

Problemi correnti nella fisica dei neutrini

D.Orestano

Dip. di Matematica e Fisica

Universita' degli Studi Roma Tre

A Nanda,

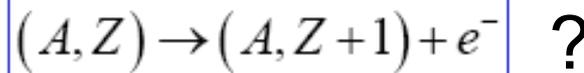
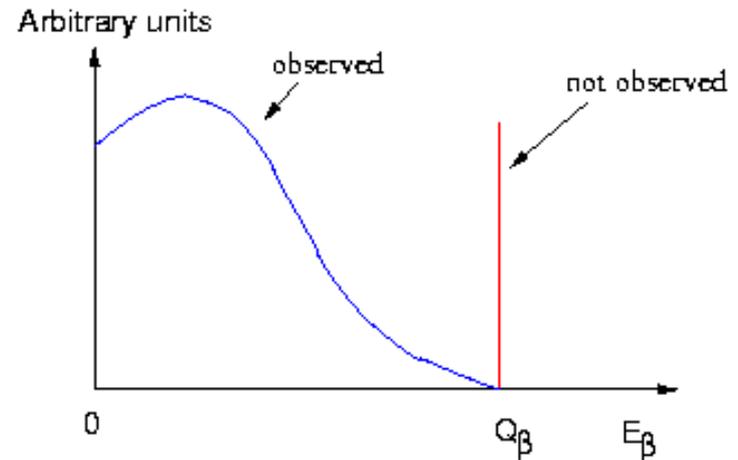
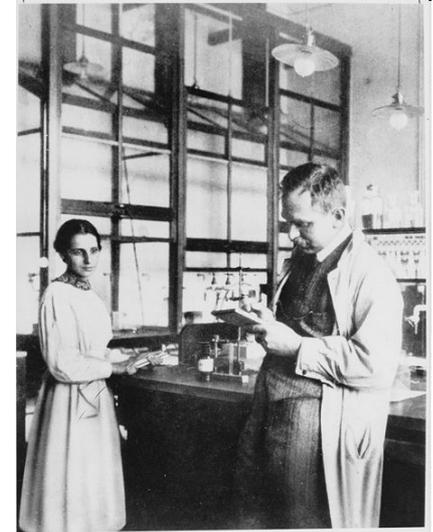
mia tutrice di dottorato, collega ed amica, che ha saputo trasmettermi una vera passione per la particella piu' elusiva e misteriosa, sperando di essere capace di fare altrettanto con voi.

Sommario

- **Percorso storico:**
 - **Idea di neutrino**
 - **Scoperta del neutrino**
 - **Teoria a due componenti del neutrino e esperimento di Goldhaber**
 - **Esperimento dei due neutrini**

Decadimento β

- 1898 scoperta della radioattività
- problema col decadimento β , si osservava emissione di elettroni con uno spettro continuo: 1911 Lise Meitner e Otto Hahn
- Se si fosse trattato di un decadimento in due corpi in cui un nucleo X emette un elettrone trasformandosi in un altro nucleo Y gli elettroni avrebbero dovuto essere monocromatici, con $E_\beta = (M_X^2 - M_Y^2 + m_e^2) / 2M_X$



- ✘ Bohr era giunto a proporre che in questo caso l'energia non fosse esattamente conservata**
- ✘ La soluzione di questo problema fu trovata da Pauli: nel decadimento beta non viene solamente emesso un elettrone, ma anche una seconda particella che sfugge alla rivelazione.**
- ✘ Le due particelle emesse si suddividono l'energia a disposizione, questo può avvenire con proporzioni differenti, di modo che l'energia conferita all'elettrone non sia univocamente determinata.**
- ✘ La seconda particella doveva essere
 - ✘ neutra, altrimenti sarebbe facilmente rilevata tramite il suo potere ionizzante,**
 - ✘ non poteva essere un fotone, poiché i dati sperimentali sembravano escluderlo.**
 - ✘ Si doveva trattare di una particella interamente nuova****

Lettera inviata da W.Pauli il 4 Dicembre 1930 ai partecipanti ad un congresso di fisica a Tubinga

Cari Signore e Signori Radioattivi,

a causa dello spettro continuo del decadimento beta, ho pensato a un possibile disperato rimedio per salvare le statistiche e il principio di conservazione dell'energia. Si tratta della possibilità che esista nel nucleo una particella elettricamente neutra, che chiamerò neutrone, con spin $1/2$, che rispetti il principio di esclusione, ma che sia diversa dai fotoni, in quanto non viaggia alla velocità della luce. La massa del neutrone dovrebbe essere simile a quella dell'elettrone e comunque non maggiore dell' 1% della massa del protone. Potremmo così spiegare lo spettro continuo assumendo che nel decadimento beta è emesso un neutrone assieme all'elettrone in maniera tale che la somma delle energie del neutrone e dell'elettrone sia costante.

Concordo sul fatto che tale rimedio possa sembrare incredibile poiché avremmo già dovuto osservare tali neutroni. Ma solo chi osa può vincere e la situazione difficile in cui ci troviamo è ben illustrata da una frase che il mio illustre predecessore, il Sig. Debye, mi disse recentemente a Bruxelles: ..., è meglio non pensarci per nulla ...proprio come per nuove tasse... D'ora in avanti ogni soluzione merita di essere considerata. Sfortunatamente non potrò raccontarvi personalmente le mie idee a Tubinga in quanto dovrò restare qui a Zurigo a causa di una festa da ballo la notte tra il 6 e il 7 Dicembre...

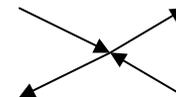
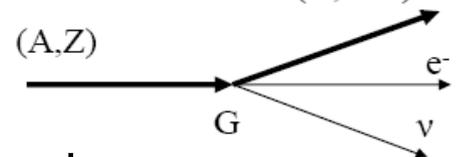
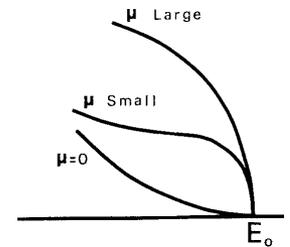
- ★ **1931 Fermi propone il nome di neutrino**
- ★ **1932 Chadwick scopre il neutrone**
- ★ **1933 viene definita la struttura del nucleo e si apre la strada ad un'interpretazione del decadimento β che non assuma che le particelle emesse fossero inizialmente contenute nel nucleo**
- ★ **1933 Fermi e Perrin propongono lo studio dell'end-point dello spettro per mettere in evidenza effetti di massa del neutrino**

★ **1934 teoria di Fermi:**

- ★ Ipotesi del neutrino, ν + teoria di Dirac ($\bar{\nu}$)
- ★ Il decadimento β^- è riconducibile alla trasformazione di un neutrone in un protone



- ★ Questo processo può essere trattato come un'interazione puntiforme tra 4 fermioni (teoria di Dirac)



Processo β inverso

$$\sigma(\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+) = \frac{G^2}{\pi} |M|^2 \frac{p^2}{v_i v_f}$$

- Con:**
- **G:** costante di Fermi;
 - **p:** impulso nel CM
 - **v_i e v_f:** velocità relative delle particelle;
 - **|M|=1** per transizione di Fermi, **3** per GT

Con E espressa in MeV:

$$\sigma(\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+) \approx 10^{-43} E^2 \text{ cm}^2$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+) \approx 10^{-43} E^2 \text{ cm}^2$$

Ovvero un (anti-)neutrino da 1 MeV ha una lunghezza di interazione in acqua pari a alcuni anni luce!

$$1/(\sigma n) = 1/(12 \times 10^{23} \sigma) \approx 10^{19} \text{ cm}$$

Hans Bethe: “e' proprio una gran sfortuna che la probabilita' di disintegrazione di nuclei da parte dei neutrini sia cosi' trascurabilmente piccola, poiche' la disintegrazione e' la sola manifestazione dei neutrini liberi che possa essere prevista con certezza.”

Idee per la rivelazione dei neutrini

Simultaneamente e indipendentemente

- Bruno Pontecorvo al Chalk River Laboratory, Canada, 1946**
- Luis Alvarez al Laurence Berkeley Radiation Laboratory, California, 1949**

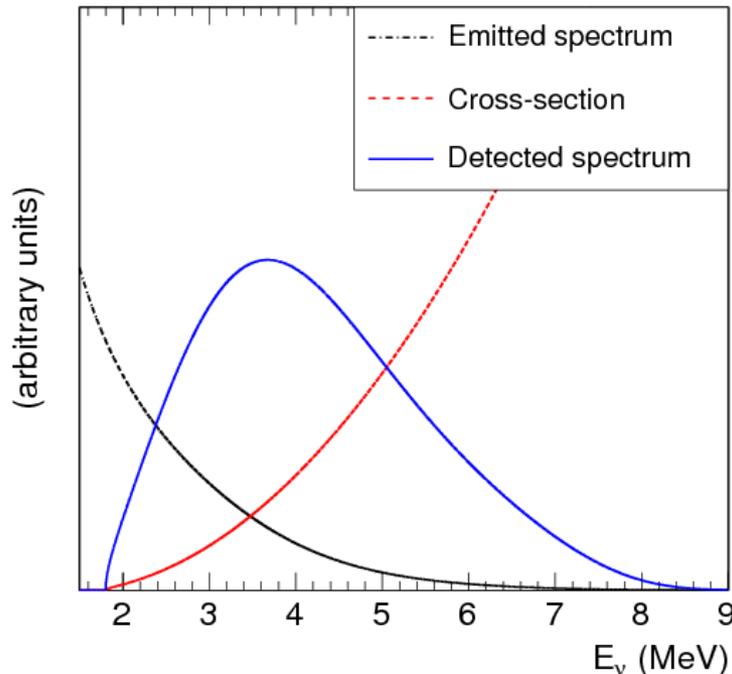
Elaborano la tecnica di rivelazione basata sul decadimento beta inverso che verra' sfruttata in seguito da Davis nella rivelazione dei neutrini solari.

Ma da dove prendere una sorgente intensa di neutrini?

Sorgenti di neutrini: i reattori nucleari

- ◆ **Ogni reazione di fissione produce in media 200MeV**
- ◆ **In un reattore termico da 3 GW avvengono quindi $(3 \times 10^9) / (2 \times 10^8 \times 1.6 \times 10^{-19}) \sim 10^{20}$ reazioni di fusione al secondo**
- ◆ **Nella reazione di fissione indotta da neutroni termici su U-235 i due frammenti hanno tipicamente $A=94$ e $A=140$.**
- ◆ **Per raggiungere la curva di stabilita' (Zr-94 e Ce-140) bisogna passare da 92 a 98 protoni e quindi avvengono 6 decadimenti β producendo 6 anti-neutrini per reazione ovvero 6×10^{20} al secondo**

- ◆ **I neutrini portano via tipicamente 1.6 MeV ciascuno ovvero il 6% dell'energia**
- ◆ **Oltre ai neutrini prodotti dalla catena di fissione dell'U-235 se ne hanno dalle catene dell'U-238, del Pu-239 e del Pu-241**
- ◆ **Si ha quindi uno spettro con diverse componenti**



- ◆ **Questo, convoluto per la sezione d'urto di interazione del neutrino (rosso), fornisce lo spettro osservato (blu)**

➔ Max intorno a 4 MeV

Il sito di Savannah River

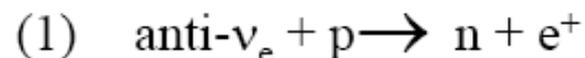
- **Alvarez persuase l'Atomic Energy Commission a prevedere una sala sperimentale in prossimità' del reattore in costruzione (per produrre Trizio per la bomba H) a Savannah River**
- **Si rese poi conto che il fondo da raggi cosmici sarebbe stato troppo alto e abbandonò' il progetto**
- **Peraltro la reazione radiochimica di Pontecorvo ed Alvarez era sensibile ai neutrini e non agli anti-neutrini...**

Reines e Cowan

- **Reines e Cowan (Los Alamos Laboratory) decisero invece di sfruttare il decadimento beta inverso con la reazione indotta dagli anti-neutrini su protoni.**
- **Dopo avere abbandonato l'idea iniziale di usare un'esplosione nucleare installarono il loro rivelatore al reattore di Hanford (1953), per poi spostarsi a Savannah River (1956)**

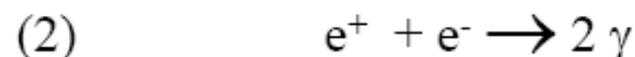
Il processo beta-inverso e la rivelazione degli antineutrini

La rivelazione di antineutrini, cioè dei prodotti di loro interazioni, fu effettuata per la prima volta nel 1956, osservando un processo che è sostanzialmente l'inverso del decadimento β del neutrone e che ancora oggi rappresenta il modo classico di studio di queste particelle :



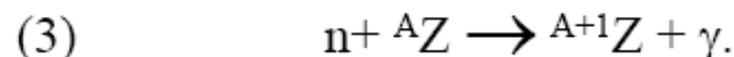
Il positrone, la particella leggera dello stato finale, porta con sé (quasi) tutta l'energia disponibile nel processo, la sua energia cinetica essendo $T_e = E_\nu + m_p - m_n - m_e = E_\nu - 1.8 \text{ MeV}$. Il processo è dunque possibile per antineutrini con $E_\nu > 1.8 \text{ MeV}$.

Nel bersaglio, il positrone rallenta e annichila su un elettrone,



e si ha quindi un primo segnale, due fotoni in direzioni opposte e ciascuno con $E = m_e$

Il neutrone viene rallentato dagli urti fino ad energie termiche (in tempi Δt dell'ordine di decine di μs in un liquido); se nel bersaglio è presente un assorbitore di neutroni A_Z , può essere identificato dal γ emesso mediante la cattura:

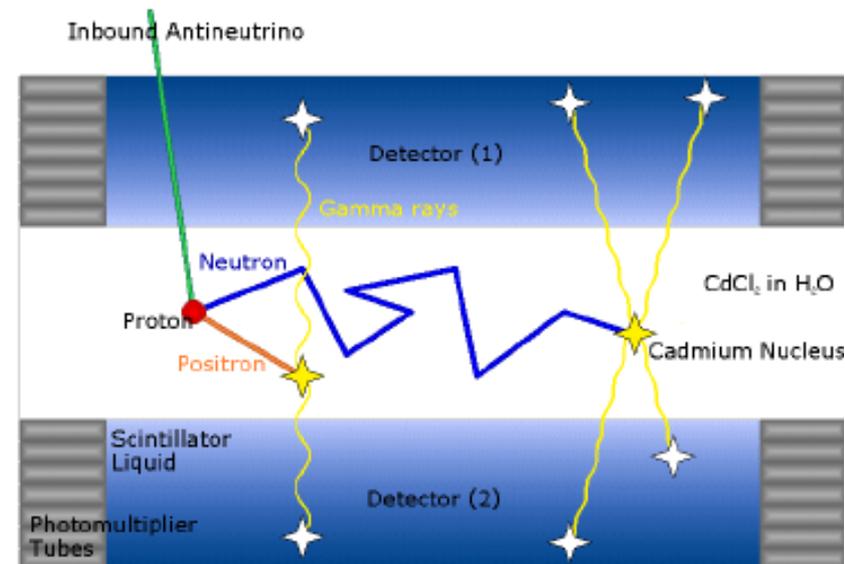


La presenza del γ di cattura ritardato rispetto al segnale dell'annichilazione è caratteristica e distintiva dell'interazione dell' antineutrino: si hanno molti conteggi di fondo (dovuti a cosmici e/o radioattività naturale) corrispondenti a (2) o (3), ma molti di meno se si richiede sia (2) che (3).

L'esperimento di Reines e Cowan (1)

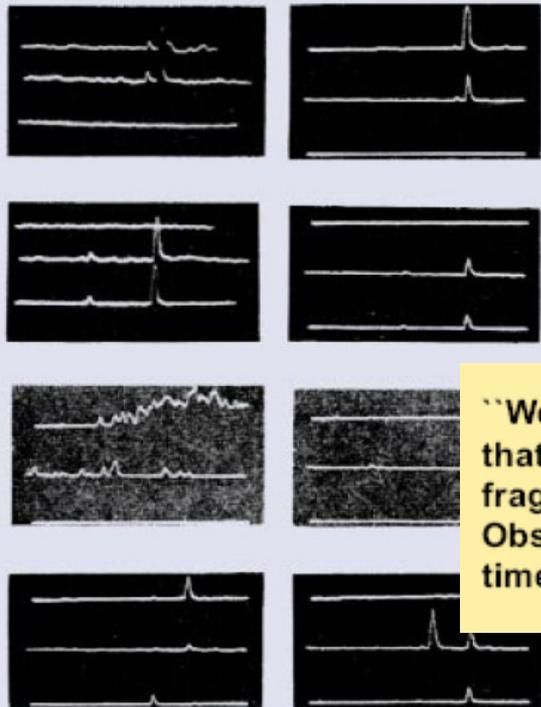
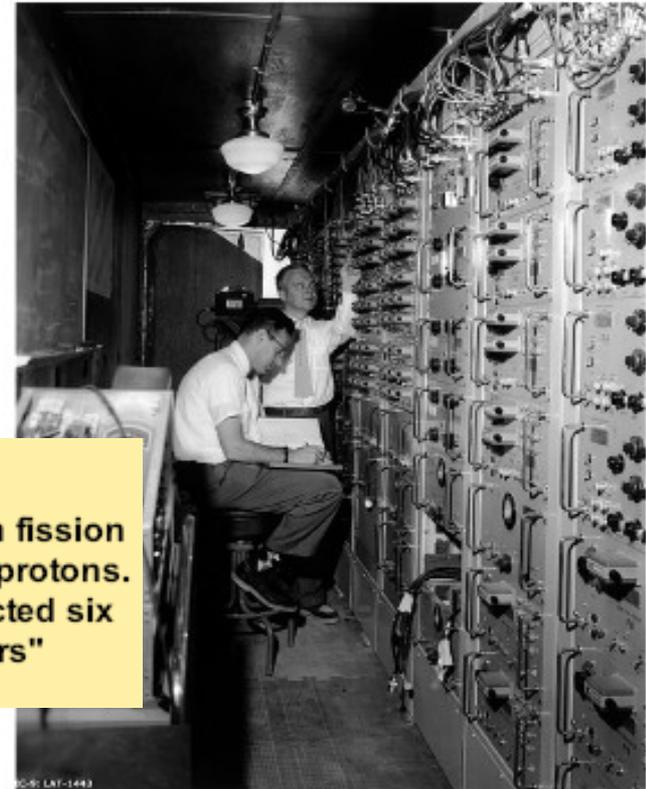
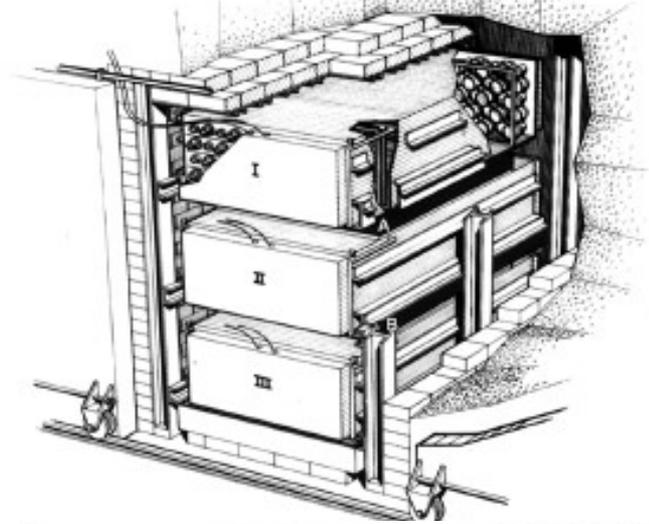
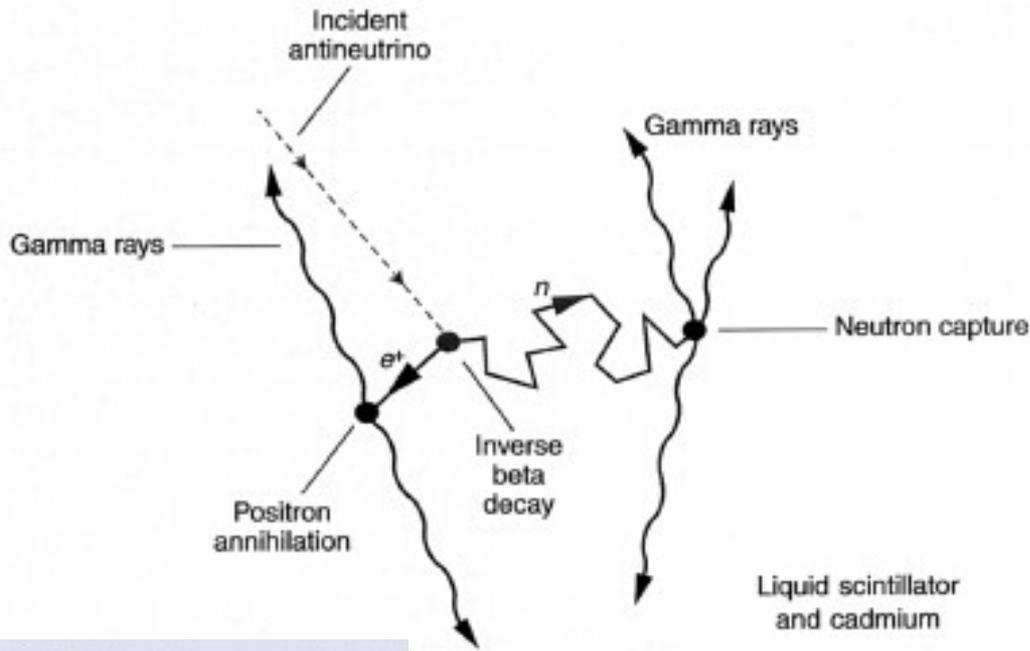
- 1) $\text{anti-}\nu_e + p \rightarrow n + e^+$
- 2) $e^+ + e^- \rightarrow 2 \gamma$
- 3) $n + {}^A_Z \rightarrow {}^{A+1}_Z + \gamma$

- Come sorgente di anti- ν_e usavano i nuclei instabili prodotti mediante reazioni di fissione in un reattore nucleare (in cui si producono - in media - 6 anti- ν_e per ciascuna fissione). Lo spettro energetico è continuo, con un massimo intorno a 6 MeV. Fuori dal nocciolo di un reattore di potenza si hanno flussi $\Phi \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.
- Come bersaglio usavano 200 litri di acqua contenente un numero $N_p \approx 10^{28}$ di protoni "liberi" cioè in atomi di ${}^1_1\text{H}$, bersaglio per la reazione (1)
- Nell'acqua era dissolto un sale di Cadmio, un nucleo con grossa sezione d'urto per cattura di neutroni, in modo da poter rivelarli mediante (3)
- Il bersaglio era circondato da scintillatore liquido cui erano accoppiati dei fotomoltiplicatori, per rivelare i 2 γ di annichilazione (2) e il γ di cattura (3)



- Il rivelatore era situato a una dozzina di metri dal nocciolo del reattore e una dozzina di metri sotto terra, per avere uno schermo dai raggi cosmici
- Reines e Cowan, selezionavano gli eventi in cui compariva sia (2) che (3). Dai dati possiamo ricavare la sezione d'urto σ di (1), poiché $\nu = \epsilon \Phi \sigma N_p$:
- $$\sigma = \nu / \epsilon \Phi N_p \approx 10^{-43} \text{ cm}^2_{48}$$

3 eventi/h



“We are happy to inform you that we have definitely detected neutrinos from fission fragments by observing inverse beta decay of protons. Observed cross section agrees well with expected six times ten to minus forty-four square centimeters”

¶ nelle interazioni deboli

- 1957 scoperta della violazione della parità nelle interazioni deboli
- La forma generale dell'hamiltoniana fenomenologica che descrive l'interazione debole va modificata includendo termini non invarianti sotto parità e tenendo conto della violazione (massima!) osservata
- Compaiono termini proporzionali a $(1-\gamma^5)$ e a $(1+\gamma^5)$ davanti agli spinori che descrivono i neutrini
- L'equazione di Dirac descrive spinori a 4 componenti accoppiando la componente di elicità positiva e quella di elicità negativa

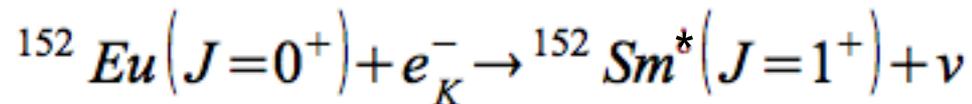
$$i\gamma^\alpha \partial_\alpha v_L(x) - m_\nu v_R(x) = 0,$$

$$i\gamma^\alpha \partial_\alpha v_R(x) - m_\nu v_L(x) = 0.$$

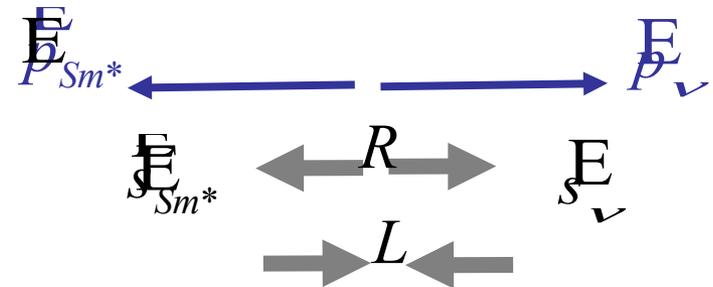
- Nel caso di massa nulla le due equazioni si disaccoppiano e le soluzioni v_L e v_R diventano alternative
- D'altra parte per particelle di massa nulla $(1-\gamma^5)$ e $(1+\gamma^5)$ sono proiettori di elicità → l'hamiltoniana debole prevede l'interazione di v_L o di v_R ma non di entrambi!

Elicità dei neutrini

- **Goldhaber: un ingegnoso esperimento nel quale l'elicità del neutrino è correlata a quella di una particella osservabile, il fotone**
- **Il nucleo metastabile di Europio 152 cattura un elettrone dalla shell K emettendo un nucleo di Samario 152 eccitato e un neutrino**

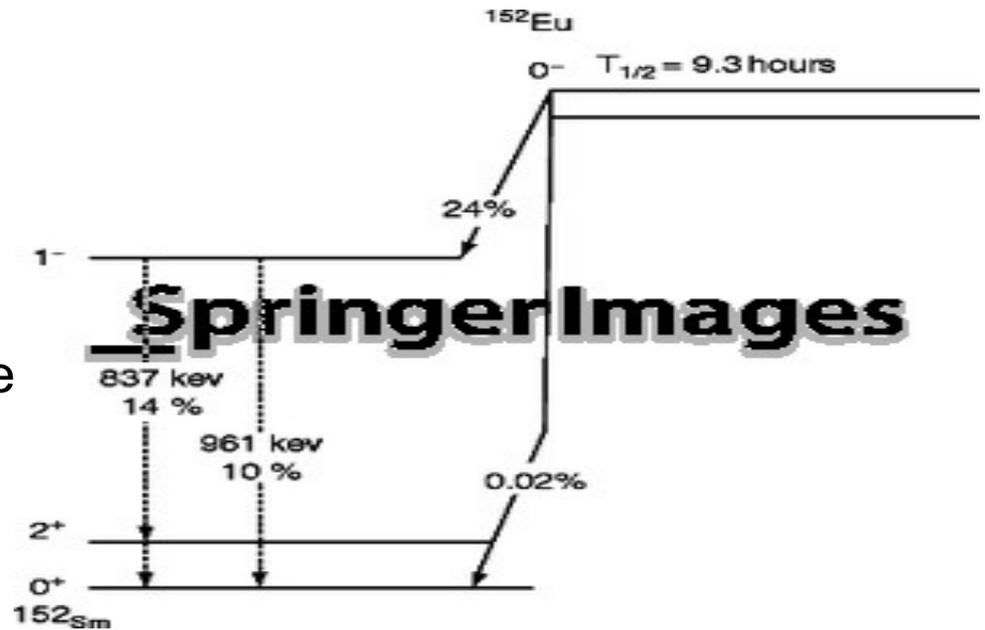


- **L'Eu è inizialmente a riposo, quindi Sm* e ν vanno in direzioni opposte**
- **I momenti angolari orbitali sono nulli e il momento angolare totale si deve conservare: ci sono 2 possibilità: in entrambi i casi il neutrino ha la stessa elicità dell'Sm***



- Il Sm^* si diseccita emettendo un γ da 960 KeV, passando allo stato fondamentale che ha spin 0.

- il γ emesso ha lo spin diretto come quello del Sm^* che lo emette, sempre per la conservazione del momento angolare.

