightarrow$ migliore distinzione eventi NC da eventi CC (luce Cerenkov)

Fase 3 (2004/2006) : Rimozione di NaCl e aggiunta di una matrice di contatori proporzionali riempiti di ${}^3\text{He}$ all'interno della vasca di D_2O : ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + p$. La sez. urto del processo di cattura del neutrone è ancora maggiore \Rightarrow ulteriore miglioramento



Risultati :

Già dalla prima fase è stato confermato il deficit di neutrini solari elettronici e contemporaneamente una misura di NC compatibile con le predizioni teoriche per il flusso dei neutrini solari:

SNP dovuto a transizioni di sapore dei neutrini

Dati finali :

$$\Phi_{\text{CC}}(\nu_e) = (1.76 \pm 0.06) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad \text{deficit } \nu \text{ elettronico}$$

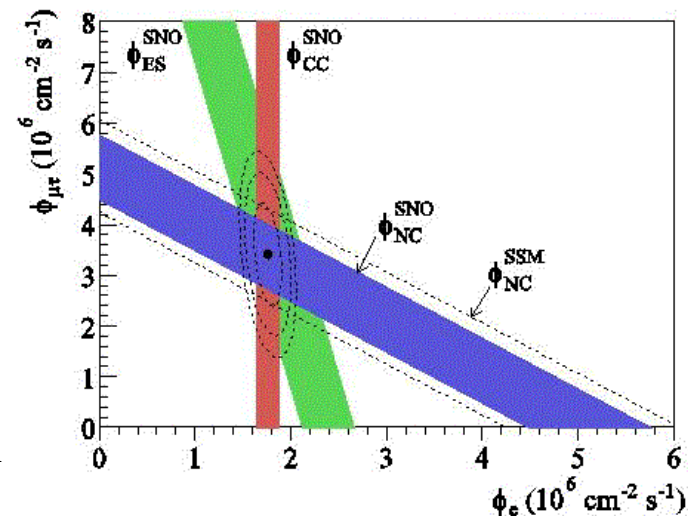
$$\Phi_{\text{ES}}(\nu_\alpha) = (2.39 \pm 0.24) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

$$\Phi_{\text{NC}}(\nu_\alpha) = (5.09 \pm 0.44) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad \nu \text{ di tutti i sapori}$$



$$\Phi^{\text{th}}(\nu_\alpha) = (5.05 \pm 0.80) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

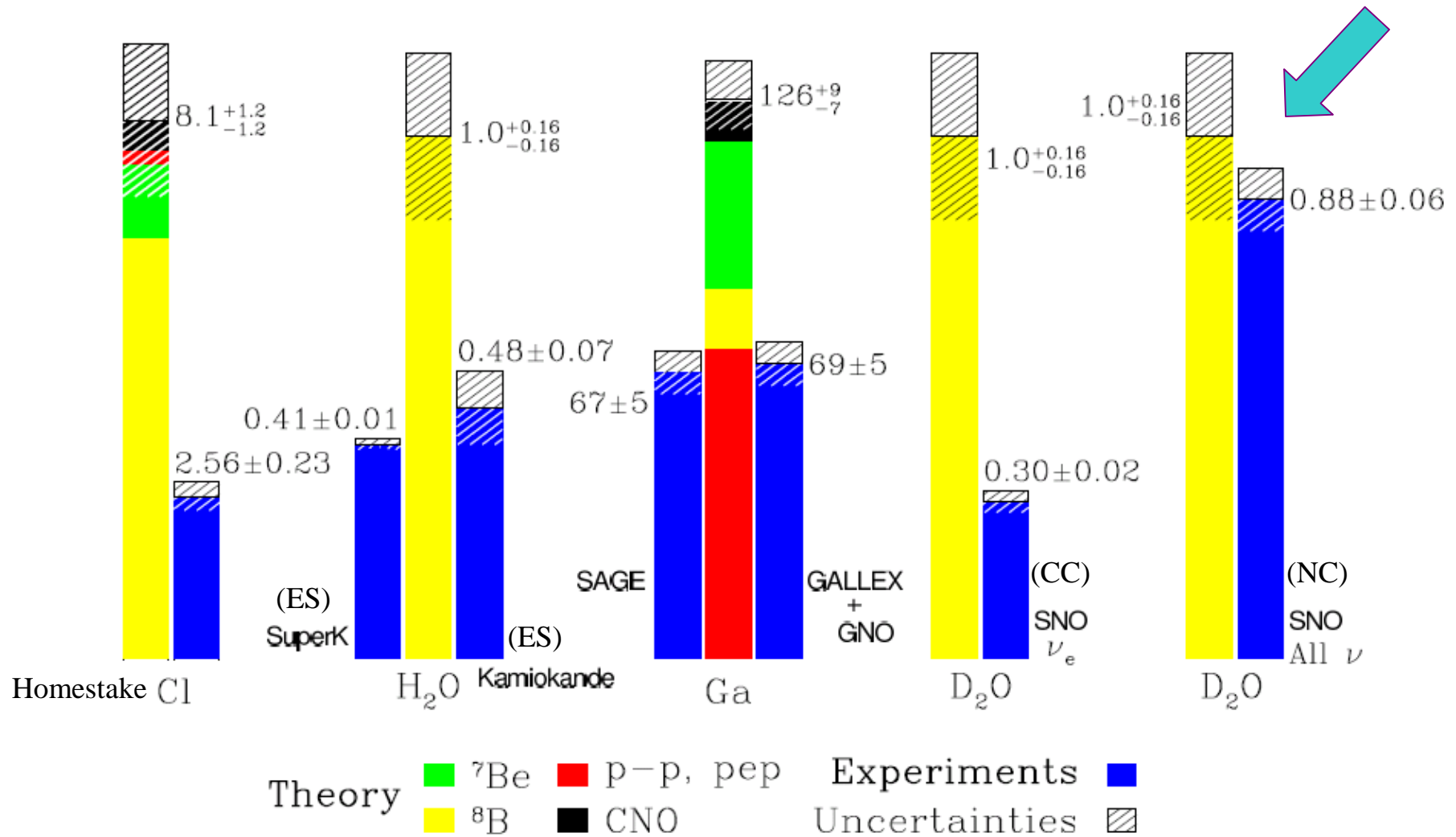
- $\Phi_{\text{NC}}(\nu_\alpha) - \Phi_{\text{CC}}(\nu_e) = \Phi(\nu_{\mu\tau}) = (3.33 \pm 0.64) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
- $\Phi(\nu_{\mu\tau}) \sim (\Phi_{\text{ES}}(\nu_\alpha) - \Phi(\nu_e)) / 0.16 = (3.93 \pm 0.39) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



