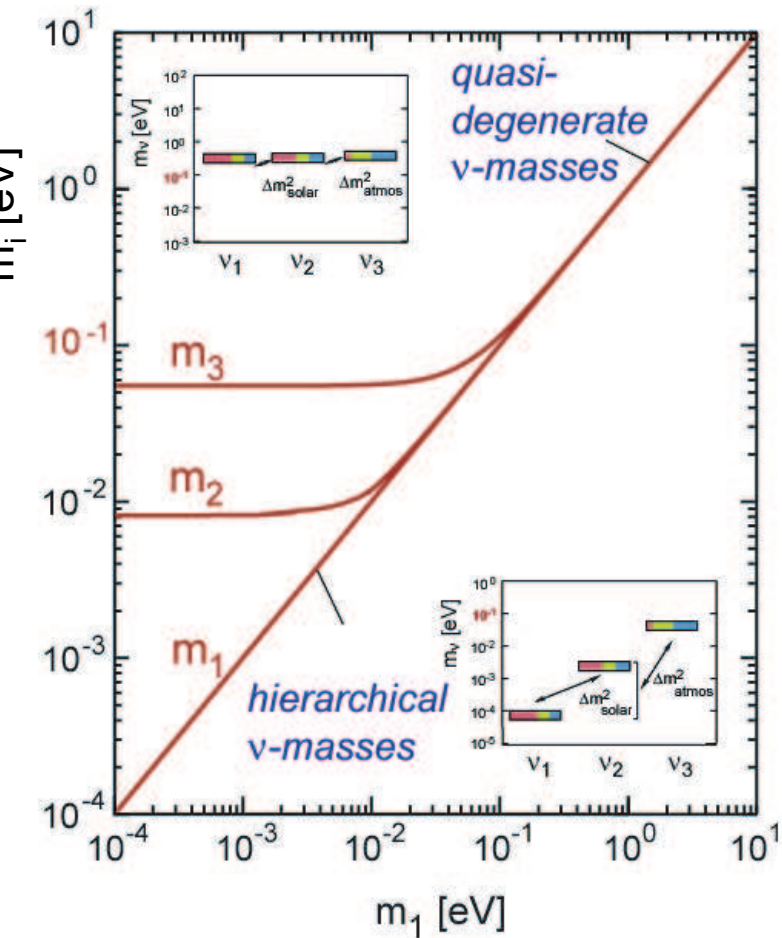


# L'importanza della scala di massa dei neutrini



neutrino HDM

$$\Omega_\nu h^2 = \sum m_\nu / 92 \text{ eV}$$

Hubble Parameter  $h = 0.65$  (65 km/s/Mpc)

$$\Omega_\nu < 0.25$$

structure formation  
tritium experiments

$$\Omega_\nu < 0.025$$

KATRIN

$$\Omega_\nu > 0.003$$

Super-Kamiokande

matter & energy

$\Omega$

1

dark energy

cold dark matter

0.1

baryons

0.01

stars & gas

0.001

$m_\nu < 3 \text{ eV}$

$m_\nu < 0.3 \text{ eV}$

$m_\nu > 0.05 \text{ eV}$

## Limiti cosmologici sulla massa dei neutrini (cenni qualitativi)

Teorema di Hubble: l'espansione dell'universo é isotropa. Dalla meccanica newtoniana ne consegue che l'energia totale di una massa di prova  $m$  a distanza  $R(t)r$  da un punto generico dell'universo é:

$$E = T + V = -1/2(\dot{R}r)^2 m + \frac{GMm}{Rr} = \text{costante}$$

dove  $R(t)$  é il parametro che tiene conto dell'espansione di Hubble,  $M = 4/3\pi\rho(R(t)r)^2$  é la massa contenuta nella sfera di raggio  $R(t)r$

Relativit  generale: si ritrova la stessa equazione con la costante quantificata: Equazione di Friedman:

$$\dot{R}^2 - \frac{8}{3}\pi G\rho R^2 = -kc^2$$

$k=1$ : espansione infinita

$k=0$ : universo piatto

$k=-1$ : big crunch

La densit  critica  $\rho_c$  per cui l'universo risulta piatto é cos :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

dove  $H = \dot{R}/R$  é la costante di Hubble:

$H = h \cdot 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $h$  é un fudge factor (o costante di Hubble normalizzata) il cui miglior valore sperimentale é  $h \simeq 0.7 \pm 0.07$

$$\rho_c = 1.88 \cdot 10^{-26} h \text{ kg m}^{-3} = 1.05 \cdot 10^4 h eV \text{ cm}^{-3}$$

Si introduce infine un parametro di densit   $\Omega$  come il rapporto fra la densit  attuale e la densit  critica:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}$$

Per il modello inflazionario i valori stabili di  $\Omega$  sono  $0$ ,  $\infty$ ,  $1$  per cui c'  un forte bias verso il valore  $\Omega = 1$ , fortemente supportato dalle misure dello spettro di potenza del fondo di

microonde.

Dalle osservazioni astronomiche il contributo a  $\Omega$  della materia luminosa é

$$\Omega_{lum} \simeq 0.01 h^{-2}$$

mentre il contributo a  $\Omega$  della radiazione a microonde é

$$\Omega_{mw} \simeq 2.5 \cdot 10^{-5} h^{-2}$$

- Dalla cosmologia del Big-Bang: la densità dei neutrini relitti é 3/11 della densità di fotoni

$$\rightarrow 115(\nu + \bar{\nu}) \text{ cm}^{-3} \text{ per sapore, a } T = 1.9^\circ K.$$

Ovunque nell'universo. Questo risultato deriva

solamente da quando escono di equilibrio i processi

$$e^+e^- \rightarrow \gamma, e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu} \text{ e dalle diverse statistiche}$$

(Bose-Einstein vs. Fermi-Dirac).

- La densità di neutrini:

$$\Omega_\nu = \frac{\rho_\nu}{\rho_c} = \sum_\nu m_\nu [eV] / 93 h^{-2}$$

Dalle osservazioni  $\Omega_m h^2 \simeq 0.15$  per cui (limite di Gerstein-Zeldovich):

$$\sum_i m_i < 14 \text{ eV} \quad (95\%CL)$$

- Big-bang nucleosintesi (di  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^7\text{Li}$ ) prevede:

$$\sum m_\nu \leq 16 \text{ eV} \quad (95\%CL)$$

## Massa dei neutrini e anisotropie cosmologiche.

In cosmologia i neutrini hanno una lunghezza caratteristica: il cammino che compiono da quando escono di equilibrio a quando, per red-shift, diventano non-relativistici, e possono nuovo essere intrappolati come le altre componenti della dark matter. Quest'ultima condizione:  $p_\nu \simeq m_\nu$  dipende chiaramente dalla loro massa.

Finché viaggiano indisturbati (free-stream) a velocità relativistiche i neutrini drenano energia e modificano le distribuzioni di disomogeneità di energia. La soppressione di potenza alle piccole scale è espressa dalla relazione:

$$\frac{\Delta P}{P} \simeq -8 \frac{\Omega_\nu}{\Omega_m}$$

La scala caratteristica è data dalla relazione

$$k_{nr} \simeq 0.03 (m_\nu/1\text{eV})^{1/2} \Omega_m^{1/2} h \text{ Mpc}^{-1}$$

$k_{nr}$  è la trasformata di Fourier della coordinata spaziale  $r$ , o volendo è legato alla lunghezza caratteristica  $\lambda$  dalla relazione  $\lambda = 2\pi/k$ .

$$\lambda_{nr} \sim 1200 \text{ Mpc } m_\nu^{-1} (\text{eV})$$

La massa di neutrini è quindi influente sulle distribuzioni di anisotropie di densità di energia, che sono le misure più interessanti e precise della cosmologia degli ultimi 10 anni.

- **Distribuzione di materia nell'universo** (distribuzione e disomogeneita' degli ammassi di galassie). Scala caratteristica:  $d \sim 1 - 200$  Mpc. astro-ph/0204152, 2dFGRS, survey di 220000 galassie:

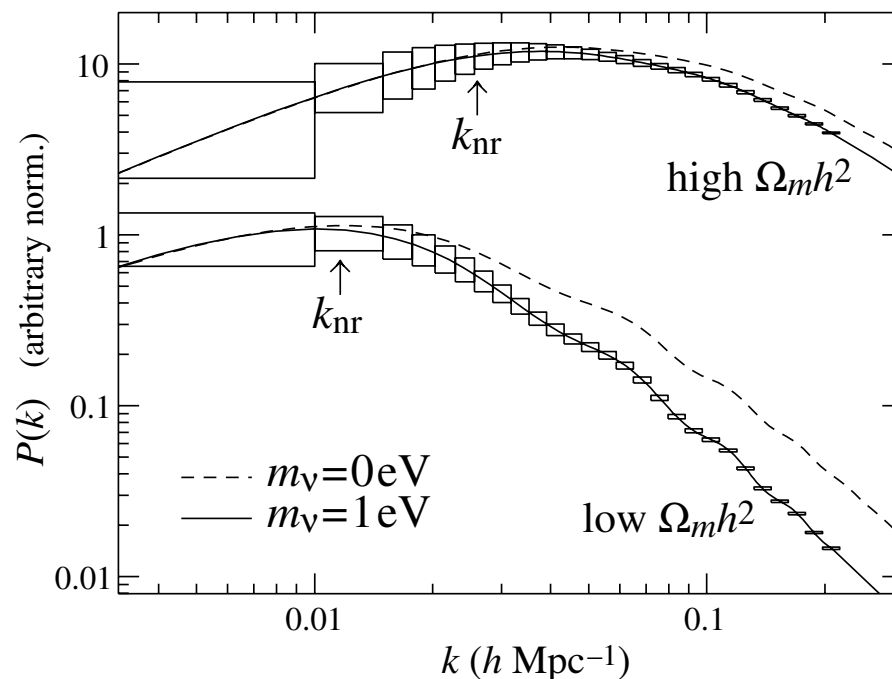
$$\sum m_\nu \leq 1.8 \text{ eV} \quad (95\% \text{CL})$$