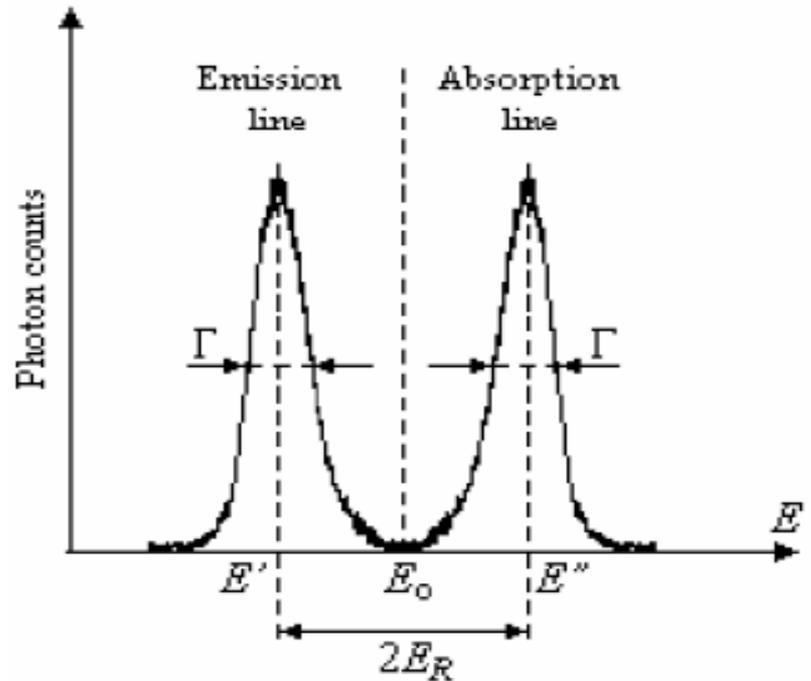
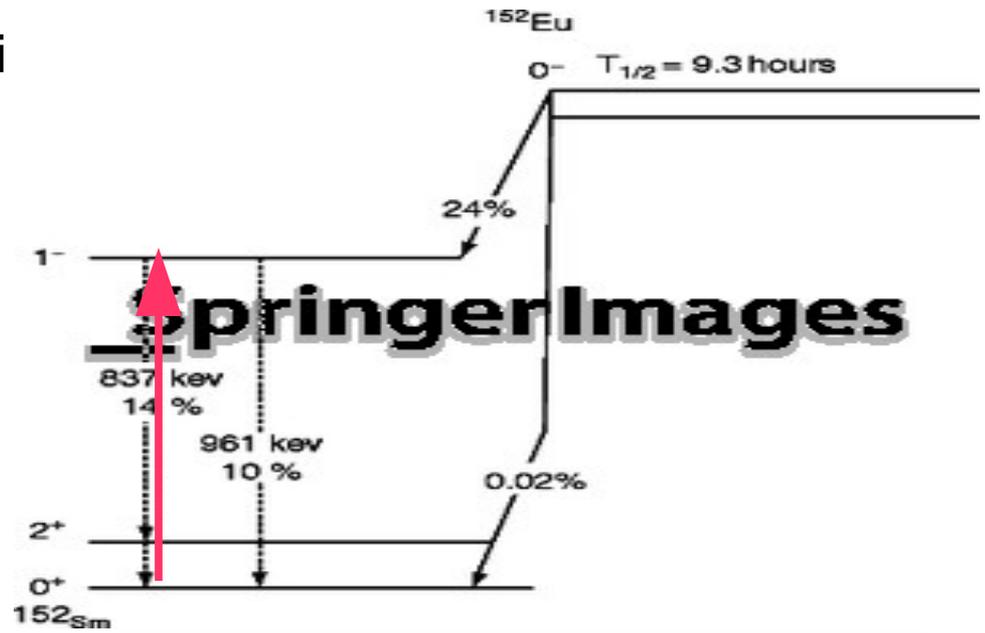
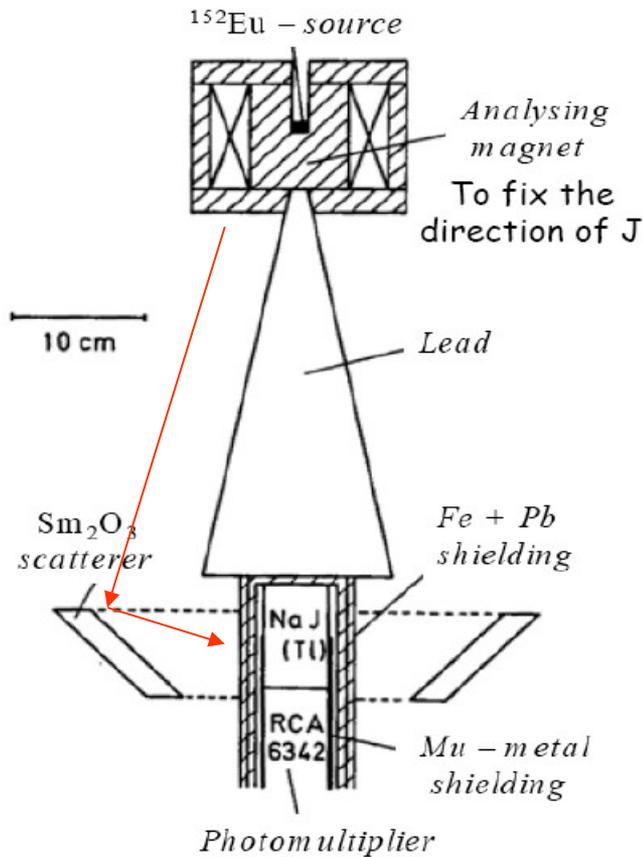


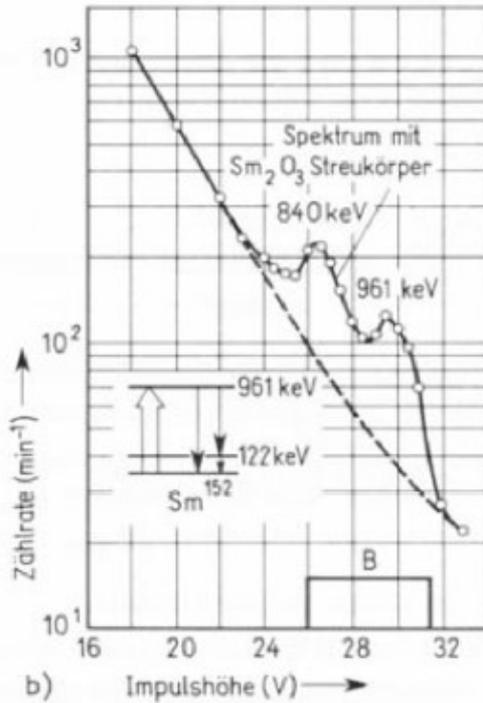
- Se il γ viene emesso nella direzione di volo del Sm^* allora è polarizzato come il Sm^* e quindi come il ν

- Bisognava quindi misurare la polarizzazione dei γ , ma solo di quelli emessi nella direzione di rinculo del Sm^*

- I γ emessi “in avanti” nel decadimento del Sm^* sono più energetici di quelli emessi nel riferimento di quiete del Sm^* (effetto Doppler o se volete boost di Lorentz) → hanno l’energia necessaria per essere riassorbiti da un nucleo di Sm (e compensarne il rinculo), gli altri no!

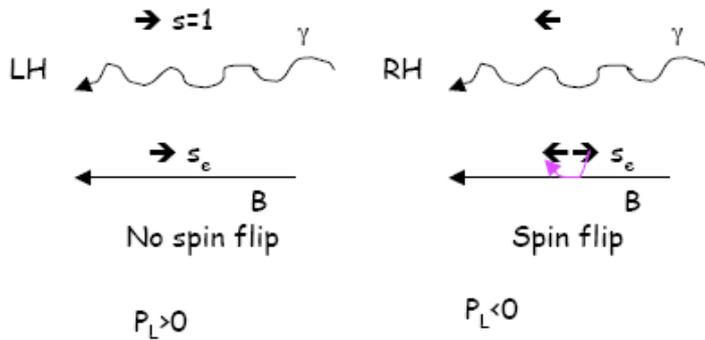
- La selezione dei γ emessi in avanti si basa quindi sulla loro capacità di indurre uno scattering risonante su altri nuclei di Sm





- Evidenza dello scattering risonante
 → si sanno selezionare i fotoni emessi nella direzione di volo del Sm*

- Per misurare la polarizzazione dei gamma (levogira o destrorsa?) i gamma vengono fatti diffondere da un materiale ferromagnetico, magnetizzato in un verso e nel verso opposto.



- La sezione d'urto di diffusione dei gamma dipende dalla loro polarizzazione rispetto alla direzione della magnetizzazione del materiale.

- $P_L = 0.66$ → i neutrini sono levogiri

Oscillazioni di neutrino

- **Nel 1957 Pontecorvo ipotizza, in analogia con il sistema dei K neutri, che i neutrini levogiri possano oscillare in neutrini destrorgiri**

Il decadimento del μ

- Decadimento in 3 corpi con elettrone e 2 particelle non rivelate

$$\mu^- \rightarrow e^- \nu \bar{\nu} \quad ?$$

- Se così fosse dovrebbe esistere anche

$$\mu^- \rightarrow e^- \gamma$$

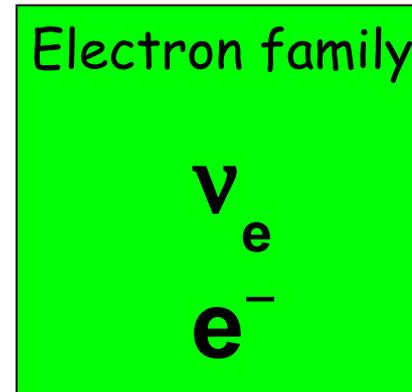
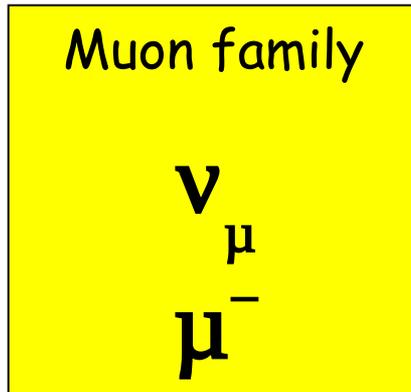
- Dalla teoria

$$\frac{\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \gamma)}{\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu \bar{\nu})} \sim \frac{1}{24\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \sim 10^{-4}$$

- Ma sperimentalmente $< 5 \times 10^{-13}$ (limite attuale):

$$V_\mu \neq V_e \quad ?$$

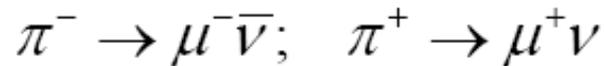
esperimento



- **Proposto da B.Pontecorvo nel 1959**
- **Eseguito nel 1962 a Brookhaven da Lederman, Steinberger e Schwarz**
- **fascio di neutrini “muonici”**
- **rivelatore**
 - **di grande massa**
 - **in grado di separare elettroni e muoni**

Fascio di neutrini

- **Anni '50: avvento degli acceleratori di particelle**
- **Fasci di protoni con energie di alcuni GeV interagendo potevano produrre stati finali con π , carichi e neutri**
- **I π carichi decadono in muone e una particella non rivelata che si assume essere un neutrino**



possibilità di realizzare un fascio di neutrini

- **Se al muone è associato un neutrino diverso da quello associato all'elettrone allora tale fascio è composto da neutrini muonici (conservazione separata dei numeri leptonici)**
- **BNL:**
 - **fascio da 15 GeV su bersaglio di berillio**
 - **21m per lasciare decadere i pioniz**
 - **13.5m di ferro per assorbire pioni e muoni**

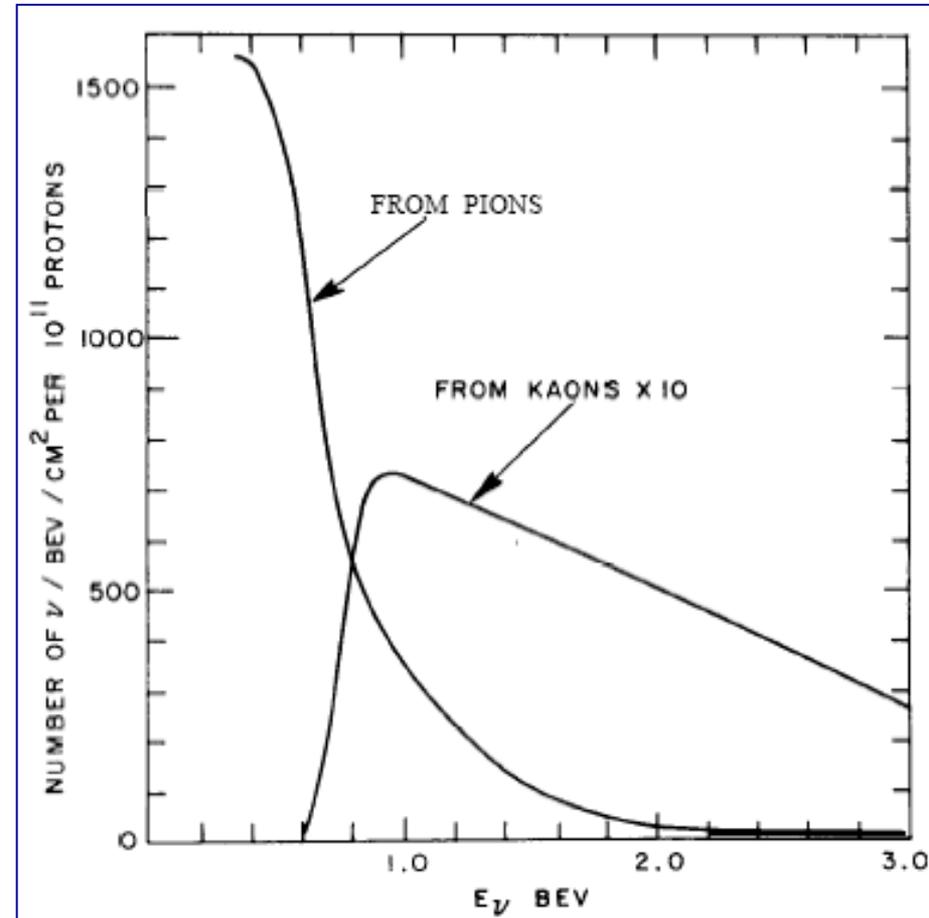
Non solo pioni...

15 GeV > soglia di produzione dei K

Il tasso di produzione di π e K era, in quel periodo, già ben noto e non fu difficile calcolare il flusso di ν atteso per un fascio di protoni p a 15 GeV, per mezzo dei decadimenti:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu(\bar{\nu}) \quad 100\%$$

$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu(\bar{\nu}) \quad 64\%$$



Ma attenzione! K3e 5% ➡ piccola contaminazione da elettroni

Interazioni neutrino - materia

Cosa succede a
alta energia?

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

Diffusione quasi-elastica

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

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad \text{Energia alla soglia: } \sim 112 \text{ MeV}$$

$$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p \quad \bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + n \quad \text{Energia alla soglia: } \sim 3.46 \text{ GeV}$$

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:

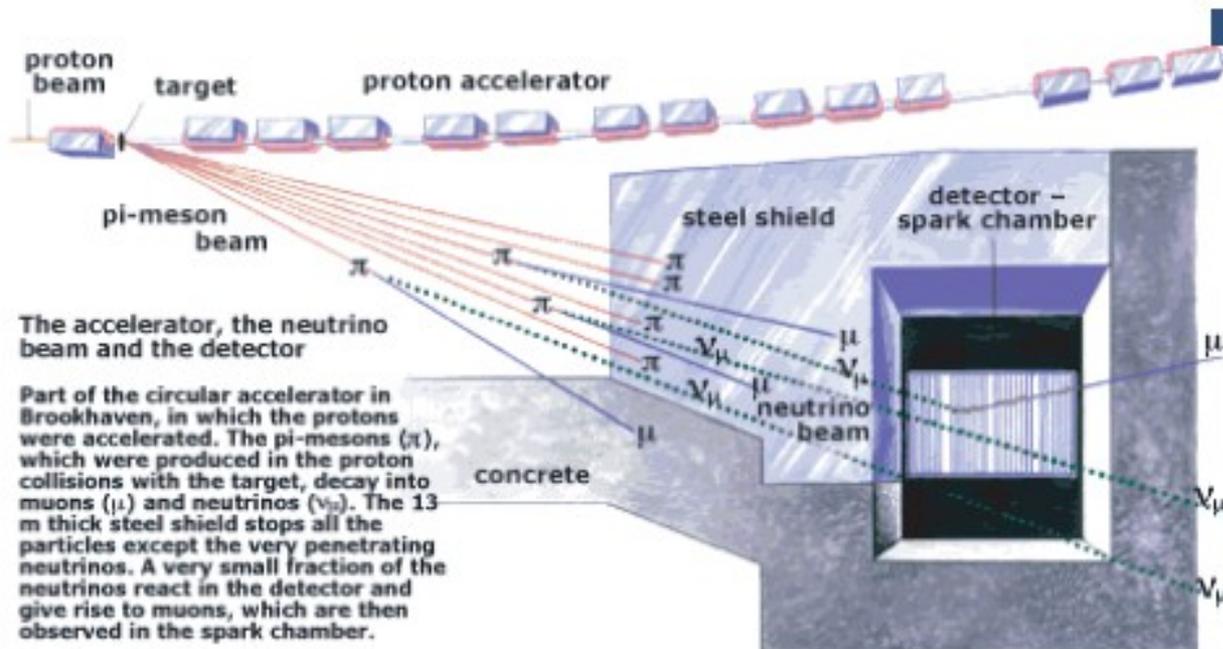
$$\sigma_{NC}(\nu) \approx 0.3 \sigma_{CC}(\nu)$$

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

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

Rivelatore

- **10 moduli da 1t**
- **Ciascuno realizzato con gap di gas alternate a lastre di alluminio tra le quali si applicava una ddp**
- **La ionizzazione dovuta alle particelle cariche provocava delle scintille (spark chamber)**
- **I muoni lasciavano tracce dritte**
- **Gli elettroni sciamavano**



The accelerator, the neutrino beam and the detector

Part of the circular accelerator in Brookhaven, in which the protons were accelerated. The pi-mesons (π), which were produced in the proton collisions with the target, decay into muons (μ) and neutrinos (ν_{μ}). The 13 m thick steel shield stops all the particles except the very penetrating neutrinos. A very small fraction of the neutrinos react in the detector and give rise to muons, which are then observed in the spark chamber.

Based on a drawing in Scientific American, March 1963.

Risultati:

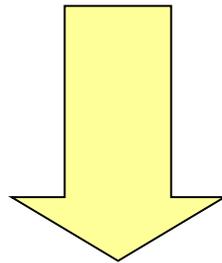
64 events:

34 one track, $p > 300$ MeV.

22 with > 1 tracks

8 compatibles with showers:

neutrons (6), genuine electrons from
the beam (2)-



Osservazione del neutrino muonico!

Bibliografia

- **M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, “Helicity of Neutrinos.” *Phys. Rev.*, 109, 1015 (1958).**
- **C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire “Detection of the Free Neutrino: a Confirmation” *Science* 20 July 1956: 103-104.**
- **G. Danby *et al.*, “Observation of High Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos.” *Phys. Rev. Lett.*, 9, 36 (1962)**
- **Nobel lectures 1988**

Sommario II

- La scoperta del terzo neutrino
- Le masse dei neutrini
- Neutrini di Dirac e di Majorana
- Meccanismo see-saw
- Decadimenti doppio beta

Le famiglie fermioniche

u	
d	s

1964

e	μ
ν_e	ν_μ

Le famiglie fermioniche

u	c
d	s

1964

1974

e	μ
ν_e	ν_μ

Le famiglie fermioniche

u	c
d	s

1964

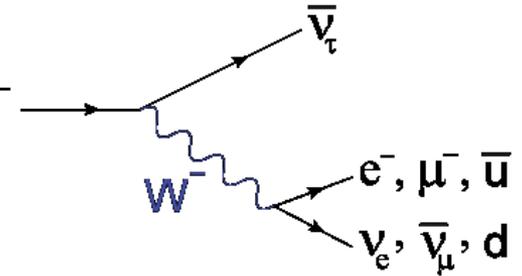
1974

1975

e	μ	τ
ν_e	ν_μ	

Il leptone tau: proprieta'

- Leptone carico \Leftrightarrow solo interazioni em e deboli, come elettrone e muone
- Ma piu' pesante: 1777 MeV (contro 0.5 MeV e 106 MeV)
- Decadimento tramite corrente τ^- debole, come per il muone
 - Ma massa piu' elevata
 - Maggiore spazio delle fasi
 - Minore vita media (5×10^{-13} s contro 2×10^{-6} s)
 - Possibilita' di decadere anche in quark



Modes with one charged particle			
Γ_1	particle ⁻ \geq 0 neutrals \geq 0 $K^0 \nu_\tau$ ("1-prong")	(85.36 \pm 0.07) %	S=1.3
Γ_2	particle ⁻ \geq 0 neutrals \geq 0 $K_L^0 \nu_\tau$	(84.72 \pm 0.08) %	S=1.3
Γ_3	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	[a] (17.39 \pm 0.04) %	S=1.1
Γ_4	$\mu^- \nu_\mu \nu_\tau \gamma$	[b] (3.6 \pm 0.4) $\times 10^{-3}$	
Γ_5	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	[a] (17.82 \pm 0.04) %	S=1.1
Γ_6	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \gamma$	[b] (1.75 \pm 0.18) %	
Γ_7	$h^- \geq$ 0 $K_L^0 \nu_\tau$	(12.13 \pm 0.07) %	S=1.1
Γ_8	$h^- \nu_\tau$	(11.61 \pm 0.06) %	S=1.1
Γ_9	$\pi^- \nu_\tau$	[a] (10.91 \pm 0.07) %	S=1.1
Γ_{10}	$K^- \nu_\tau$	[a] (6.96 \pm 0.23) $\times 10^{-3}$	S=1.1
Γ_{11}	$h^- \geq$ 1 neutrals ν_τ	(37.06 \pm 0.10) %	S=1.2
Γ_{12}	$h^- \geq$ 1 $\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	(36.54 \pm 0.10) %	S=1.2
Γ_{13}	$h^- \pi^0 \nu_\tau$	(25.94 \pm 0.09) %	S=1.1
Γ_{14}	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	[a] (25.51 \pm 0.09) %	S=1.1
Γ_{15}	$\pi^- \pi^0$ non- $\rho(770) \nu_\tau$	(3.0 \pm 3.2) $\times 10^{-3}$	
Γ_{16}	$K^- \pi^0 \nu_\tau$	[a] (4.29 \pm 0.15) $\times 10^{-3}$	
Γ_{17}	$h^- \geq$ 2 $\pi^0 \nu_\tau$	(10.85 \pm 0.11) %	S=1.2
Γ_{18}	$h^- 2\pi^0 \nu_\tau$	(9.51 \pm 0.11) %	S=1.2
Γ_{19}	$h^- 2\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	(9.35 \pm 0.11) %	S=1.2
Γ_{20}	$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	[a] (9.29 \pm 0.11) %	S=1.2
Γ_{21}	$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0), scalar	< 9 $\times 10^{-3}$	CL=95%
Γ_{22}	$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0), vector	< 7 $\times 10^{-3}$	CL=95%
Γ_{23}	$K^- 2\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	[a] (6.5 \pm 2.3) $\times 10^{-4}$	
Γ_{24}	$h^- \geq$ 3 $\pi^0 \nu_\tau$	(1.34 \pm 0.07) %	S=1.1
Γ_{25}	$h^- \geq$ 3 $\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	(1.25 \pm 0.07) %	S=1.1
Γ_{26}	$h^- 3\pi^0 \nu_\tau$	(1.18 \pm 0.07) %	
Γ_{27}	$\pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	[a] (1.04 \pm 0.07) %	
Γ_{28}	$K^- 3\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, η)	[a] (4.9 \pm 2.2) $\times 10^{-4}$	S=1.1
Γ_{29}	$h^- 4\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	(1.5 \pm 0.4) $\times 10^{-3}$	
Γ_{30}	$h^- 4\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, η)	[a] (1.1 \pm 0.4) $\times 10^{-3}$	
Γ_{31}	$K^- \geq$ 0 $\pi^0 \geq$ 0 $K^0 \geq$ 0 $\gamma \nu_\tau$	(1.57 \pm 0.04) %	S=1.1
Γ_{32}	$K^- \geq$ 1 (π^0 or K^0 or γ) ν_τ	(8.72 \pm 0.32) $\times 10^{-3}$	S=1.1
Modes with K^0 's			
Γ_{33}	K_S^0 (particles) ⁻ ν_τ	(9.2 \pm 0.4) $\times 10^{-3}$	S=1.4
Γ_{34}	$h^- K^0 \nu_\tau$	(10.0 \pm 0.5) $\times 10^{-3}$	S=1.8
Γ_{35}	$\pi^- K^0 \nu_\tau$	[a] (8.4 \pm 0.4) $\times 10^{-3}$	S=2.0
Γ_{36}	$\pi^- K^0$ (non- $K^*(892)^-$) ν_τ	(5.4 \pm 2.1) $\times 10^{-4}$	
Γ_{37}	$K^- K^0 \nu_\tau$	[a] (1.59 \pm 0.16) $\times 10^{-3}$	
Γ_{38}	$K^- K^0 \geq$ 0 $\pi^0 \nu_\tau$	(3.18 \pm 0.23) $\times 10^{-3}$	
Γ_{39}	$h^- K^0 \pi^0 \nu_\tau$	(5.5 \pm 0.4) $\times 10^{-3}$	

Molteplici modi
di decadimento
ma in sostanza
W+neutrino
A queste energie
W-> e nu
W-> mu nu
W-> ud (x 3 colori)
democraticamente

BR~20%
in ciascuno
di questi canali

Γ_{40}	$\pi^- \bar{K}^0 \pi^0 \nu_\tau$	[a]	$(3.9 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	
Γ_{41}	$\bar{K}^0 \rho^- \nu_\tau$		$(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	
Γ_{42}	$K^- \bar{K}^0 \pi^0 \nu_\tau$	[a]	$(1.59 \pm 0.20) \times 10^{-3}$	
Γ_{43}	$\pi^- \bar{K}^0 \geq 1 \pi^0 \nu_\tau$		$(3.2 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	
Γ_{44}	$\pi^- \bar{K}^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$		$(2.6 \pm 2.4) \times 10^{-4}$	
Γ_{45}	$K^- \bar{K}^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$		$< 1.6 \times 10^{-4}$	CL=95
Γ_{46}	$\pi^- \bar{K}^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$		$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	S=1
Γ_{47}	$\pi^- K_S^0 K_S^0 \nu_\tau$	[a]	$(2.4 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	
Γ_{48}	$\pi^- K_S^0 K_L^0 \nu_\tau$	[a]	$(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	S=1
Γ_{49}	$\pi^- \bar{K}^0 \bar{K}^0 \pi^0 \nu_\tau$		$(3.1 \pm 2.3) \times 10^{-4}$	
Γ_{50}	$\pi^- K_S^0 K_S^0 \pi^0 \nu_\tau$		$< 2.0 \times 10^{-4}$	CL=95
Γ_{51}	$\pi^- K_S^0 K_L^0 \pi^0 \nu_\tau$		$(3.1 \pm 1.2) \times 10^{-4}$	
Γ_{52}	$K^0 h^+ h^- h^- \geq 0$ neutrals ν_τ		$< 1.7 \times 10^{-3}$	CL=95
Γ_{53}	$K^0 h^+ h^- h^- \nu_\tau$		$(2.3 \pm 2.0) \times 10^{-4}$	

Modes with three charged particles

Γ_{54}	$h^- h^- h^+ \geq 0$ neutrals $\geq 0 K_L^0 \nu_\tau$		$(15.19 \pm 0.08) \%$	S=1
Γ_{55}	$h^- h^- h^+ \geq 0$ neutrals ν_τ (ex. $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) ("3-prong")		$(14.56 \pm 0.07) \%$	S=1
Γ_{56}	$h^- h^- h^+ \nu_\tau$		$(9.80 \pm 0.07) \%$	S=1
Γ_{57}	$h^- h^- h^+ \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(9.46 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{58}	$h^- h^- h^+ \nu_\tau$ (ex. K^0, ω)		$(9.43 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{59}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$		$(9.31 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{60}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(9.02 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{61}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ (ex. K^0), non-axial vector		$< 2.4 \%$	CL=95
Γ_{62}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ (ex. K^0, ω)	[a]	$(8.99 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{63}	$h^- h^- h^+ \geq 1$ neutrals ν_τ		$(5.38 \pm 0.07) \%$	S=1
Γ_{64}	$h^- h^- h^+ \geq 1 \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(5.08 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{65}	$h^- h^- h^+ \pi^0 \nu_\tau$		$(4.75 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{66}	$h^- h^- h^+ \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(4.56 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{67}	$h^- h^- h^+ \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, ω)		$(2.79 \pm 0.08) \%$	S=1
Γ_{68}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$		$(4.61 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{69}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(4.48 \pm 0.06) \%$	S=1
Γ_{70}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, ω)	[a]	$(2.70 \pm 0.08) \%$	S=1
Γ_{71}	$h^- \rho \pi^0 \nu_\tau$			
Γ_{72}	$h^- \rho^+ h^- \nu_\tau$			
Γ_{73}	$h^- \rho^- h^+ \nu_\tau$			
Γ_{74}	$h^- h^- h^+ \geq 2 \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(5.17 \pm 0.33) \times 10^{-3}$	
Γ_{75}	$h^- h^- h^+ 2 \pi^0 \nu_\tau$		$(5.05 \pm 0.32) \times 10^{-3}$	
Γ_{76}	$h^- h^- h^+ 2 \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(4.95 \pm 0.32) \times 10^{-3}$	
Γ_{77}	$h^- h^- h^+ 2 \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, ω, η)	[a]	$(10 \pm 4) \times 10^{-4}$	

Γ_{78}	$h^- h^- h^+ 3 \pi^0 \nu_\tau$	[a]	$(2.3 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	S=1.2
Γ_{79}	$K^- h^+ h^- \geq 0$ neutrals ν_τ		$(6.35 \pm 0.24) \times 10^{-3}$	S=1.5
Γ_{80}	$K^- h^+ \pi^- \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(4.38 \pm 0.19) \times 10^{-3}$	S=2.6
Γ_{81}	$K^- h^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(8.7 \pm 1.2) \times 10^{-4}$	S=1.1
Γ_{82}	$K^- \pi^+ \pi^- \geq 0$ neutrals ν_τ		$(4.85 \pm 0.21) \times 10^{-3}$	S=1.4
Γ_{83}	$K^- \pi^+ \pi^- \geq 0 \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(3.75 \pm 0.19) \times 10^{-3}$	S=1.4
Γ_{84}	$K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$		$(3.49 \pm 0.16) \times 10^{-3}$	S=1.9
Γ_{85}	$K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ (ex. K^0)	[a]	$(2.94 \pm 0.15) \times 10^{-3}$	S=2.2
Γ_{86}	$K^- \rho^0 \nu_\tau \rightarrow$ $K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$		$(1.4 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	
Γ_{87}	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$		$(1.35 \pm 0.14) \times 10^{-3}$	
Γ_{88}	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)		$(8.1 \pm 1.2) \times 10^{-4}$	
Γ_{89}	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, η)	[a]	$(7.8 \pm 1.2) \times 10^{-4}$	
Γ_{90}	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, ω)		$(3.7 \pm 0.9) \times 10^{-4}$	
Γ_{91}	$K^- \pi^+ K^- \geq 0$ neut. ν_τ		$< 9 \times 10^{-4}$	CL=95%
Γ_{92}	$K^- K^+ \pi^- \geq 0$ neut. ν_τ		$(1.50 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	S=1.8
Γ_{93}	$K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$	[a]	$(1.44 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	S=1.9
Γ_{94}	$K^- K^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	[a]	$(6.1 \pm 2.5) \times 10^{-5}$	S=1.4
Γ_{95}	$K^- K^+ K^- \geq 0$ neut. ν_τ		$< 2.1 \times 10^{-3}$	CL=95%
Γ_{96}	$K^- K^+ K^- \nu_\tau$		$(3.52 \pm 0.21) \times 10^{-5}$	
Γ_{97}	$K^- K^+ K^- \nu_\tau$ (ex. ϕ)		$< 2.5 \times 10^{-6}$	CL=90%
Γ_{98}	$K^- K^+ K^- \pi^0 \nu_\tau$		$< 4.8 \times 10^{-6}$	CL=90%
Γ_{99}	$\pi^- K^+ \pi^- \geq 0$ neut. ν_τ		$< 2.5 \times 10^{-3}$	CL=95%
Γ_{100}	$e^- e^- e^+ \bar{\nu}_e \nu_\tau$		$(2.8 \pm 1.5) \times 10^{-5}$	
Γ_{101}	$\mu^- e^- e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$		$< 3.6 \times 10^{-5}$	CL=90%

Modes with five charged particles

Γ_{102}	$3h^- 2h^+ \geq 0$ neutrals ν_τ (ex. $K_S^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$) ("5-prong")		$(1.02 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	S=1.1
Γ_{103}	$3h^- 2h^+ \nu_\tau$ (ex. K^0)	[a]	$(8.39 \pm 0.35) \times 10^{-4}$	S=1.1
Γ_{104}	$3h^- 2h^+ \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	[a]	$(1.78 \pm 0.27) \times 10^{-4}$	
Γ_{105}	$3h^- 2h^+ 2 \pi^0 \nu_\tau$		$< 3.4 \times 10^{-6}$	CL=90%

