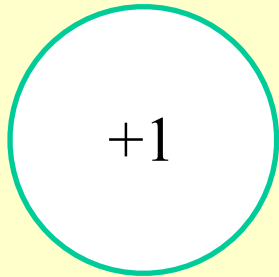


Neutrino

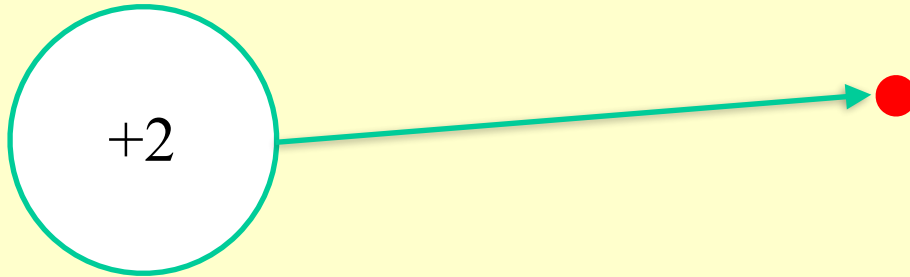
Rozpad promieniotwórczy trytu

Tryt to izotop wodoru o masie 3 razy większej od masy wodoru i ładunku elektrycznym = +1



Rozpad promieniotwórczy trytu

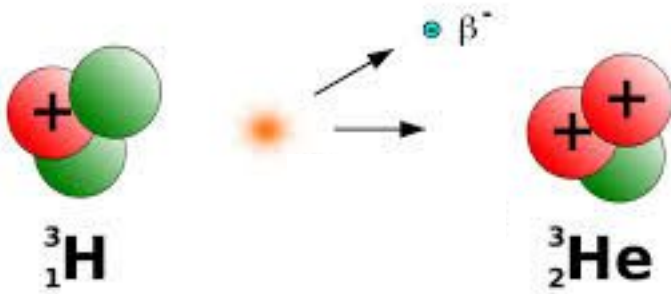
Tryt to izotop wodoru o masie 3 razy większej od masy wodoru i ładunku elektrycznym = +1



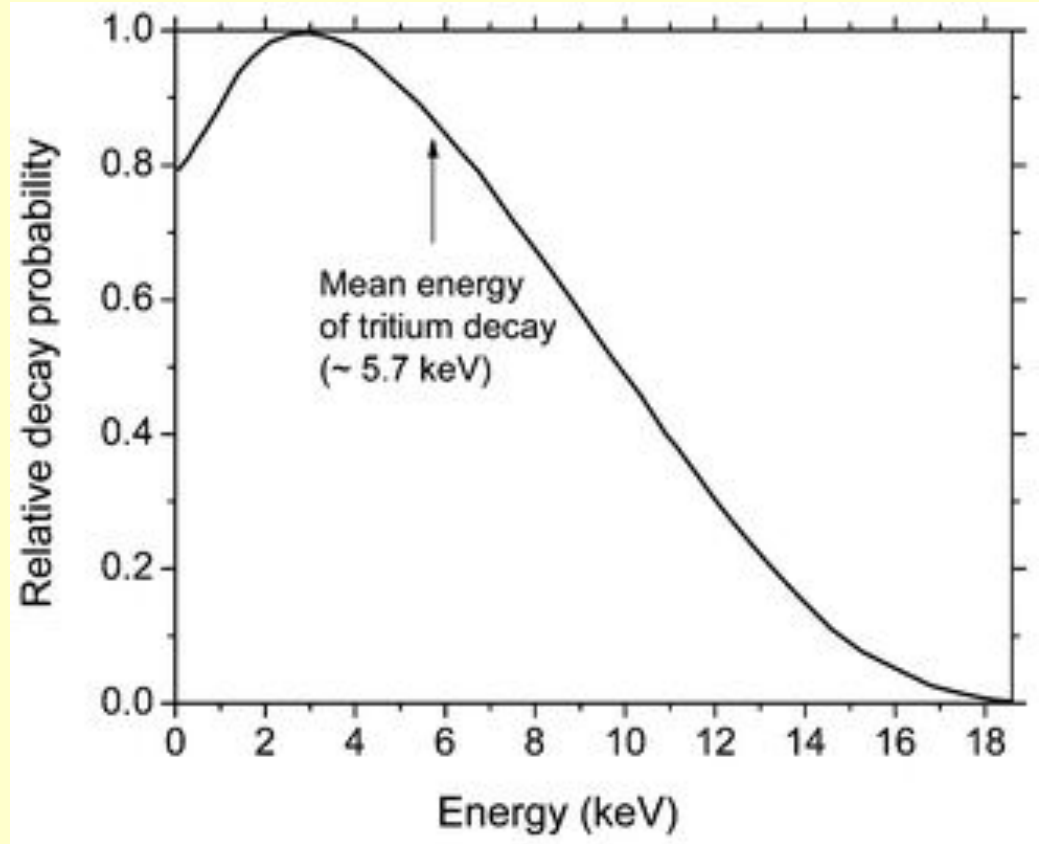
Wyleciał elektron, a jądro trytu zamieniło się w jądro helu 3 o masie troszkę mniejszej od trytu i ładunku elektrycznym = +2