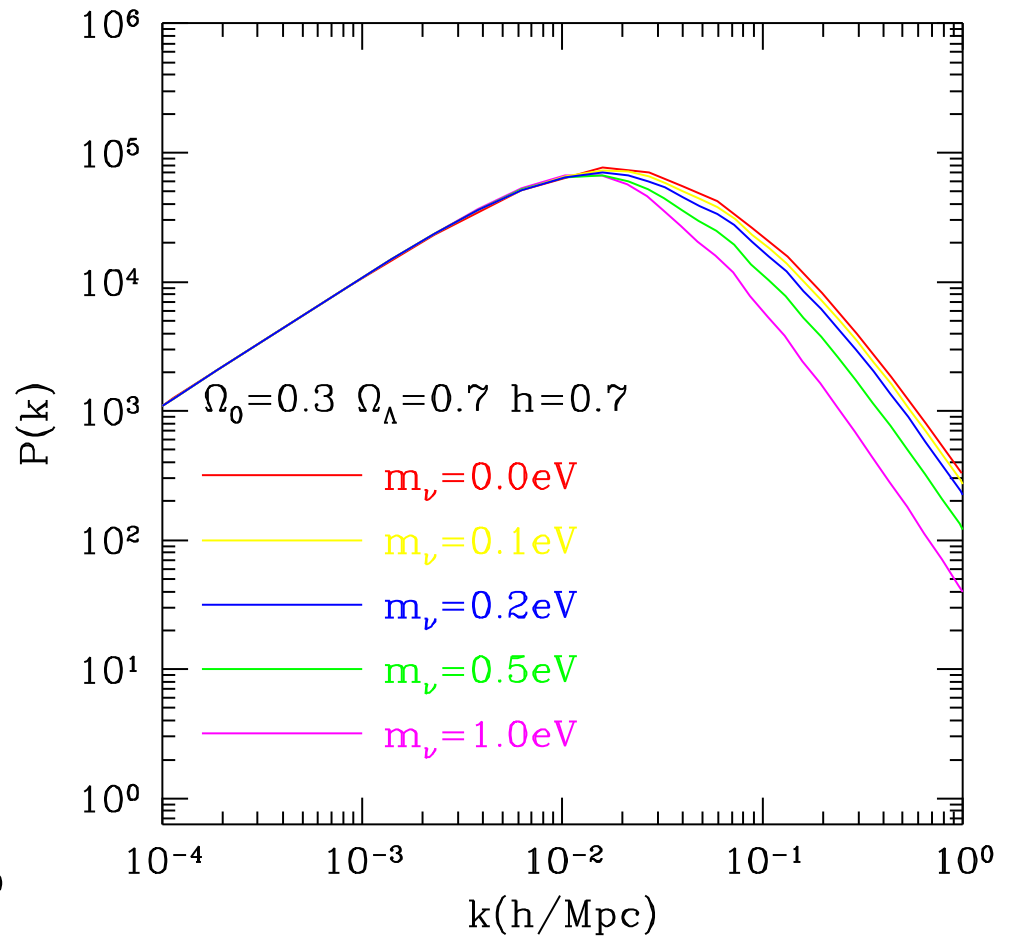
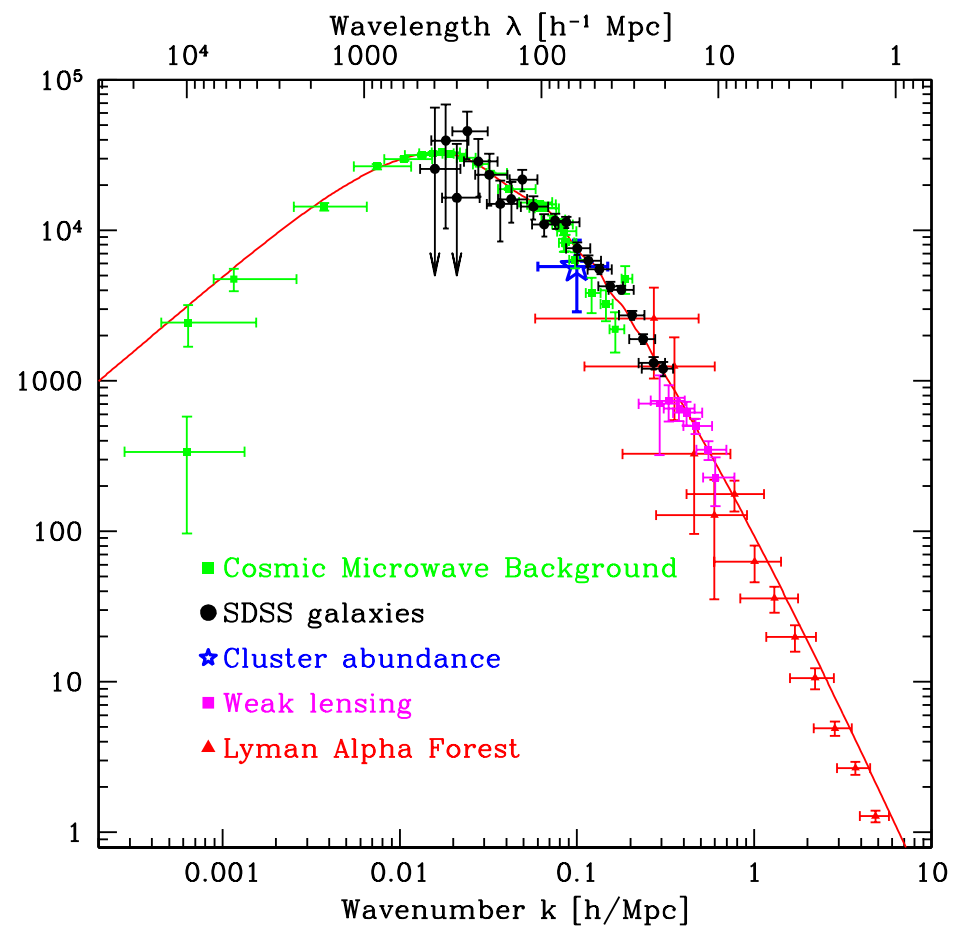
- **Cosmic Microwave Background (CMB)+ strutture a grande scala.** Scala caratteristica  $d \sim 100 - 200$  Mpc. Dopo gli ultimi dati di WMAP (astro-ph/0302209).

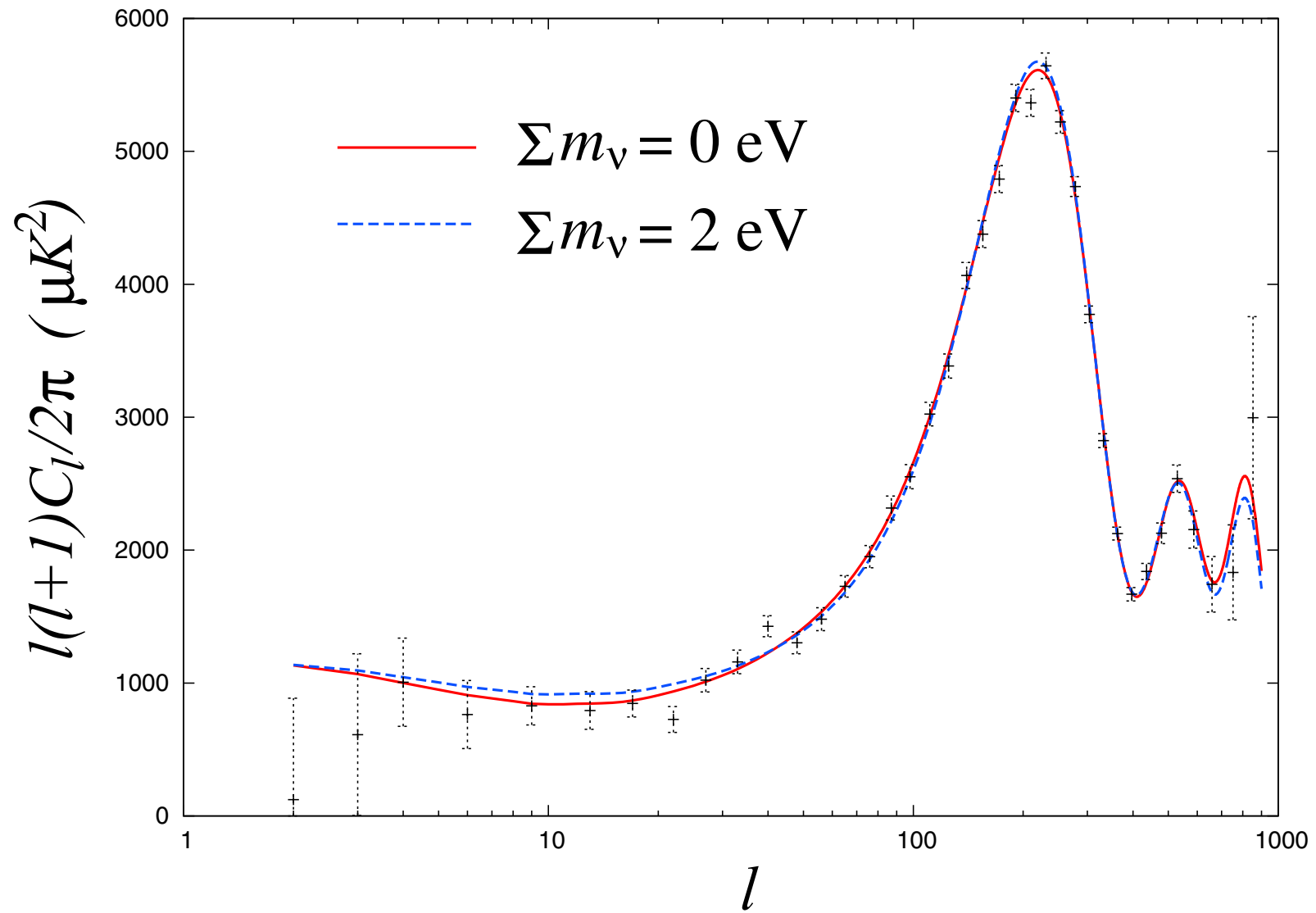
$$\sum_i m_i < 0.25 \text{ eV} \quad (95\% \text{CL})$$

- **Lyman  $\alpha$  forests:** i quasar sono fra gli oggetti piú antichi del cosmo. Emettono linee spettrali per le transizioni  $2p \rightarrow 1s$  (Li  $\alpha$ ). Queste sono redshifted e piú importante hanno linee di assorbimento associate alle distribuzioni di materia che i fotoni incontrano. Questa foresta di linee di assorbimento é cosí correlata alla distribuzione di materia e quindi alle sue anisotropie. Scala caratteristica  $d \sim 0.1 - 10$  Mpc.

$$\sum_i m_i < 5.5 \text{ eV} \quad (95\% \text{CL})$$







# Neutrini da SuperNova

Energia  $\Delta E_B$  emessa da una supernova:

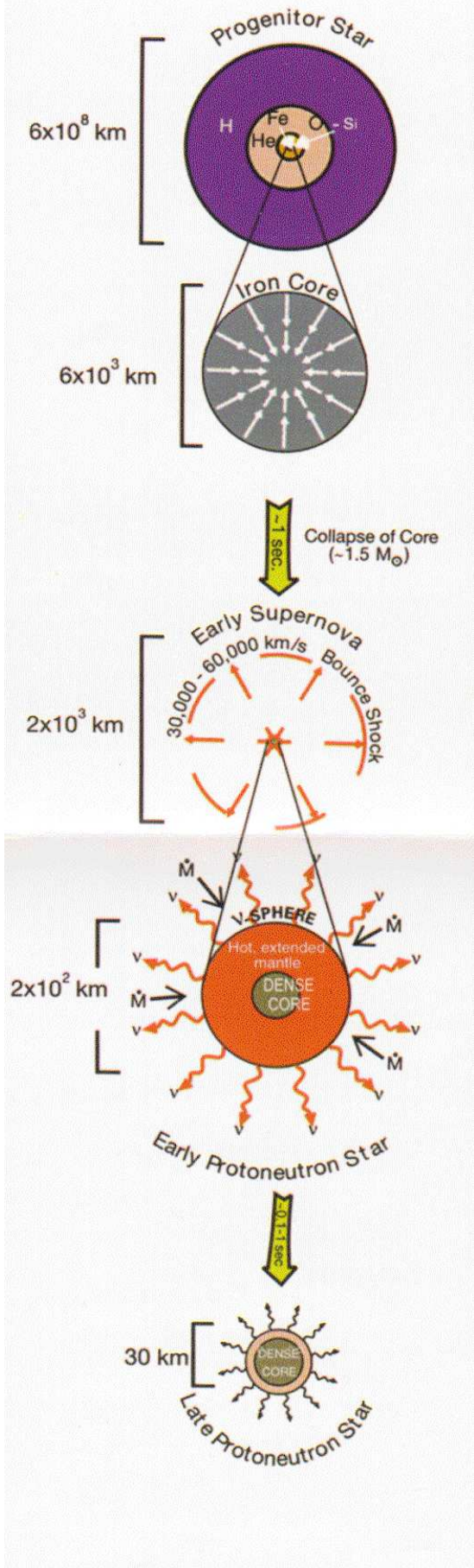
$$\Delta E_B \sim \frac{GM_{CORE}^2}{R_n(star)} \sim 2 \times 10^{53} \text{ ergs.}$$

$\left\{ \begin{array}{l} \leq 1\% \text{ energia cinetica, radiazione e.m.} \\ 99\% \text{ neutrini} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \nu_e \text{ dall'esplosione} \sim 1\% \\ \nu\bar{\nu} \text{ dal cooling} \quad 99\% \end{array} \right.$

$$\begin{aligned} \langle E_{\nu_e} \rangle &\sim 12 \text{ MeV} \\ \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle &\sim 15 \text{ MeV} \\ \langle E_{\nu_\mu, \nu_\tau} \rangle &\sim 18 \text{ MeV} \end{aligned}$$

## SCALA DEI TEMPI:

$\Delta t \sim 10s,$   
 $\sim 50\%$  nel primo secondo  
 É possibile un ripido cutoff se si forma un buco nero.





## Supernovae: massa dei neutrini dal tempo di volo

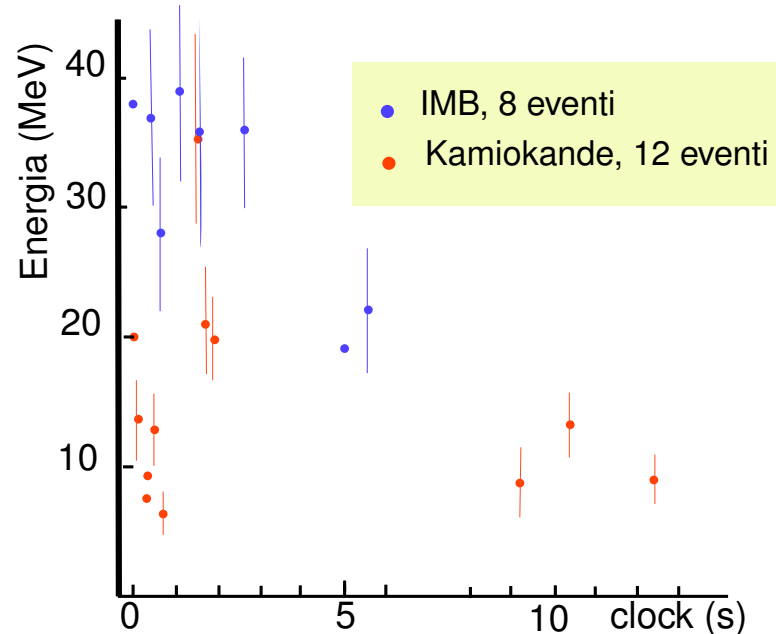
La massa dei neutrini può essere misurata misurando il sapore, l'energia e il tempo di arrivo di ogni neutrino.

$$\Delta t(E_\nu) = 0.515 \left( \frac{m[eV]}{E[MeV]} \right)^2 D[kpc]$$

Dato che il tempo di emissione  $\Delta t$  è finito, e conosciuto solo attraverso i modelli, si possono ricavare SOLAMENTE upper limits sulla massa dei neutrini.