Miscellaneous other allowed modes

Γ_{106}	$(5\pi^-) \nu_\tau$		$(7.6 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	
Γ_{107}	$4h^- 3h^+ \geq 0$ neutrals ν_τ ("7-prong")		$< 3.0 \times 10^{-7}$	CL=90%
Γ_{108}	$4h^- 3h^+ \nu_\tau$		$< 4.3 \times 10^{-7}$	CL=90%
Γ_{109}	$4h^- 3h^+ \pi^0 \nu_\tau$		$< 2.5 \times 10^{-7}$	CL=90%
Γ_{110}	$X^-(S=-1) \nu_\tau$		$(2.86 \pm 0.07) \%$	S=1.3
Γ_{111}	$K^*(892)^- \geq 0$ neutrals \geq $0 K_L^0 \nu_\tau$		$(1.42 \pm 0.18) \%$	S=1.4
Γ_{112}	$K^*(892)^- \nu_\tau$		$(1.20 \pm 0.07) \%$	S=1.8
Γ_{113}	$K^*(892)^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \bar{K}^0 \nu_\tau$		$(7.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	

Le famiglie fermioniche

u	c	
d	s	b
e	μ	τ
ν_e	ν_μ	

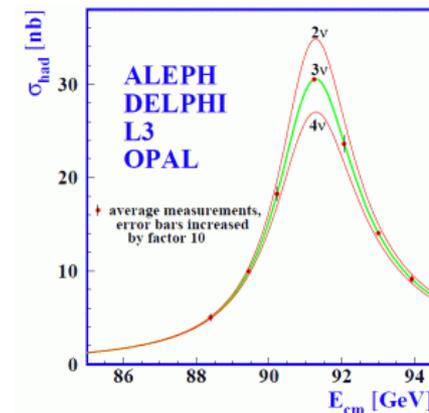
1964

1974

1975

1977

LEP :
le famiglie di neutrini
“leggeri” sono 3



Le famiglie fermioniche

u	c	t
d	s	b
e	μ	τ
ν_e	ν_μ	

1964

1974

1975

1977

1995

Le famiglie fermioniche

u	c	t
d	s	b
e	μ	τ
ν_e	ν_μ	ν_τ

1964

1974

1975

1977

1995

2000

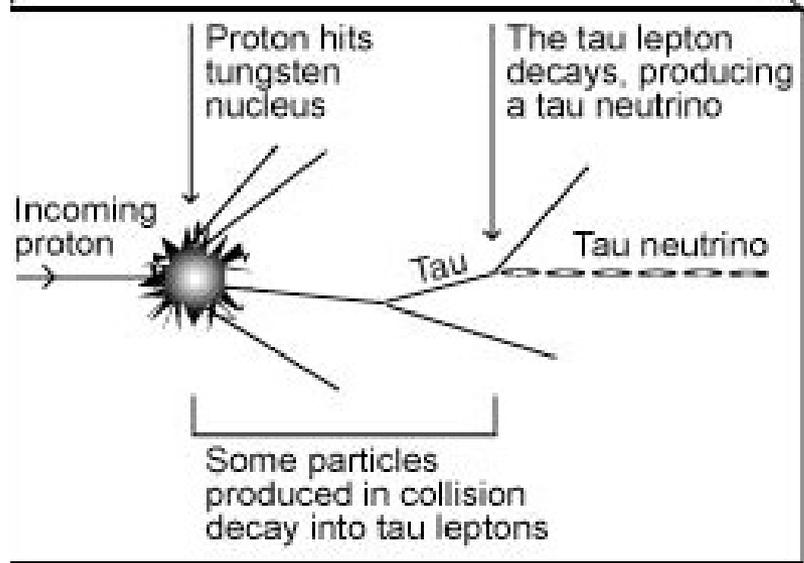
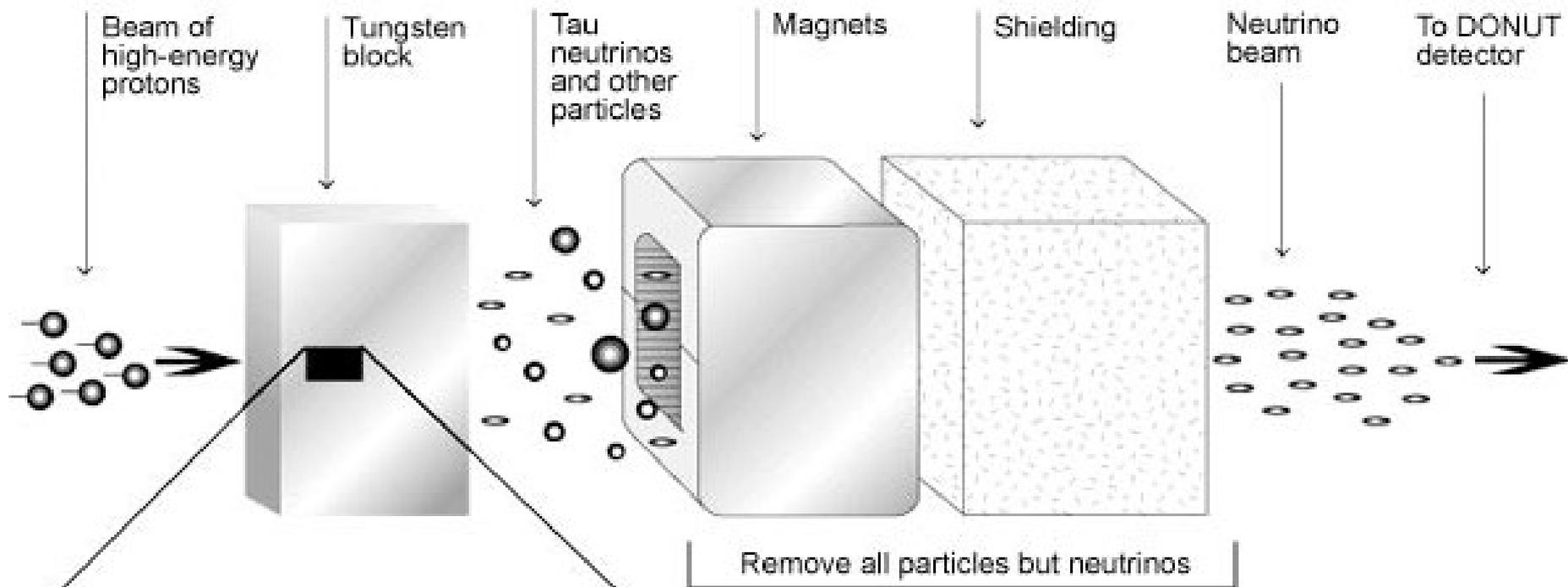
DONUT: scoperta del neutrino tau

- Dove cercare il neutrino tau?
- Un fascio di neutrini di alta energia può contenere neutrini del tau se l'energia dei protoni primari è sufficiente a produrre il mesone D_s , che può decadere nel tau e nel suo neutrino (il tau ha una massa di 1777 MeV, il D_s di 1968 MeV)
- Il fascio a banda larga del CERN, usato da NOMAD e CHORUS, aveva una "contaminazione" di 10^{-7}

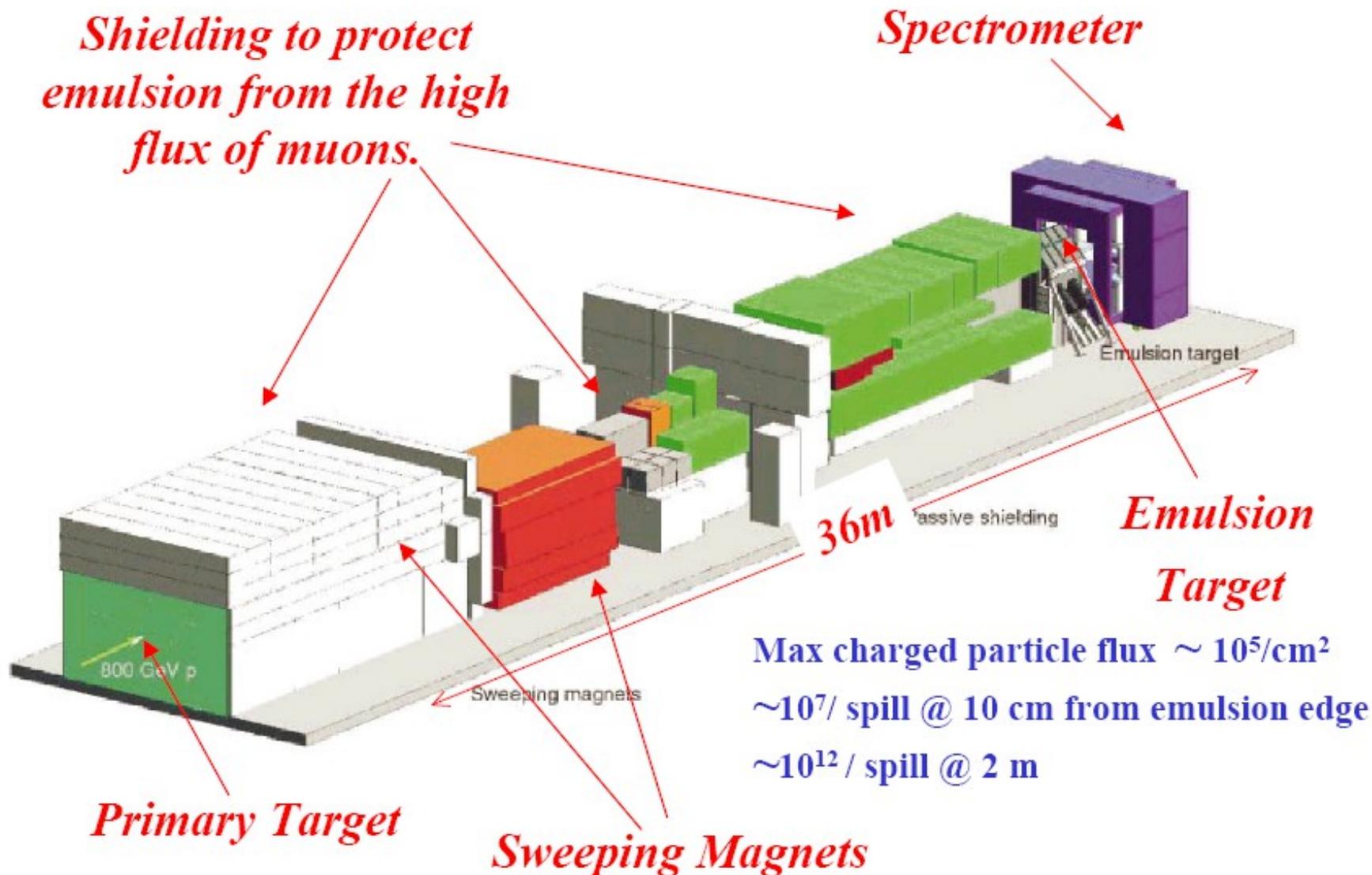
DONUT: scoperta del neutrino tau

- Il fascio usato da DONUT è prodotto in interazioni di protoni da 800 GeV, non c'è "tunnel di decadimento" in modo da assorbire subito i mesoni leggeri e osservare solo i neutrini di decadimento dei mesoni pesanti. Si ottiene così un fascio con 10% di neutrini tau e una popolazione simmetrica di neutrini elettronici e muonici

Ovvero si sfrutta la grande differenza di vita media tra pioni (2.6×10^{-8} s), kaoni (1.2×10^{-8} s) e D_S (5×10^{-13} s)

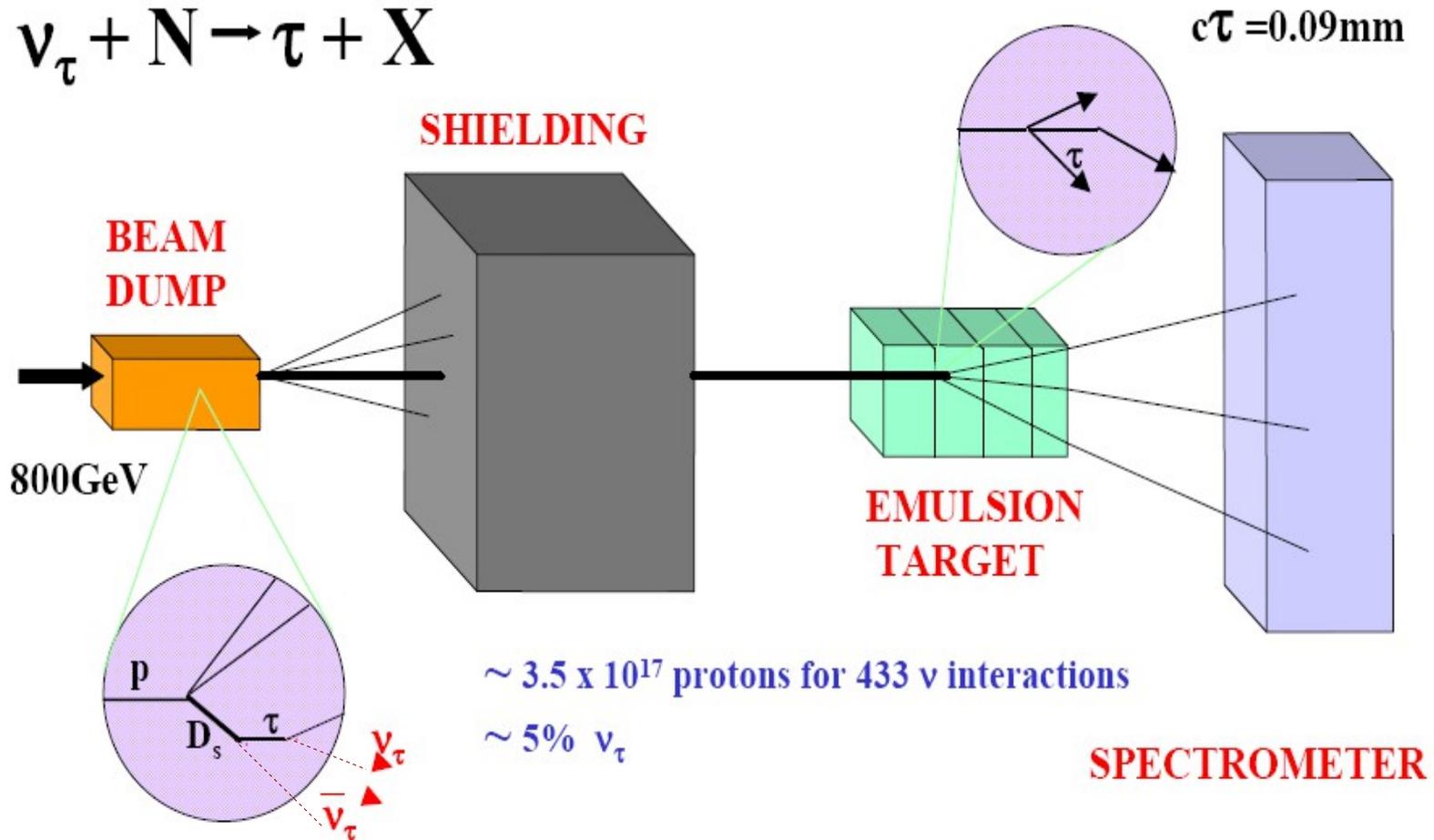


Experimental Setup - Purify the Neutrino Beam

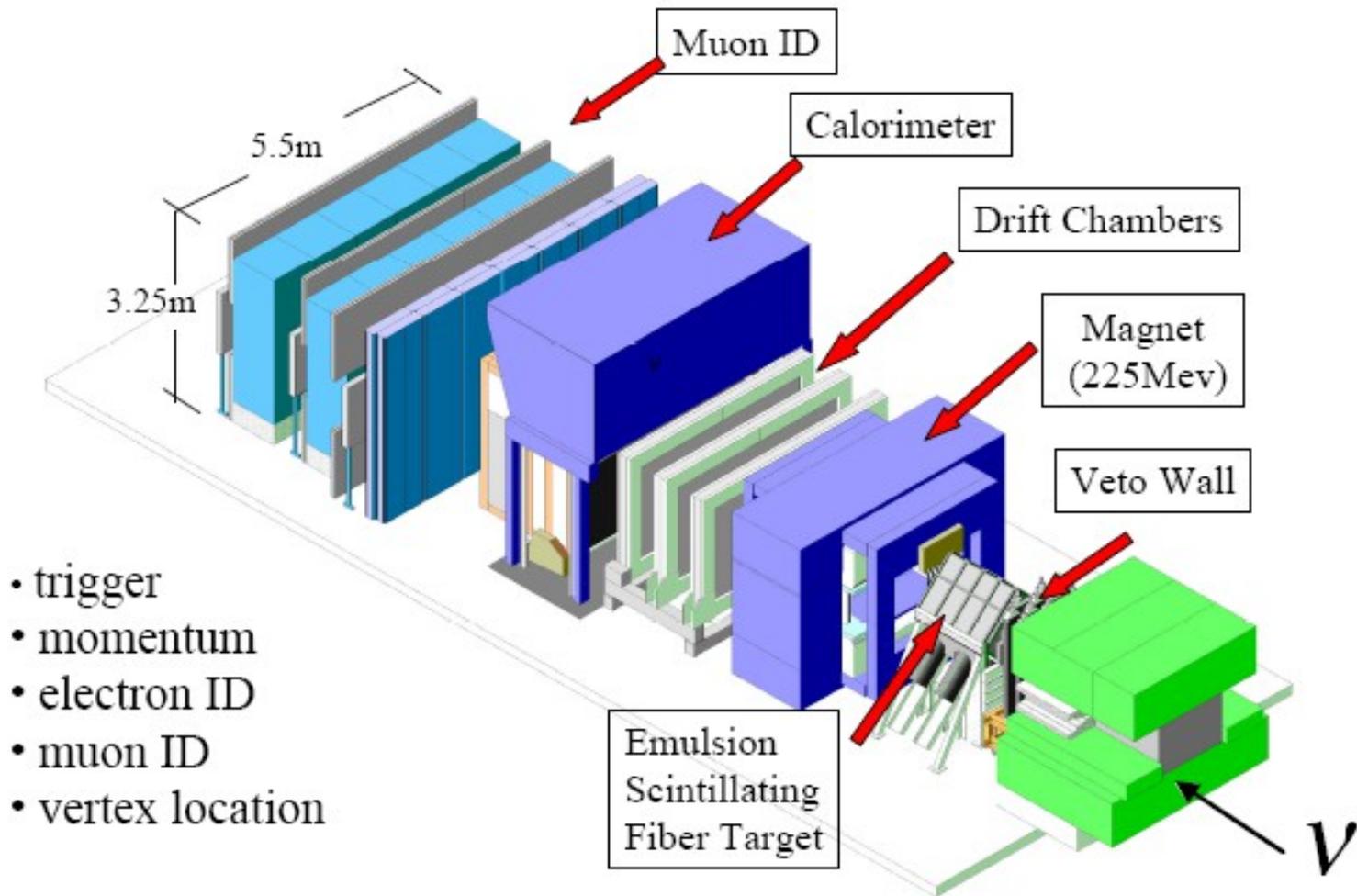


Experimental Setup – Block Diagram

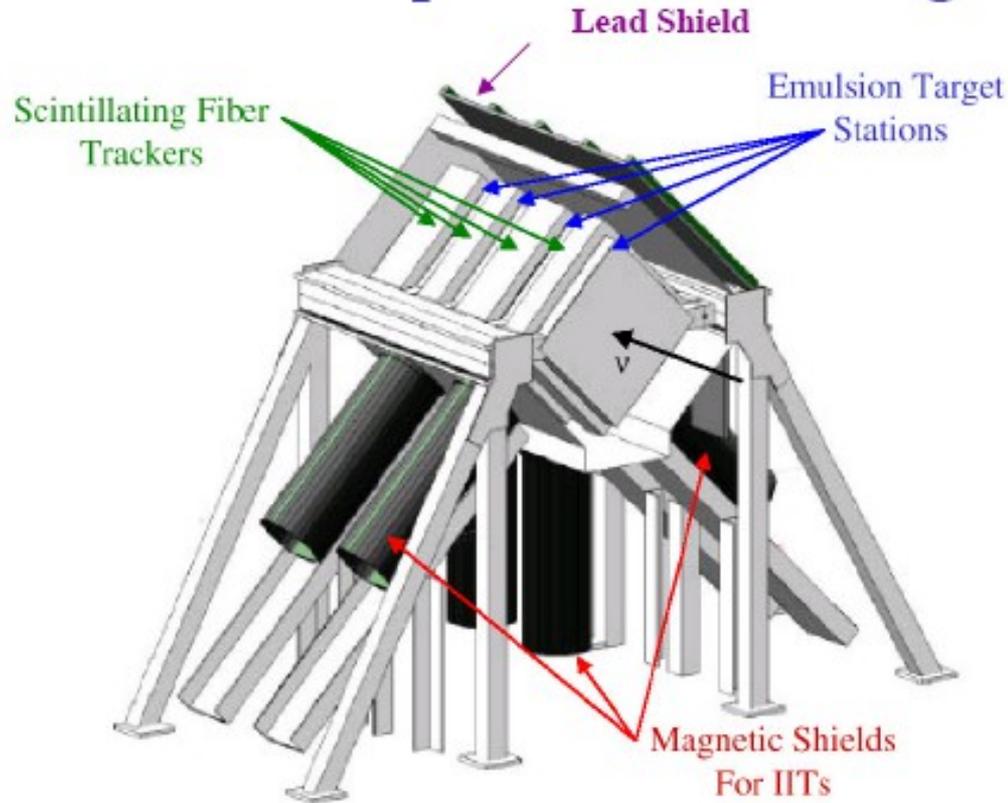
directly observe cc interactions of the ν_τ



Experimental Setup - Spectrometer



Experimental Setup - Emulsion Target Stand



260 kg total mass

500 μ Scintillating Fibers
Image Intensifier - CCD Readout.

Experimental Setup - Emulsion Target Designs

Emulsion modules consist stacks of sheets made of **emulsion**, **acrylic**, and steel.
Three configurations were used.

BULK

ECC 800

ECC 200

0.32 mm
0.08 mm

1.0 mm

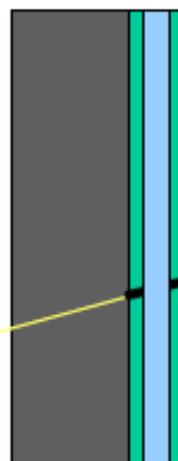
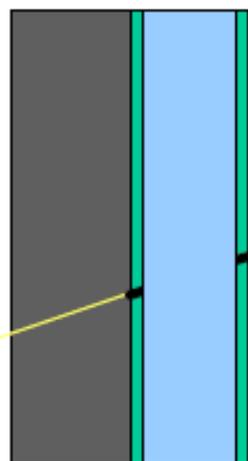
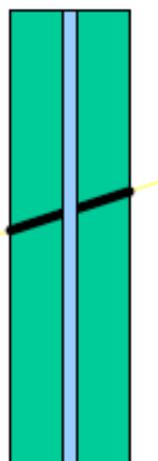
0.10 mm
0.80 mm

1.0 mm

0.10 mm
0.20 mm

Stainless Steel

Emulsion
Acrylic



- AgBr suspended in a gel (Fuji ET7C) coated on plastic sheets.
- 29 ± 2 grains per $100 \mu\text{m}$ for minimum ionizing track

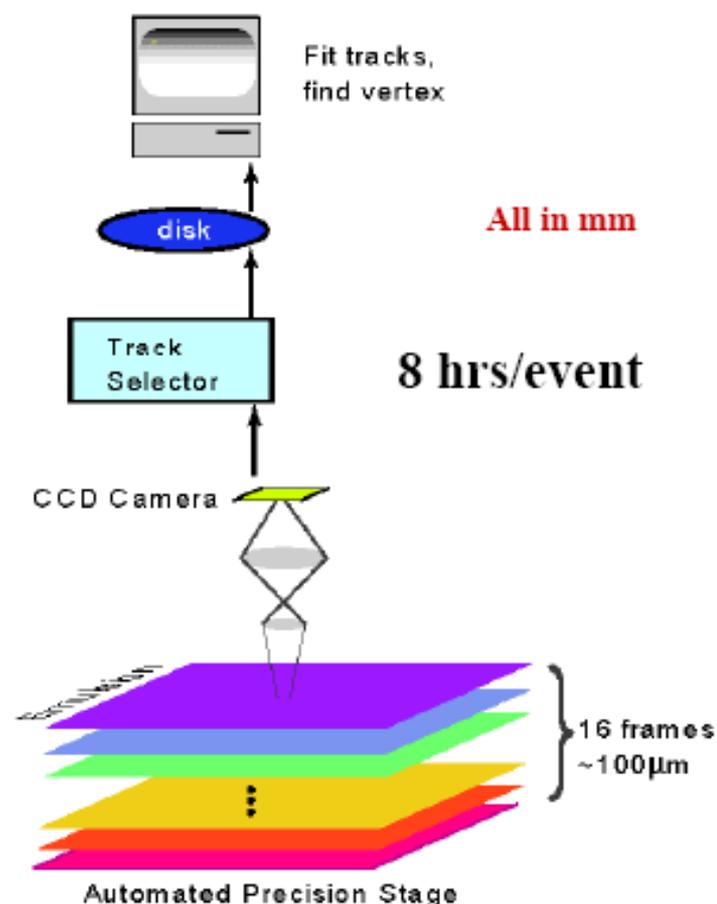
95% emulsion

5% emulsion

Resolution
Spatial Resolution: $.3 \mu\text{m}$

Data Analysis – Overview of Analysis

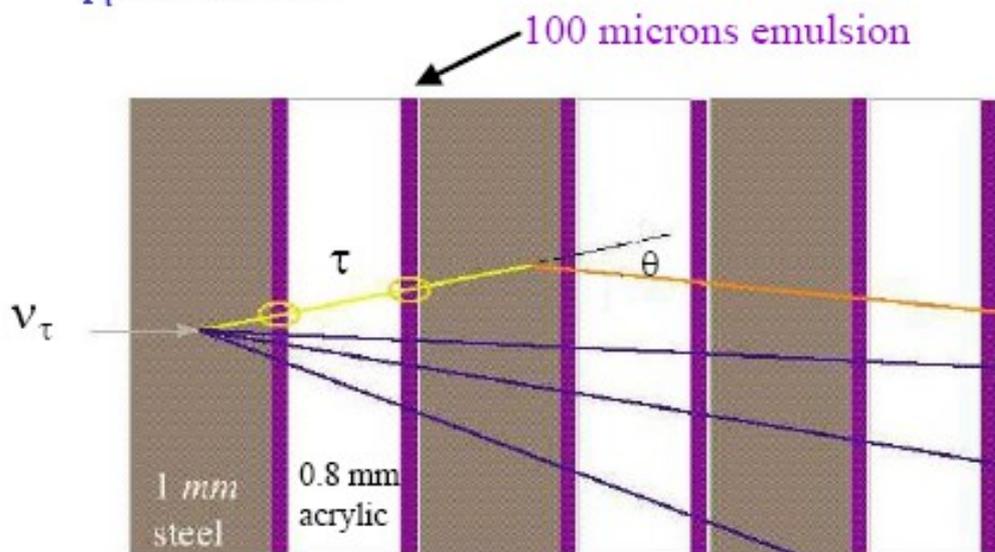
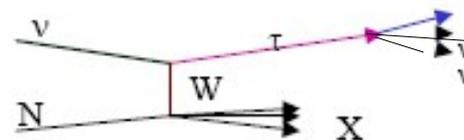
- Predict interaction point from spectrometer tracks (software + humans)
 - Fermilab/Minnesota/Pittsburgh/Athens
- Search emulsion around predicted interaction and digitize track segments (hardware processor)
 - Nagoya
- Find interaction events (software pattern recognition)
 - Nagoya
 - Minnesota/Fermilab/Athens
- Find V_τ interactions (software pattern recognition)
 - Nagoya
 - Minnesota/Fermilab/Athens



Scanning method getting better because electronics are getting better ~100 times faster

Data Analysis – Finding ν_τ Interactions

- **No e, μ from primary vertex**
- **At least one segment on parent**
76% of τ 's have visible track
- **Decay with one or three charged products**
85% of decays are single charge
- **Minimum p_t**
 $p_t > 250 \text{ MeV}/c$

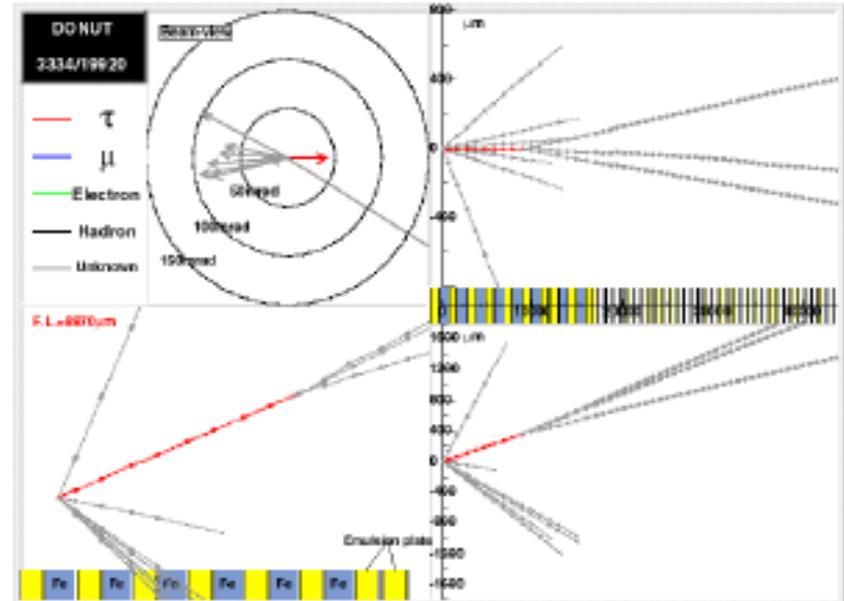
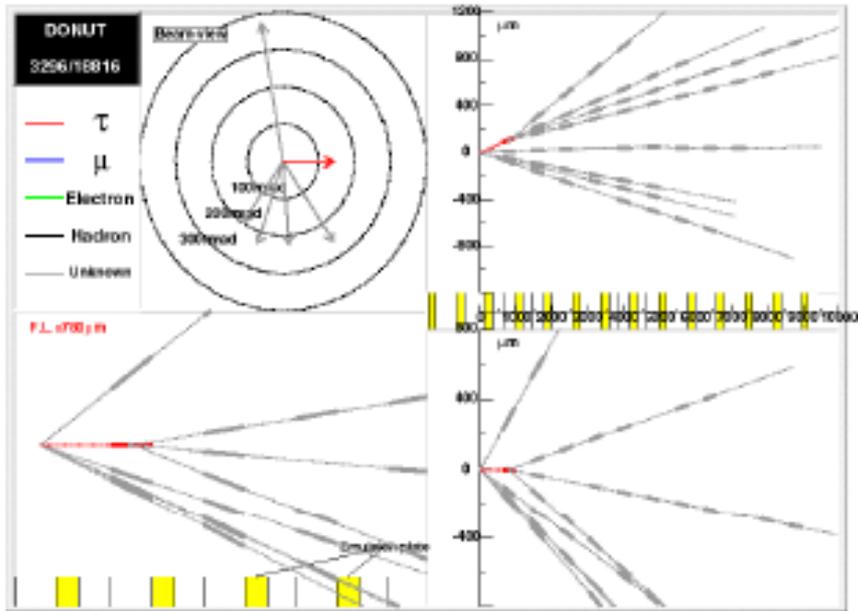