$$E_e = M_T - M_{\text{He}^3} = 18.6 \text{ keV}$$

Rozkład energii elektronu w rozpadzie β trytu

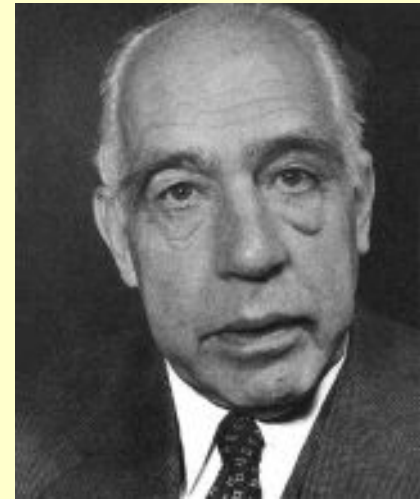


Dlaczego energia
w rozpadzie beta nie jest
zachowana?



Dlaczego energia w rozpadzie beta nie jest zachowana?

Niels Bohr: taka jest natura oddziaływań mikroskopowych



Dlaczego energia w rozpadzie beta nie jest zachowana?

Niels Bohr: taka jest natura oddziaływań mikroskopowych

1930 Wolfgang Pauli stawia hipotezę istnienia niewidocznej cząstki, która unosi brakującą energię i nazywa ją *neutronem*, potem utrwala się nazwa **neutrino**



List Pauliego

an die Redaktion : NACHLASS
PROF. W. PAULI

Abschrift/10.12.34 ms

17.12.1933

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der
Genvereins-Tagung zu Tübingen.

Abschrift

Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930
Gloriastr.

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Überbringer dieser Zeilen, dem ich baldmöglichst
anzukommen bitte, Ihnen das Nähere auseinandersetzen wird, bin ich
angesichts der "falschen" Statistik der β - und $\text{Li } \beta$ -Kerne, sowie des
kontinuierlichen β -Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg verfallen
an den "Wechselstetigkeit" der Statistik und dem Energieerhalt zu retten.
Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale Teilchen,
die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren, welche
den Spin $1/2$ haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und sich
von Lichtquanten ausserdem noch dadurch unterscheiden, dass sie
nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen
müsste von derselben Grössenordnung wie die Elektronenmasse sein
und jedenfalls nicht grösser als $0,01$ Protonenmasse. - Das kon-
tinuierliche β -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme,
dass beim β -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron
emittiert wird, derart, dass die Summe der Energien von Neutron
und Elektron konstant ist.

Nun handelt es sich weiter darum, welche Kräfte auf die
Neutronen wirken. Das wahrscheinlichste Modell für das Neutron
scheint mir aus wellenmechanischen Gründen (näheres weiss der
Überbringer dieser Zeilen) dieses zu sein, dass das ruhende
Neutron ein magnetischer Dipol von einem gewissen Moment μ ist.
Die Experimente verlangen wohl, dass die ionisierende Wirkung
eines solchen Neutrons nicht grösser sein kann, als die eines
 γ -strahls und dann darf μ wohl nicht grösser sein als $e \cdot (10^{-13} \text{ cm})$.

1) Dieser lautet: Ausschliessungsprinzip (Fermi-Statistik) und halb-
zahliger Spin bei ungerader Gesamtzahl der Teilchen, Bosestatistik
und ganzzahliger Spin bei gerader Gesamtzahl der Teilchen.