### ESPLOSIONE DI SN1987A

Neutrini rivelati attraverso  $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$  nei rivelatori IMB e Kamiokande.



$$m_{\bar{\nu}_e} \leq 25 \text{ eV}$$

## Cosa si potrà imparare dalle prossime esplosioni

- **FISICA DEI NEUTRINI**
  - Massa dei  $\nu_e$  non competitiva con i limiti di laboratorio
  - Massa  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  fino a 10 eV, attraverso il ritardo relativo di questi neutrini rispetto ai  $\nu_e$
  - Oscillazioni attraverso gli spettri dei neutrini, e confronti fra CC e NC
- **FISICA DELLE SUPERNOVAE**
  - Meccanismo di esplosione
  - Raffreddamento della proto-stella di neutroni
  - Formazione dei buchi neri
- **ASTRONOMIA DALL' "EARLY ALERT"**
  - I neutrini arrivano con qualche ora di anticipo rispetto alla luce. Questo perché i fotoni sono “intrappolati” dalla supernova. Le interazioni di scattering elastico possono dare una indicazione della direzione di provenienza

Per fare tutto questo servono molti piú neutrini di quelli raccolti da IMB e KAMIOKA ( $\sim 100$  interazioni per un rivelatore di 1 kton e una SN a 10 kpc.)

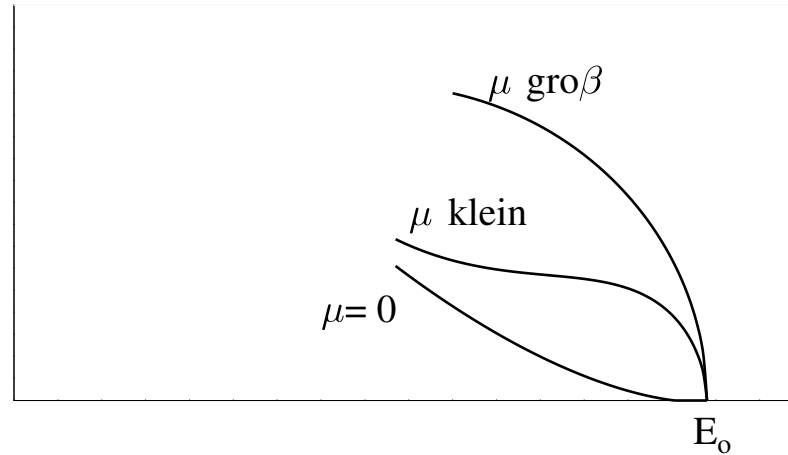
## Rivelatori di SuperNovae

Rivelatore	Tipo	Massa (kton)	Soglia (MeV)	Sito	Eventi (@8.5kpc)	Direzione	Spettro	Start
Super-K	Cerenkov	32	5	Japan	5000	Si	Si	Run
SNO	$H_2O$	1.4	5	Canada	300	Si	Si	Run
	$D_2O$	1	5	Canada	450	Si	Si	
LVD	Scint	1	7-10	LNGS	250	No	Si	Run
KAMLAND	Scint	1	2	Japan	300	No	Si	Run
BOREX	Scint.	0.3	0.2	LNGS	100	No	Si	2006
Baksan	Scint.	0.33	8	Russia	50	No	Si	Run
Amanda	Ice Ceren	$M_{eff} \sim 0.4/\text{pmt}$	0.5	Polo Sud	20000	No	No	Run

Questi rivelatori formano il network SNEWS per il “trigger dei neutrini da supernovae. Fanno parte del network anche le antenne gravitazionali.

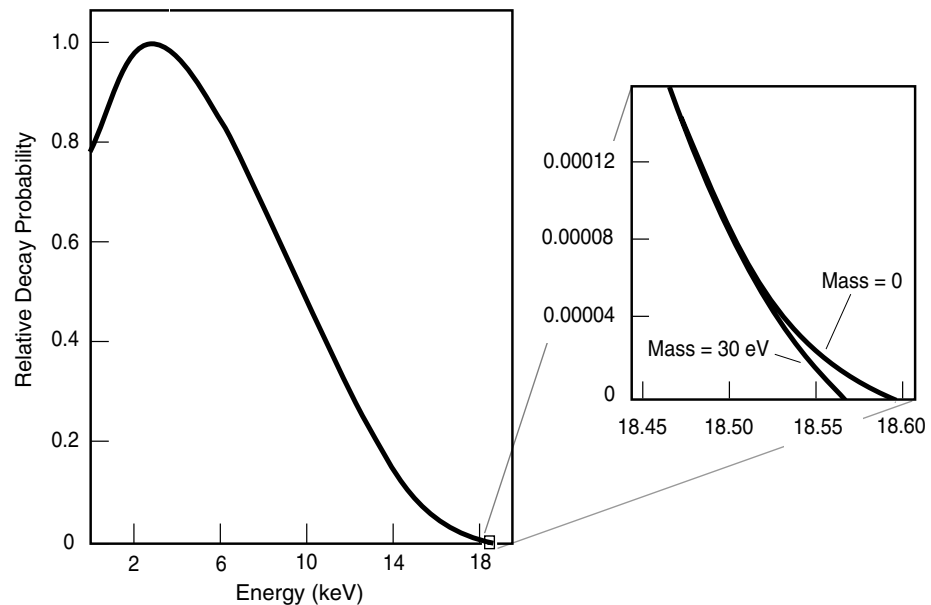
## Misure dirette sulle masse dei neutrini

Nei spettri  $\beta$  l'eventuale massa del neutrino modifica la forma dello spettro degli elettroni vicino all'endpoint  $E_0$ .



Da E. Fermi, "Versuch einer Theorie der beta-Strahlen", Z.Phys.88, 161-77 (1934)

L'effetto é comunque molto piccolo



spettro dell'elettrone:

$$\frac{dN}{dE} = G_F^2 \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 h^7} \cos^2(\theta_C) |M|^2 F(Z, E) p E (E_0 - E) [(E_0 - E)^2 - m_\nu^2]^{1/2}$$

In un contesto di mixing fra neutrini gli esperimenti misurano

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_j |U_{ej}^2| m_j^2$$

- massima energia dell'elettrone:  $E_e^{Max} = E_0 - m_\nu = M_i - M_f - m_\nu$

- $M_i, M_f$ : massa atomica iniziale e finale.

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

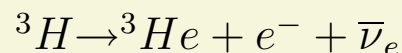
- L'effetto della massa del neutrino è visibile solo vicino a  $E_0$ .

- La frequenza vicino a  $E_0$  dipende dalla massima energia cinetica dell'elettrone  $Q (= E_0 - m_e)$  ed è proporzionale a  $(\Delta E/Q)^3$ .

È necessario scegliere nuclei con il più piccolo valore di  $Q$  e con una alta frequenza di decadimenti (vita media breve).

Miglior candidato:

Decadimento  $\beta$  del Trizio:

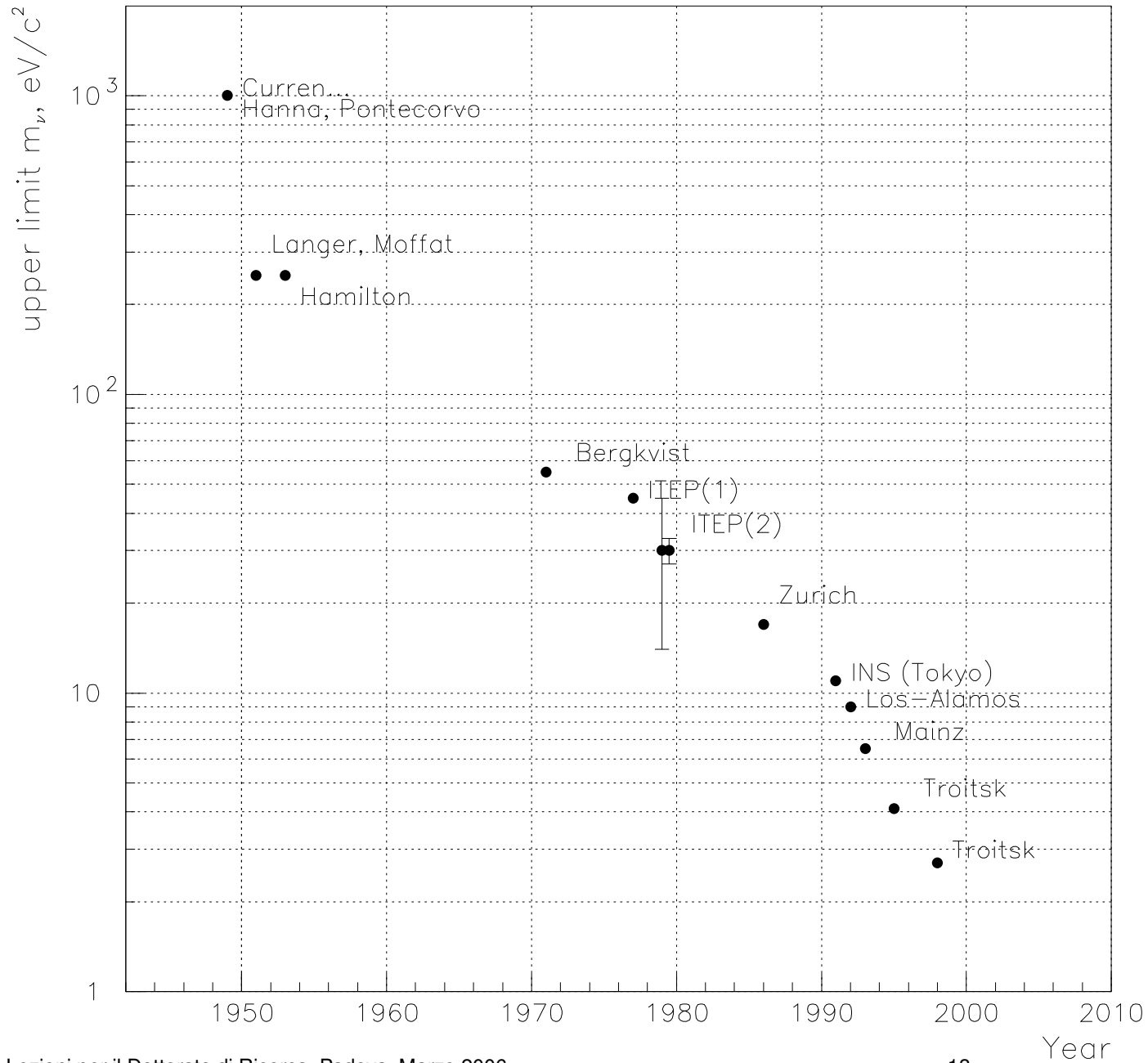


energia totale del decadimento:

$$E_0 \simeq 18.6 \text{ KeV}$$

Decadimenti nella zona sensibile dell'end-point  $\sim 10^{-10}$  decadimenti totali.

## Progresso del limite superiore della massa dei neutrini dell'elettrone



# Spettrometro solenoidale a potenziale elettrostatico frenante

energia cinetica dell'elettrone nel solenoide é:

$$T = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 + \frac{1}{2}v_z^2 = T_{\perp} + T_z = T_0 = c$$

$mv_{\perp}r = \text{cost}$  (conservazione del momento angolare).  $\Rightarrow$

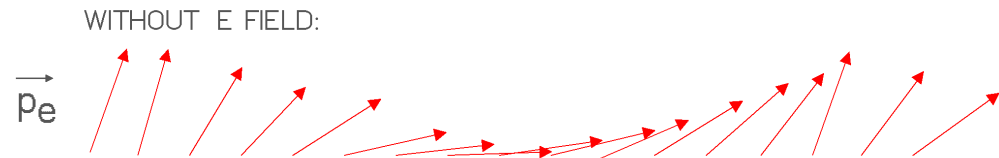
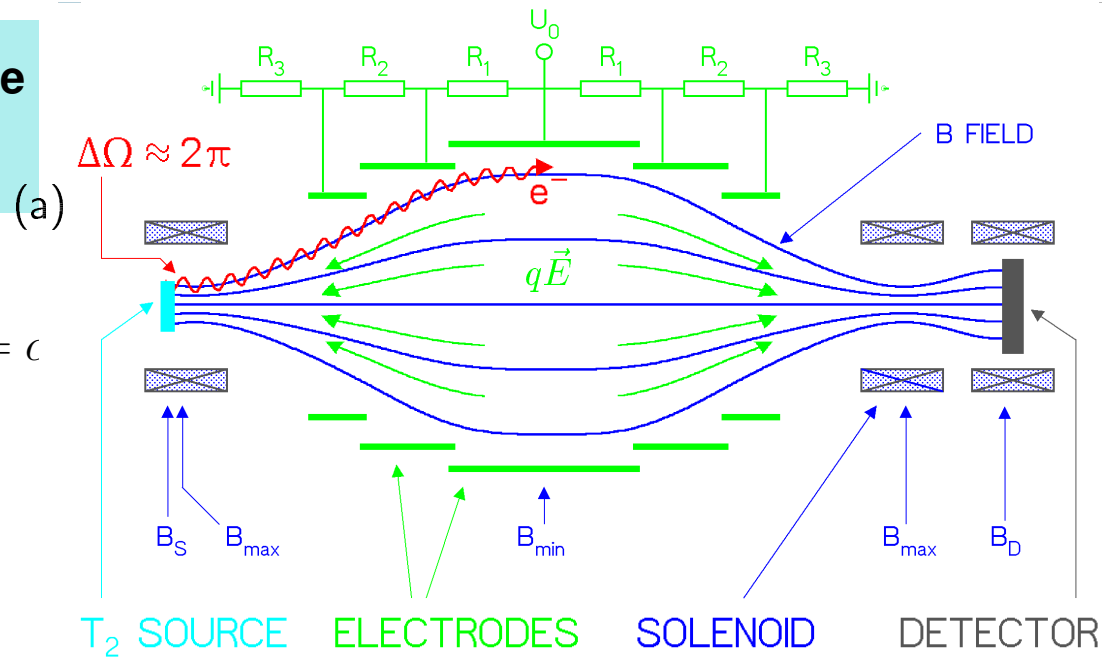
$$\Rightarrow T_{\perp} = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 = \frac{1}{2}mv_{\perp}r\omega \propto B$$

$$B_1 = \frac{B_0}{5000} (\simeq 1.7 \times 10^{-3} T) \Rightarrow T_{\perp}(B_1) = \frac{T_0}{5000}$$

> Nella regione di campo debole  $B_1$  la traiettoria diventa quasi parallela a  $z$ .