NOTA : Come SK, SNO ha misurato un'asimmetria giorno-notte di neutrini solari compatibile con lo zero e una variazione annuale del flusso compatibile con la modulazione dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre.

Riepilogo: misure del flusso dei neutrini solari

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall-Serenelli 2005 [BS05(OP)]



Unità di misura : SNU

Oscillazione dei neutrini solari

Il problema dei neutrini solari viene spiegato tramite l'oscillazione dei neutrini elettronici prodotti nel Sole in neutrini di altro sapore.

Il rapporto ricavato da SNO :

$$\frac{\Phi^{CC}(\nu_e)}{\Phi^{NC}(\nu_{e,\mu,\tau})} \cong 0.35$$

prova infatti che sulla Terra non arriva una componente pura di **neutrini solari elettronici** ma che in parte questi **si trasformano in neutrini di tipo μ o τ** .

Questa spiegazione è avvalorata dal fatto che il flusso di neutrini predetto dagli SSM, che non prevedono il fenomeno di oscillazione, è compatibile con quello totale ricavato da SNO, cioè quello da NC : in questo modo si è cioè esclusa la possibilità che i neutrini elettronici si trasformino in neutrini sterili (neutrini che non hanno accoppiamento debole di standard model).

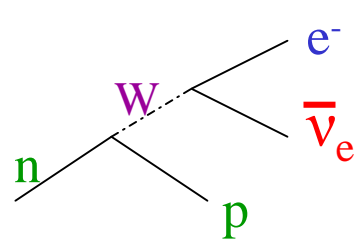


Quanto il fenomeno è dovuto alle oscillazioni nel “vuoto” (spazio) e quanto a quelle nella materia (Sole, Terra) ?

Oscillazione dei neutrini nel vuoto

In base a questo fenomeno un neutrino prodotto per interazione debole insieme a un leptone carico si trova in un **autostato di sapore** che è una **sovrapposizione di autostati di massa** (“mixing”).

Es. decadimento β

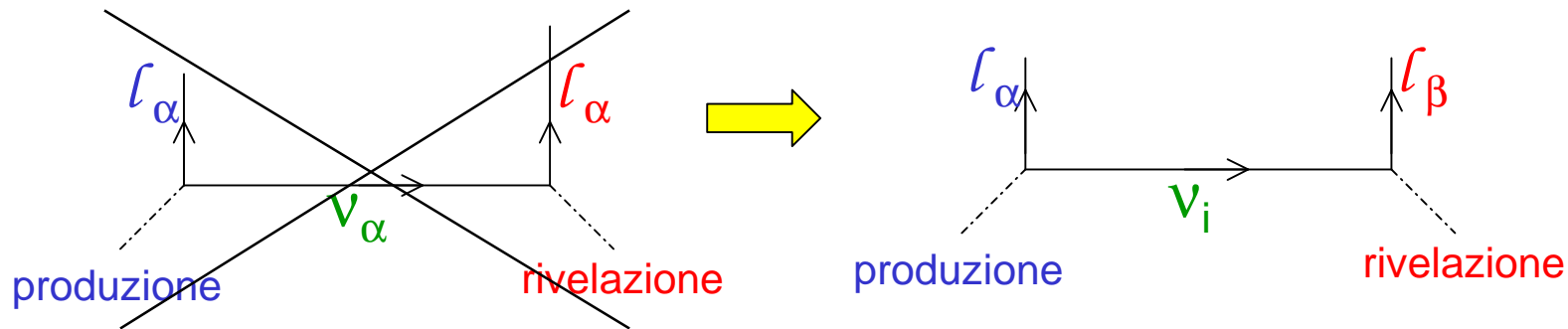


$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$$

$U_{\alpha i}$: “matrice di mixing dei neutrini” o “matrice PMNS”
(Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata)