- 2 -

Ich traue mich vorläufig aber nicht, etwas über diese
Idee zu publizieren und wende mich erst vertrauensvoll an Sie,
liebe Radioaktive, mit der Frage, wie es um den experimentellen
Nachweis eines solchen Neutrons stünde, wenn dieses ein ebensolches
oder etwa 10mal grösseres Durchdringungsvermögen besitzen würde,
wie ein γ -Strahl.

Ich gebe zu, dass mein Ausweg vielleicht von vornherein
wenig wahrscheinlich erscheinen mag, weil man die Neutronen, wenn
sie existieren, wohl schon längst gesehen hätte. Aber nur wer wagt,
gewinnt und der Ernst der Situation beim kontinuierlichen β -Spek-
trum wird durch einen Ausspruch meines verstorbenen Vorgängers im
Amt, Herrn Debye, beleuchtet, der mir kürzlich in Brüssel gesagt
hat: "o, daran soll man am besten gar nicht denken, sowie an die
neuen Steerner." Darum soll man jeden Weg zur Rettung ernstlich
diskutieren. - Also, liebe Radioaktive, prüfet, und richtet. -
Leider kann ich nicht persönlich in Tübingen erscheinen, da ich
infolge eines in der Nacht vom 6. zum 7. Dez. in Zürich statt-
findendenalles hier unabweislich bin. - Mit vielen Grüssen an
Sie, sowie auch an Herrn Back, Ober unterthätigster Diener

ges. W. Pauli

Drogi radioaktywne Panie i Panowie,

... znalazłem, co prawda wątpliwe, ale jednak możliwe rozwiązanie, które “ratuje” zachowanie energii w rozpadzie β .

Rozważmy mianowicie możliwość, że mogą istnieć elektrycznie obojętne cząstki, które nazwę **neutronami**...

Masa neutronu nie może przekraczać 0,01 masy protonu.

W ten sposób można zrozumieć ciągłe spektrum energii w rozpadzie β .

Drogi radioaktywne Panie i Panowie,

... znalazłem, co prawda wątpliwe, ale jednak możliwe rozwiązanie, które “ratuje” zachowanie energii w rozpadzie β .

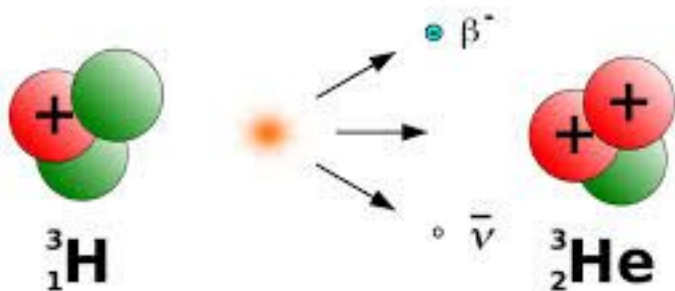
Rozważmy mianowicie możliwość, że mogą istnieć elektrycznie obojętne cząstki, które nazwę **neutronami**...

Masa neutronu nie może przekraczać 0,01 masy protonu.