> Applicando un potenziale elettrostatico frenante  $U_0$ , la condizione di trasmissione degli elettroni nel secondo solenoide diventa

$$T_z(B_1) = T_0 - 2 \times 10^{-4} T_{\perp}(B_0) \geq eU_0 (= T_{min})$$



$$T_z(B_1) = T_0 - 2 \times 10^{-4} T_{\perp}(B_0) \geq eU_0 (= T_{min})$$

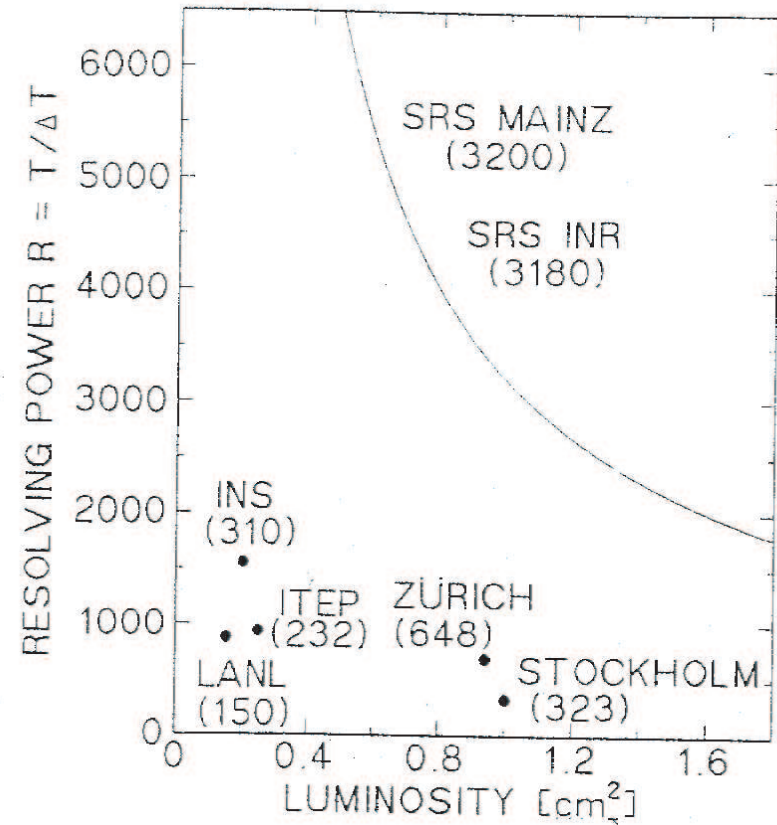
↳ L'intervallo di energia trasmesso é

$$T \geq T_{min}(1 - 2 \times 10^{-4})$$

$$\Delta T = 2 \times 10^{-4} T_{min}$$

per  $T_{min} = 18.6 \text{ KeV}$  la risoluzione é  $\Delta T \simeq 3.7 \text{ eV}$ .

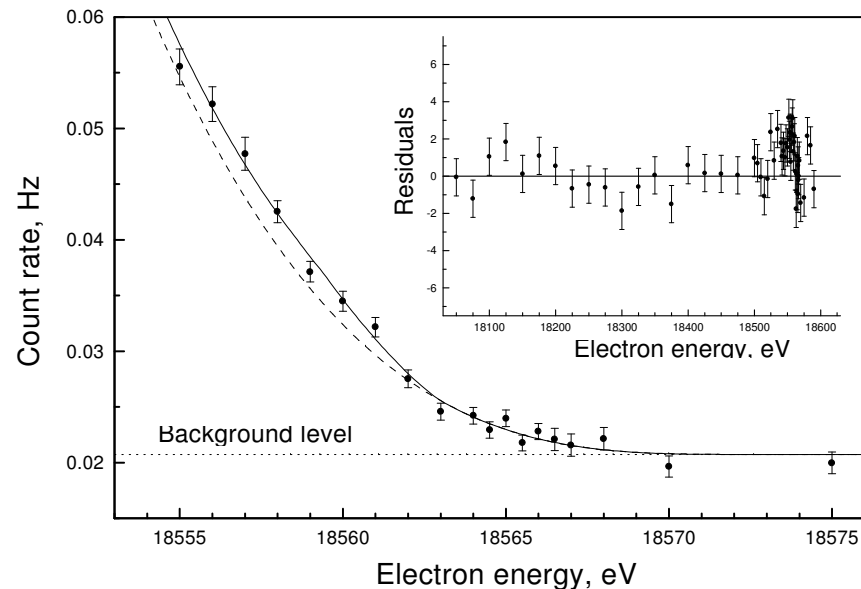
- Risoluzione energetica eccellente
- Grande accettazione geometrica e quindi grande luminosità
- É uno spettrometro INTEGRALE, incapace di misurare picchi di emissione





## Il problema delle masse quadrate negative

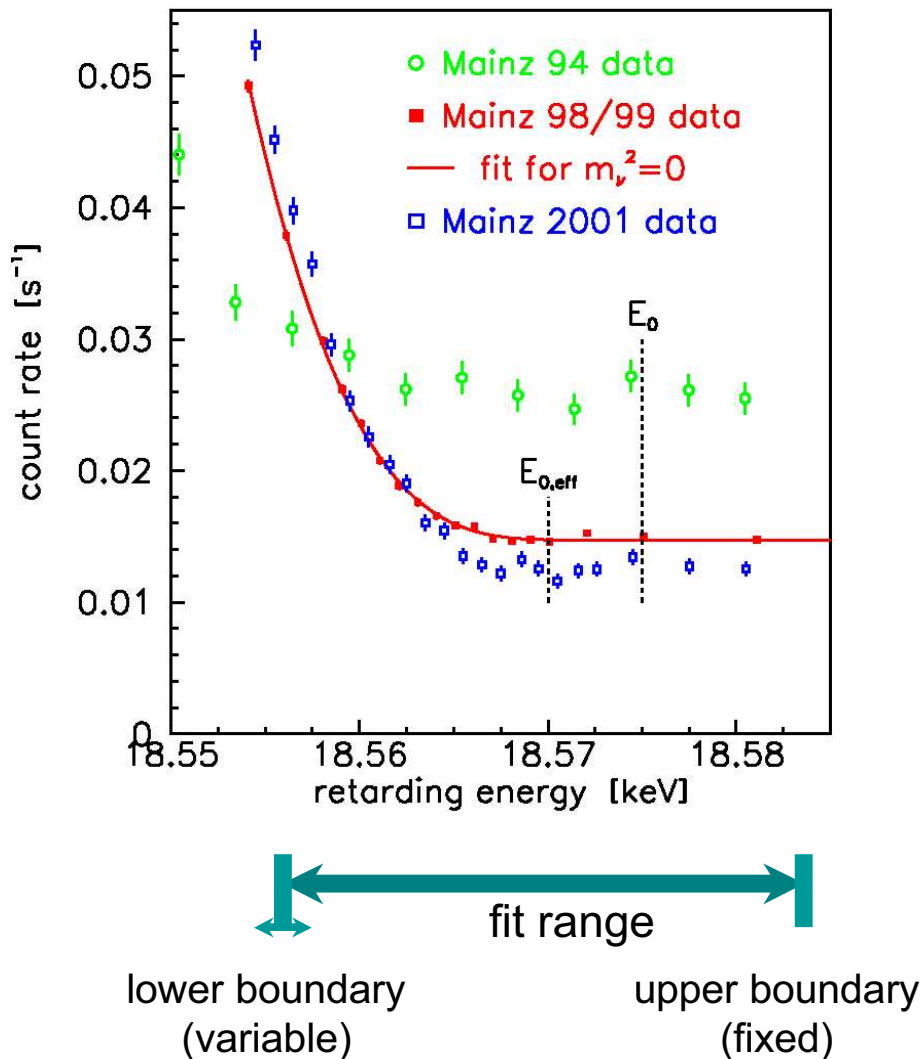
Nonostante l'estrema cura con cui sono seguiti i possibili effetti sistematici, qualcosa di imprevisto è presente nello spettro vicino all'endpoint. L'eccesso di conteggi è presente sia nell'esperimento di Mainz che in quello di Troitsk (i due esperimenti più sensibili in corso). Entrambi gli esperimenti trovano come miglior fit allo spettro un valore negativo di  $m_\nu^2$ .



L'origine dell'eccesso di conteggi non è ancora stabilita, entrambi gli esperimenti aggiungono una step function arbitraria (2 parametri aggiuntivi: posizione ed altezza) alla funzione di fit, in questo caso  $m_\nu^2$  risulta ancora negativa ma compatibile con zero entro gli errori.

*Particle Data Book 1998: "...Unexpected effects have resulted in significantly negative  $m_\nu$  in the new, precise tritium beta decay experiments. It is felt that a real neutrino mass as large as 10-15 eV would cause observable spectral distortions even in the presence of the end-point count excess.*

## Mainz: neutrino mass limits



final  $\nu$ -mass analysis from  
1998-2001 measurements  
(119 days, 6 runs: Q5-8,Q11,Q12)

1998/99 : 15 weeks

2001: 5.5 weeks

Signal: x5 improved

Background: x2 reduced

S/B ratio : x10 improved

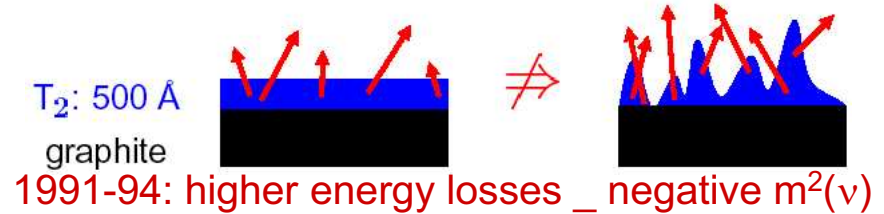
detailed investigations:  
improvements for  
many systematic effects

# Mainz: (final) neutrino mass results 1998-2001

## detailed investigations of systematic effects

¥roughening transition of  $T_2$  film

avoided by keeping film  $T < 2K$

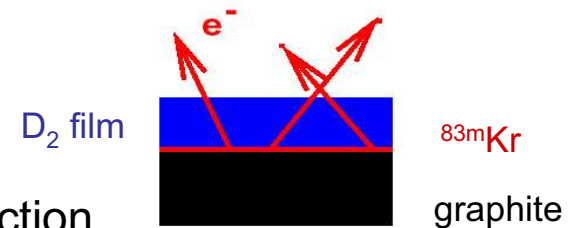


L. Fleischmann et al., J. Low Temp. Phys. **119** (2000) 615

L. Fleischmann et al., Eur. Phys. J. **B16** (2000) 521

¥inelastic scattering in  $T_2$  film

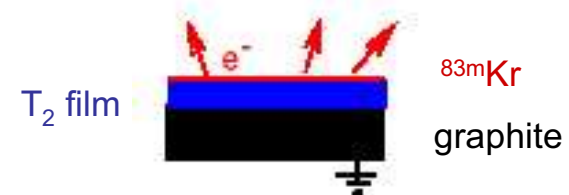
determination of cross section and energy loss function



V. Aseev et al., Europ. Phys. J. **D10** (2000) 39

¥self charging of  $T_2$  film

determination of critical field



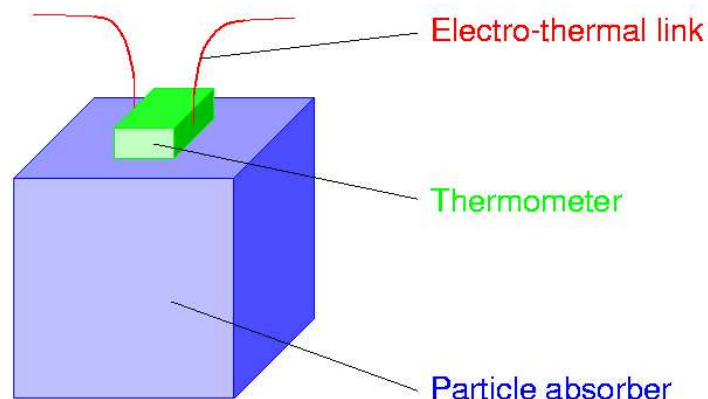
B. Bornschein et al., J. Low Temp. Phys. **D10** (2000) 39

¥new: neighbour excitation amplitude fitted with data

agrees with calculations

## Un diverso rivelatore per la massa dei neutrini

Misurare l'energia totale del decadimento beta con dei (micro)bolometri, invece che misurare il momento degli elettroni con gli spettrometri.