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix}$$

I neutrini vengono prodotti in autostati di sapore, si propagano in autostati di massa e vengono poi rivelati in (altri) autostati di sapore:



Ampiezza di probabilità che ci sia oscillazione di sapore:

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i A(\nu \text{ nato con } l_\alpha \text{ sia } \nu_i) \times A(\nu_i \text{ si propaga}) \times A(\nu_i \text{ interagente produca } l_\beta)$$

$$U_{\alpha i}^*$$

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-iM_i\tau_i} |\nu_i(0)\rangle$$

eq. Schr. sdr comovante:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = M_i |\nu_i(\tau_i)\rangle$$
 massa M_i , tempo proprio τ_i

$$U_{\beta i}$$

Oscillazione dei neutrini nel vuoto

$e^{-iM_i\tau_i}$ $\xrightarrow{\text{↑}}$ $e^{-i(E_it - p_iL)}$ $\xrightarrow{\text{↑}}$ $e^{-i(E_i - p_i)L}$

Dal sistema comovente al laboratorio Neutrino ultrarelativistico nasce in (0,0) – muore in (t,L) con $t \sim L$

essendo il neutrino ultrarelativistico i due exp sono circa uguali e quindi si ha :

$A(\nu_i \text{ si propaga}) \approx e^{-i\frac{M_i^2 L}{2E}}$

\leftarrow

se prodotto con definito momento p

$$E_i = \sqrt{p^2 + M_i^2} \approx p + \frac{M_i^2}{2p}$$

$$e^{-iM_i\tau_i} \approx e^{-i\frac{M_i^2 L}{2p}}$$

se prodotto con definita energia E

$$p_i = \sqrt{E^2 - M_i^2} \approx E - \frac{M_i^2}{2E}$$

$$e^{-iM_i\tau_i} \approx e^{-i\frac{M_i^2 L}{2E}}$$

L'ampiezza totale diventa:

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iM_i^2 \frac{L}{2E}} U_{\beta i}$$

Probabilità di oscillazione di sapore :

$$\delta M_{ij}^2 \equiv M_i^2 - M_j^2$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2 = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\delta M_{ij}^2 \frac{L}{4E}\right) + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\delta M_{ij}^2 \frac{L}{2E}\right)$$

= 0 se $M_i=0$ per ogni i

ovvero la probabilità oscilla in funzione di

$$\delta M_{ij}^2 \frac{L}{4E} = 1.27 \delta M_{ij}^2 (eV^2) \frac{L(km)}{E(GeV)}$$

↑
introducendo h, c

sensibilità a piccoli δM_{ij}^2 richiede grandi L/E

Oscillazione dei neutrini nel vuoto

Per un'oscillazione a due sapori, es. :
$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta \\ -\sin\vartheta & \cos\vartheta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{bmatrix}$$

la probabilità si riduce a
$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \delta M_{ij}^2 (eV^2) \frac{L(km)}{E(GeV)} \right)$$

e quindi:
$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$$

Tornando al problema dei neutrini solari, L sarà la distanza Terra-Sole, funzione del tempo e dell'eccentricità dell'orbita terrestre:

$$L(t) = L_0 \left[1 - \varepsilon \cos \frac{(2\pi t)}{T} \right]$$

$L_0 = 1$ au
 $\varepsilon = 0.0167$ eccentricità dell'orbita
 $T = 1$ anno
 $t = 0$ al perielio (gennaio)

quindi un indizio di oscillazioni nel vuoto per i neutrini solari potrebbe essere l'osservazione di una variazione stagionale delle rate misurate negli esperimenti che rivelano i neutrini solari non compatibile con la semplice modulazione del flusso (dovuta a ε) proporzionale a $1/L^2$ e che presenti una distorsione interpretabile alla luce dell'espressione precedente della probabilità.

Come abbiamo visto, né SK né SNO hanno riscontrato questo fatto.



Spiegazione del SNP con **OSCILLAZIONI NELLA MATERIA SOLARE**



Le oscillazioni nella materia terrestre sono trascurabili, dato che sia SK che SNO hanno riscontrato un'asimmetria notte-giorno compatibile con lo zero (i ν rivelati di notte devono attraversare uno spessore di materia terrestre maggiore).

Oscillazione dei neutrini nella materia

Vediamo l'oscillazione dei neutrini nella materia come modifica rispetto al caso del vuoto.

Consideriamo il caso di mixing di 2 sapori di neutrini nel vuoto: l'evoluzione temporale sarà descritta dall'equazione di Schrödinger

$$i \frac{d}{dt} |\nu(t)\rangle = H |\nu(t)\rangle$$

Considerando i 2 autostati di massa avremo, in forma matriciale, che

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

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

Poiché l'ultimo termine contribuisce solo per un fattore di fase, può essere tralasciato. Passando ora agli autostati delle interazioni deboli ν_e e ν_μ otteniamo che