Single Prong

- **Short decay length**
length $< 10 \text{ mm}$ (mean 2.5 mm)
- **Small production angle**
angle $< 200 \text{ mr}$ (mean 40 mr)

9

Results ν_τ Candidates



Final analysis: 9 with an estimated background of 1.5 events, from a total of 578 observed neutrino interactions

Bibliografia su DONUT

- PHYSICAL REVIEW D 78, 052002 (2008)
- <http://www-donut.fnal.gov/>
- <http://www.hep.umn.edu/e872/presentations/HepSem.pdf>

Misura diretta della massa dei neutrini elettronici

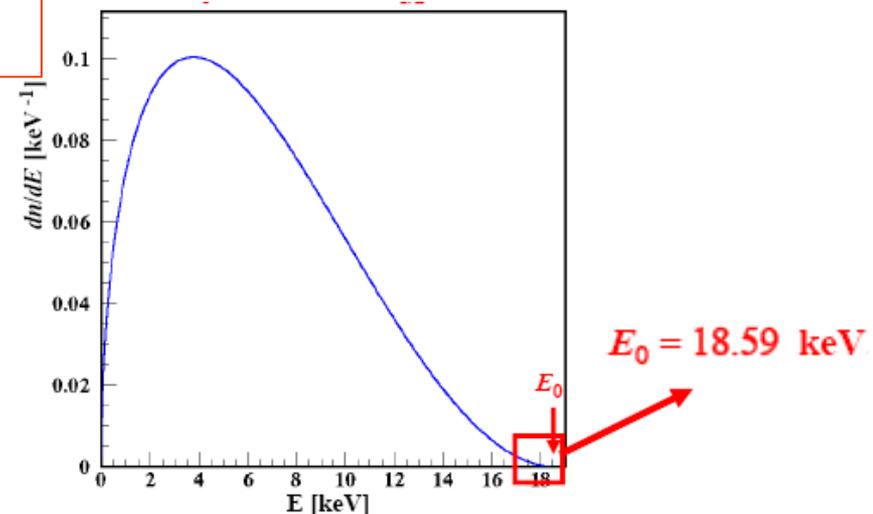
- Si misura lo spettro degli elettroni da decadimento β^- e se ne studia l'end-point
- Si sceglie il trizio perché è il nucleo più leggero (meno complesso)

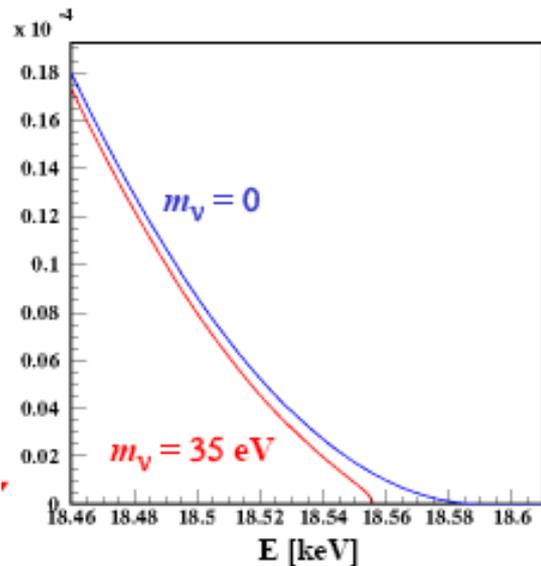


$$\tau_{1/2} = 12.33 \text{ anni}$$

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

$F(Z, E)$: correzione Coulombiana calcolabile
 p : impulso dell'elettrone
 E : energia cinetica dell'elettrone
 E_0 : energia massima ("end point")



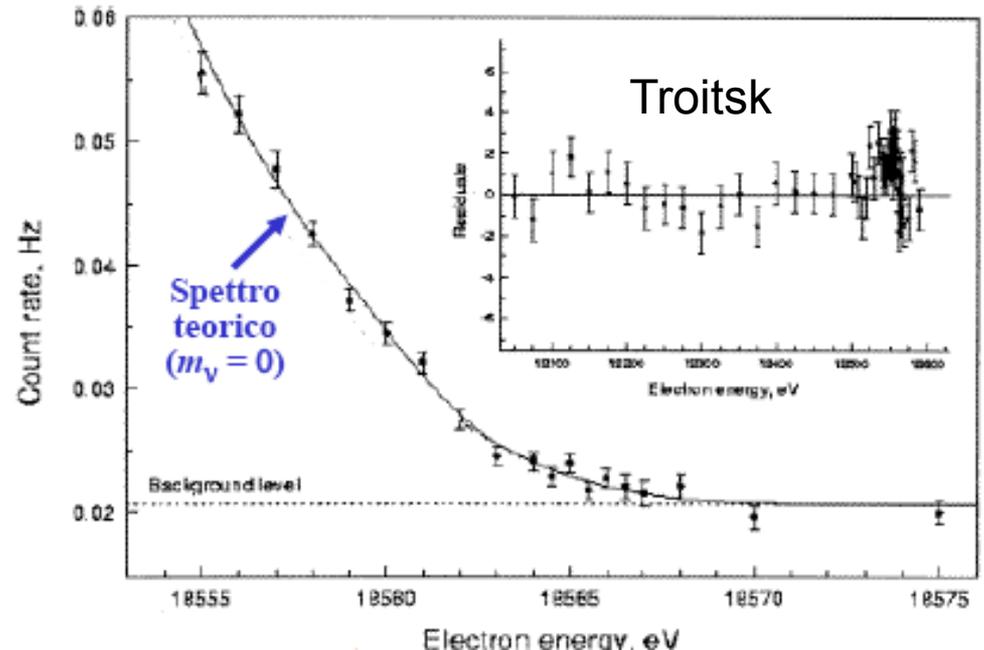


- Esperimento concettualmente semplice ma di difficile realizzazione:
 - Statistica bassa in prossimità dell'endpoint
 - Necessità di usare una sorgente intensa e al tempo stesso trasparente agli elettroni (→ gas o strati sottili)

- Spettrometro magnetico con grande apertura angolare e ottima risoluzione energetica



Katrin



The MAC-E filter

*Magnetic Adiabatic Collimation
with Electrostatic Filter* A. Picard et al., NIM B 63 (1992)

Design Facts:

$$B_{\max} = 6 \text{ T}$$

$$B_{\min} = 0.3 \text{ mT}$$

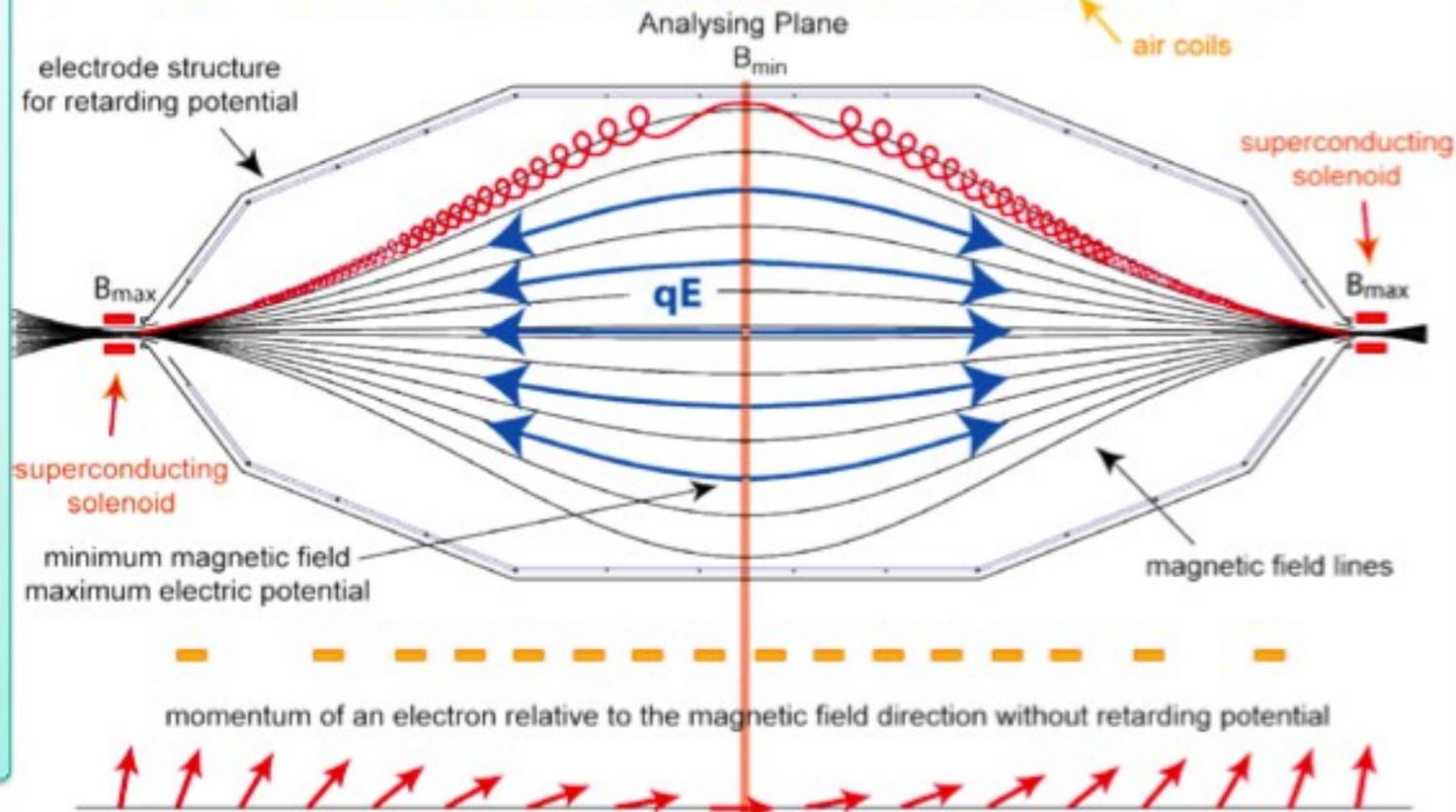
$$B_{\min} / B_{\max} = 5 \cdot 10^{-5}$$

$$\mu = E_{\perp} / B = \text{const.}$$

$$U_0 = 18.6 \text{ kV}$$

$$E = 18.6 \text{ keV}$$

$$E = E_{\perp} + E_{\parallel}$$



■ collimation:

adiabatic transport: $E_{\perp} \rightarrow E_{\parallel}$ due to $\mu = \text{const.}$

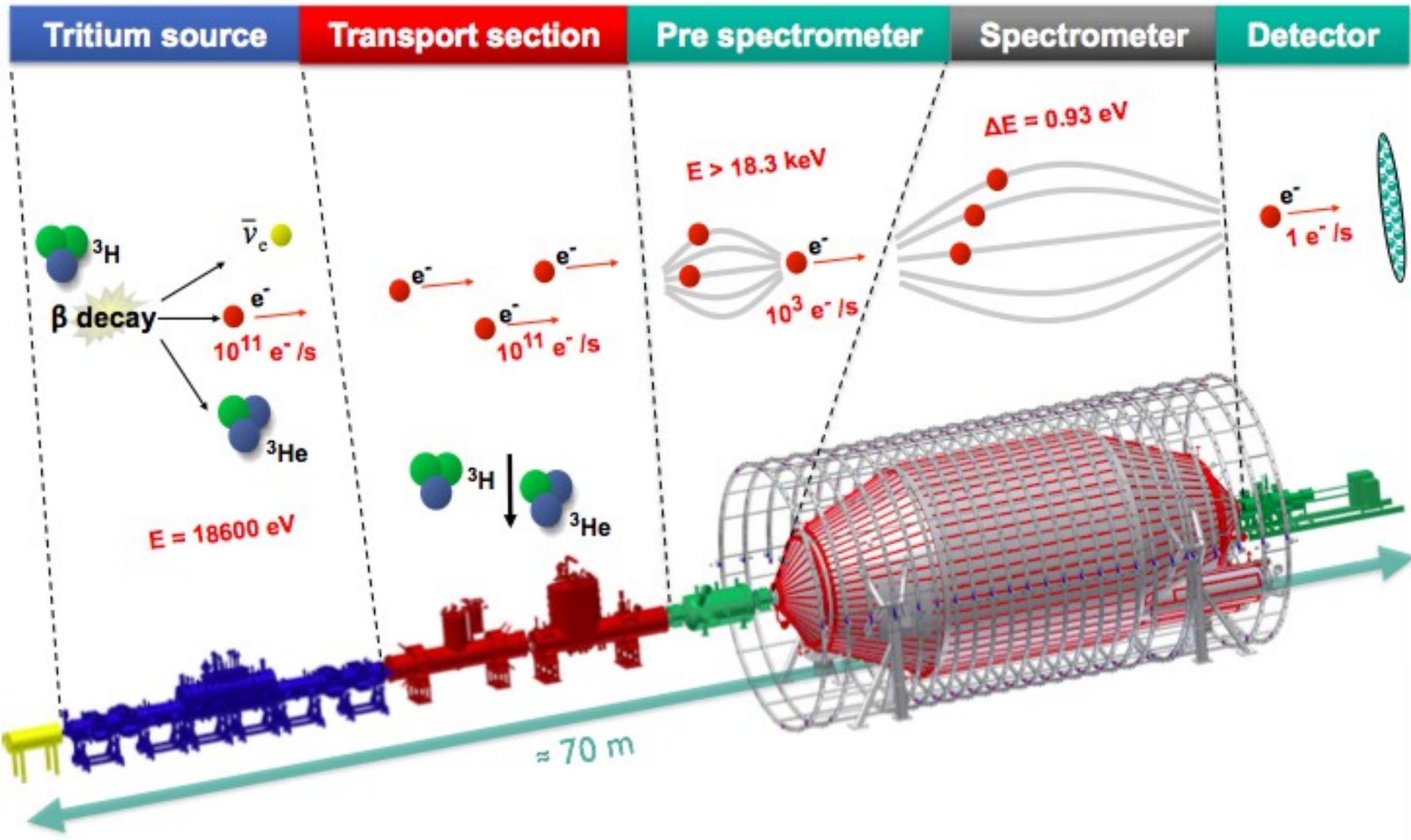
■ energy analysis:

only electrons with $E_{\parallel} > eU_0$ (retarding potential) can pass analysing plane
→ **high-pass filter** with a sharp transmission function, no tails!

■ energy resolution: $\Delta E = E \cdot B_{\min} / B_{\max} = 0.93 \text{ eV}$

<http://www.katrin.kit.edu/79.php>

The KATRIN Setup - Overview



Dal sito di TROITSK

Год	Масса
1994	$m_{\nu}^2 = -2.7 \pm 10.1(\text{fit}) \pm 4.9 (\text{syst}), eV^2/c^4$
1996	$m_{\nu}^2 = +0.5 \pm 7.1(\text{fit}) \pm 2.5 (\text{syst}), eV^2/c^4$
1997	1 $m_{\nu}^2 = -8.6 \pm 7.6(\text{fit}) \pm 2.5 (\text{syst}), eV^2/c^4$
	2 $m_{\nu}^2 = -3.2 \pm 4.8(\text{fit}) \pm 1.5 (\text{syst}), eV^2/c^4$
1998	$m_{\nu}^2 = -0.6 \pm 8.1(\text{fit}) \pm 2.0 (\text{syst}), eV^2/c^4$
1999	$m_{\nu}^2 = +1.6 \pm 5.6(\text{fit}) \pm 2.0 (\text{syst}), eV^2/c^4$
2001	1 $m_{\nu}^2 = -5.5 \pm 6.5(\text{fit}) \pm 2.0 (\text{syst}), eV^2/c^4$
	2 $m_{\nu}^2 = -5.2 \pm 6.7(\text{fit}) \pm 1.5 (\text{syst}), eV^2/c^4$
с 1994 по 2001	$m_{\nu}^2 = -2.3 \pm 2.5(\text{fit}) \pm 2.0 (\text{syst}), eV^2/c^4$
<p>Предел на масу нейтрино $m_{\nu} < 2.05 eV/c^2$ at 95% C.L. (Универсальный предел)</p>	

- Gli esperimenti misurano m^2

$\bar{\nu}$ MASS SQUARED (electron based)

Given troubling systematics which result in improbably negative estimators of $m_{\nu_e}^{2(\text{eff})} \equiv \sum_i |U_{ei}|^2 m_{\nu_i}^2$, in many experiments, we use only KRAUS 05 and LOBASHEV 99 for our average.

VALUE (eV ²)	CL%	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
- 1.1± 2.4	OUR AVERAGE			
- 0.6± 2.2± 2.1		¹⁵ KRAUS 05	SPEC	³ H β decay
- 1.9± 3.4± 2.2		¹⁶ LOBASHEV 99	SPEC	³ H β decay

(Mainz e Troitsk rispettivamente)

$\bar{\nu}$ MASS (electron based)

Those limits given below are for the square root of $m_{\nu_e}^{2(\text{eff})} \equiv \sum_i |U_{ei}|^2 m_{\nu_i}^2$. Limits that come from the kinematics of ³Hβ⁻ $\bar{\nu}$ decay are the square roots of the limits for $m_{\nu_e}^{2(\text{eff})}$. Obtained from the measurements reported in the Listings for " $\bar{\nu}$ Mass Squared," below.

VALUE (eV)	CL%	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
< 2	OUR EVALUATION			
< 2.3	95	¹ KRAUS 05	SPEC	³ H β decay
< 2.5	95	² LOBASHEV 99	SPEC	³ H β decay

Misura diretta della massa dei ν_μ

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

- Misurando l'impulso del muone nel decadimento del pione (in quiete)
- Utilizzando misure molto precise delle masse di pione e muone provenienti da
 - Energia di transizioni in atomi pi mesici
 - Momento magnetico + rapporto giromagnetico del muone

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

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

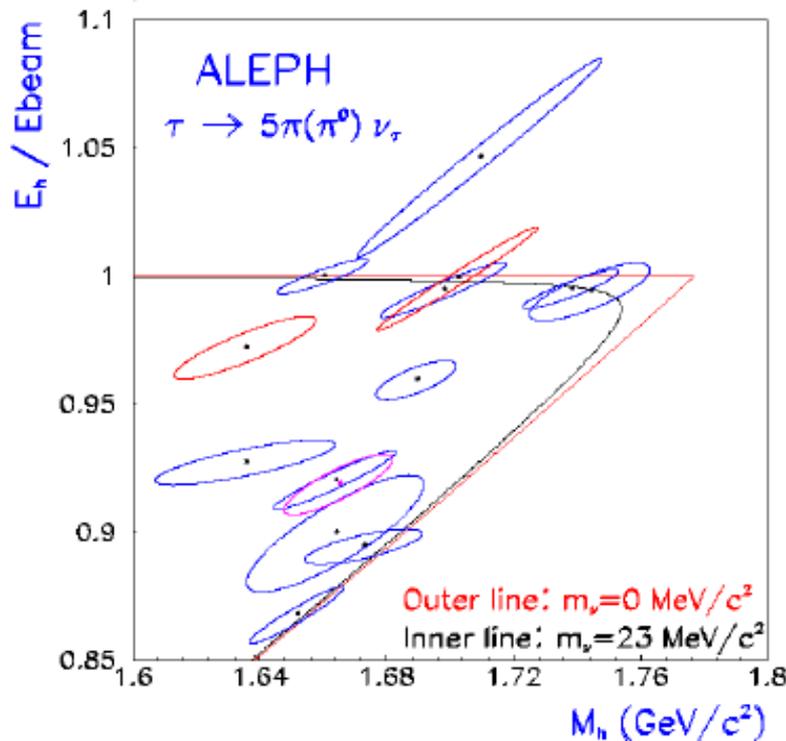
$$p_\mu = 29.79200 \pm 0.00011 \text{ MeV (misurato)}$$

$$m_\nu^2 = -0.001 \pm 0.022 \text{ MeV}^2$$

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

Misura diretta della massa dei ν_τ

- Studio degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ a LEP (ALEPH)
- Selezione di eventi con un τ che decade in 1 prong (identificando così l'evento) e l'altro in più prong \rightarrow almeno 4 carichi nello stato finale



$$E_h = \sum E_\pi$$

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

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

$$m(\nu_\tau) < 18.2 \text{ MeV}$$

livello di confidenza 95%)

SUM OF THE NEUTRINO MASSES, m_{tot}

(Defined in the above note), of effectively stable neutrinos (i.e., those with mean lives greater than or equal to the age of the universe). These papers assumed Dirac neutrinos. When necessary, we have generalized the results reported so they apply to m_{tot} . For other limits, see SZALAY 76, VYSOTSKY 77, BERNSTEIN 81, FREESE 84, SCHRAMM 84, and COWSIK 85.

<u>VALUE (eV)</u>	<u>CL%</u>	<u>DOCUMENT ID</u>	<u>TECN</u>	<u>COMMENT</u>
● ● ● We do not use the following data for averages, fits, limits, etc. ● ● ●				
< 1.1		54 ICHIKI	09	COSM
< 1.3		55 KOMATSU	09	COSM WMAP
< 1.2		56 TERENO	09	COSM
< 0.33		57 VIKHLININ	09	COSM
< 0.28		58 BERNARDIS	08	COSM
< 0.17–2.3		59 FOGLI	07	COSM
< 0.42	95	60 KRISTIANSEN	07	COSM
< 0.63–2.2		61 ZHUNCKEL	07	COSM

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum m_\nu}{93 \text{ eV}},$$

The Cosmic Microwave Background (CMB) data of the WMAP experiment, combined with supernovae data and data on galaxy clustering can be used to obtain an upper limit on the sum of neutrinos masses [118] (see review on Cosmological Parameters): $\sum_j m_j \lesssim 0.68 \text{ eV}$, 95% C.L. A more conservative estimate of the uncertainties in the astrophysical data leads to a somewhat weaker constraint (see *e.g.*, Ref. 119): $\sum_j m_j \lesssim 1.7 \text{ eV}$, 95% C.L.

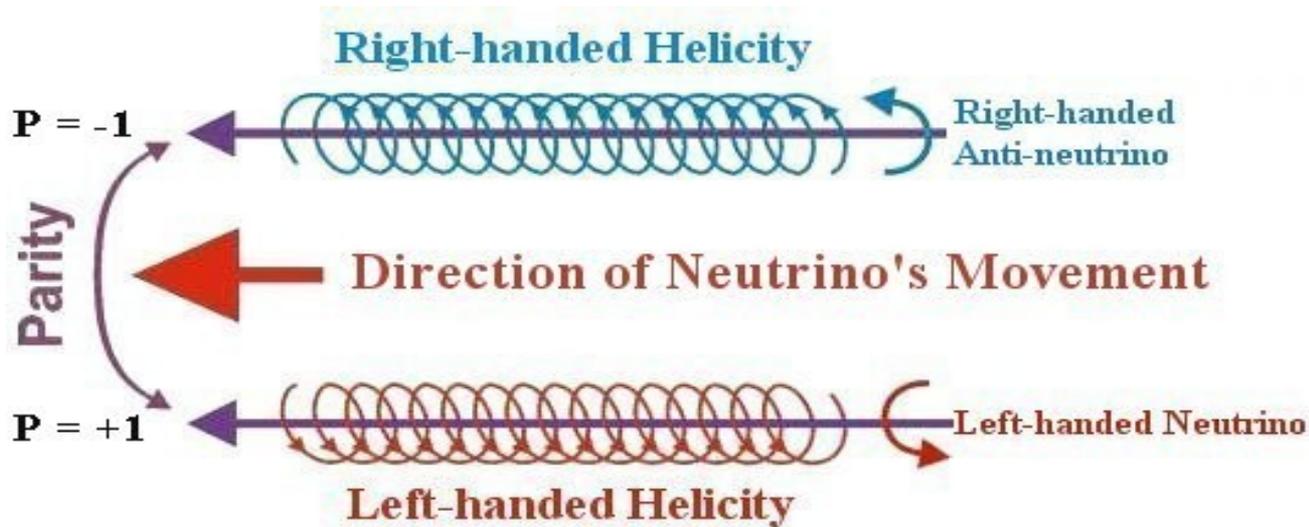
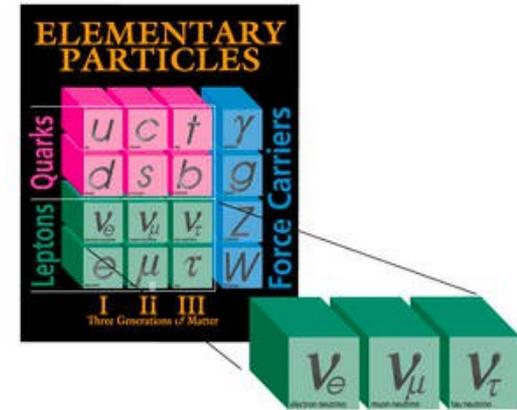
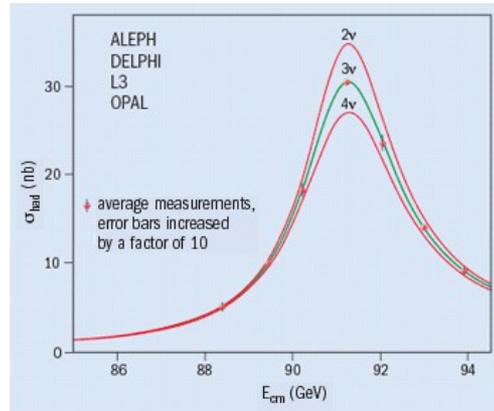
I neutrini nel modello standard

Solo 3 neutrini leggeri

Hyp $m\nu=0$



Teoria a due componenti

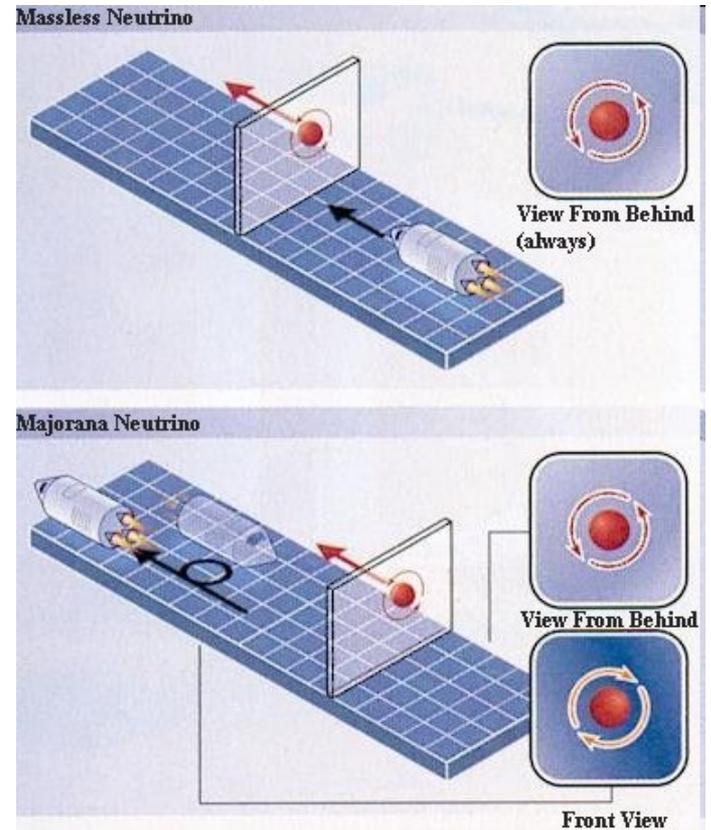


I neutrini destrorgiri e gli anti-neutrini levogiri non esistono!