**PRO:** Misurando l'energia totale invece che il momento dell'elettrone ogni problema riguardante gli stati finali del nucleo viene risolto.

Le sistematiche sono completamente diverse rispetto agli spettrometri e si avrebbe un utile cross-check.

**CONTRO:** I bolometri sono strumenti a risposta lenta, e misurano TUTTI i decadimenti  $\beta \rightarrow$  problemi di pile-up

Le risoluzioni attuali sono dell'ordine dei  $15 eV$ . Sembra molto difficile, allo stato attuale, arrivare alle sensibilità degli spettrometri.

usano array di microbolometri, ciascuno del peso di circa  $\sim 500 \mu g$

utilizza il nucleo con il decadimento beta a piú basso  $Q$  in natura: il Renio ( $Q=2460 eV$ ,  $\tau_{1/2} = 4.3 \cdot 10^{10}$ anni ).

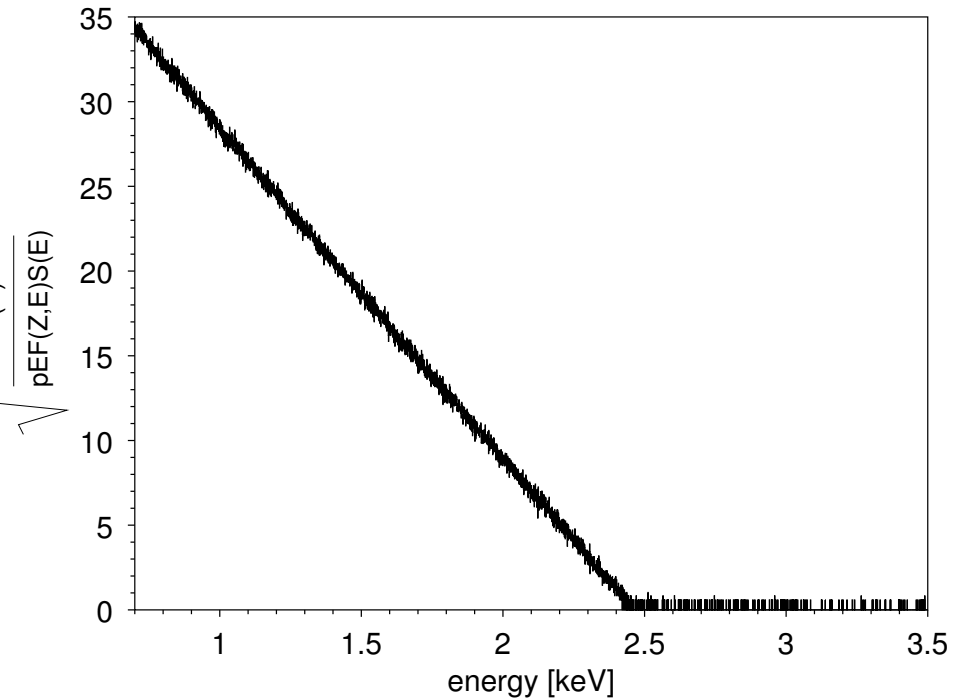
due gruppi italiani stanno sviluppando questa tecnica, con l'obiettivo di raggiungere sensibilità di circa  $10 eV$  sulla massa

del neutrino: MANU a Genova e MIBETA a Milano.

## Risultato di MiBeta

$2 \cdot 10^6$   $^{187}\text{Re}$  decadimenti raccolti sopra 700 eV

751 ore mg (di  $\text{AgReO}_4$ )



Parametri liberi nel fit:

1.  $\beta$  end - point.
2.  $m_\nu^2$
3. normalizzazione dello spettro
4. normalizzazione dello spettro di pile-up
5. livello dei fondi

### RISULTATI SPERIMENTALI

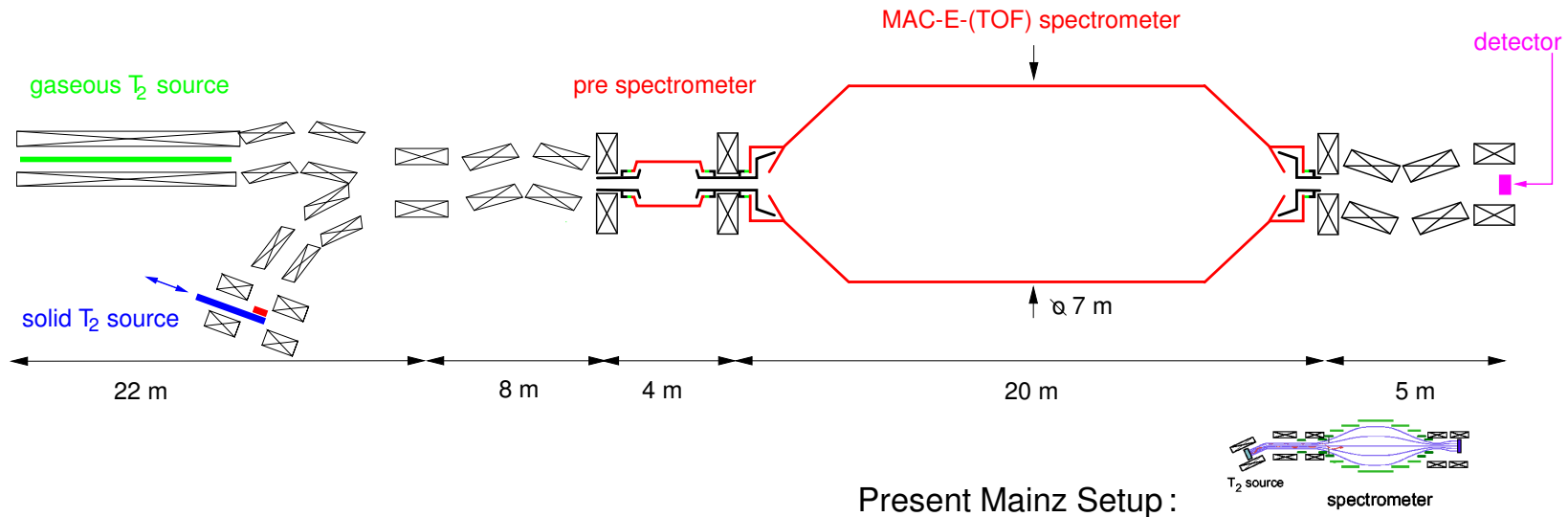
$$Q = 2465.3 \pm 0.5_{\text{stat}} 1.6_{\text{syst}} \text{ eV}$$

$$\tau_{1/2} = 43.2 \pm 0.2_{\text{stat}} 0.1_{\text{syst}} \text{ Gy}$$

$$m_\nu^2 = -112 \pm 207_{\text{stat}} 90_{\text{syst}} \text{ eV}^2$$

$$m_\nu < 15 \text{ eV (90\% CL)}$$

## Esperimento Katrin (a Karlsruhe, previsto dal 2008)



Migliorare la sensibilità su  $m_\nu$  di un ordine di grandezza ( $2 \text{ eV} \rightarrow 0.2 \text{ eV}$ )  $\Rightarrow$  migliorare di due ordini di grandezza su  $m_\nu^2$  ( $4 \text{ eV}^2 \rightarrow 0.04 \text{ eV}^2$ )

PROBLEMA: count rate vicino all'endpoint scende molto velocemente ( $\propto \delta E^3$ )

- Migliorare la statistica: Sorgente di trizio piú intensa ( $\times 80$ ) e periodo di osservazione piú lungo (100 giorni  $\rightarrow$  1000 giorni)
- Migliorare la risoluzione di energia: Large electrostatic spectrometer con  $\delta E = 1 \text{ eV}$  ( $\times 4$ )
- Migliorare le sistematiche: due sorgenti indipendenti di trizio (molecolare e gassosa), ridurre le perdite di energie a meno di 1/10

## Misure della massa di $\nu_\mu$

Misura di precisione del momento del  $\mu^+$  dal decadimento a riposo  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  (esperimento effettuato al laboratorio PSI, nei pressi di Zurigo, 1994).

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

Le masse del  $\pi$  e  $\mu$  sono ottenute da altri esperimenti:

$m_\pi = 139.56996 \pm 0.00035 \text{ MeV}$  da misure di precisione della transizione  $4f \rightarrow 3d$  in atomi di  $\pi^- - Mg^{24}$

$m_\mu = 105.658389 \pm 0.000034 \text{ MeV}$  da misure del momento magnetico del muone ("spin precession rate in campo magnetico")

$m_\nu = 29.79207 \pm 0.00012 \text{ MeV}$  é misurato dall'esperimento con uno spettrometro magnetico ad alta risoluzione



Contributi all'errore  $\pm 0.023 \text{ MeV}^2$ :

$$m_{\nu_\mu}^2 = -0.022 \pm 0.023 \text{ MeV}^2$$

$$m_{\nu_\mu} < 0.16 \text{ MeV} \text{ (90\%CL)}$$

$$\pm 0.021 \text{ da } m_\pi$$

$$\pm 0.002 \text{ da } m_\mu$$

$$\pm 0.009 \text{ da } p_\mu$$



La sensibilità della misura é tuttora limitata dall'errore sulla massa del  $\pi^+$ , che é comunque data con un errore frazionario  $2.5 \cdot 10^{-6}$

## Misure della massa di $\nu_\tau$

canale di decadimento del  $\tau$  con piú basso  $Q$  é il canale  $\tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau$ , che però ha un branching ratio molto basso ( $\sim 10^{-3}$ ). Il secondo miglior canale é il decadimento in tre pioni, con un BR del  $\sim 15\%$ .

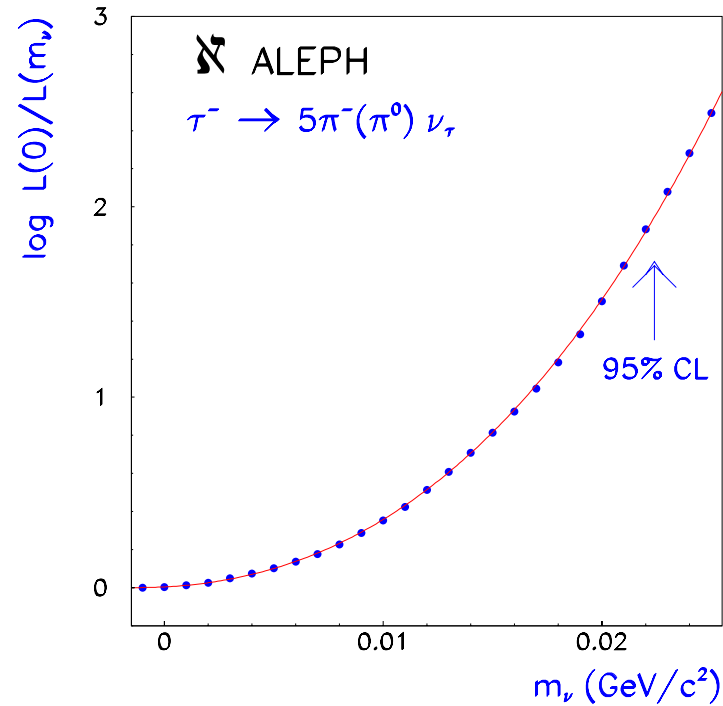
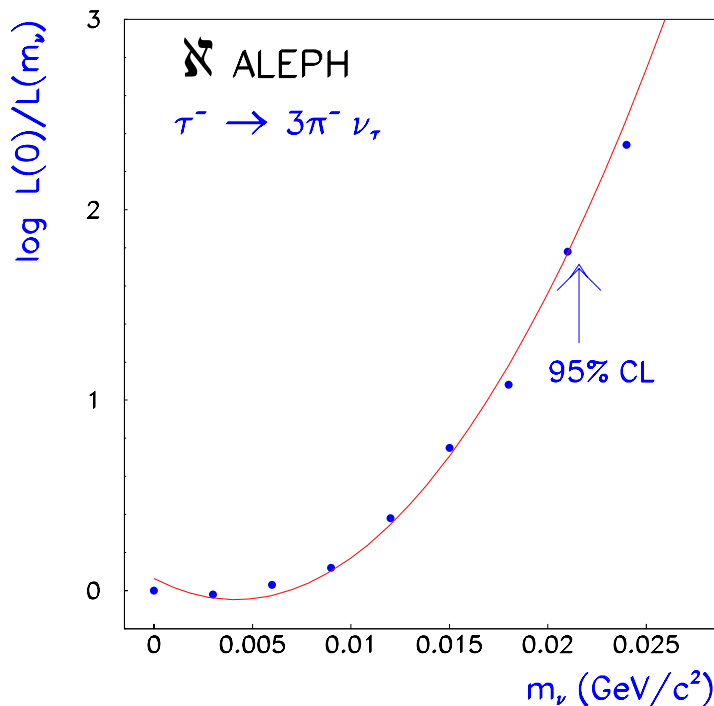
Il miglior limite attuale é dato dall'esperimento ALEPH a LEP:

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^-$$

Studiando i decadimenti del tau in 3 pioni e  $\nu_\tau$  in 5 pioni.