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

Quando si ha interazione con la materia, i ν_e di energia \sim MeV possono avere interazioni di tipo CC e NC mentre ν_μ, ν_τ di energia \sim MeV possono avere solo di tipo NC (l'energia è troppo piccola per generare i rispettivi leptoni carichi). Pertanto, i ν_e sentiranno un "extrapotenziale V_e " che modifica l'ampiezza di scattering in avanti \rightarrow modifica la massa effettiva al quadrato

$$V_e = G_F \sqrt{2} N_e \quad m^2 = E^2 - p^2 \rightarrow (E + V_e)^2 - p^2 = m^2 + 2EV_e$$

$$\Delta m_{(e)}^2 = 2\sqrt{2} G_F N_e E$$

$N_e =$ densità di elettroni

Per un neutrino che attraversa la materia, occorre sostituire l'espressione della massa quadra media valida nel vuoto con :

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

Oscillazione dei neutrini nella materia

L'evoluzione temporale nella materia diventerà allora

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

in cui $A' = 2\sqrt{2}G_F N_e p / \Delta m^2$. Il primo termine di M_m è di nuovo una fase mentre il secondo, evidenziato, può essere riscritto in termini dell'angolo di mixing nella materia

$$M_m \begin{pmatrix} \frac{\Delta m_m^2}{4p} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \longrightarrow \tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta - A'} = \frac{\tan 2\theta}{1 - \frac{A'}{\cos 2\theta}}$$

Effetto MSW (Micheev, Smirnov, Wolfenstein) :

indipendentemente dal valore di θ , è possibile che θ_m possa passare attraverso una condizione di risonanza, ovvero $\theta_m = 45^\circ$: mescolamento massimo. La condizione di risonanza è :

$$A' = \cos 2\theta \quad \Rightarrow \quad N_e(\text{ris}) = \Delta m^2 \frac{\cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F p} \quad \longleftarrow \text{La risonanza è possibile solo per } \cos 2\theta > 0, \text{ ovvero } \theta \leq 45^\circ.$$



Diagonalizzando la matrice M_m con la matrice di mixing efficace nella materia : $U_m = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix}$ si ottiene M_m^{diag} nella base degli autostati di massa nella materia

$$M_m^{diag} = \frac{1}{4p} \text{diag}(-\Delta m_m^2, \Delta m_m^2)$$

in cui $\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{[(\cos 2\theta - A')^2 + \sin^2 2\theta]}$ è la differenza di massa quadra efficace, minima alla risonanza.

⇒ In funzione di Δm_m^2 la prob. di oscillazione nella materia avrà un'espressione analoga al caso del vuoto :

$$P_m(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \left(\frac{\Delta m_m^2 x}{4E} \right)$$

Questa espressione è però valida solo nel caso in cui la densità di materia sia costante, come supposto finora.

Oscillazione dei neutrini nella materia

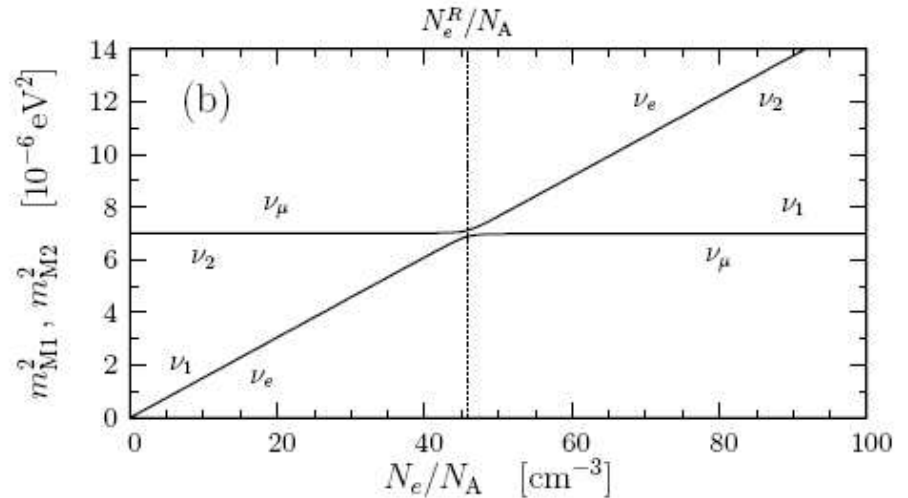
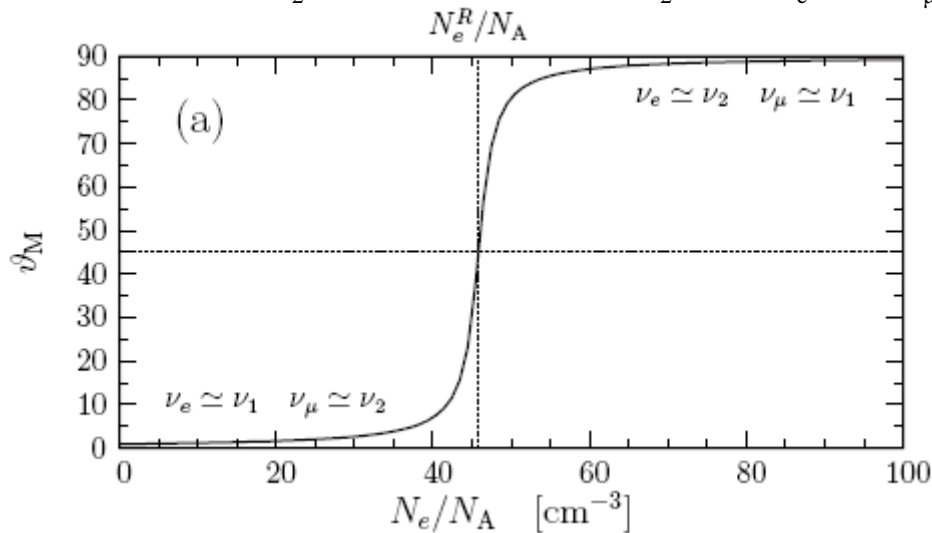
Se la densità di materia non è costante, l'effetto è quello di introdurre dei termini fuori diagonale proporzionali a $d\theta_m/dx$ nella matrice M_m^{diag} nella base degli autostati di massa, che rendono possibili le transizioni $\nu_{1m} \leftrightarrow \nu_{2m}$.