Neutrino di Majorana

- Neutrino a due componenti, perché?
 - Massa nulla + interazione debole solo per particelle levogire, la soluzione più facile adottata per lungo tempo
 - Massa non nulla, 4 componenti, neutrino di Dirac:

$$-m_D (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L)$$
 - Massa non nulla ma 2 sole componenti, neutrino di Majorana! Neutrino ed antineutrino sono i due stati di elicità della stessa particella → il numero leptonico non è un buon numero quantico



$$-\frac{1}{2}m_M^L \left(\bar{\nu}_L (\nu_L)^c + \overline{(\nu_L)^c} (\nu_L) \right) - \frac{1}{2}m_M^R \left(\bar{\nu}_R (\nu_R)^c + \overline{(\nu_R)^c} (\nu_R) \right)$$

Neutrino di Majorana

Ma se $mv > 0$ allora l'elicità non è un buon numero quantico

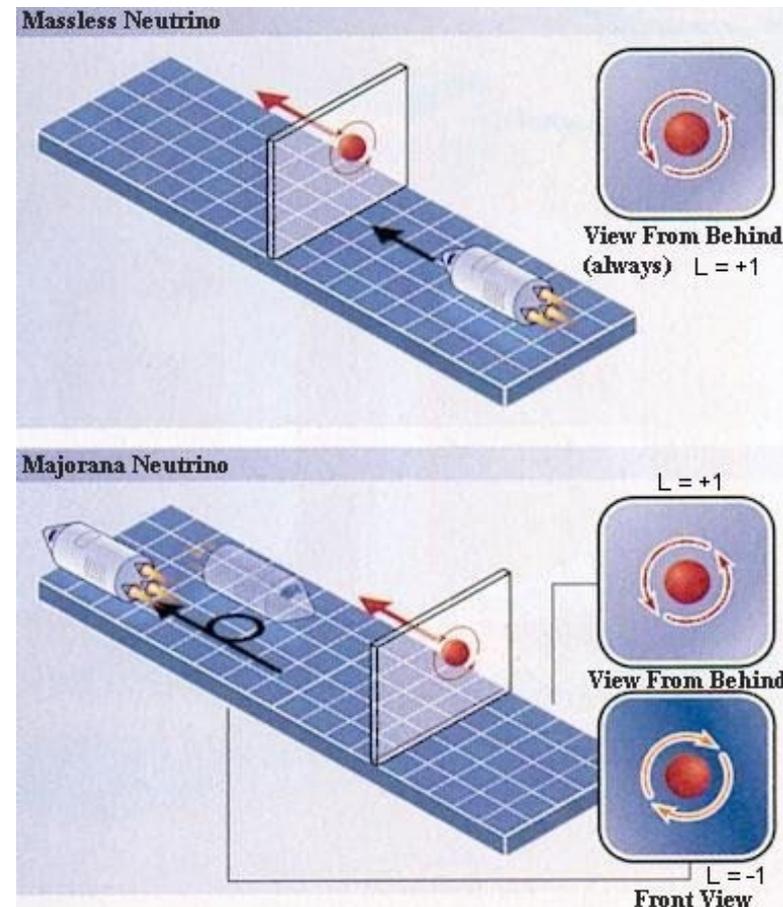
→ Neutrino e anti-neutrino possono avere entrambi gli stati di elicità



Majorana: neutrino e anti-neutrino sono la stessa particella. L è violato



Dirac: neutrino e anti-neutrino sono diversi. Si conserva L



See-saw

- Perché le masse dei neutrini sono così piccole?
- Il meccanismo See-Saw spiega in modo naturale questa gerarchia
- Se la Lagrangiana contiene termini di massa di entrambi i tipi può essere riscritta come

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{1}{2} \left(\overline{\nu_L} \overline{\nu_R}^c \right) \mathcal{M} \begin{pmatrix} (\nu_L)^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c.$$

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_M^L & m_D \\ m_D & m_M^R \end{pmatrix}$$

- Qualora le masse fossero molto diverse e si avesse piccolo o nullo

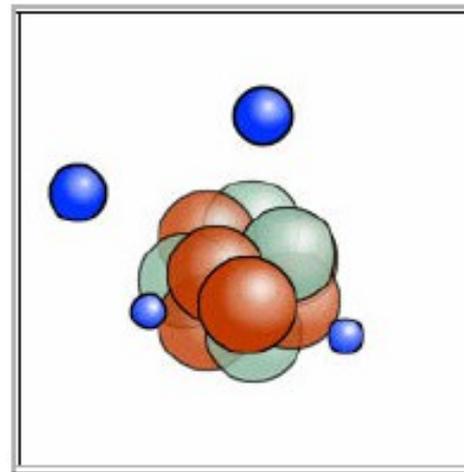
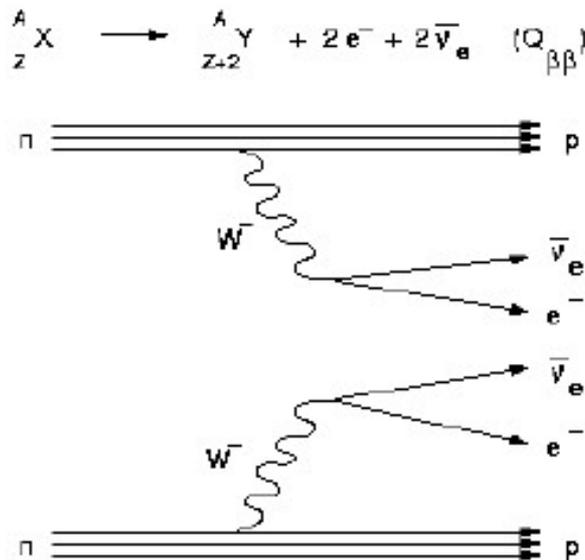
$$m_M^R = M \gg m_D \gg m_M^L = \mu$$

- La diagonalizzazione della matrice porterebbe ad molto leggere ed altre molto pesanti
- Nel modello più semplice

$$\frac{m_{D1}^2}{M_1}, \frac{m_{D2}^2}{M_2}, \frac{m_{D3}^2}{M_3}, M_1, M_2, M_3$$

Doppio decadimento beta

- Alcuni nuclei possono decadere mediante due transizioni β simultanee con conseguente emissione di due elettroni e due antineutrini (o di due positroni e due neutrini)
- Trattandosi di un processo debole di ordine superiore questo è osservabile solo quando altre transizioni non siano possibili
- Si tratta comunque di un processo molto raro ed è stato osservato solo in una frazione dei nuclei per i quali è previsto teoricamente



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)

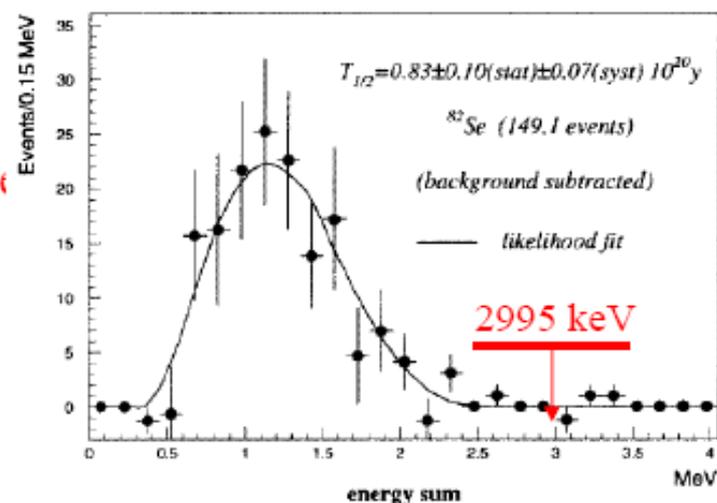
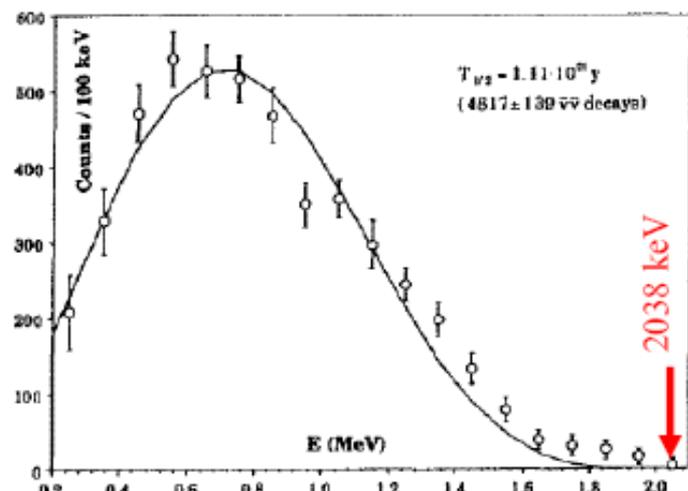
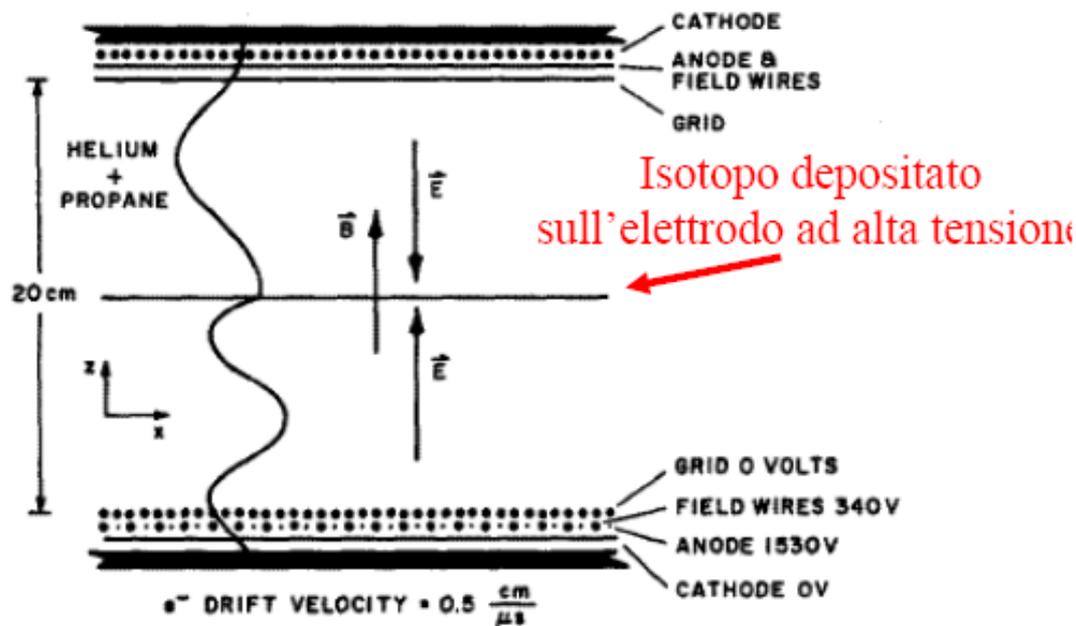
Esposizione di 1.8 kg x anno $\Rightarrow 4817 \pm 139$ eventi



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

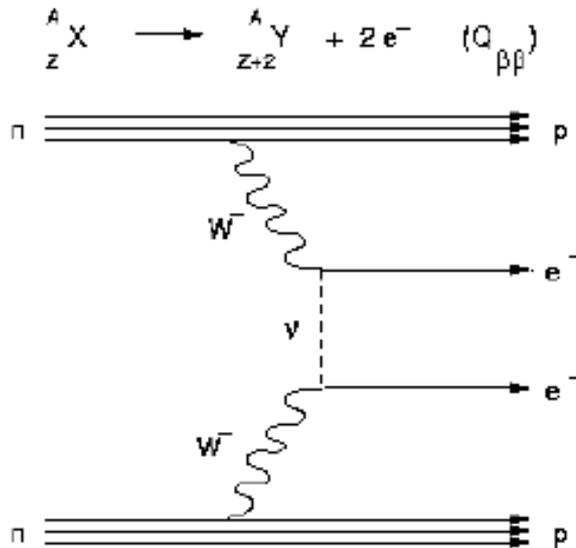
Rivelazione delle tracce dei due elettroni

Esempio: camera a proiezione temporale (TPC)



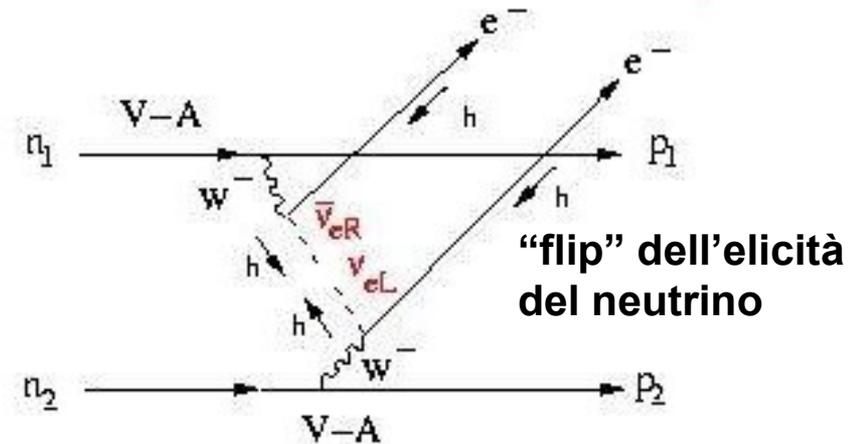
Neutrinoless double β decay

- Qualora i neutrini fossero particelle di Majorana con massa non nulla dovrebbe poter aver luogo il doppio decadimento beta senza emissione di neutrini

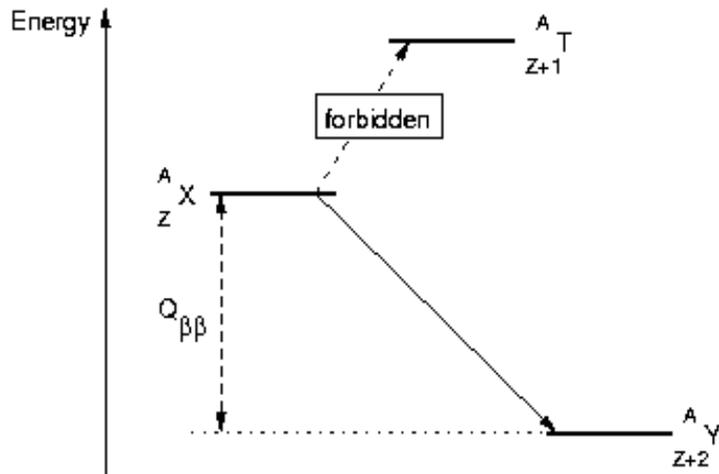


Violazione di 2 unita' del numero leptonico!

- Questo processo richiede che un antineutrino destrigiro emesso da un vertice debole venga assorbito in un altro dove, nel caso di particelle di Dirac, ci saremmo aspettati venisse assorbito un neutrino levogiro



- Si tratta dell'unico processo che possa distinguere tra neutrini di Dirac e di Majorana
- L'ampiezza di transizione è proporzionale alla massa del neutrino e alla costante di Fermi al quadrato, quindi la probabilità di transizione va come la massa efficace del neutrino di Majorana al quadrato (può essere una combinazione lineare delle masse di più neutrini)
- Si deve scegliere un nucleo per il quale non si abbiano processi concorrenti che possano costituire un fondo, ed in particolare per il quale il decadimento β ordinario sia proibito per motivi energetici



L'estrazione della massa efficace (o di un limite su essa) richiede che si conoscano gli elementi di matrice nucleari per la transizione in esame. Questi si possono calcolare dai modelli nucleari e possono essere misurati nel decadimento $\beta\beta$ con neutrini dello stesso nucleo.

Table 1. Results on two neutrino DBD

Nucleus	%	$Q_{\beta\beta}(\text{keV})$	$T_{1/2}^{2\nu}(\text{measured})(y)$	$T_{1/2}^{2\nu}(\text{calculated})(y)$
^{48}Ca	0.19	4271	$4.2_{-1.0}^{+2.1} \times 10^{19}$	$6 \times 10^{18} - 5 \times 10^{20}$
^{76}Ge	7.8	2039	$1.42_{-.07}^{+.09} \times 10^{21}$	$7 \times 10^{19} - 6 \times 10^{22}$
^{82}Se	9.2	2995	$(.9 \pm .1 \times 10^{23})$	$3 \times 10^{18} - 6 \times 10^{21}$
^{96}Zr	2.8	3350	$4.2_{-1.0}^{+2.1} \times 10^{19}$	$3 \times 10^{17} - 6 \times 10^{20}$
^{100}Mo	9.6	2995	$(8 \pm .7 \times 10^{18})$	$1 \times 10^{17} - 2 \times 10^{22}$
$^{100}\text{Mo}(0^{+*})$	9.6	2995	$(6.8 \pm 1.2 \times 10^{20})$	$5 \times 10^{19} - 2 \times 10^{21}$
^{116}Cd	7.5	3034	$3.3_{-.3}^{+.4} \times 10^{19}$	$3 \times 10^{18} - 2 \times 10^{21}$
^{128}Te	34	867	$(2.5 \pm .4 \times 10^{24})$	$9 \times 10^{22} - 3 \times 10^{25}$
^{130}Te	33.8	2530	$(.9 \pm .15 \times 10^{21})$	$.2 \times 10^{19} - 7 \times 10^{20}$
^{150}Nd	5.6	3367	$(7 \pm 1.7 \times 10^{18})$	$6 \times 10^{16} - 4 \times 10^{20}$
^{238}U	99.3	1145	$(2.0 \pm .6 \times 10^{21})$	1.2×10^{19}

Da notare che si tratta di processi rari (vita media molto lunga) e quindi di misure sperimentali difficilissime!

Ricerca del decadimento $0\nu\beta\beta$

- Segnatura sperimentale: la somma delle energie degli elettroni emessi deve essere una costante
- Due metodi
 - Sorgente e rivelatore coincidono: il rivelatore, di tipo calorimetrico, contiene il nuclide da studiare
 - Sorgente (in strati sottili) e rivelatore sono separati

Table 2. Results on neutrinoless DBD

Nucleus	Experiment	%	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Technique	$T_{0\nu}$ (y)	$ m_{0\nu} $ (eV)
^{48}Ca	Elegant IV	0.19	4271	Scintillator	$> 1.4 \times 10^{22}$	7-45
^{76}Ge	Heidelberg-Moscow	7.8	2039	Ionization	$> 1.9 \times 10^{25}$.12-1
^{76}Ge	IGEX	"	"	"	$> 1.6 \times 10^{25}$.14-1.2
^{76}Ge	Klapdor et al	"	"	"	1.2×10^{25}	.44
^{82}Se	NEMO 3	9.2	2995	Tracking	$> 1 \times 10^{23}$	1.8-4.9
^{100}Mo	NEMO 3	"	"	"	$> 4.6 \times 10^{23}$.7-2.8
^{116}Cd	Solotvina	7.5	3034	Scintillator	$> 1.7 \times 10^{23}$	1.7-?
^{128}Te	Bernatovitz	34	867	Geochemical	$> 7.7 \times 10^{24}$.1-4
^{130}Te	CUORICINO	33.8	2530	Bolometric	$> 2 \times 10^{24}$.2-1.0
^{136}Xe	DAMA	8.9	2476	Scintillator	$> 1.2 \times 10^{24}$	1.1-2.9
^{150}Nd	Irvine	5.6	3367	Tracking	$> 1.2 \times 10^{21}$	3-?

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}

Un metodo per ricercare il decadimento $\beta\beta 0\nu$ (E. Fiorini, 1967)



Esperimento Heidelberg-Mosca:

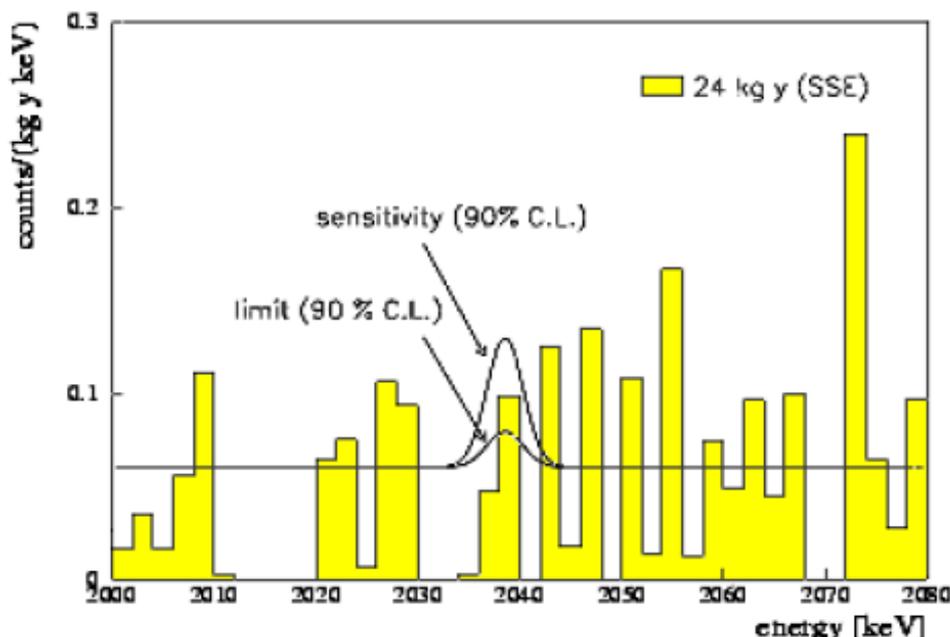
5 cristalli di Germanio arricchiti in ${}^{76}\text{Ge}$ (rivelatori a stato solido)

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

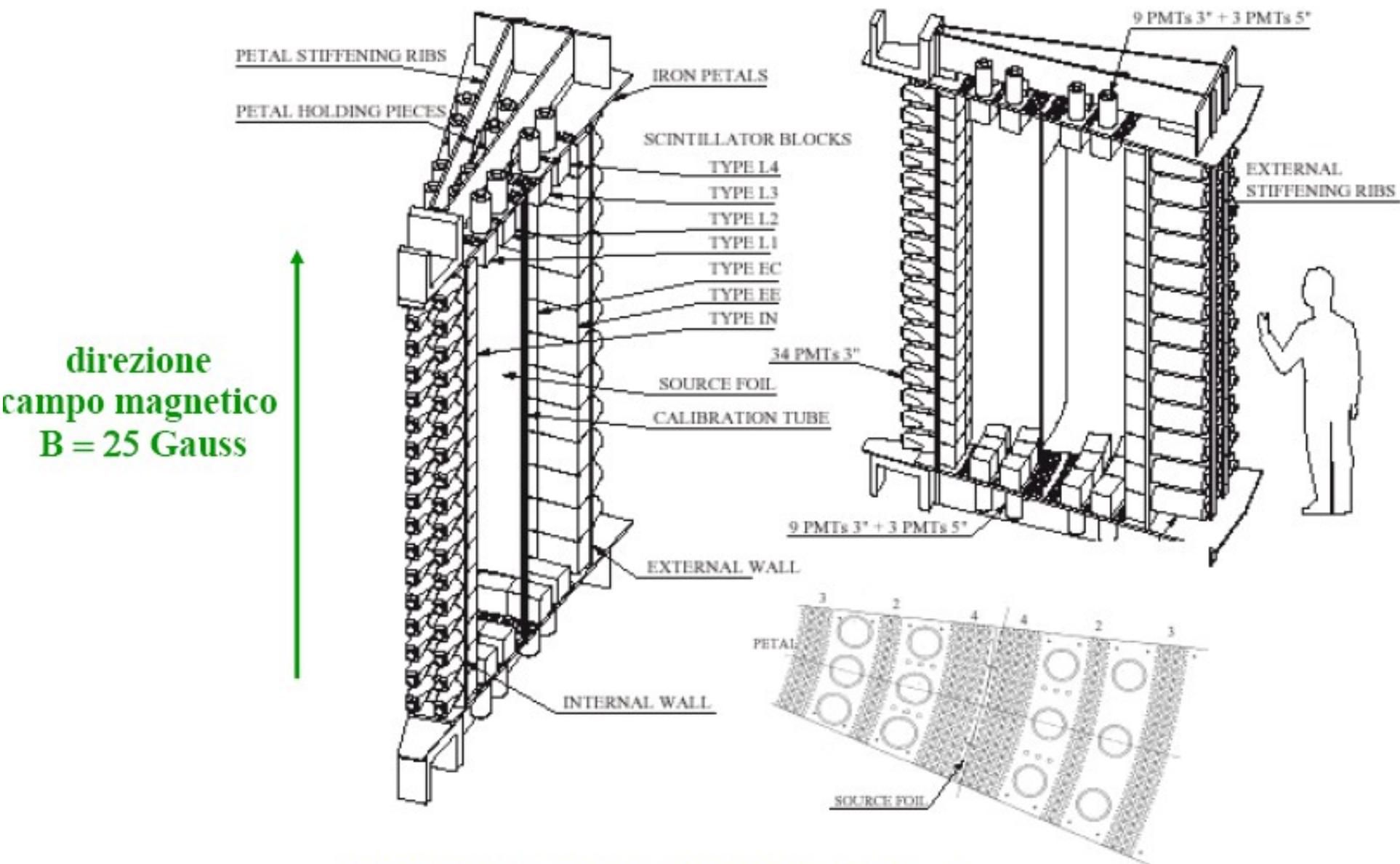


**Nessuna evidenza
di doppio decadimento β
senza emissione di neutrini**

**Assenza di segnale
 \Rightarrow limite sulla vita media del ${}^{76}\text{Ge}$**

\Rightarrow limite sulla massa del ν_e

se ν_e è un neutrino di Majorana

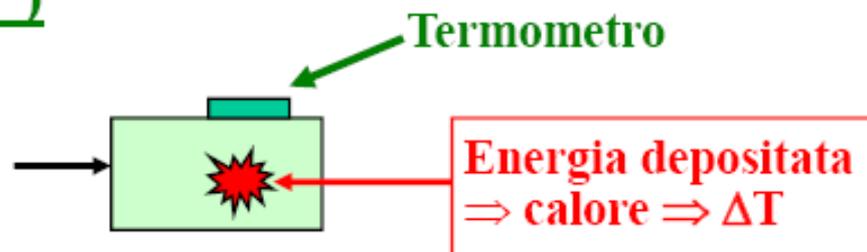


NEMO3: dettagli di un settore

Rivelatori Criogenici (“Bolometri”)

Principio di funzionamento:

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



Esempio: cristallo di TeO₂, massa 0.76 kg

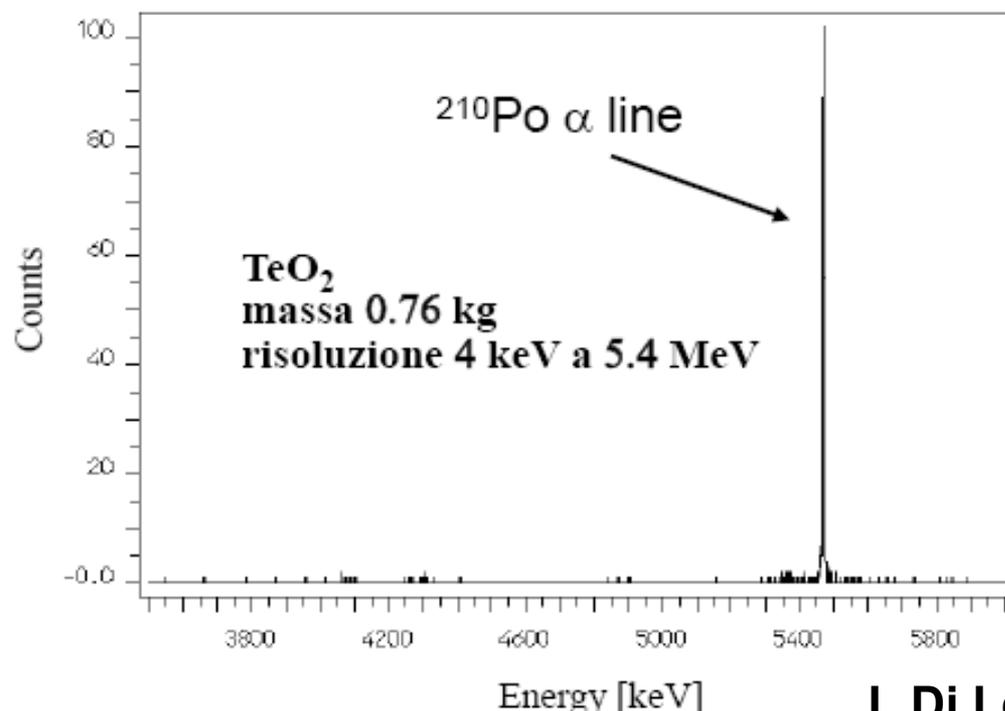
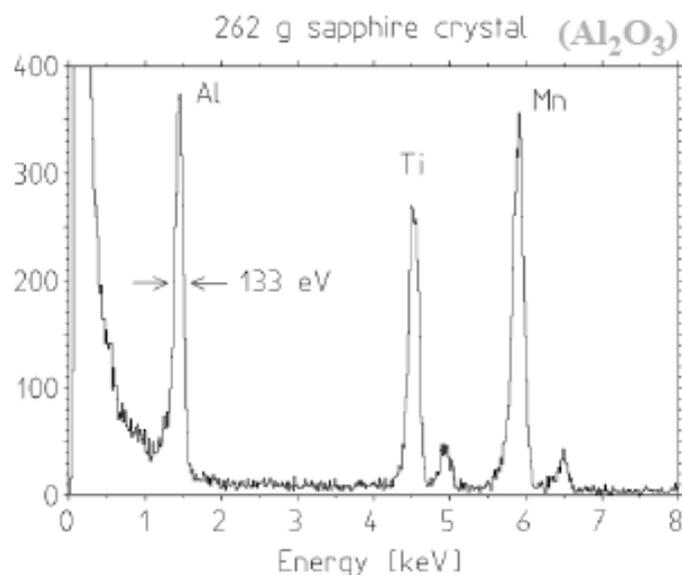
Capacità termica: $C = \delta Q / dT \approx 1 \text{ MeV} / 0.1 \text{ mK}$ (per $T \rightarrow 0$ $C \sim T^3$)

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)

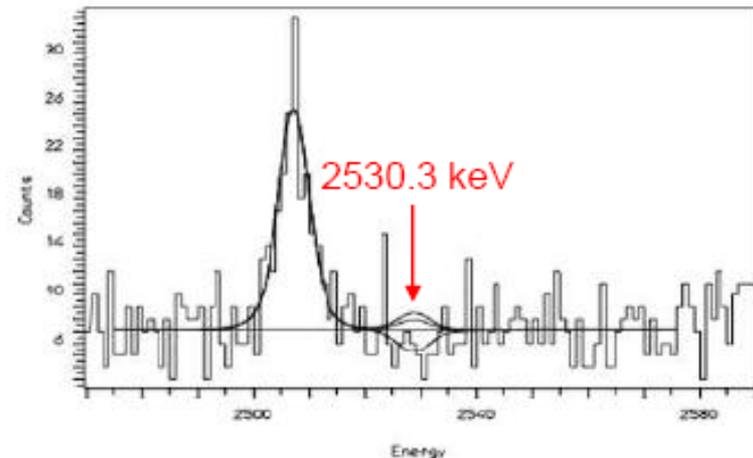
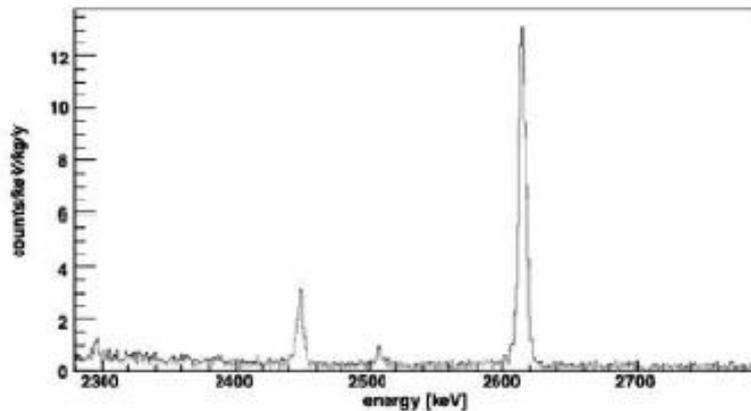
1ª fase dell'esperimento CUORE presso i Laboratori del Gran Sasso (esperimento "CUORICINO")

44 cristalli di TeO_2 $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ + 18 cristalli $3 \times 3 \times 6 \text{ cm}^3$ (massa 40.7 kg)



$$E(e_1) + E(e_2) = 2530.3 \pm 2.0 \text{ keV}$$

Risultati da un'esposizione di 11.83 kg · anno di ^{130}Te
(pubblicati il 23.02.2008)



Origine del picco a 2505.68 keV: somma dei due fotoni (1173.21 + 1332.47 keV) dal decadimento β del $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* \rightarrow ^{60}\text{Ni} + \gamma + \gamma$. (^{60}Co prodotto da radiazione cosmica nella struttura meccanica in rame prima del trasporto al Gran Sasso)

Nessuna evidenza per doppio decadimento β senza emissione di neutrini:

$$\tau_{1/2}(^{130}\text{Te}) > 3.0 \times 10^{24} \text{ anni} \Rightarrow m(\nu_e) < \underbrace{0.38 - 0.46 \text{ eV}}$$

Incertezze teoriche
sull'elemento di matrice nucleare

CUORICINO



CUORICINO in a nutshell	
Detector	40.7 kg of natural TeO ₂
Exposure	91.45 × 10 ²⁴ (¹³⁰ Te Nuclei) × year
Calibration	FWHM (large crystals) ~ 6 keV
¹³⁰ Te Double Beta Decay Results	T _{1/2} > 2.8 × 10 ²⁴ y (90% C.L.)
¹²⁰ Te Double Beta Decay Results	T _{1/2} ^{0ν} > 7.6 × 10 ¹⁹ yr (90% CL).