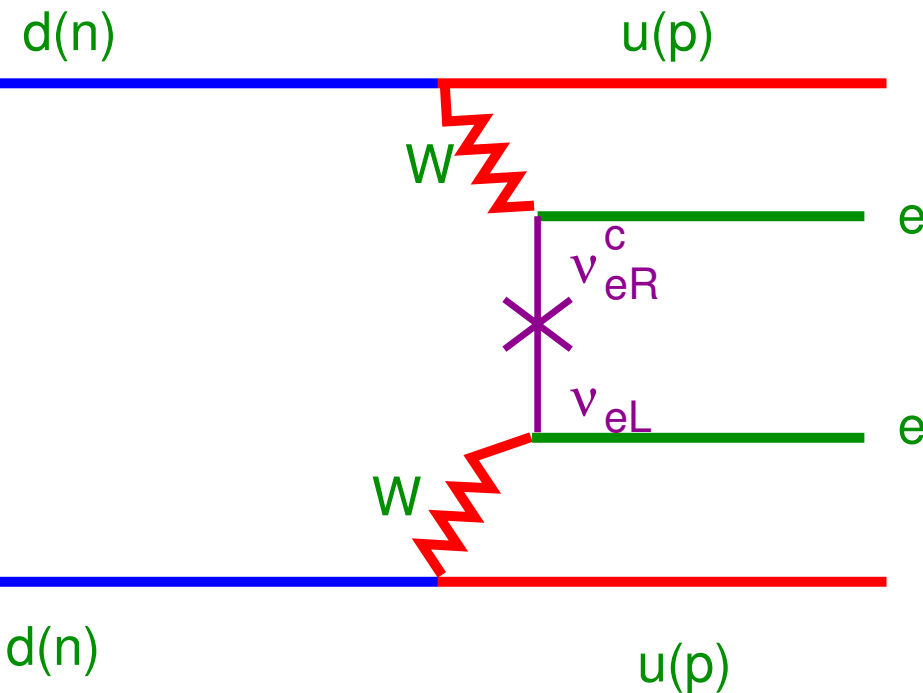
Risultato combinato:  $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV} (95\% \text{ CL})$





## Doppio Decadimento Beta

Un'altra possibilità di rivelare in modo più indiretto la massa di neutrini è la ricerca del doppio decadimento beta a zero neutrini:



$$\beta\beta_{0\nu}: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + e^- + e^-$$

$$\langle T_{1/2}^{0\nu} \rangle = G^{0\nu}(E_0, Z) |M_{GT}^{0\nu} \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2$$

Il processo è possibile se:

- Viene violato di due unità il numero leptonico ( $\Delta L = 2$ )
- Il neutrino e l'antineutrino sono la stessa particella (neutrini di Majorana).
- Il neutrino ha massa.

sono possibili processi simili:

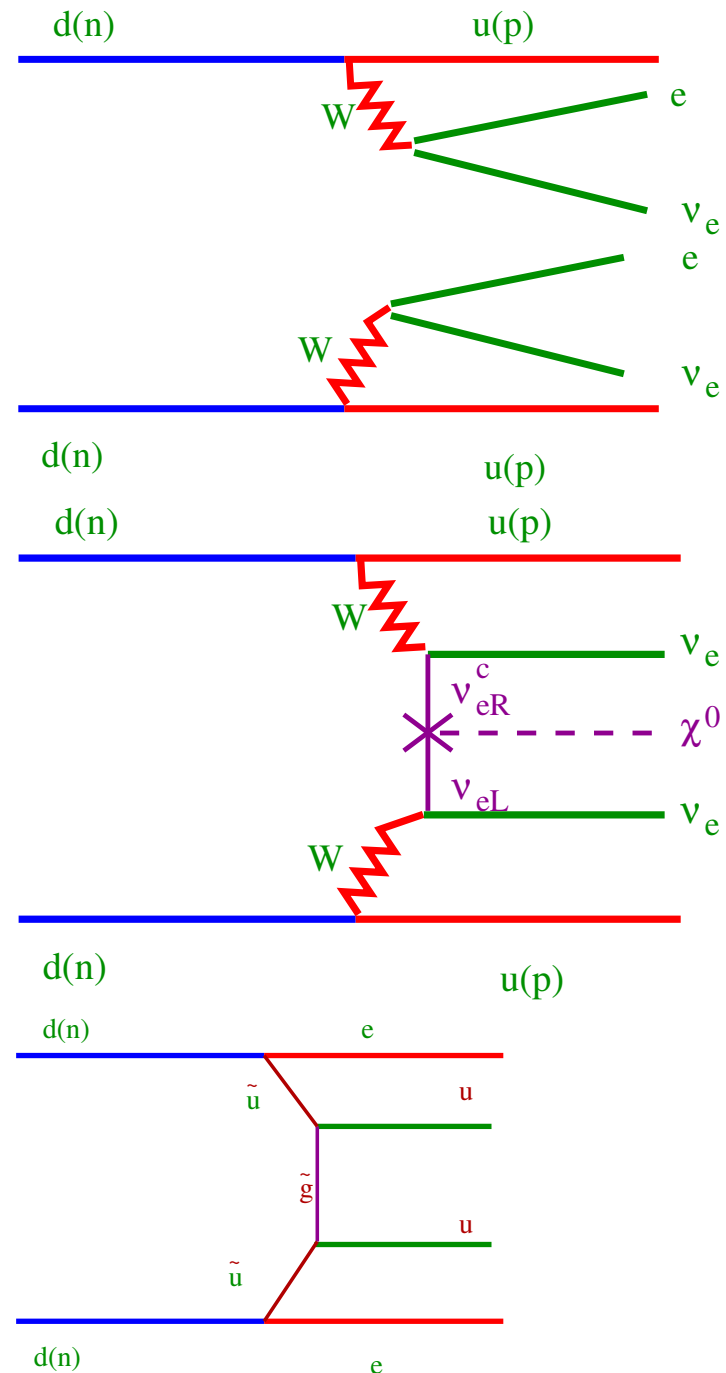
$$\beta\beta^{2\nu}: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + e^- + e^- + \nu_e^c + \nu_e^c \quad (\Delta L = 0)$$

$$T_{1/2}^{2\nu} = G^{2\nu}(E_0, Z) |M_{GT}^{2\nu}|^2$$

$$\beta\beta^{\chi^0}: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + e^- + e^- + \chi^0$$

$$T_{1/2}^{\chi^0} = G^{\chi^0}(E_0, Z) |M_{GT}^{0\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu}|^2 < g_{eff}^2$$

$$\beta\beta \text{ SUSY}: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + e^- + e^-$$



o spettro degli elettroni uscenti é diverso nei  
e casi Per studiare il fenomeno servono nuclei  
ove:

- I decadimenti singolo beta sono soppressi.
- Le transizioni sono dominate da  $0^+ \rightarrow 0^+$ .
- L'isotopo é abbondante in natura (i processi di arricchimento sono costosi).

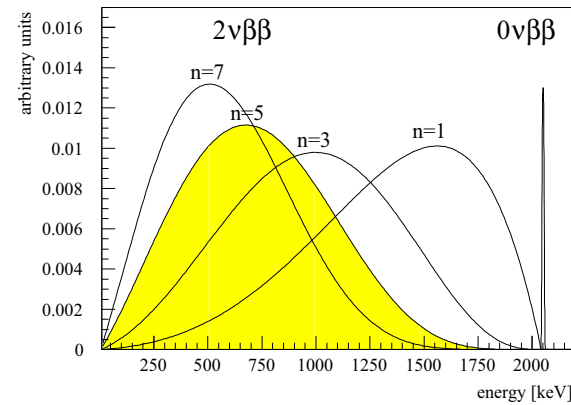


Fig. 4. Different spectral shapes of observable sum energy spectra of emitted electrons in double beta decay . The  $n=1,3,7$  forms correspond to different majoron accompanied modes,  $n=5$  (grey) is the  $2\nu\beta\beta$  decay and the  $0\nu\beta\beta$  decay results in a peak. The energy values are taken for  $^{76}\text{Ge}$  .

Il fattore di merito di questi esperimenti e':

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto a \sqrt{\frac{M \cdot t}{B \cdot \Delta E}}$$

a: abbondanza isotopica

M: massa utilizzata

t: tempo di misura

B: livello di fondi

$\Delta E$ : risoluzione in energia alla posizione del picco.

tempo di dimezzamento del nucleo é collegato alla massa del neutrino dalla relazione:

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} (M_{GT} - M_F)^2 \left( \frac{\langle m_{\nu_e} \rangle}{m_e} \right)^2$$

ove gli elementi di matrice ( $M_{GT}$ ,  $M_F$ ) sono spesso accompagnati da grossi errori sistematici (fino ad un fattore 10).

Il processo é sensibile alla somma delle masse dei neutrini:

$$\langle m_{\nu} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right|$$

che é sensibilmente diverso dalla massa esplorata dagli esperimenti di misura diretta:

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_j |U_{ej}^2| m_j^2 = m_1^2 + \delta m^2$$

poiché nei decadimenti  $\beta\beta$  la massa del neutrino é nel propagatore.

Tenendo conto che nei termini di massa di Majorana le fasi  $U_{ij}$  sono complesse, nel termine  $\langle m_{\nu} \rangle$  potrebbero avvenire delle cancellazioni

Il processo é un processo estremamente raro:  $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{24}$  anni per  $\langle m_{\nu_e} \rangle = \mathcal{O}(1 \text{ eV})$ , richiede quindi tecniche di schermaggio a bassissimo rumore ed alta risoluzione.

- Per ottenere il minimo livello di rumore é necessario condurre gli esperimenti "deep underground".
- Gli apparati sono schermati contro la radiazione ambientale (neutroni e compton) da schermi passivi a bassissima radioattività (piombo romano).

## Che cosa misurano veramente gli esperimenti $\beta e \beta\beta$ ?

Le quantità misurate dagli esperimenti  $\beta$  and  $0\nu 2\beta$  possono essere scritte in termini delle masse  $m_i$ , degli angoli di mixing  $V_{ei}$  e delle fasi di Majorana (che violano CP)  $\alpha$  e  $\beta$ :

$$m_{\nu e} = \left( \sum_i |V_{ei}^2| m_i^2 \right)^{1/2} = \left( \cos^2 \theta_{13} (m_1^2 \cos^2 \theta_{12} + m_2^2 \sin^2 \theta_{12}) + m_3^2 \sin^2 \theta_{13} \right)^{1/2} \quad (1)$$

$$|m_{ee}| = \left| \sum_i V_{ei}^2 m_i \right| = \left| \cos^2 \theta_{13} (m_1 \cos^2 \theta_{12} + m_2 e^{2i\alpha} \sin^2 \theta_{12}) + m_3 e^{2i\beta} \sin^2 \theta_{13} \right|. \quad (2)$$

Entrambe le formule si possono identificare i contributi singoli delle tre masse  $m_i$ .

1.  $m_{\nu e}$  dipende dai parametri di oscillazione e dalla massa dei neutrini, mentre  $m_{ee}$  è anche sensibile alle fasi di Majorana.

2. Il contributo di  $m_2$  a  $m_{\nu e}$  e  $m_{ee}$  è sempre diverso da zero (in caso di gerarchia di massa inversa questo è vero per  $m_1$ ).

3. Essendo  $|V_{ei}| \leq 1$ , i fattori di mixing sopprimono maggiormente i contributi  $m_i$  su  $m_{ee}$  rispetto a  $m_{\nu e}$ .

Per esempio, per il best-fit alla soluzione LMA  $V_{e2}^2 \approx 1/3 \rightarrow$  contributi di  $m_2$  a  $m_{\nu e}$  del 70% maggiori di quelli a  $m_{ee}$ . I contributi di  $m_3$  sono

soppressi dal piccolo valore di  $\theta_{13}$ .