Queste transizioni sono trascurabili solo se i termini fuori diagonale sono molto più piccoli della differenza tra i termini diagonali e in ultima analisi se $\Delta m_m^2/4p \gg d\theta_m/dx$. Se questa condizione è verificata per tutti i punti della traiettoria del neutrino, la sua evoluzione è detta **adiabatica** e si verifica praticamente se la variazione di densità è lenta. Dato che i neutrini solari vengono rivelati molto lontano dal punto di produzione, praticam. nel vuoto, si ha $\theta_m^{finale} \sim \theta$, $\theta_m^{iniziale} \equiv \theta_m$ e la prob. media di sopravvivenza di un ν_e risulta

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\theta_m \cos 2\theta$$

Guardando l'andamento dell'angolo efficace di mixing θ_m in funzione della densità elettronica N_e per i valori dei parametri: $\Delta m^2 = 7 \times 10^{-6} \text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 10^{-3}$, $E = 1 \text{MeV}$, si può vedere come per $N_e \ll N_e(\text{ris})$ si abbia $\theta_m \sim \theta$, mentre per $N_e \sim N_e(\text{ris})$ aumenti fino a raggiungere 45° in corrispondenza della risonanza e arrivi a 90° per $N_e \gg N_e(\text{ris})$.

La presenza della risonanza può indurre una completa transizione $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$: se al centro del Sole $N_e \gg N_e(\text{ris})$, per gli stessi valori dei parametri precedenti, θ_m vale praticamente 90° e i neutrini vengono prodotti quasi come puri ν_2 , poi si propagano fino ad attraversare la risonanza, in cui la gap di energia tra ν_1 e ν_2 è minima. Se l'attraversa adiabaticamente, il neutrino rimane ν_2 ed esce dal sole come $\nu_2 = \sin\theta \nu_e + \cos\theta \nu_\mu$, che, se l'angolo di mixing è piccolo, è circa uguale a ν_μ .



Oscillazione dei neutrini nella materia

Il caso **non adiabatico** prevede invece la presenza di transizioni $\nu_{1m} \leftrightarrow \nu_{2m}$ in un intorno della risonanza. Per la probabilità di sopravvivenza media dei neutrini solari si ottiene la formula di Parke:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_c\right) \cos 2\theta_m \cos 2\theta$$

con P_c probabilità di $\nu_{1m} \leftrightarrow \nu_{2m}$, ricavata a partire dai profili di densità elettronica e dipendente da Δm^2_m , ovvero da θ e Δm^2 . Il limite estremo di non adiabaticità prevede una probabilità media pari a

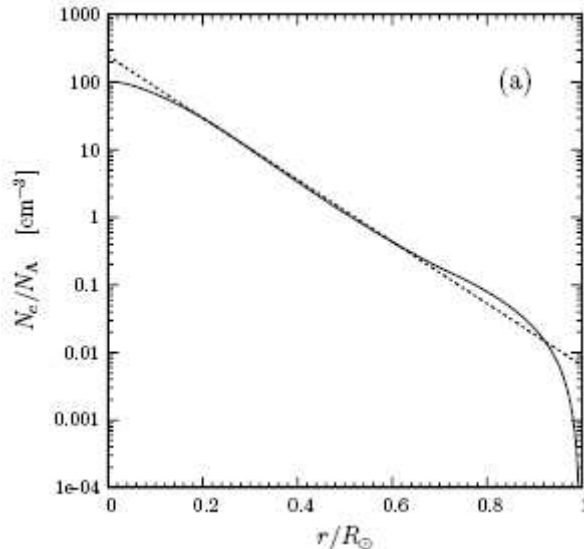
$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$$

che coincide con il caso del vuoto e si verifica quando il ν_e prodotto in un ambiente molto denso ($\cos 2\theta_m \sim -1$, $P_c \sim \cos^2 \theta$) come un ν_{2m} si propaga indisturbato attraverso la risonanza, dove la variazione di densità è molto rapida. In questo caso non c'è tempo per generare transizioni di sapore e il neutrino esce come un ν_e . Dopo la risonanza il mixing efficace è praticamente uguale a quello del vuoto e le oscillazioni dalla risonanza al rivelatore sono oscillazioni nel vuoto.



Risultati sperimentali ?

Profilo di densità elettronica BP01 SSM



Per i neutrini solari da 10 MeV, considerando $N_e \sim 100 N_A / \text{cm}^3$, si ha $A' \Delta m^2 \sim 10^{-4} \text{eV}^2$,

$$\Rightarrow N_e > N_e(\text{ris}) \quad \text{se} \quad \Delta m^2 \cos 2\theta \leq 10^{-4} \text{eV}^2$$

In questo caso i neutrini solari possono avere transizioni risonanti MSW e a seconda dei valori del profilo di densità e dei parametri di mixing Δm^2 e θ la risonanza può essere attraversata adiabaticamente o meno.