¹²⁰Te Double Beta Decay:

natural i.a. **0.096 %**

Q = (1714.8 ± 1.3) keV

0⁺ → 0⁺₁ Decay **¹³⁰Te → ¹³⁰Xe* + 2e⁻ + (2n) + g**

2n mode: T_{1/2}^{2ν} > 1.9 × 10²¹ yr (90% C.L.)

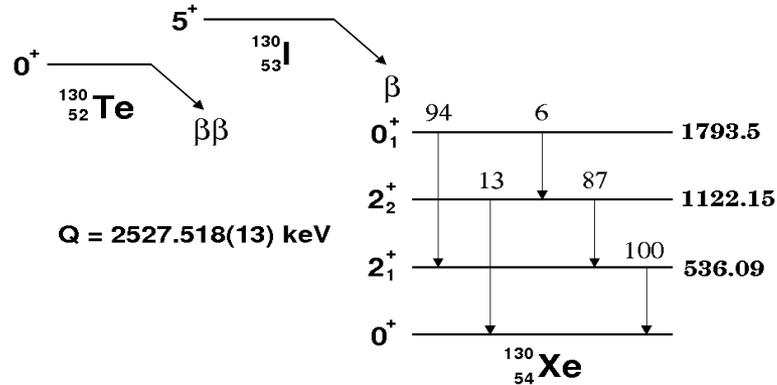
0n mode: T_{1/2}^{0ν} > 7.6 × 10¹⁹ yr (90% CL).

CUORICINO

^{130}Te Double Beta Decay:

natural i.a. = 33.8 %

GS to GS $Q = (2528.8 \pm 0.013)$ keV



Onbb rate best fit: $\Gamma = (-0.2 \pm 1.4^{\text{stat}} \pm 0.3^{\text{syst}}) \times 10^{-25} \text{ y}^{-1}$

Onbb half-life limit: $T_{1/2} > 2.8 \times 10^{24} \text{ y}$ (90% C.L.)

E. Andreotti et al., *Astropart. Phys.* **34** (2011)

822

$0^+ \rightarrow 0^+_{1}$ Decay



2n mode: $T_{1/2}^{2\nu} > 1.3 \times 10^{23} \text{ yr}$ (90% C.L.)

0n mode: $T_{1/2}^{0\nu} > 9.4 \times 10^{23} \text{ yr}$ (90% CL).

E. Andreotti et al., *Phys Phys Rev C* **85** (2011) 045503

Prossima generazione

Table 3. Second generation experiments on neutrinoless DBD

Experiment	Nucleu	%	$Q_{\beta\beta}$	$T_{0\nu}$ (y)	Technique	$ m_{0\nu} $ (meV)
CUORE	^{130}Te	34	2533	1.8×10^{27}	Bolometric	9-57
GERDA	^{76}Ge	7.8	2039	2×10^{27}	Ionization	29-94
Majorana	^{76}Ge	7.8	2039	4×10^{27}	Ionization	21-67
GENIUS	^{76}Ge	7.8	2039	1×10^{28}	Ionization	13-42
SuperNEMO	^{82}Se	8.7	2995	2×10^{26}	Tracking	54-167
EXO	^{136}Xe	8.9	2476	1.3×10^{28}	Tracking	12-31
MOON-3	^{100}Mo	9.6	3034	1.7×10^{27}	Tracking	13-48
DCBA	^{150}Nd	5.6	3367	1×10^{26}	Tracking	16-22
Candles	^{48}Ca	.19	4271	3×10^{27}	Scintillation	29-54
CARVEL	"	"	"	3×10^{27}	Scintillation	29-54
GSO	^{160}Gd	22	1750	1×10^{26}	Scintillation	
COBRA	^{116}Cd	7.5	2805		Scintillation	
SNOLAB+	^{150}Nd	5.6	3367		Scintillation	

bibliografia

- G. Drexlin et al.
Advances in High Energy Physics, 2013 (2013),
Article ID 293986arXiv:1307.0101 [physics.ins-
det]
- Ettore Fiorini 2006 *J. Phys.: Conf. Ser.* **39** 243
- Referenze in
http://www.nu.to.infn.it/Neutrinoless_Double_Beta_Decay/
- pdg.lbl.gov

Riassunto delle puntate precedenti

- Abbiamo ripercorso la storia della scoperta dei 3 neutrini e delle interazioni deboli
- Il neutrino con massa nulla può essere visto come un fermione di Dirac a due sole componenti, che interagisce solo se levogiro
- Ma se la massa non è nulla ci sono due descrizioni possibili
 - Fermione di Dirac a 4 componenti
 - Neutrino di Majorana: neutrino e antineutrino sono la stessa particella in due diversi stati di elicità
 - La coesistenza di neutrini di Dirac e di Majorana può generare neutrini molto più leggeri degli altri fermioni (meccanismo See-Saw)
 - L'osservazione del doppio decadimento beta senza neutrini darebbe l'evidenza di neutrini di Majorana

- Abbiamo introdotto due importanti sorgenti di neutrini:
 - I reattori nucleari, che producono un flusso elevato ed isotropo di anti-neutrini elettronici con energie tipiche del MeV
 - I fasci da acceleratori, che producono neutrini o anti-neutrini prevalentemente muonici (dai decadimenti di pioni e K) ma hanno piccole contaminazioni di neutrini elettronici (decadimento $K3e$) e piccolissime di neutrini tauonici (decadimento del D_s), ed energie dal GeV alle centinaia di GeV
- Abbiamo descritto due principali tecniche di rivelazione
 - Il processo beta inverso indotto da anti-neutrini, rivelato dalla coincidenza ritardata del segnale di annichilazione del positronio e di cattura neutronica. Questo processo e' tutt'ora il processo principale utilizzato nella rivelazione ai reattori
 - La diffusione di corrente carica, processo a soglia che consente l'identificazione del "sapore" del neutrino incidente. In particolare abbiamo parlato della rivelazione del neutrino tau tramite l'identificazione in emulsioni del decadimento del tau. Questa tecnica e comunue a molti altri esperimenti (CHORUS, OPERA).

Sommario III

- Il modello solare standard
- L'esperimento di Davis
- Il problema dei neutrini solari
- Oscillazioni

Seguirò però l'ordine cronologico, nel quale questi temi sono andati di pari passo, ed in particolare la divisione temporale usata da Bahcall in



ELSEVIER

Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 77–86

Solar Models: An Historical Overview

John N. Bahcall^{a*}

con l'ausilio di molte slides di L. Di Lella e G. Fiorentini

Non esiste idea sulla fisica del neutrino che non sia di Pontecorvo (V. Telegdi)

- **1946:** B. Pontecorvo, Chalk River Laboratory Report PD-205
 - Rivelazione dei neutrini da reattore (→ esperimento di Reines e Cowan)
 - Proposta di rivelazione radiochimica dei neutrini (antineutrini?) solari
- **1957:** Oscillazioni di neutrino



BRUNO MAKSIMOVICH
PONTECORVO

Pontecorvo, B., J. Exp. Theor. Phys. **33**, 549 (1957) [Sov. Phys. JETP **6**, 429 (1958)].

Pontecorvo, B., J. Exp. Theor. Phys. **34**, 247 (1958) [Sov. Phys. JETP **7**, 172 (1958)].

1955

PHYSICAL REVIEW

VOLUME 97, NUMBER 3

FEBRUARY 1, 1955

Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}, e^-)\text{A}^{37}$ Reaction*

RAYMOND DAVIS, JR.

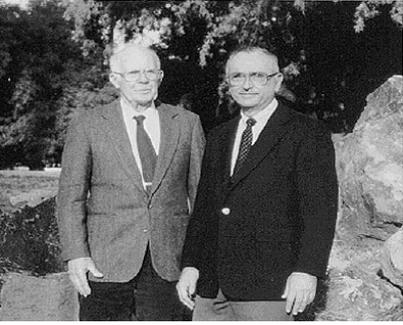
Department of Chemistry, Brookhaven National Laboratory, Upton, Long Island, New York

(Received September 21, 1954)

Tanks containing 200 and 3900 liters of carbon tetrachloride were irradiated outside of the shield of the Brookhaven reactor in an attempt to induce the reaction $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}, e^-)\text{A}^{37}$ with fission product antineutrinos. The experiments serve to place an upper limit on the antineutrino capture cross section for the reaction of 2×10^{-42} cm² per atom. Cosmic-ray-induced A^{37} was observed and the production rate measured at 14 100 feet altitude and sea level. Measurements with the 3900-liter container shielded from cosmic rays with 19 feet of earth permit placing an upper limit on the neutrino flux from the sun.

In 1946 Pontecorvo³ suggested a radiochemical method of detecting the neutrino by employing the reaction $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}, e^-)\text{A}^{37}$. The experiment involved irradiating a large volume of carbon tetrachloride near a nuclear reactor, removing the A^{37} by physical methods, and counting the electron capture decay of this isotope.

decays of fission products. In our experiment an attempt is made to observe an inverse electron capture process which requires neutrinos, using a source emitting antineutrinos. If neutrinos and antineutrinos are identical in their interactions with nucleons one should be able to observe the process upon carrying the experiment to the required sensitivity. However, if neutrinos and antineutrinos differ in their interactions with nucleons one would not expect to induce the reaction $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}, e^-)\text{A}^{37}$. A positive experiment of this type would



1962-1988

- 1962: Ray Davis & John Bahcall iniziano a discutere la possibilità di un esperimento per la rivelazione dei neutrini solari, in particolare l'esistenza di processi che generano neutrini "energetici"

Bahcall JN. *Phys. Rev.* 126:1143 (1962)

- Bahcall si convince che serve un modello solare vero e proprio per produrre una stima di flusso

stellar evolution. We used the codes of Dick Sears and Icko Iben, and a bit of nuclear fusion input that I provided, to calculate the first solar model prediction of solar neutrinos in 1962 – 1963.

SOLAR NEUTRINOS. I. THEORETICAL*

John N. Bahcall

California Institute of Technology, Pasadena, California
(Received 6 January 1964)

p.300

SOLAR NEUTRINOS. II. EXPERIMENTAL*

Raymond Davis, Jr.

Chemistry Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York
(Received 6 January 1964)

p.303

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

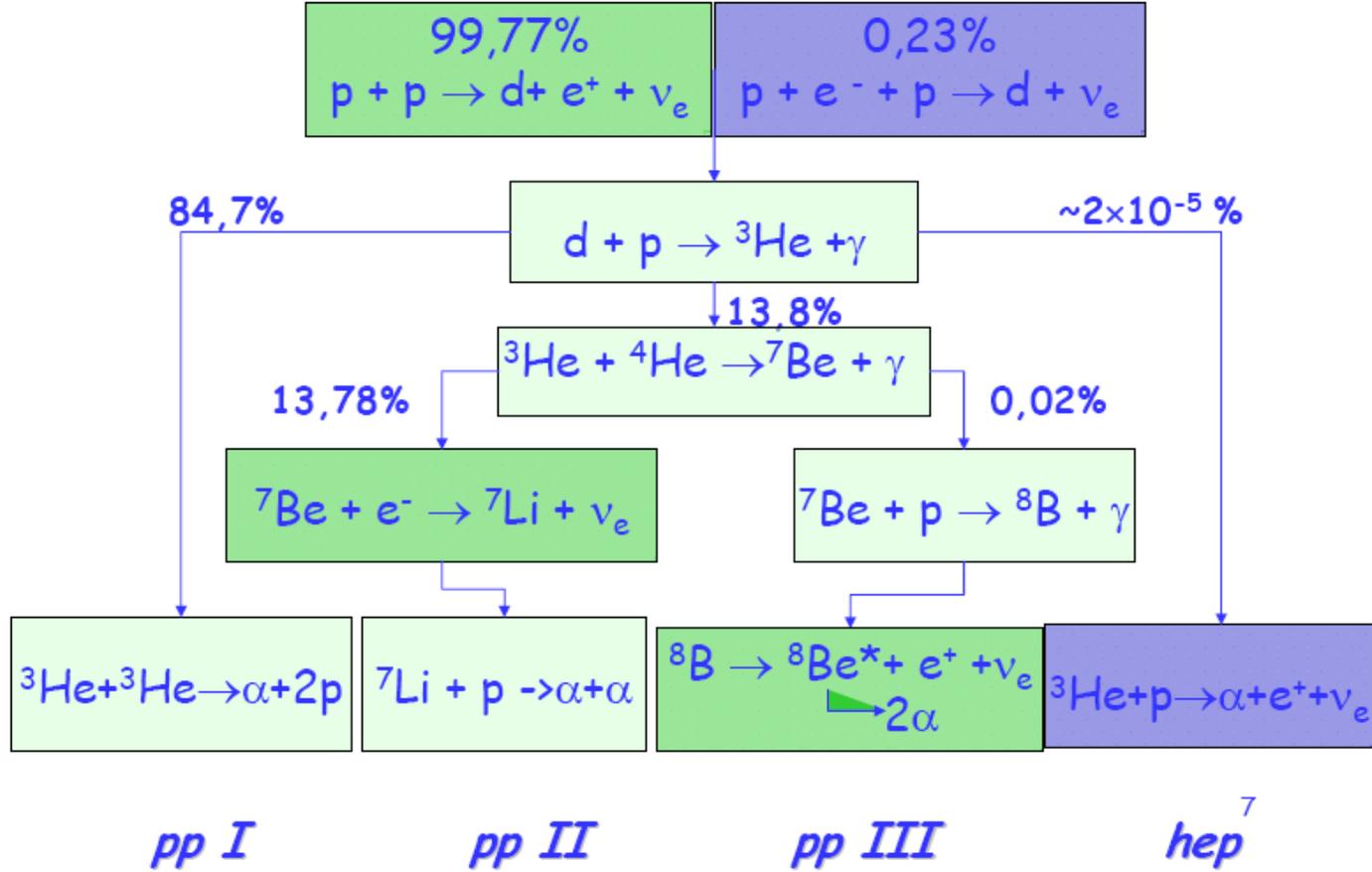
- 1962-1968: progressi nel modello solare standard legati ad una migliore conoscenza dei dati di input
 - Esempio: misura della sezione d'urto di fusione ${}^3\text{He} {}^3\text{He}$
 - Calcolo della sezione d'urto pp
 - Nuovi dati sulla composizione elementare del Sole
- Sfortunatamente tutte le migliorie andavano nella direzione di una riduzione del flusso atteso

Neutrini solari

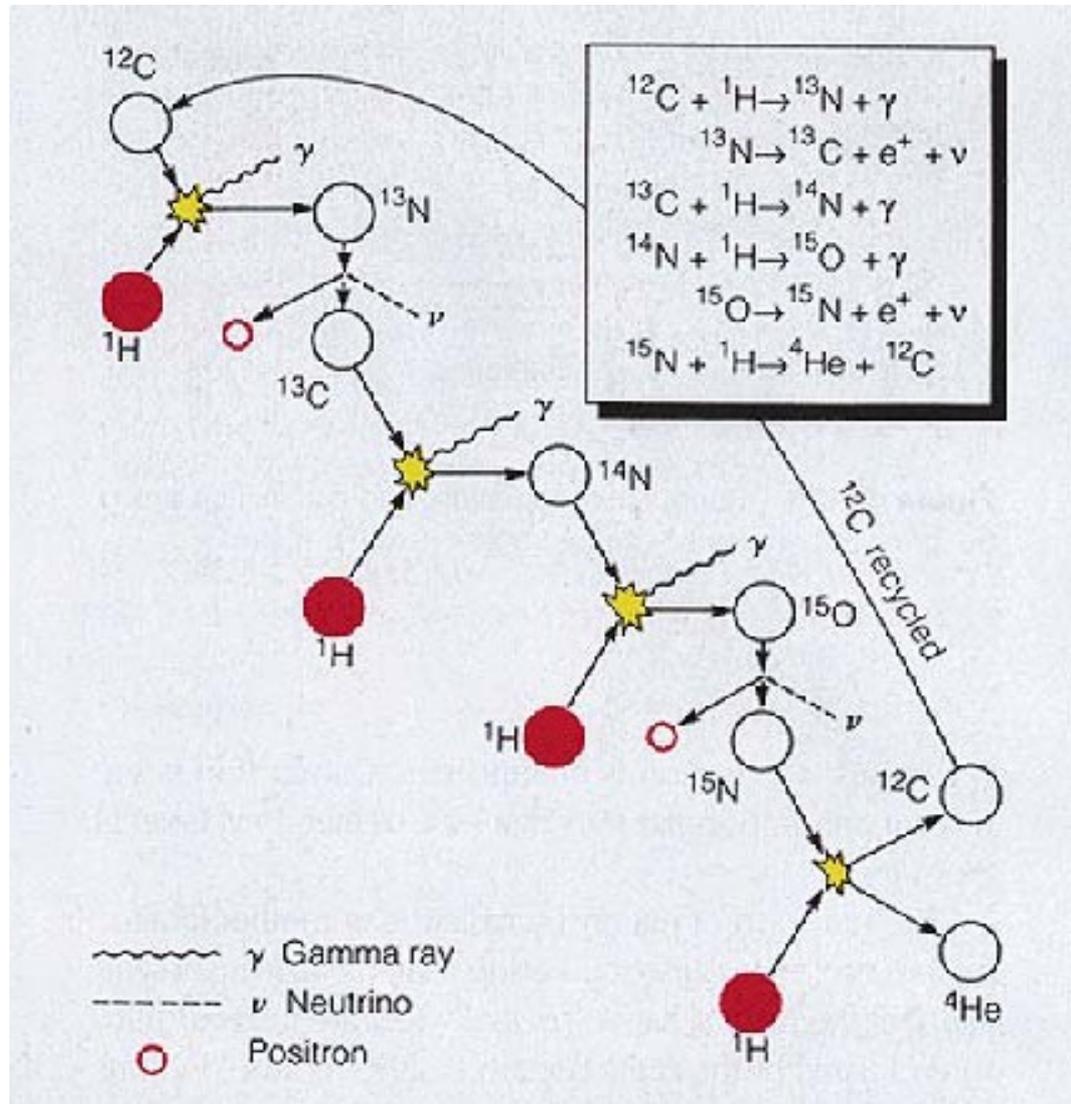
- La prova che il Sole sia alimentato da reazioni nucleari deve provenire dall'osservazione dei prodotti di reazione
- Tra questi solo i neutrini possono uscire dalla regione di produzione indisturbati
- La loro rivelazione permette di studiare la regione di produzione che è quella più interna e non osservabile in altro modo

Reazioni di fusione nel Sole

The pp chain

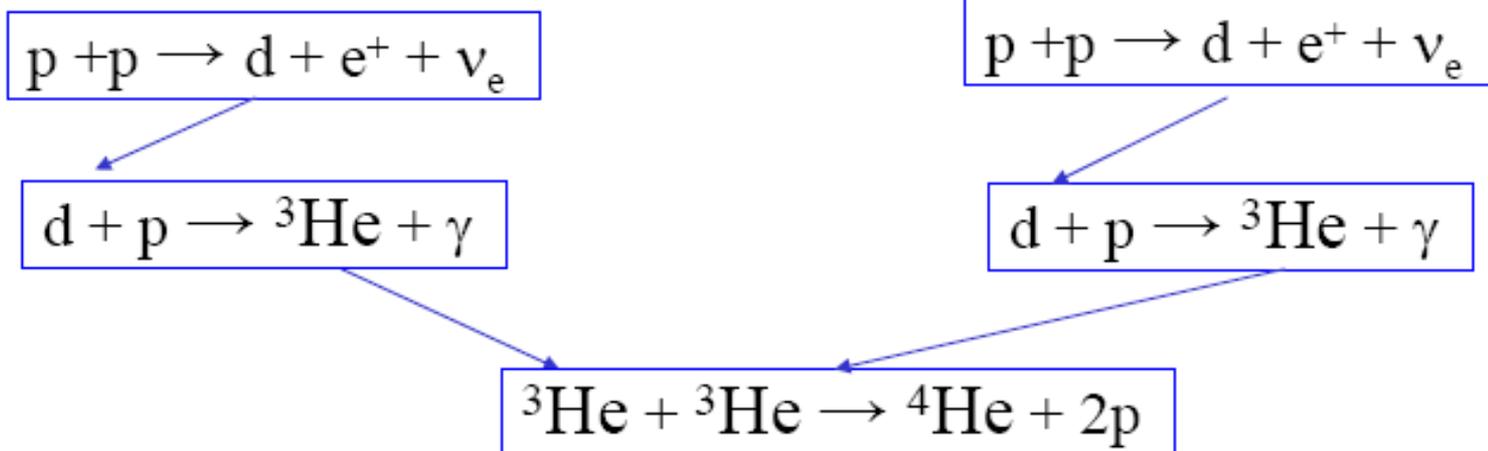


Ciclo CNO



The pp-I chain

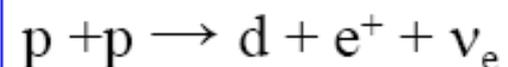
- Reactions involving nuclei with the smallest charges are favoured, due to smaller Coulomb barrier. This is the reason why in the Sun we believe that pp-I is the dominant energy production mechanism, accounting for some 90% of the total energy production.
- It proceeds along the following steps



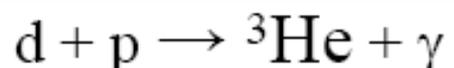
- Each e^+ will annihilate against e^- in the plasma
- The full result is



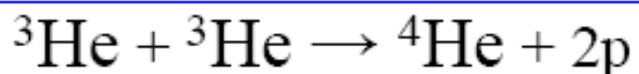
Remarks on pp-I chain : pp neutrinos



- Note that the first step is a weak interaction process,
- It transforms the p 's into n 's necessary to form ${}^4\text{He}$; this is different from BBN, where free neutrons were available.
- The produced neutrinos (called pp- ν) have a continuous spectrum, with $E_{\text{max}}=0.4$ MeV and $\langle E \rangle=0.2$ MeV



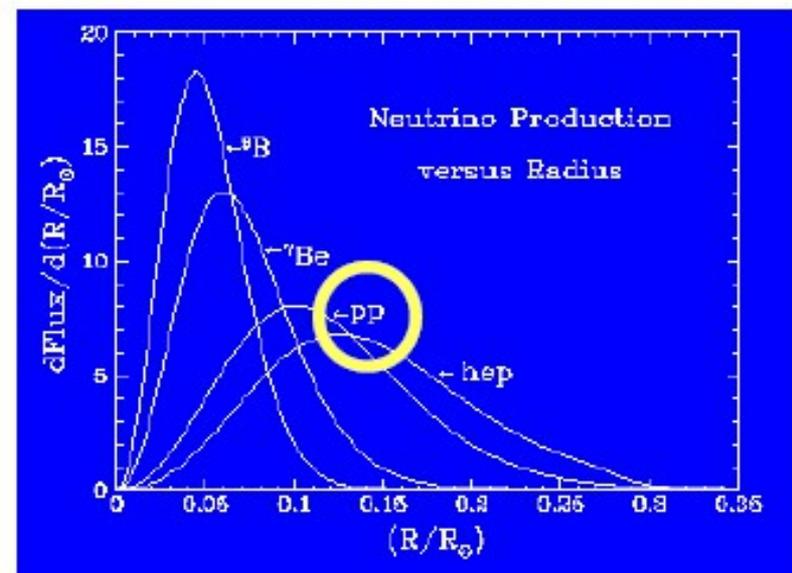
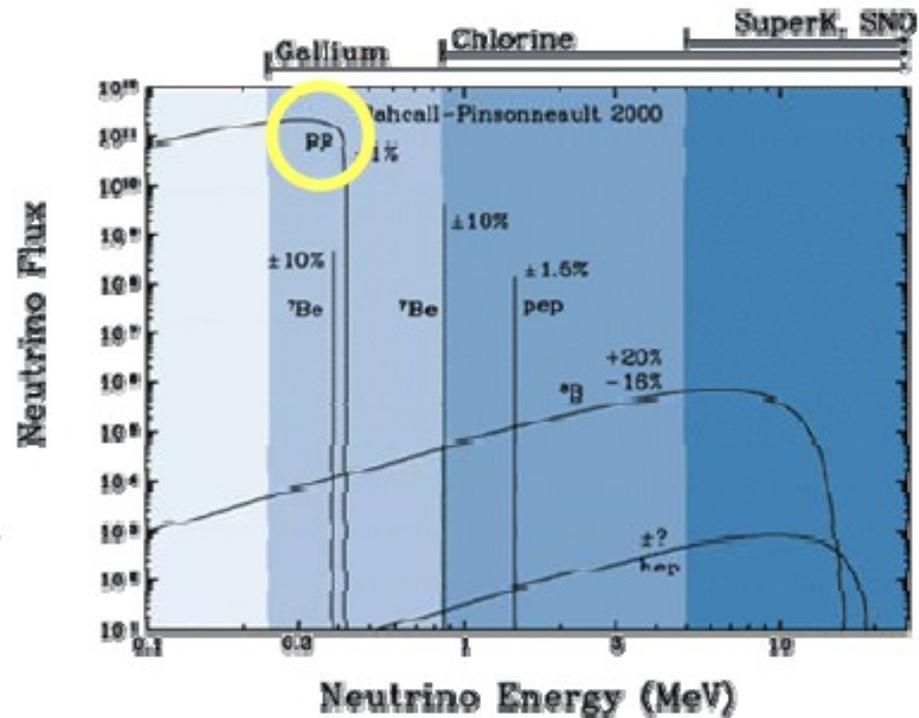
- This is an e.m process, which destroys d . This is generally the fate of d in stars and the reason why it is rare. It is formed by weak process where Hydrogen is present, and is destroyed by an e. m process which requires Hydrogen



- It is a strong interaction process, which completes the chain.

pp neutrinos

- Energy spectra and production region is shown for pp neutrinos.
- pp neutrinos are :
 - the dominant component in number
 - the component with smallest energy
 - The component which is produced in a more extended area of the Sun, concentrated however within 1/3 of the solar radius and with a maximum at 1/10 of R_{\odot}



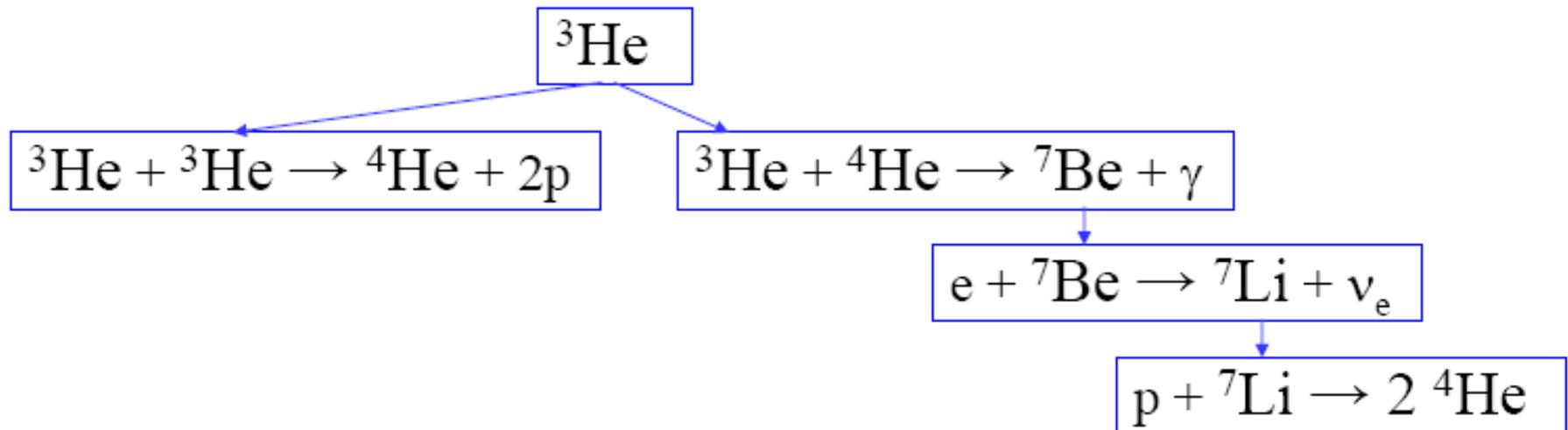
Equilibrium conditions and nuclear abundances

- In a large fraction of the energy production region the chain is equilibrated, i.e. at any point, the production rate of the intermediate products is equilibrated by their destruction rate.
- This can be used to derive the local densities of the different nuclei in terms of that of hydrogen, n_1 *
- For d, by requiring that the formation rate ($1/2 n_1^2 \langle \sigma v \rangle_{11}$) equals the destruction rate ($n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle_{12}$), one finds $n_2 = 1/2 n_1 \langle \sigma v \rangle_{11} / \langle \sigma v \rangle_{12}$, and for the mass abundances: $a(\text{D})/a(\text{H}) = \langle \sigma v \rangle_{11} / \langle \sigma v \rangle_{12}$
- Deuterium abundance is very low with respect to that of Hydrogen as it involves the ratio of a weak to an e.m. process.
- Similarly, one can equate ^3He destruction rate ($2 \times 1/2 n_3^2 \langle \sigma v \rangle_{33}$) to its formation rate, obtaining: $a(^3\text{He})/a(\text{H}) = 3 / \sqrt{2} (\langle \sigma v \rangle_{11} / \langle \sigma v \rangle_{33})^{1/2}$
- Also ^3He is very rare, for the same reasons as for deuterium
- Note that the ratio of abundances are determined by ratios of nuclear reaction rates, i.e. depend on the S-factors and temperature .

*) n_i is the number density of the nuclides with mass number i and $\langle \sigma v \rangle_{ij}$ is the collision¹¹ rate between nuclei with mass numbers i and j .