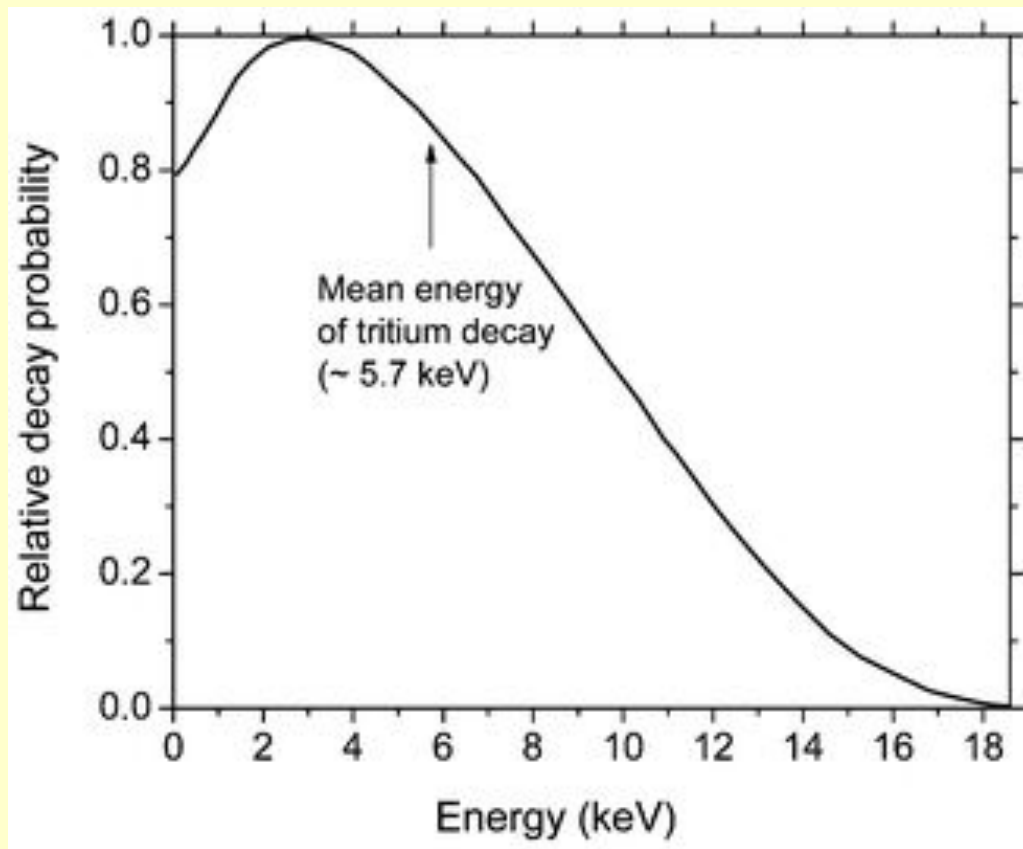
W ten sposób można zrozumieć ciągłe spektrum energii w rozpadzie β .

Niestety nie mogę się osobiście pojawić w Tybindze, ze względu na bal odbywający się w ZÜRICHU, w nocy z 6. na 7. Grudnia.

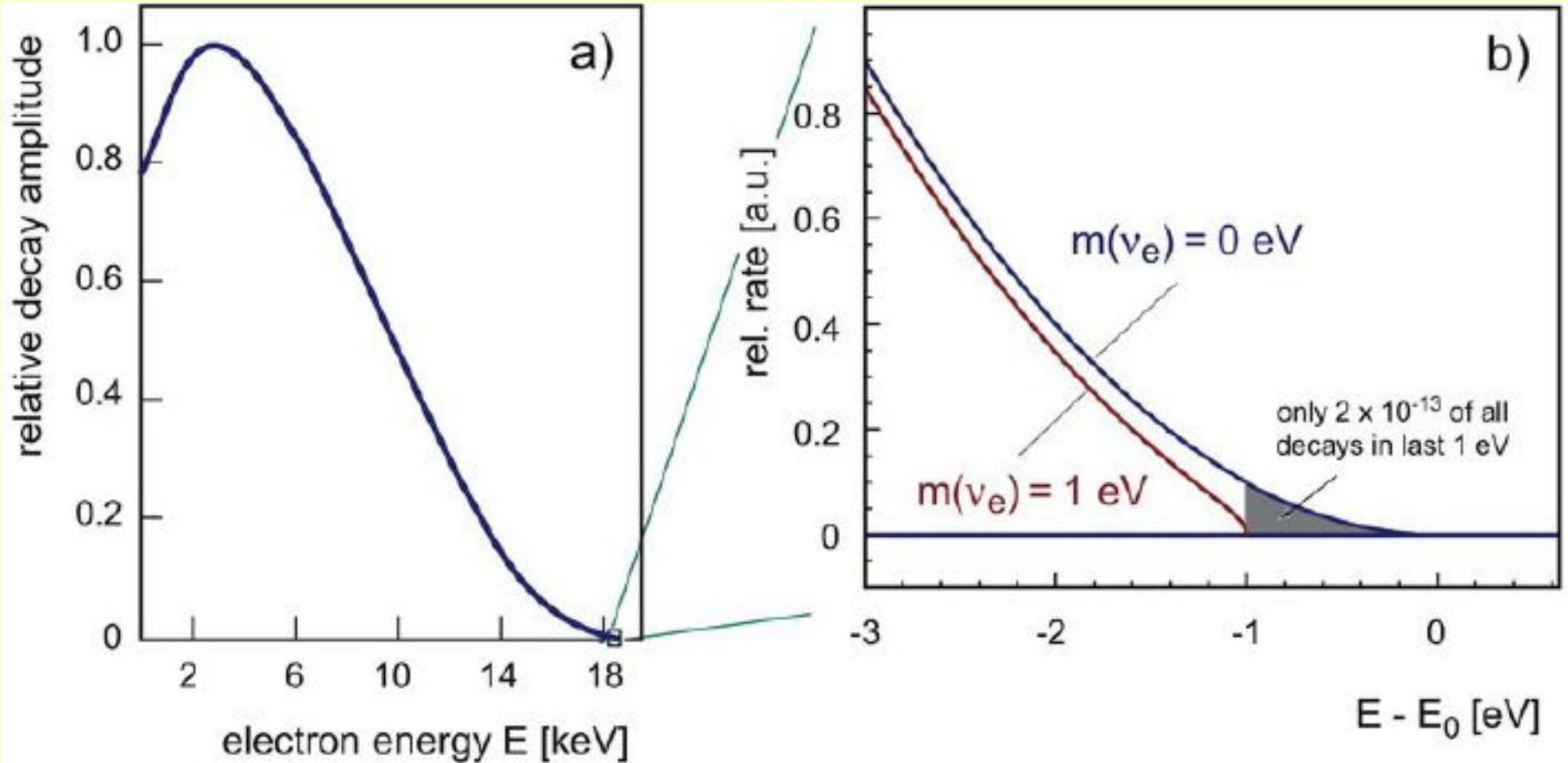
Rozkład energii elektronu w rozpadzie β trytu