Gli SSM prevedono un profilo di densità approssimabile con l'esponenziale

$$N_e(r) = N_e(0) \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right) \quad N_e(0) = 245 N_A / \text{cm}^3, \quad r_0 = \frac{R_\odot}{10.54}, \quad r \text{ dist. dal centro}$$

\Rightarrow dati solari analizzabili con formula di Parke e dipendenti da Δm^2 e θ , in base ai quali si distinguono le varie regioni nei grafici Δm^2 vs $\sin^2 2\theta$: SMA e LMA, LOW, QVO, VAC.

Studio dei parametri di oscillazione dei neutrini solari

Gli esperimenti che rivelano i neutrini solari tipicamente misurano $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$, che si manifesta tramite le curve delimitanti le regioni di esclusione nei plot Δm^2 vs $\sin^2 2\theta$. Per ragioni di simmetria, nel caso dei neutrini solari al posto di $\sin^2 2\theta$ si utilizza $\tan^2 \theta$.

In linea di principio sono possibili diverse soluzioni al SNP :

SMA: Small Mixing Angle, angolo di mixing θ piccolo;

LMA: Large Mixing Angle, sia θ che Δm^2 sono grandi;

LOW: basso Δm^2 , grande θ ;

QVO: oscillazioni quasi nel vuoto, grande θ ;

VAC: oscillazioni nel vuoto, grande θ .

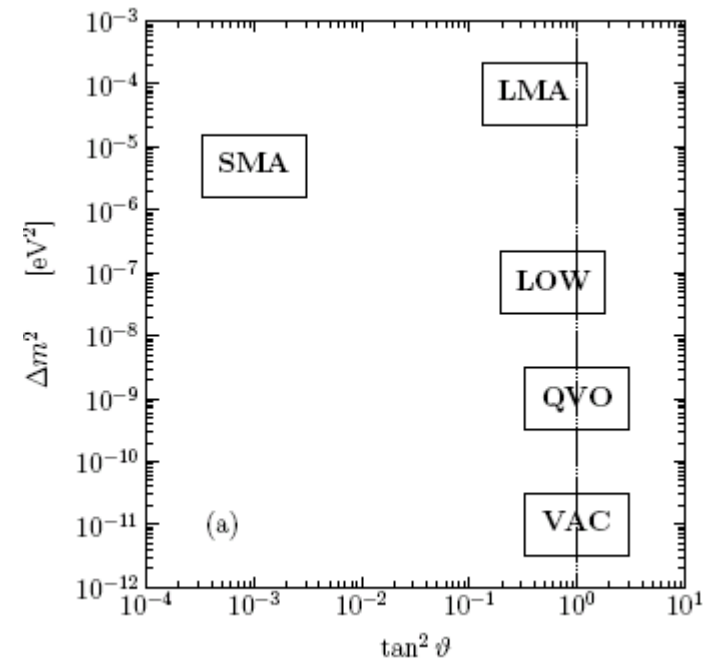
Per capire quale soluzione sia corretta, si fa riferimento ai dati sperimentali in funzione della formula esatta, che prevede l'oscillazione a 3 neutrini:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \cos^4 \theta_{13} \left[1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right] + \sin^4 \theta_{13}$$

in cui i,j: 1,2,3 indici riferiti agli autostati di massa

θ_{12} : angolo di mixing dei neutrini solari
 θ_{13} : angolo di mixing da "terra incognita"
 }
 dalla parametrizzazione della matrice U di mixing : matrice PMNS

$\sin^2 \theta_{13} < 5 \times 10^{-2}$ (99.73% CL) **CHOOZ**
 (esp. da reattore)



La determinazione delle regioni permesse fatta utilizzando i dati provenienti dagli esperimenti da ν solare visti finora può essere migliorata includendo anche i dati di KamLAND, esperimento con (anti)neutrini elettronici da reattore, costruito con L/E tale da essere sensibile alla stessa regione di Δm^2 trovata in precedenza per i neutrini solari.