The pp-II chain and Beryllium neutrinos

- Indeed, ${}^3\text{He}$ can be destroyed also in collisions with ${}^4\text{He}$,



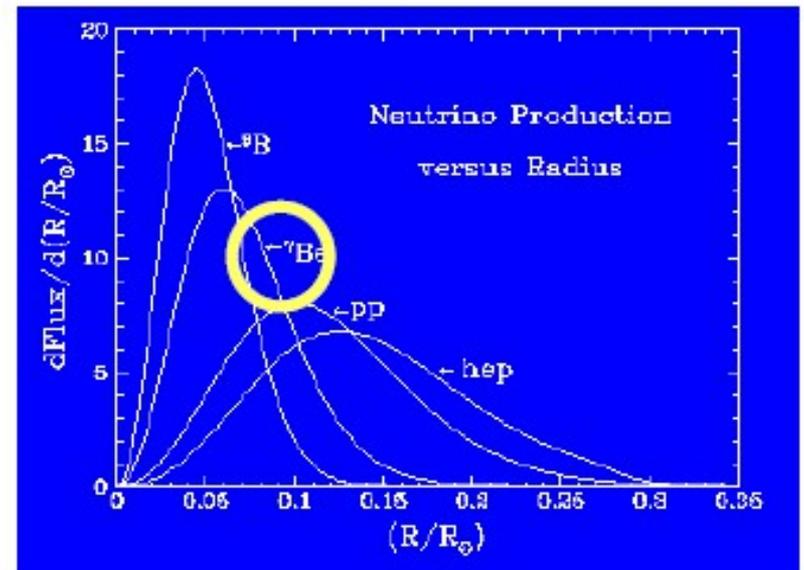
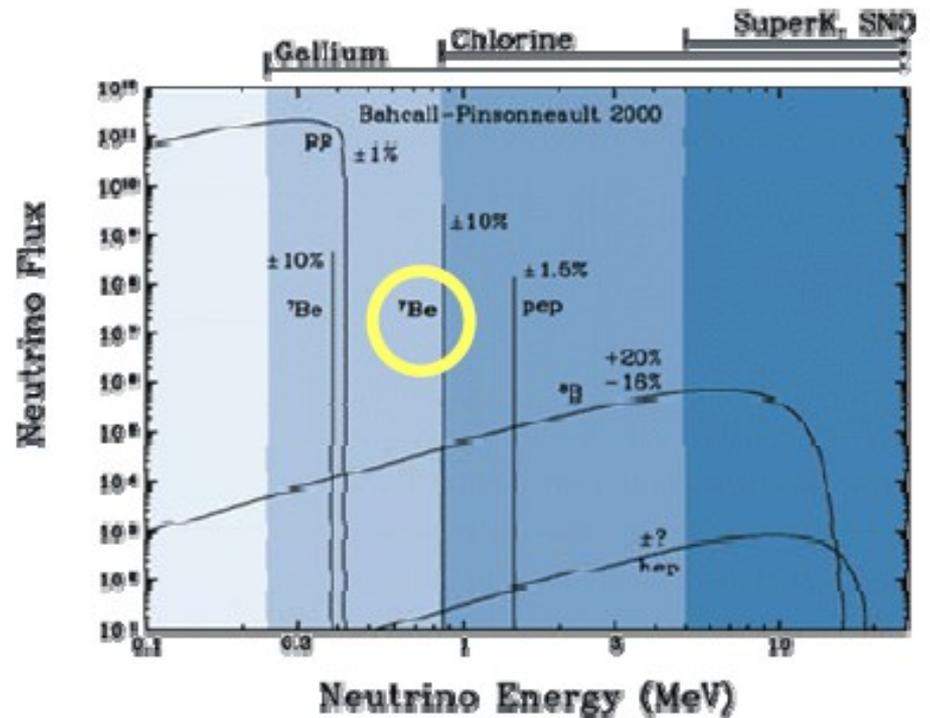
- Collisions with ${}^4\text{He}$ are less likely, since an e.m process is involved and more massive particles are involved in the tunneling.
- A (bare) nucleus of ${}^7\text{Be}$, in vacuum is stable* but in the plasma an electron can be captured, with emission of a monochromatic Be-neutrino** with $E=0.8$ MeV.
- Be neutrinos are 10% with respect to pp neutrinos.

*) Exercise: One has: $m({}^7\text{Be}) - m({}^7\text{Li}) = 0.3$ MeV. Prove that β^+ is forbidden whereas EC is allowed by energy conservation

***) In fact it is dichromatic, since also an excited state of ${}^7\text{Li}$ can also be produced, with 10% probability.

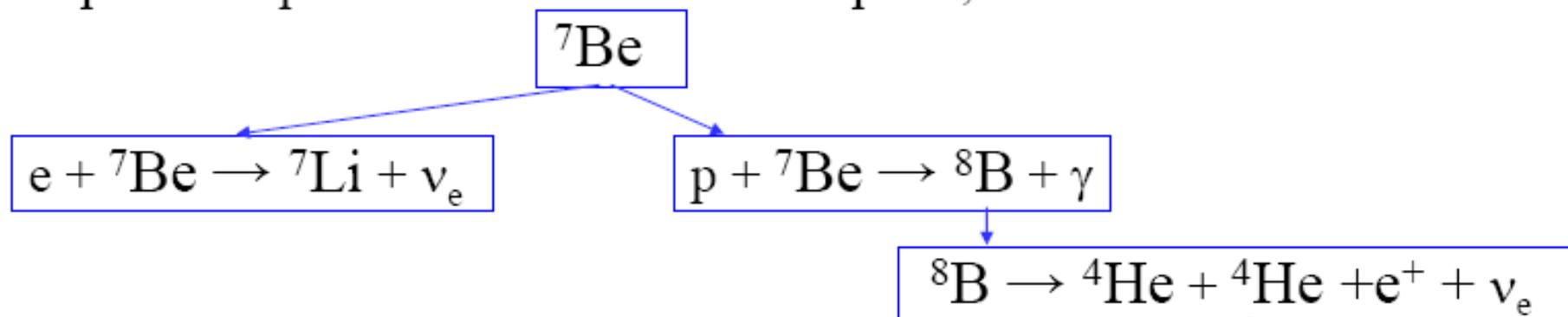
Be neutrinos

- Shape and production region are shown in the figures
- Be neutrinos are:
 - the second source in intensity, after pp
 - They are “intermediate energy neutrinos”, in that their energy is in between that of pp and B.
 - They are produced in a more central region, where reaction with ^4He is more likely due to higher temperature.



The pp-III chain and Boron neutrinos

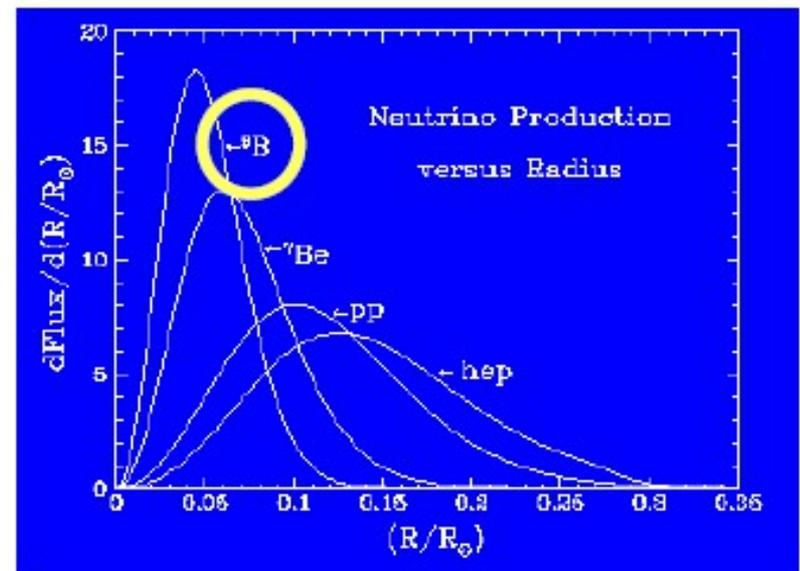
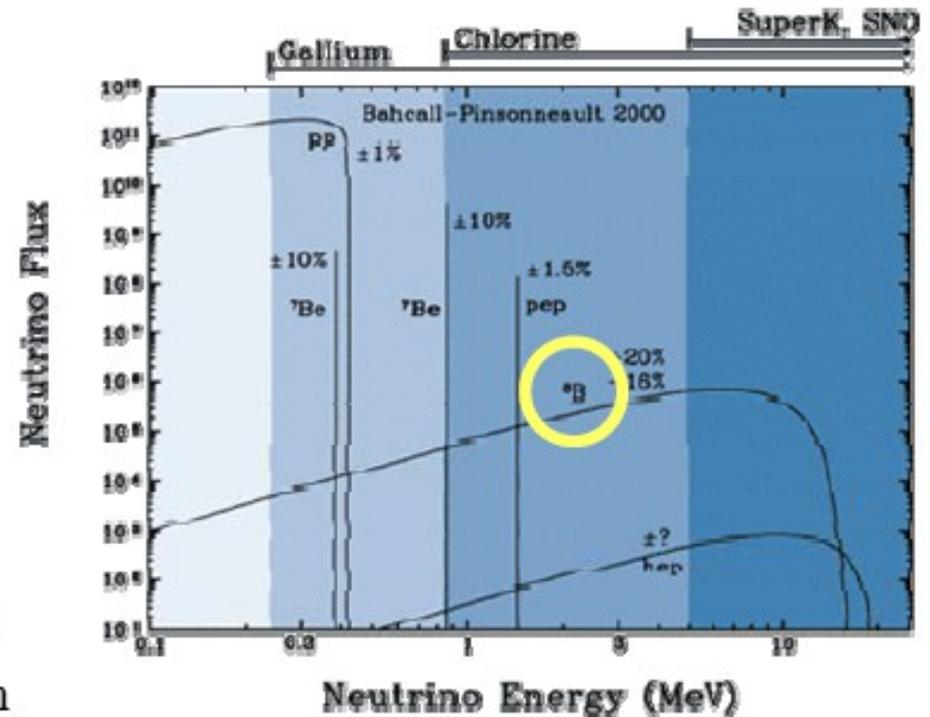
- Indeed, ${}^7\text{Be}$ can be destroyed also in collisions with protons, i.e. proton capture instead of electron capture,



- p capture is disfavoured with respect to e capture due to Coulomb repulsion, although the intrinsic strength of an e.m. process is larger than that of a weak process.
- Boron neutrinos have a continuous spectrum, extending to 14 MeV.
- Their intensity is about 10^{-4} with respect to pp
- Predictions on B neutrinos are affected by larger errors, due to the several branching involved and to marked temperature dependence.

Boron neutrinos

- Shape and production region are shown in the figures
- B- neutrinos are:
 - 10^{-4} in intensity with respect to pp
 - They are “high energy neutrinos”, in that their energy is higher than that of pp and of Be
 - They are produced in a more central region, where p capture on ${}^7\text{Be}$ is more likely due to higher temperature.

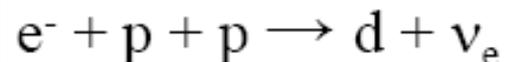


Most studied solar neutrinos

	pp	${}^7\text{Be}$	${}^8\text{B}$
name:			
reaction:	$p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$	${}^7\text{Be}+e^- \rightarrow {}^7\text{Li}+\nu_e$	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}+e^++\nu_e$
energy: [MeV]	≤ 0.42	0.861 (90%) 0.383 (10%)	≤ 15
abundance: [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$5.96 \cdot 10^{10}$	$4.82 \cdot 10^9$	$5.15 \cdot 10^6$
uncertainty: (1σ)	1%	10%	18%
production zone:	$0.1 R_\odot$	$0.06 R_\odot$	$0.05 R_\odot$

More neutrinos from the Sun: pep neutrinos , a variant of pp-I chain :

- Whenever a β^+ decay is possible, $(Z,A) \rightarrow (Z-1,A) + e^+ + \nu_e$ also Electron Capture is possible, $e + (Z,A) \rightarrow (Z-1,A) + \nu_e$, since $Q(\text{EC}) = Q(\beta^+) + 2m_e$, so if $Q(\beta^+) > 0$ then also $Q(\text{EC}) > 0$
- Thus d can be formed also through:

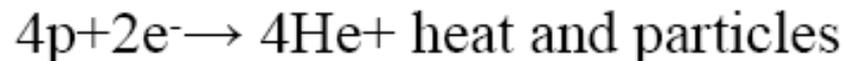


- This reaction is less likely ($\approx 1\%$), then $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ since having three particles on a region with nuclear dimension is more difficult than two.
- The reaction produces monochromatic neutrinos, with

$$E = E_{\text{max}} + 2m_e = 1.4 \text{ MeV}$$

The luminosity constraint (1)

- The total neutrino flux is immediately derived from the solar constant K_0 :
- If one assumes that Sun is powered by transforming H into He with a heat release Q_H :



- Due to L conservation, 2 neutrinos must appear on the r.h.s.
- If L_e also is conserved they must be of electron type:



- Then one has $2\nu_e$ for each Q of radiated energy, and the total neutrino produced flux is:

$$\Phi_{TOT} = 2 K_0 / Q_H$$

The luminosity constraint (2)

- A more tedious but may be more transparent derivation is the following one
- From measurement of K_o one deduces the solar luminosity $L = 4\pi K_o D^2$ where D is the Sun Earth distance.
- If this energy is produced by nuclear fusion, with each fusion releasing an amount of heat Q_H , then one derives the fusion rate $dN_f/dt = L / Q_H = 4\pi K_o D^2 / Q_H$
- Since each fusion provides 2 neutrinos, the neutrino production rate is $dN_\nu/dt = 2dN_f/dt = 8\pi K_o D^2 / Q_H$
- The neutrino flux is then obtained by $\Phi_{TOT} = dN_\nu/dt / (4\pi D^2)$ which gives

$$\Phi_{TOT} = 2 K_o / Q_H$$

Heat release in $4p+2e^- \rightarrow {}^4\text{He}+ 2\nu_e$

- The Q value of the reaction

$$Q = 4m_p + 2m_e - m_{{}^4\text{He}} = 26.7 \text{ MeV}$$

- is the energy which can be carried by the reaction products. Ultimately, this energy is in the form of photons (Heat) and neutrinos which escape from the Sun

$$Q = Q_H + 2\langle E_\nu \rangle$$

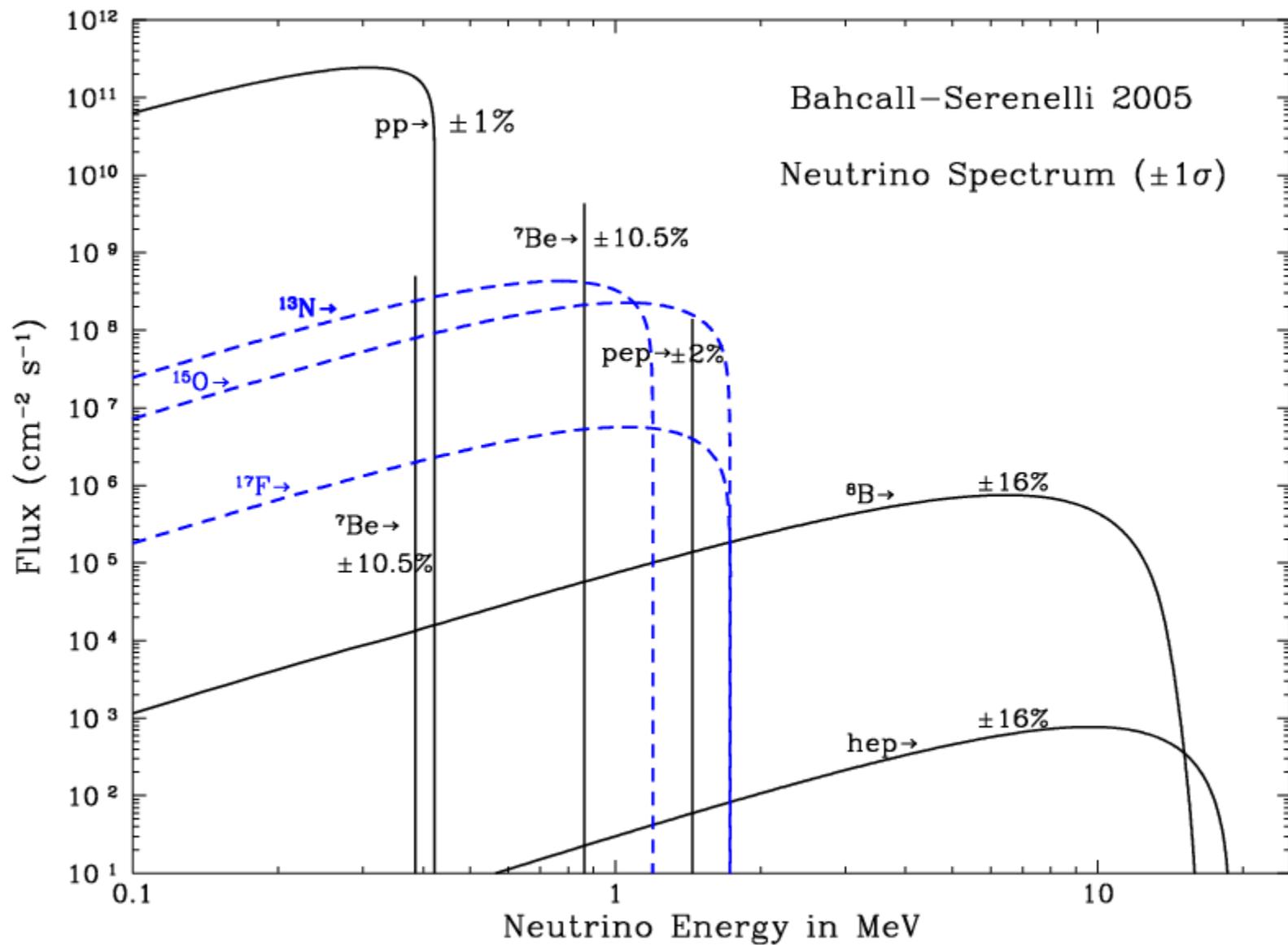
- where the average energy carried away by neutrinos is $\langle E_\nu \rangle = 0.2 \text{ MeV}$, so that $Q_H = 26.3 \text{ MeV}$. In practice, almost all the energy is carried by photons and little is “wasted” in neutrinos**

- At this point one can easily estimate the total neutrino flux**

$$\Phi_{\text{TOT}} = 2 K_o / Q_H = 6.4 \cdot 10^{10} / \text{cm}^2 / \text{s}$$

***)Exercise: what is the photon flux from the sun? (photons//cm²/s)

- *) Note that the opposite occurs in a collapse supernova, where most of the energy is carried by neutrinos, and photons only account for % of the total emitted energy



Dependence on T_c

- By building different solar models, with varied inputs parameters (within their uncertainties) and by using a power law parametrization, one finds (approximately):

$$\Phi_B \sim T_c^{20}$$

$$\Phi_{Be} \sim T_c^{10}$$

$$\Phi_{pp} \sim T_c^{-0.7}$$

- B neutrinos has the strongest dependence, due both to $^3\text{He}+^4\text{He}$ and (mainly) to $^7\text{Be}+p$
- Be neutrinos strong depends on T_c , due to Gamow factor in $^3\text{He}+^4\text{He}$
- For the conservation of total flux, pp neutrinos decrease with increasing T_c

L'esperimento di Davis

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

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

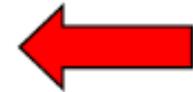


Energia alla soglia: $E(\nu_e) > 0.814 \text{ MeV}$

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 / 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 Auger e/o raggi X)

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

Primo confronto dati/modello

Ray's first measurement was reported in PRL in 1968. Our accompanying best-estimate solar model prediction (made together with N. A. Bahcall and G. Shaviv) was about a factor of 2.5 times larger than Ray's upper limit. But the uncertainties in the model predictions were, in 1968, sufficiently large that I personally did not feel confident in concluding that the disagreement between prediction and measurement meant that something fundamental was really wrong.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

Москва, Главная почта м/я 78.

Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow, USSR

№ 994/31

April 6,
/10 19 72

Prof. J.N.Bahcall

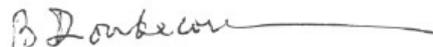
The Institute for Advanced Study
School of Natural Science
Princeton, New Jersey 08540, USA

Dear Prof. Bahcall,

Thank you very much for your letter and the abstract of the new Davis investigation the numerical results of which I did not know. It starts to be really interesting! It would be nice if all this will end with something unexpected from the point of view of particle physics. Unfortunately, it will not be easy to demonstrate this, even if nature works that way.

I will attend the Balaton meeting on neutrinos and looking forward to see you there.

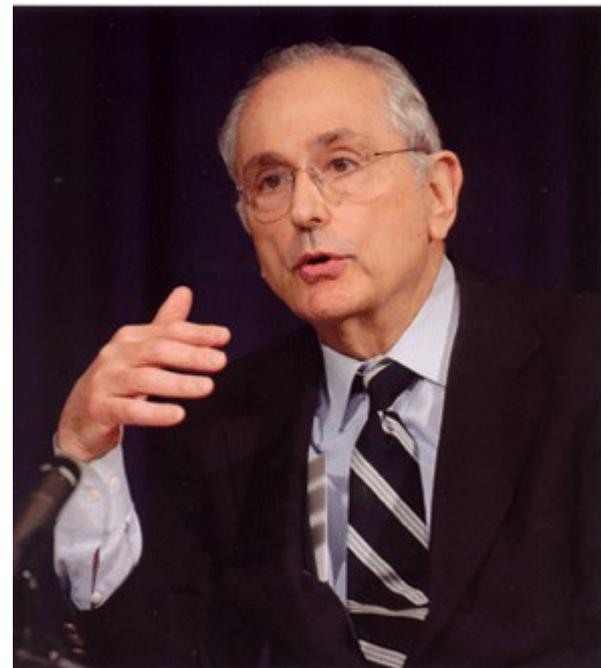
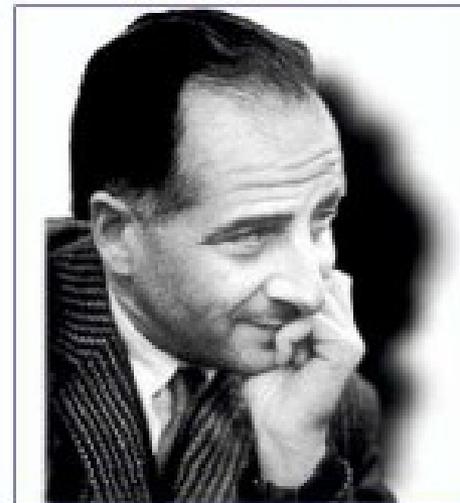
Yours sincerely,



B.Pontecorvo

BMP/nn

Bruno Pontecorvo



John Bahcall

Abbassare la soglia

- La soglia della reazione sul cloro è 814KeV, l'esperimento è sensibile solo ai neutrini del berillio e del boro, per i quali l'incertezza teorica è alta
- Si possono studiare altri processi a soglia più bassa che consentano di rivelare i neutrini pp

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 sorgente artificiale intensa di ν_e mono-energetici ν_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**

Altre idee di esperimenti

- Prime idee per Sudbury Neutrino Observatory, 1983!

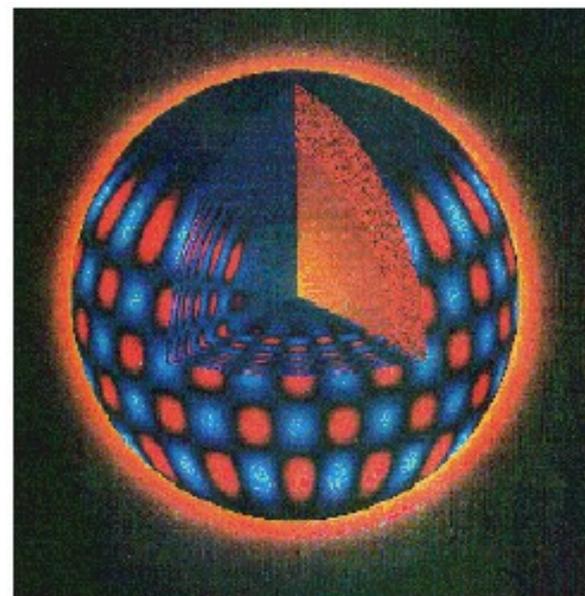
How to look into the solar interior?

Helioseismology

- As one studies the deep Earth's structure through earthquakes or just like you can tell something about a material by listening to the sounds that it makes when something hits it, so one can study the solar interior by looking at its vibrations.

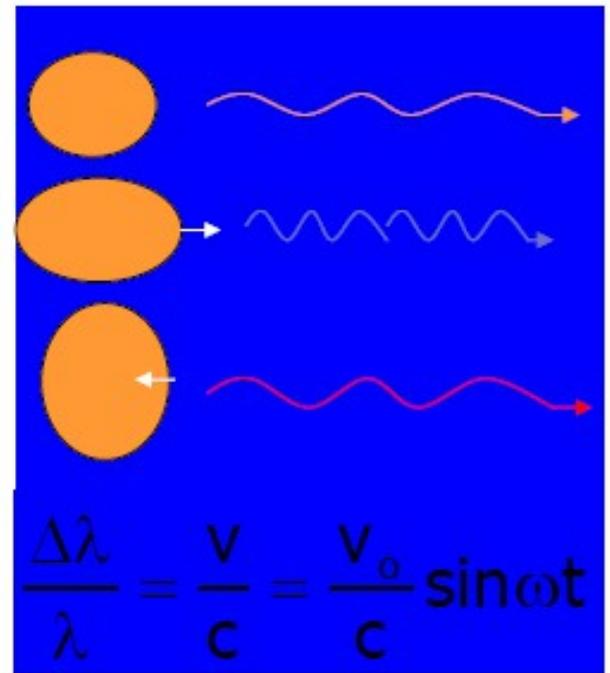
- Birth: in 1960 it was found that the solar surface vibrates with a period $T \approx 5$ min,

- Plan: reconstruct the properties of the solar interior by studying how the solar surface vibrates



Method

- By means of Doppler effect on the emitted radiation, one can measure oscillations of the solar surface with a very high accuracy
- Most recent measurements performed with SOHO satellite (Solar and Heliospheric Observatory)

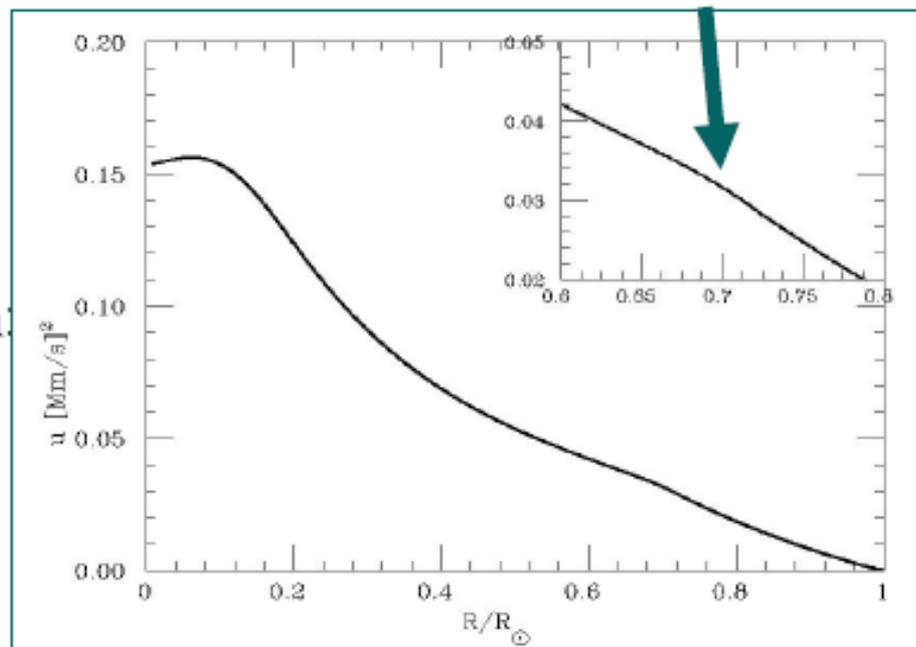


<http://sohowww.nascom.nasa.gov/>

Helioseismic inferences

By comparing the measured frequencies with the calculated ones (inversion method) one can determine:

- The sound speed profile (with accuracy of order 0.5%)
- Locate the transition between radiative transport and convection:
 $R_b = 0.711 (1 \pm 0.14\%) R$
- The photospheric He abundance:
 $Y_{\text{photo}} = 0.249 (1 \pm 1.4\%)$
- Provide a benchmark for solar model builders.



1988-1995

- Confronto con dati eliosismologici → accordo impressionantemente buono
- Inclusione nei modelli degli effetti di diffusione degli elementi
- Compare un secondo esperimento, realizzato per la ricerca del decadimento del protone, in grado di osservare i neutrini solari: Kamiokande

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

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

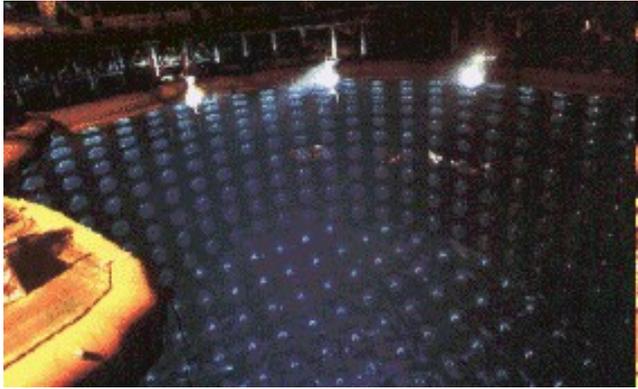
Rivelazione della luce Čerenkov emessa dagli elettroni in acqua

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

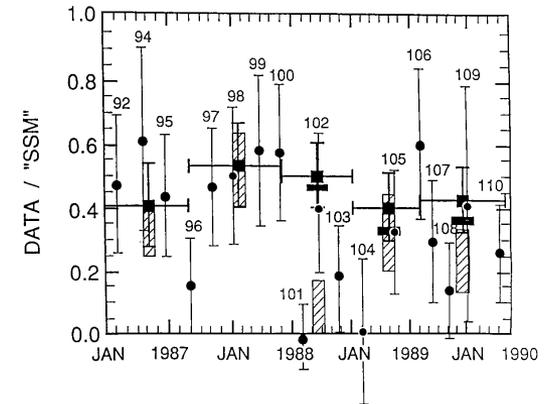
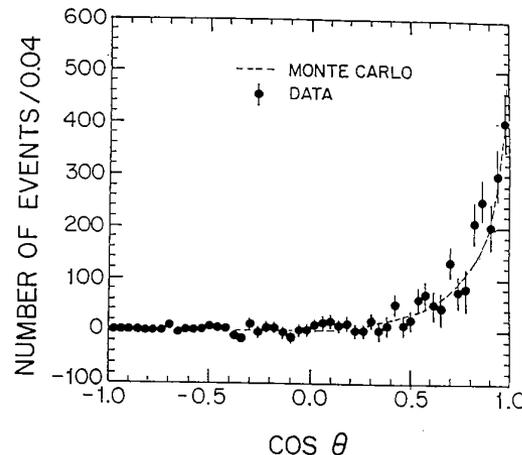
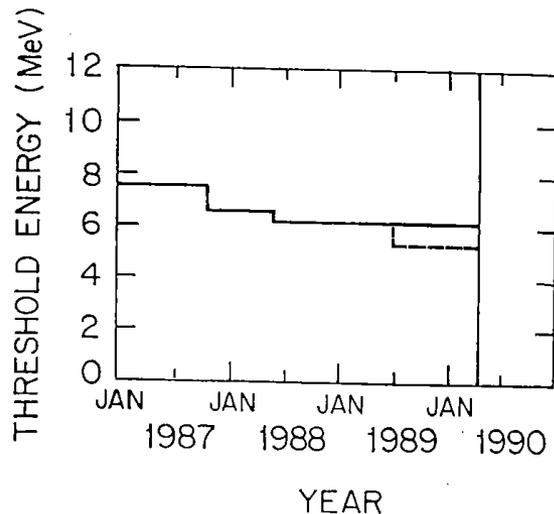
Sezioni d'urto: $\sigma(\nu_e) \approx 6 \sigma(\nu_\mu) \approx 6 \sigma(\nu_\tau)$



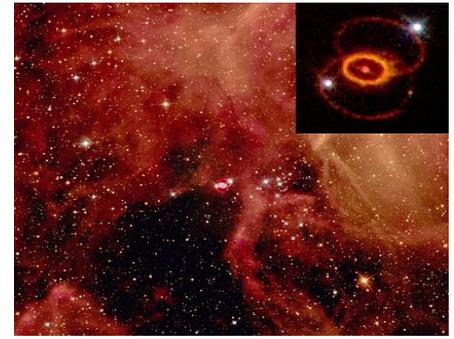
Kamiokande (1987-1994)



- Volume utile: 680m³ di acqua
- Rivelazione in tempo reale: osservazione dei neutrini della supernova SN1987a, 11 eventi - Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1490-1493
- Flusso di neutrini solari (correlazione angolare) = 45% SSM



SN1987A

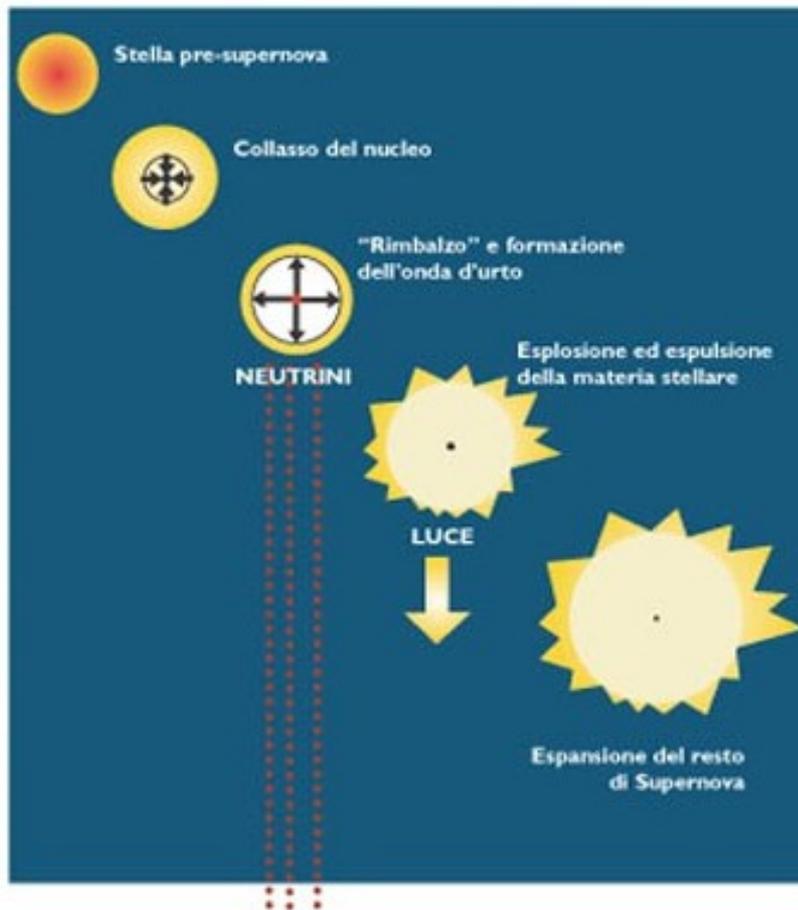


Esplosa 168.000 anni fa.