4. Sia  $m_{\min}$  la più piccola delle masse dei neutrini:  $m_{\min} = m_1$  ( $m_{\min} = m_3$ ) nel caso della gerarchia normale (invertita). Aumentando  $m_{\min}^2$  aumenta proporzionalmente  $m_{\nu e}^2$ , e  $m_{\nu e}$  è sempre maggiore di  $m_{\min}$ .

Al contrario l'andamento di  $m_{ee}$  in funzione di  $m_{\min}$  è meno evidente.

5. Cosa più importante, mentre i contributi a  $m_{\nu e}$  sono tutti positivi, i contributi a  $m_{ee}$  possono cancellarsi per particolari valori delle fasi di Majorana.

## Tecniche sperimentali

**Esperimenti Geochimici** Si cerca per una anormale abbondanza isotopica del nucleo  $(A, Z+2)$  prodotto in tempi geologici dal decadimento  $\beta\beta$  dal nucleo  $(A, Z)$ . Vantaggio  $\Rightarrow$  la misura ha una durata efficace molto lunga; Svantaggi  $\rightarrow$  Non distingue fra i vari decadimenti  $\beta\beta$ , i nuclei  $(A, Z+2)$  potrebbero essere stati prodotti da protoni da raggi cosmici, la datazione del campione è soggetta ad errori sistematici. Evidenza di decadimenti  $\beta\beta$  nei nuclei  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{128}\text{Te}$ ,  $^{130}\text{Te}$ .

**Esperimenti Radiochimici** Si immagazzina una adeguata quantità di materiale contenente i nuclei attivi  $\beta\beta$  ben protetti da raggi cosmici. Dopo un ragionevole lungo periodo il materiale viene "munto per estrarre i nuclei prodotti dal decadimento doppio beta, che devono essere radioattivi per poter essere rivelati. Applicato con successo per rivelare il processo doppio beta a due neutrini del  $^{238}\text{U}$  in  $^{238}\text{Pu}$ . In esperimenti di questo tipo non è chiaramente possibile distinguere fra decadimenti a zero neutrini, a due neutrini o con emissione di Majoroni

**Misure dirette** basate sulla rivelazione diretta e la misura dei due elettroni di decadimenti. A sua volta si divide in due metodologie sperimentali:

Metodo spettroscopico (sorgente  $\neq$  rivelatore), in cui una sorgente passiva di emettitori  $\beta\beta$  è all'interno di un rivelatore di elettroni. Permette la scelta del nucleo da misurare, ma garantisce una minore risoluzione sperimentale.

Metodo calorimetrico (sorgente = rivelatore), in cui il rivelatore è fatto da un materiale che è allo stesso tempo un emettitore doppio beta. La scelta dei nuclei è limitata ma la risoluzione è ottimale così come il controllo dei fondi.

## Dipendenza della sensibilità dai nuclei

Atti gli errori sistematici sul calcolo degli elementi di matrice nucleare, il processo é ricercato su nuclei diversi.

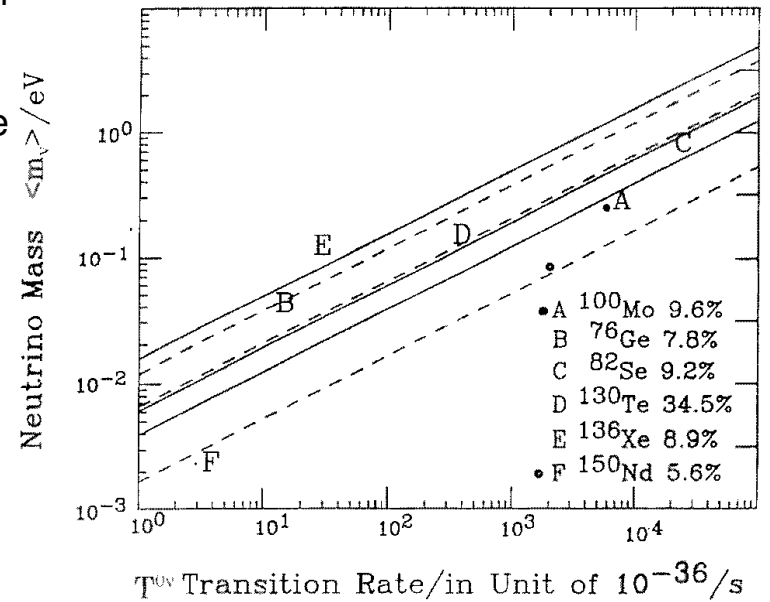
Il decadimento doppio beta a due neutrini é utilizzato come control sample per la verifica delle stime degli elementi di matrice.

$$T^{0\nu} = S^{0\nu} [\langle m_\nu \rangle^2]$$

$S^{0\nu}$ : Sensitivá nucleare =  $G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2$

$G^{0\nu}$ : Volume dello spazio delle fasi  $\propto Q_{\beta\beta}^5 \Rightarrow$  nuclei ad alto Z.

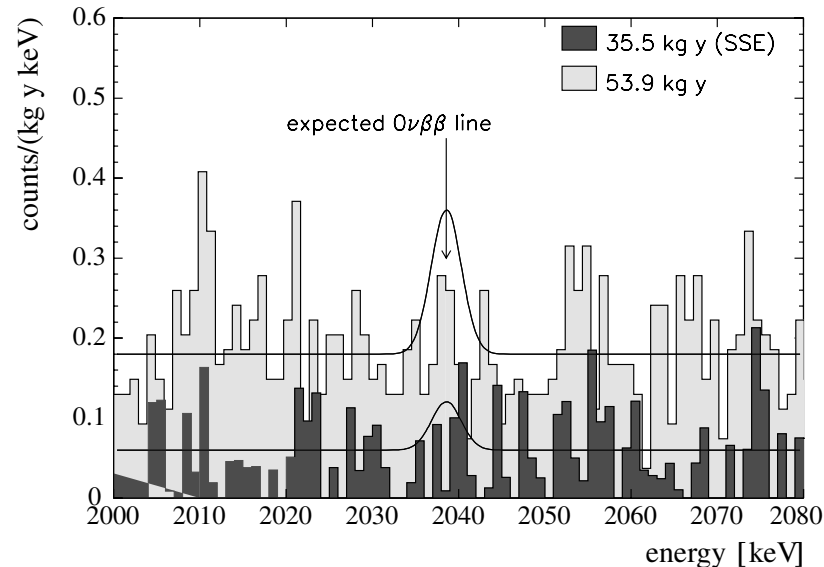
$M^{0\nu}$ : Elemento di matrice nucleare



## Esperimento Heidelberg - Moscow (LNGS), Eur. Phys. J. A12, 147 (2001)

- 11 kG di  $^{76}\text{Ge}$  arricchito all'86%, in 5 cristalli.
- Il germanio é sia il nucleo emettitore che il rivelatore.
- I rivelatori allo stato solido sono attualmente i rivelatori con migliore risoluzioni per elettroni di basso momento.
- E' il piú sensibile esperimento in funzione (operativo da 4 anni).

vello di rumore: 0.06 conteggi/KeV/kg/yr



$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.3 \cdot 10^{25} \text{ anni (90\%CL)} \Rightarrow \langle m_\nu \rangle \leq 0.35(0.42) \text{ eV}$$

$$T_{1/2}^{2\nu} \simeq 1.55 \cdot 10^{21} \text{ anni}$$



# CUORICINO

Source = detector

Bolometric technique:  
young (born in ~ 1985) but now firmly established

The bolometric technique for the study of DBD was proposed by **E. Fiorini** and **T.O. Niinikoski** in **1983**

Nuclide under study:  $^{130}\text{Te}$   
CUORICINO source

- $0\nu$  DBD is a factor 5-10 faster than in  $^{76}\text{Ge}$
- A.I.: 34%  $\Rightarrow$  enrichment not necessary



experiments can be expanded at low cost

$6.4 \times 10^{25}$   $^{130}\text{Te}$  nuclei

**Bolometric technique:** the nuclear energy is measured as a temperature increase of a single crystal

$$\Delta T = E/C$$

thanks to a proper thermometer,

$$\Delta T \Rightarrow \Delta V$$

In order to get low specific heat, the temperature must be very low (5 ÷ 10 mK)

Typical signal sizes: 0.1 mK / MeV, converted to about 1 mV / MeV

## Risultati sperimentali sul decadimento $\beta\beta$

Esperimento	Nucleo	Half Life (yr)	$\langle m_\nu \rangle$ (eV)(90%CL)	Anno
Heid.-Mosca	$^{76}\text{Ge}$	$1.9 \cdot 10^{25}$	0.3-2.5	2001
IGEX	$^{76}\text{Ge}$	$1.6 \cdot 10^{25}$	0.30-2.50	2002
NEMO	$^{100}\text{Mo}$	$6.0 \cdot 10^{22}$	1.2-2.7	2003
ELEGANTS	$^{48}\text{Ca}$	$1.8 \cdot 10^{22}$	1.4-226	2002
	$^{100}\text{Mo}$	$5.5 \cdot 10^{22}$	1.4-256	2001
Dama (LNGS)	$^{136}\text{Xe}$	$1.2 \cdot 10^{24}$	0.8-2.4	2003
Cuoricino	$^{130}\text{Te}$	$5.1 \cdot 10^{23}$	0.6-1.4	2003
Soltvina	$^{116}\text{Cd}$	$1.7 \cdot 10^{23}$	1.6-5.5	2003

## Evidenza di decadimenti doppio beta senza neutrini (hep-ph/0404088)

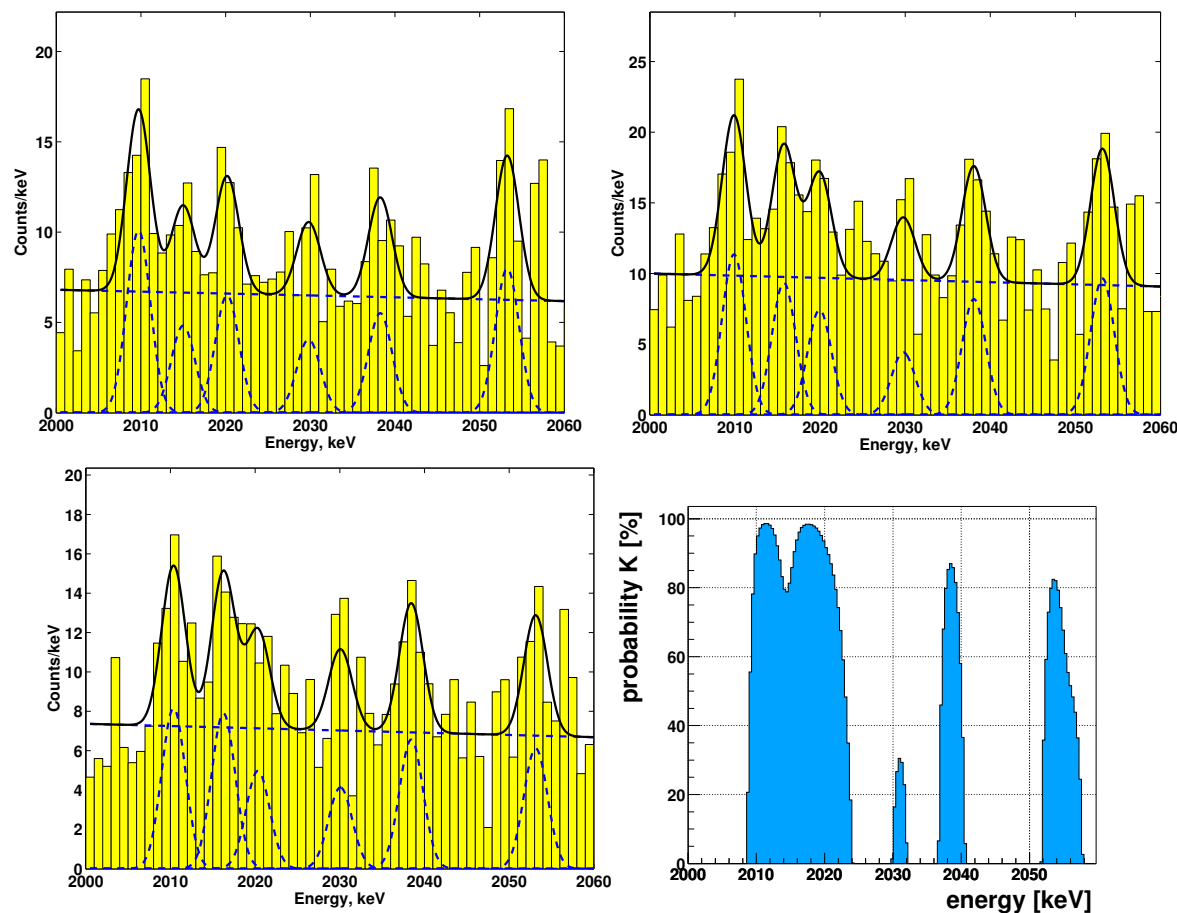


Figura 1: The total sum spectrum of all five detectors (in total 10.96 kg enriched in  $^{76}\text{Ge}$ ), in the range 2000 - 2060 keV and its fit, for the periods: Top: left - August 1990 to May 2000 (50.57 kg y); right - August 1990 to May 2003 (71.7 kg y). Bottom: left - November 1995 to May 2003 (56.66 kg y); right - scan for lines in the spectrum shown on the left, with the MLM method (see text). The Bi lines at 2010.7, 2016.7, 2021.8 and 2052.9 keV are seen, and in addition a signal at  $\sim 2039$  keV.