Risultati finali per i neutrini solari

Fit globali DATI SOLARI + KAMLAND

$$\Delta m_{12}^2 = (7.59 \pm 0.21) \times 10^{-5} eV^2$$

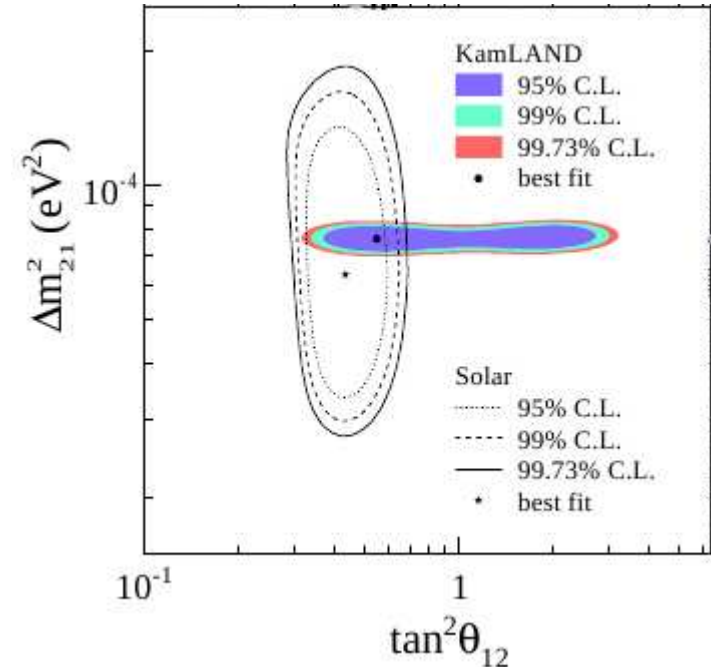
$$\tan^2 \theta_{12} = 0.47 \pm 0.06$$



$\theta_{12} \sim 33^\circ$ (grande, ma non massimale)



LMA solution (con KamLAND:
esclusione LOW region)



Nell'ambito della LMA solution, lo studio della formula di Parke (modificata per tener conto del fatto che per ν_e di energia sufficientemente bassa il potenziale di materia al centro del Sole è sotto il valore di risonanza) dà come risultati che :

per $E \leq 2$ MeV non c'è risonanza e la probabilità di sopravvivenza è uguale al caso del vuoto

per $E \geq 2$ MeV la risonanza è attraversata adiabaticamente

per $E \gg 2$ MeV la densità centrale del Sole è \gg di quella di risonanza; $\theta_m \sim 90^\circ$ e $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 \theta$

Borexino

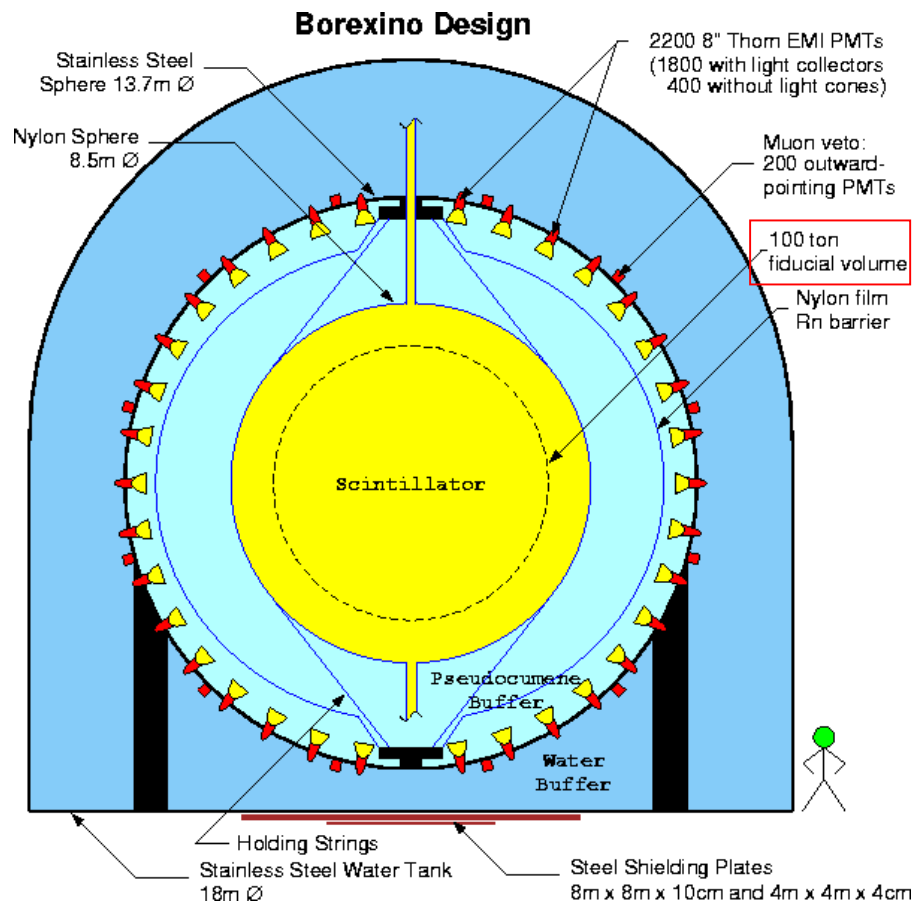
L'esperimento, tuttora in atto, è situato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso ed è incentrato sull'osservazione dei neutrini da ${}^7\text{Be}$ che si presentano come una linea monocromatica di 0.863 MeV; per i prossimi 10 anni sarà l'unico esperimento che misurerà il flusso sotto i 5 MeV per una reazione di produzione di neutrino solare specifica.

Lo scopo principale è la misura dell'intensità della linea ${}^7\text{Be}$ e delle sue variazioni nel tempo (stagionali, giorno-notte).

La reazione che viene rivelata è lo scattering elastico



Soglia: ~0.250 MeV



Il cuore del rivelatore è costituito da una sfera di nylon contenente 300 ton di scintillatore liquido, che è una mistura di pseudocumene PC e PPO (fosforo), circondata da uno strato più esterno di PC puro contenuto in una sfera più grande di acciaio. Il tutto è racchiuso in un recipiente di acciaio contenente 2400 ton di acqua.