Flusso di neutrini osservato simultaneamente in tre separati rivelatori (24 in totale, di cui 11 antineutrini da Kamiokande II, 8 antineutrini da IMB e 5 neutrini da Baksan)

Fu la prima occasione in cui dei neutrini emessi da una supernova venivano osservati direttamente, e le osservazioni furono coerenti con i modelli teorici di supernova, dove la maggior parte dell'energia del collasso viene dispersa nello spazio appunto sotto forma di neutrini.

Il nucleo della stella che si contrae è un abbondante emettitore di neutrini e di antineutrini. Essi attraversano quasi indisturbati gli strati di materia verso l'esterno, trasportando così informazioni su quello che succede in profondità. La luce è invece provocata dall'onda d'urto, che riscalda e fa espandere la stella, muovendosi più lentamente, e rivela solo che cosa succede in superficie.



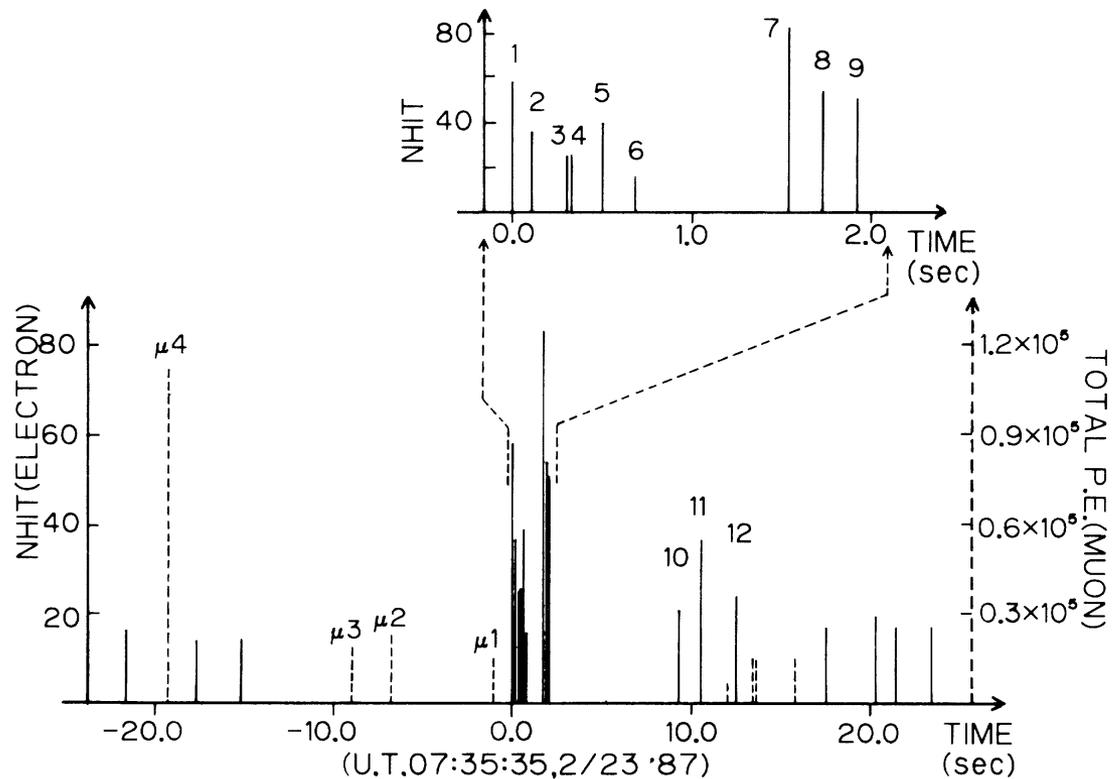
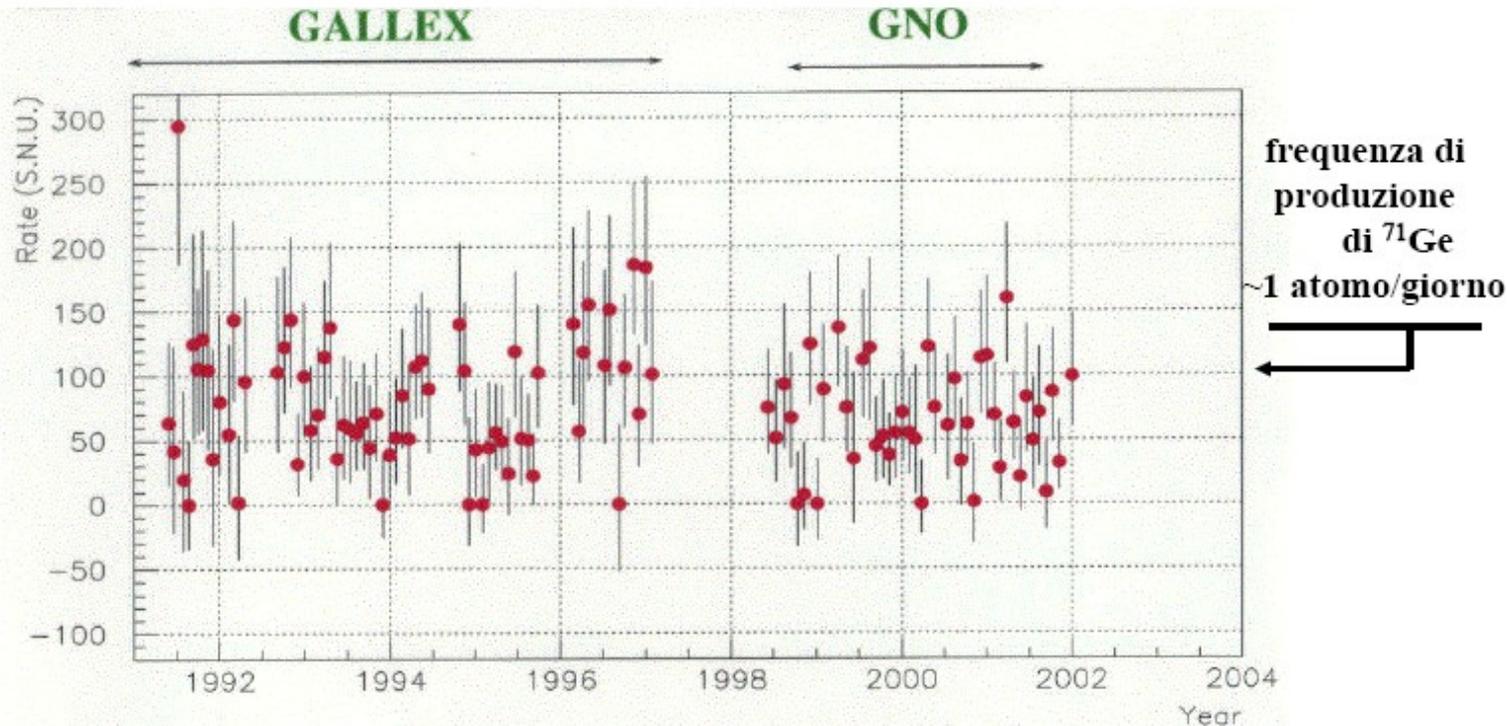


FIG. 2. The time sequence of events in a 45-sec interval centered on 07:35:35 UT, 23 February 1987. The vertical height of each line represents the relative energy of the event. Solid lines represent low-energy electron events in units of the number of hit PMT's, N_{hit} (left-hand scale). Dashed lines represent muon events in units of the number of photoelectrons (right-hand scale). Events $\mu 1-\mu 4$ are muon events which precede the electron burst at time zero. The upper right figure is the 0-2-sec time interval on an expanded scale.

Nel frattempo arrivano i risultati con il Gallio...



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 :

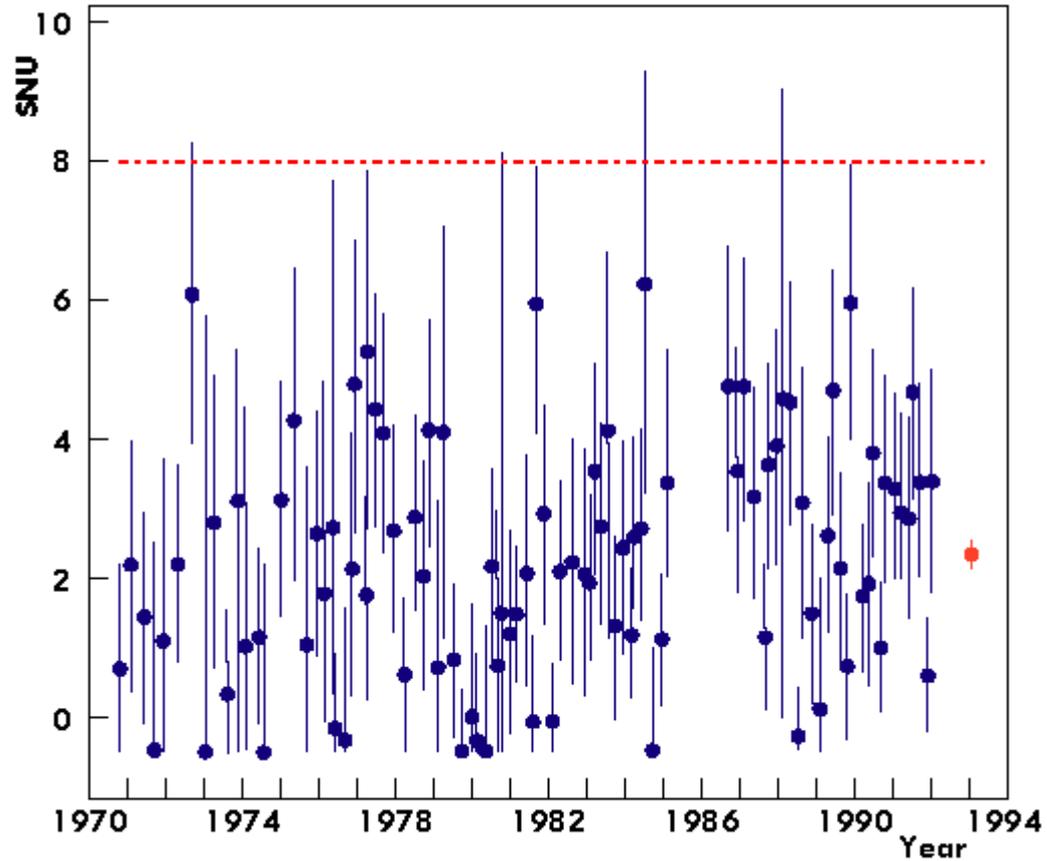
128^{+9}_{-7} SNU

Dati/SSM = 0.56 ± 0.05

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

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

... si conclude Homestake...



Ricostruzione (in tempo reale) dell'energia a bassa soglia?

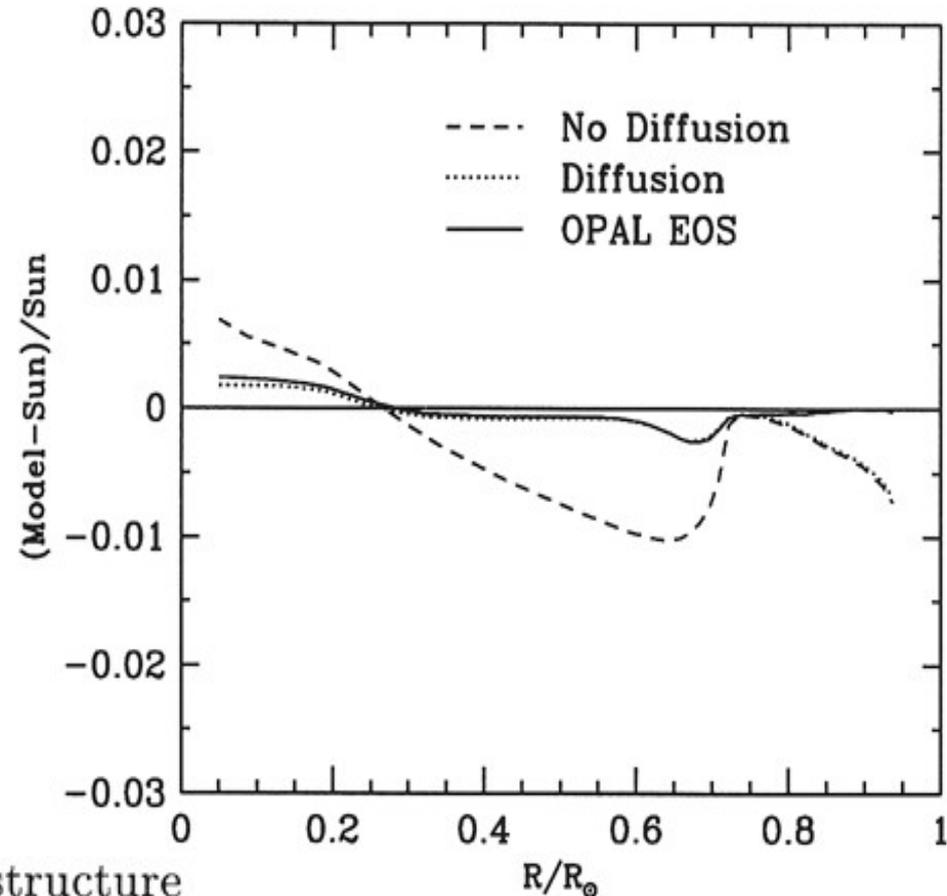
- Borexino, proposto nel 1991

1995-1997

- Dati eliosismologici che consentono di sondare le regioni più profonde
- Nuovi valori di opacità
- Inclusione della diffusione dell'elio e degli elementi più pesanti

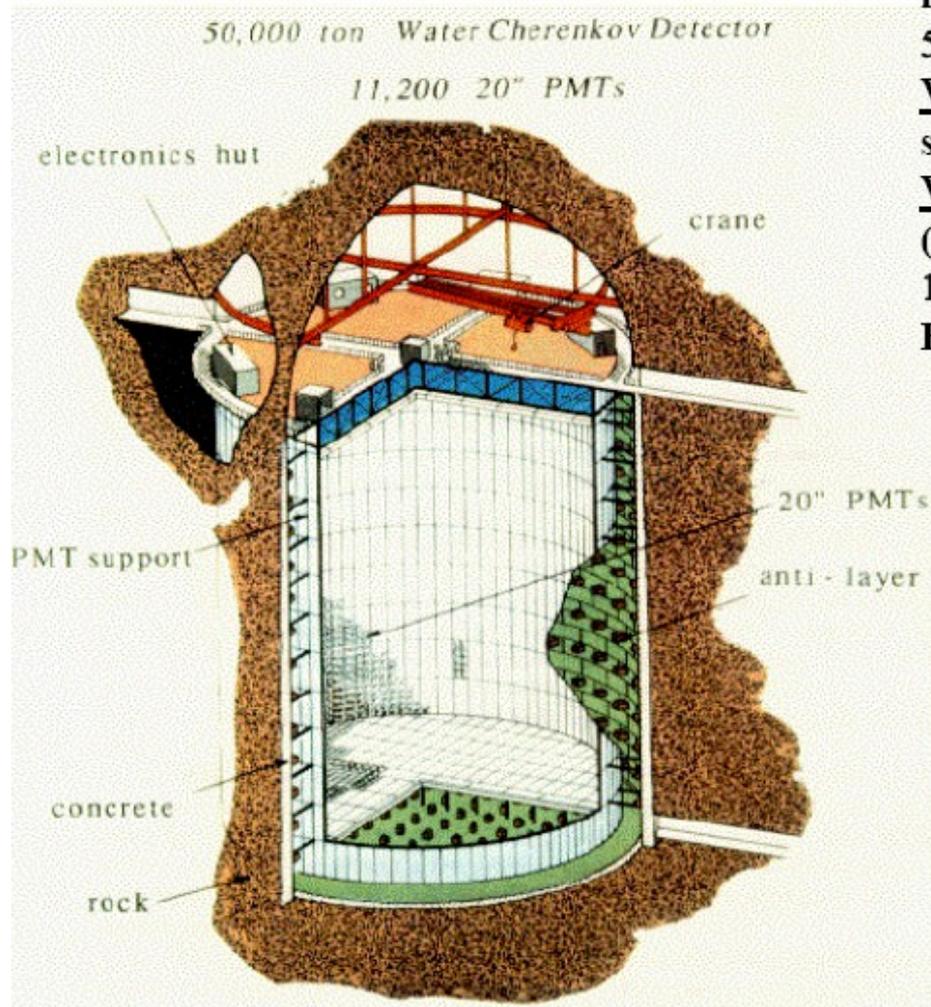
il problema dei neutrini solari non deriva da errori sul profilo di temperatura del Sole!

“Standard solar models predict the structure of the Sun more accurately than is required for applications involving solar neutrinos.”



...parte SuperKamiokande

Rivelatore Super-Kamiokande



Serbatoio cilindrico

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

50 000 tonn. di H_2O pura

Volume esterno (anticoincidenza):

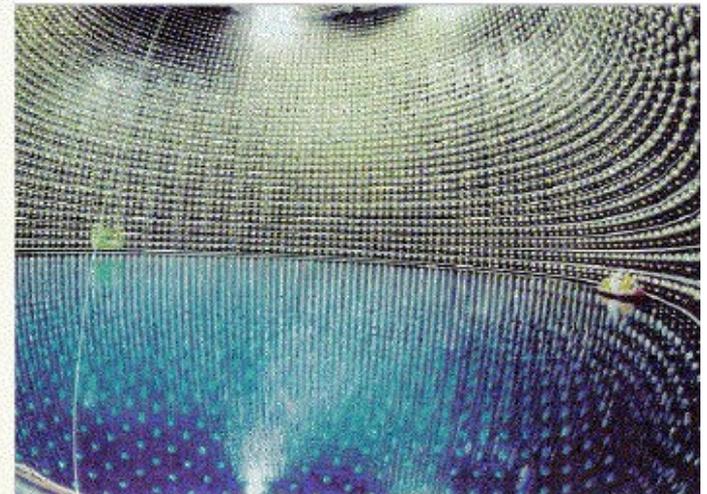
spessore ~ 2.7 m

Volume interno: ~ 32000 m³

(massa fiduciale 22500 tonn.)

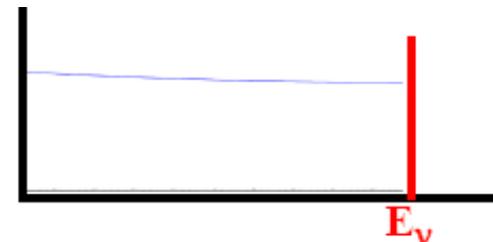
11200 fotomoltiplicatori, diam. = 50 cm

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

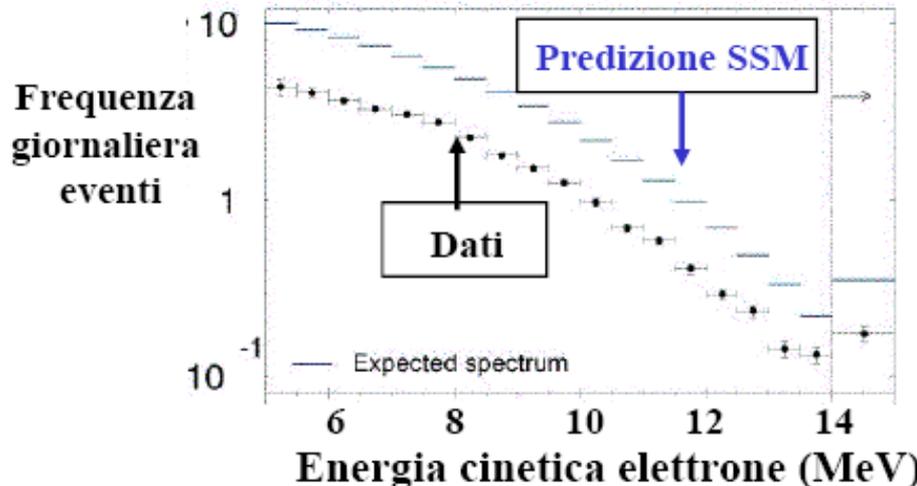


Volume interno durante
il riempimento con acqua

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



Convoluzione con lo spettro dei neutrini previsto
 ⇒ predizione SSM della distribuzione dell'energi degli elettroni



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

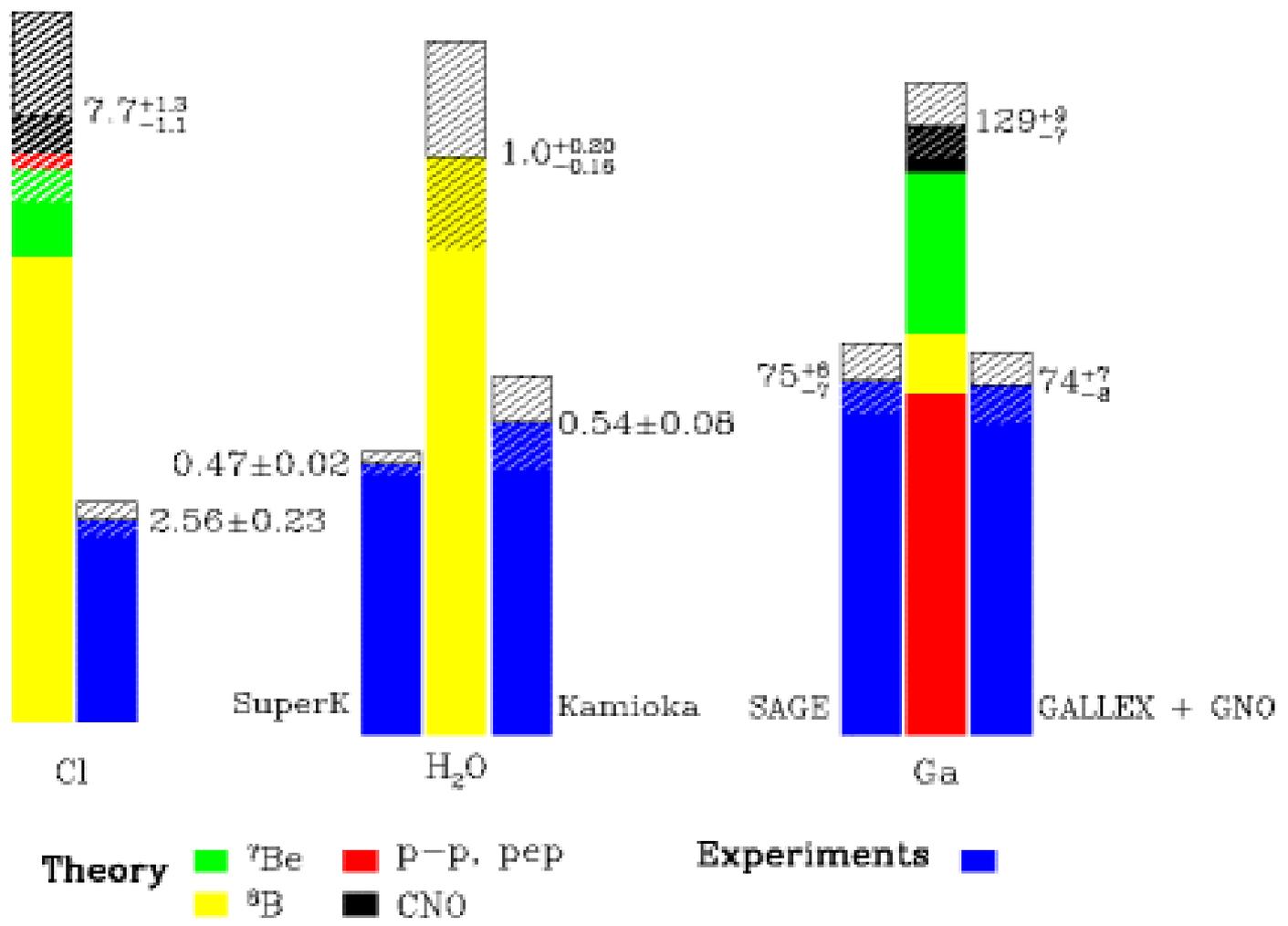
Flusso misurato (assumendo totalità di ν_e): $\Phi(\nu_e) = (2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
 (stat) (sist)

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

Dati/SSM = 0.465 ± 0.005 $^{+0.093}_{-0.074}$ (errore teorico incluso) ← **DEFICIT DI ν_e**

Total Rates: Standard Model vs. Experiment

Bahcall-Pinsonneault 2000



Il problema dei neutrini solari

- Inizialmente attribuito al modello, ormai comprovato dall'eliosismologia
- Deficit osservato con diverse tecnologie e a diverse soglie
- l'ipotesi di oscillazione, nell'aria fin dai primi anni '70, prende decisamente corpo
- Ne parliamo solo adesso perché solo ora si dispone di abbastanza dati da poterla convalidare

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

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

$\theta \equiv$ **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).

Se $m_1 \ll m_2$, $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2 \approx m_2^2$

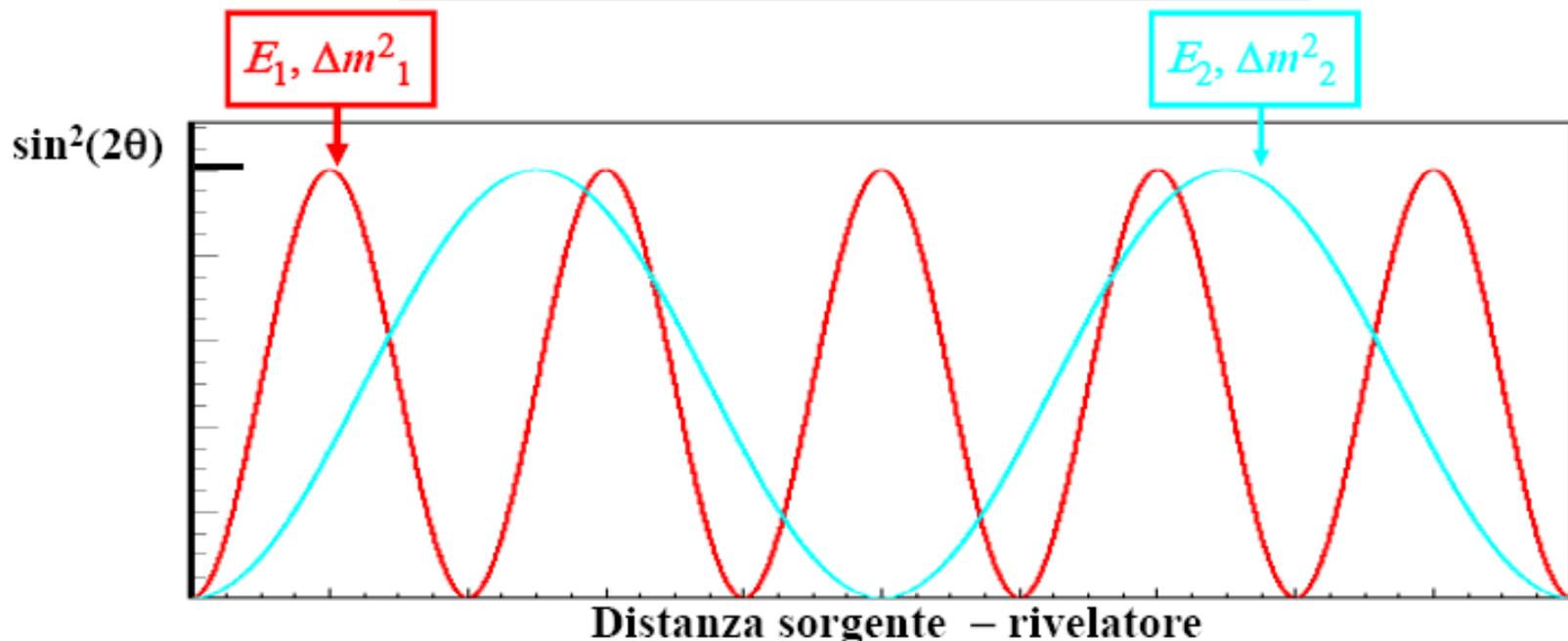
Definizione di lunghezza d'oscillazione λ :

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

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)