## Risultati finali

Campione: 71.7 Kg anno

$$T_{1/2}^{0\nu} [y] = (0.69 - 4.18) \times 10^{25} \text{ anni}$$

$$m_{\nu} = (0.24 - 0.58) \text{ eV}$$

Significanza:  $4.2\sigma$

Eventi nel picco: 29

## Momento Magnetico dei neutrini

- Neutrini e antineutrini hanno momento magnetico  $\mu_\nu$  opposto  $\Rightarrow \mu_\nu \neq 0$  implica neutrini di Dirac (oppure neutrini di Majorana dove il momento magnetico connette sapori diversi)
- Nel modello standard i neutrini POSSONO avere momento magnetico attraverso correzioni radiative:

$$\mu_\nu = \frac{3G_F e m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2} = 3.2 \cdot 10^{-19} m_\nu \mu_B$$

( $\mu_B$  = magnetoni di Bohr). Valore troppo piccolo per avere qualsiasi rilievo in astrofisica e per avere speranza di essere misurato in laboratorio

momenti magnetici dell'ordine di  $10^{-11} \mu_B$  importanti in astrofisica e nella spiegazione dei neutrini solari.

Sezione d'urto debole per lo scattering elastico  $\nu e$  ( $\bar{\nu} e$ ):

$$\frac{d\sigma}{dT} = \left[ (g_V + x + g_A)^2 + (g_V + x - g_A)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + (g_A^2 - (g_V + x)^2) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right]$$

Sezione d'urto elettromagnetica (mediata dal momento magnetico):

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi \alpha^2 \mu_\nu^2}{m_e^2} \frac{(1 - T/E_\nu)}{T}$$

ove

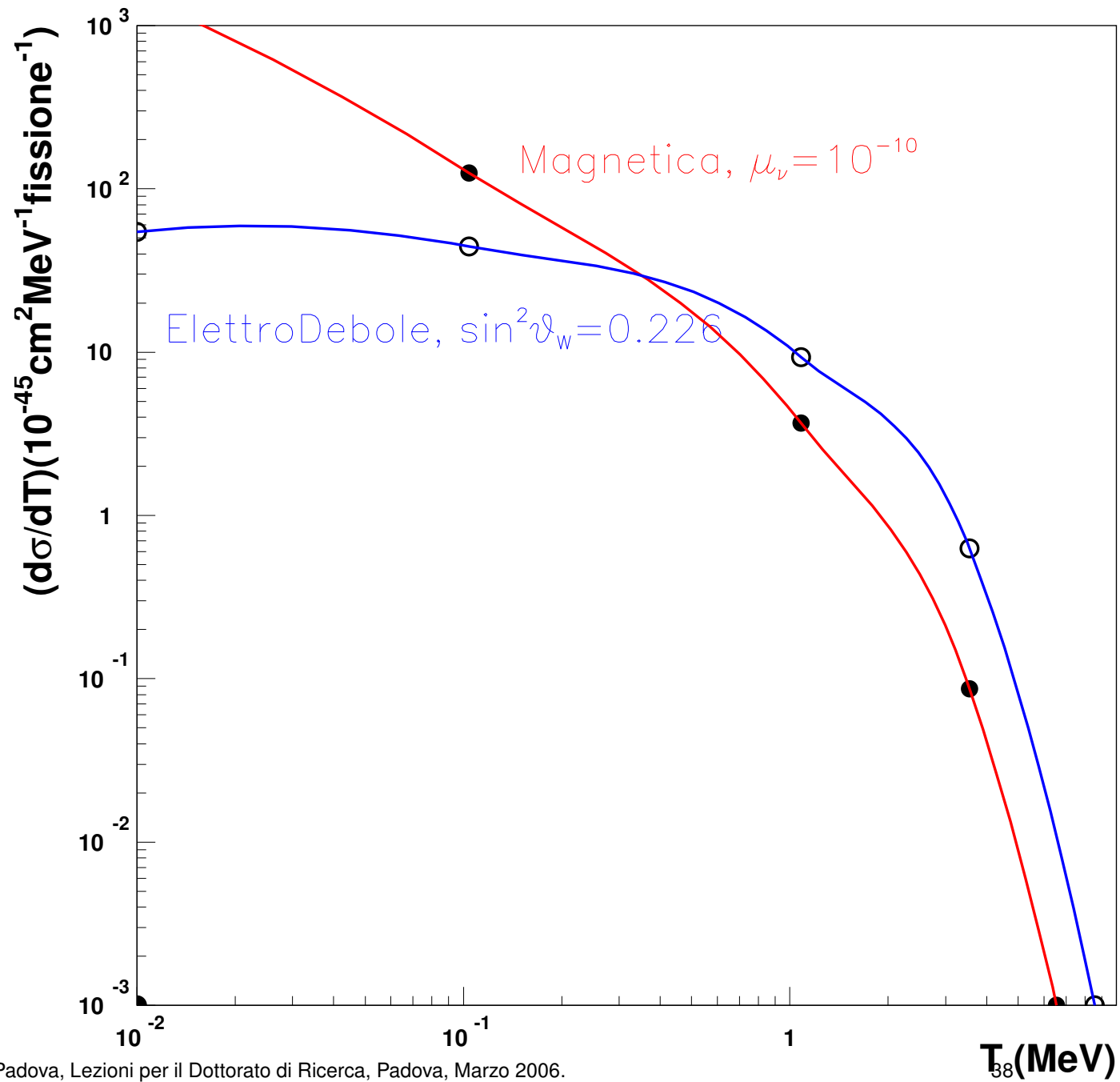
=energia cinetica dell'elettrone

$\nu$  = energia del neutrino

$$g_V = 2\sin^2\theta_W + \frac{1}{2}$$

$$g_A = (-)\frac{1}{2} \text{ per } \nu_e(\bar{\nu}_e)$$

$x$  é un fattore di forma del neutrino:  $x \rightarrow -x$  per  $\bar{\nu}_e$ .



## $\mu_\nu$ Principi Sperimentali

- Scattering elastico  $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$  preferibile al  $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ , per la minor sezione d'urto elettrodebole.
- Deve essere esplorata la regione di energia cinetica degli elettroni inferiore a 1 MeV
- Il segnale é un singolo elettrone. Nella zona di energia di interesse il fondo radioattivo e da cosmici é molto elevato. In particolare lo scattering Compton rappresenta un fondo quasi ineliminabile.

**La scelta naturale é di misurare la sezione d'urto degli antineutrini emessi da reattori nucleari**

### Risultati Sperimentali

- **Reines et al. (1975)**, reattore nucleare di Savannah River, rivelatore di 15.9 kg di scintillatore plastico, circondato da uno schermo attivo anti-Compton di NaI. Segnale: segnale nel plastico in anticoincidenza con il NaI.

⇒ Con il valore di  $\sin^2\theta_W$  attuale e il flusso ricalcolato del reattore il risultato sarebbe  $\nu_B = (2 - 4) \cdot 10^{-10} \mu_B$

- **Kurchatov Institute (Mosca)**, rivelatore di 103 kg di  $C_6F_6$  (scintillatore liquido), con un tetto di scintillatore plastico per mettere in anticoincidenza i cosmici.

⇒  $\nu_B < 2.4 \cdot 10^{-10} \mu_B$



# Esperimento MUNU, reattore di Bugey, Francia

Collaborazione Neuchatel-Grenoble-Padova-Zurigo

Fine presa dati: 2003.

**DETECTOR:** TPC a  $CF_4$ , 1  $m^3$  a 3 bar ( $\sim 11$ kg).

$CF_4 \rightarrow$  Alta densità, basso Z, no idrogeno (per evitare  $p \rightarrow e^+ n$ ).

Misura energia dell'elettrone e direzione:

**ANTICOMPTON:**  $\sim 10 m^3$  di scintillatore liquido (NE235), equipaggiato da 48 PMT da 20.

Il rivelatore è a 18 m dal nocciolo di uno dei reattori dell'impianto nucleare di Bugey (presso Lione)

FONDI:

- Cattura di  $\mu$  cosmici  $\rightarrow$  nuclei radioattivi  $\rightarrow$  decadimento  $\beta \sim 2$  ev/giorno

Eventi in avanti:  $\bar{\nu}_e$  + fondi

Eventi all'indietro: fondi

$\Rightarrow$  Misura simultanea del segnale e fondi.

## Event Rate (eventi/giorno)

T(MeV)	Debole	Elettromagnetica ( $\mu_\nu = 10^{-10} \mu_B$ )
$> 0.3$	6.0	3.2
$> 0.8$	1.7	0.5

- Radioattività esterna e sulle pareti della TPC  $\rightarrow \sim 4$  ev/giorno

$$\nu_\mu \leq 5 \cdot 10^{-11} \mu_B \text{ in un anno}$$



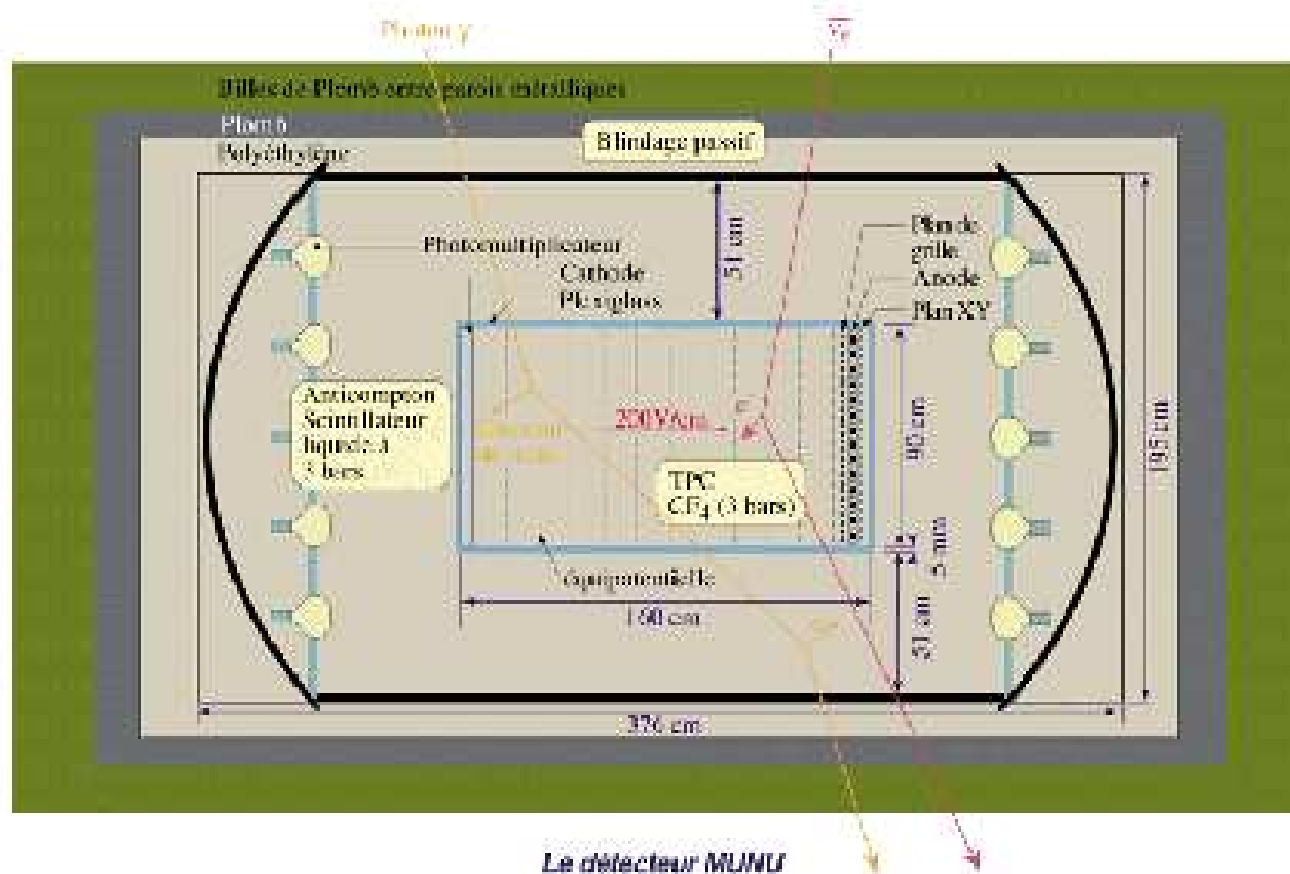


FIG. 2.5 – Schéma de principe du détecteur MUNU.