Per ridurre la diffusione del radon verso la parte interna del detector, tra la sfera di nylon e quella più interna di acciaio è stato posto un ulteriore recipiente di contenimento.

La sfera che separa lo schermo d'acqua dal rivelatore interno è ricoperta da PMT, sia internamente (2200 PMT) per osservare il segnale dovuto ai neutrini, sia esternamente (200 PMT) per rivelare i μ cosmici.

Dei 2200 PMT interni, 1800 sono equipaggiati in modo da vedere la luce proveniente solo dalla sfera di nylon

→ identificazione μ che attraversano solo PC e non lo scintillatore

Borexino

Avendo basato la gestione dei fondi su una schermatura progressiva con materiali purificati e di bassa radioattività, in ultima analisi il fondo vero e proprio è costituito dalla contaminazione intrinseca dello scintillatore, la cui radioattività residua è $0.5 \times 10^{-15} \text{g / g}$ di U e Th.

Risultati :

49 ± 3 conteggi / (giorno \times 100 ton) **sperimentale**

Rate di interazione :

teoriche $\left\{ \begin{array}{l} 74 \pm 4 \text{ conteggi / (giorno} \times 100 \text{ ton)} \text{ in assenza di oscillazioni} \\ 48 \pm 4 \text{ conteggi / (giorno} \times 100 \text{ ton)} \text{ oscillazioni MSW-LMA} \end{array} \right.$

Stima del flusso di ν da ${}^7\text{Be}$:

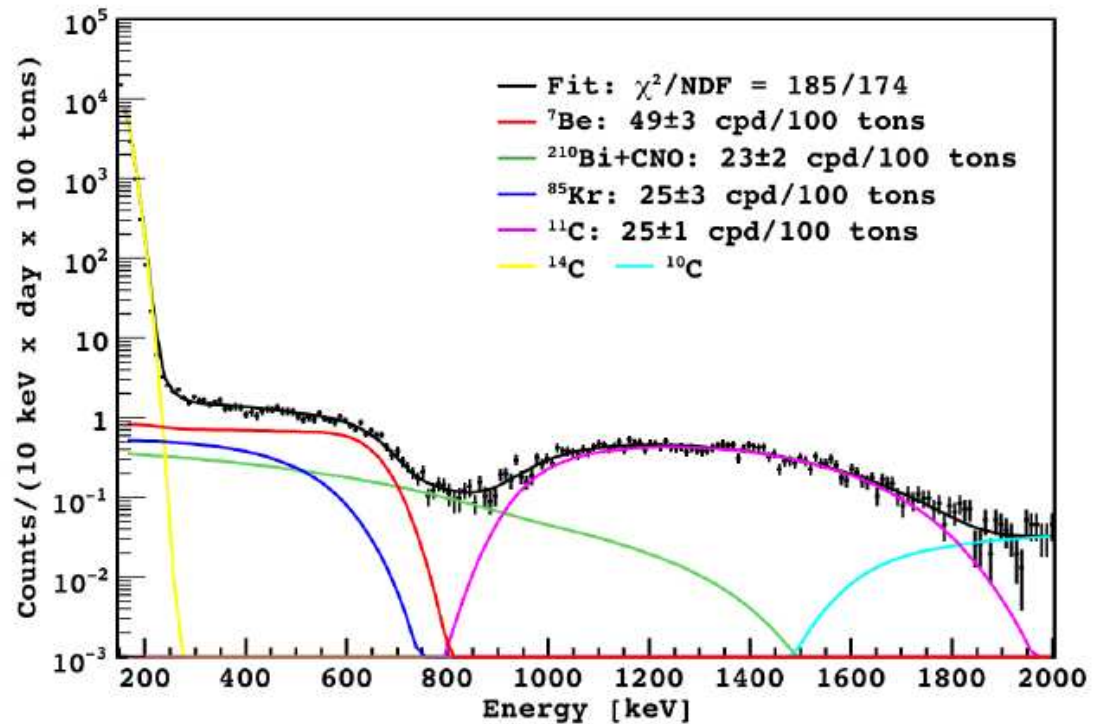
$$\Phi^{\text{spe}} ({}^7\text{Be}) = (5.18 \pm 0.51) \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

(tenendo conto dello scenario MSW-LMA)



$$\Phi^{\text{th}} ({}^7\text{Be}) = (4.77 \pm 0.51) \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

BP00 SSM



Bibliografia

C.Giunti, C.W.Kim : *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, Oxford University Press, 2007

K. Zuber : *Neutrino Physics*, Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation Taylor & Francis Group, 2004

J.N Bahcall: *Solar Neutrinos*, presso home page dell'autore: www.sns.ias.edu/~jnb/

J.N Bahcall, M.H. Pinsonneault, S. Basu: *Astrophys. J.* , 555, 2001

Informazioni su Borexino presso il sito internet: <http://borex.lngs.infn.it>

Dispense del corso di Astrofisica e Particelle, prof. B. Borgia, 2008-2009, presso il sito internet:
www.roma1.infn.it/exp/ams/LezioniAP/2008

Dispense del corso di Fisica Nucleare e Subnucleare III , prof. E.Longo, L.Ludovici, 2007-2008, presso il sito internet:
www.roma1.infn.it/people/longo/