Dlaczego energia
w rozpadzie beta nie jest
zachowana?



Rozkład elektronów w rozpadzie trytu



Pauli później wyznał, że neutrino było *głupim dzieckiem kryzysu w moim osobistym życiu.*

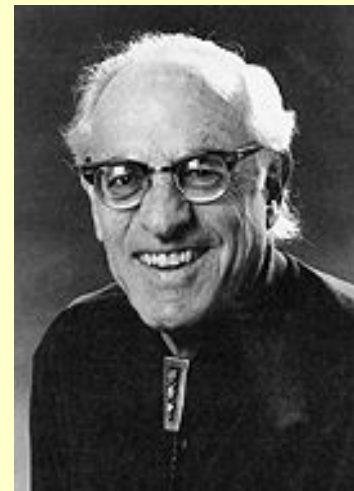
Miał na myśli:

samobójstwo jego matki (trzy lata wcześniej),
ponowne małżeństwo ojca z kobietą, której Pauli był niechętny,
gwałtowny koniec jego własnego krótkiego małżeństwa, kiedy to
żona miała chęć opuścić go dla jakiegoś przeciętnego chemika

w roku 1956

F. Reines i C.L. Cowan umieszczając w sąsiedztwie reaktora w elektrowni Savannah River odpowiedni detektor zobaczyli ślady antyelektronu i neutronu

Nobel 1995: Frederick Reines i Martin Perl (tau)



Nobel 1988

za odkrycie neutrina mionowego w laboratorium Brookhaven, N.Y.
w latach 1960 - 1962

Melvin Schwartz

Leon Lederman

Jack Steinberger



Model Standardowy



leptony

	Flavor	Mass (GeV/c ²)	Elect. Charge
ν_e	e neutrino	$< 7 \times 10^{-9}$	0
e^-	electron	.000511	-1
ν_μ	μ neutrino	$< .0003$	0
μ^-	muon	0.106	-1
ν_τ	τ neutrino	$< .03$	0
τ^-	tau	1.7771	-1

Nobel 1995
F.Reines i M. Perl

Według modelu standardowego neutrina są bezmasowe

Model Standardowy

Definiujemy dublet leptonowy:

$$L = \begin{bmatrix} L_A \\ L_B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{bmatrix}.$$

który względem grupy SU(2) transformuje się identycznie jak dublet pól Higgsa Φ :

$$\Phi \rightarrow \Phi' = U\Phi,$$

$$L \rightarrow L' = UL,$$

$$U = e^{-i\vec{\alpha}(x) \cdot \vec{\tau}}.$$

Prawoskrętne leptony nie transformują się względem grupy SU(2):

$$e_R \rightarrow e'_R = e_R, \quad \nu_{eR} \rightarrow \nu'_{eR} = \nu_{eR}.$$

Neutrino są bezmasowe.

Źródła neutrin

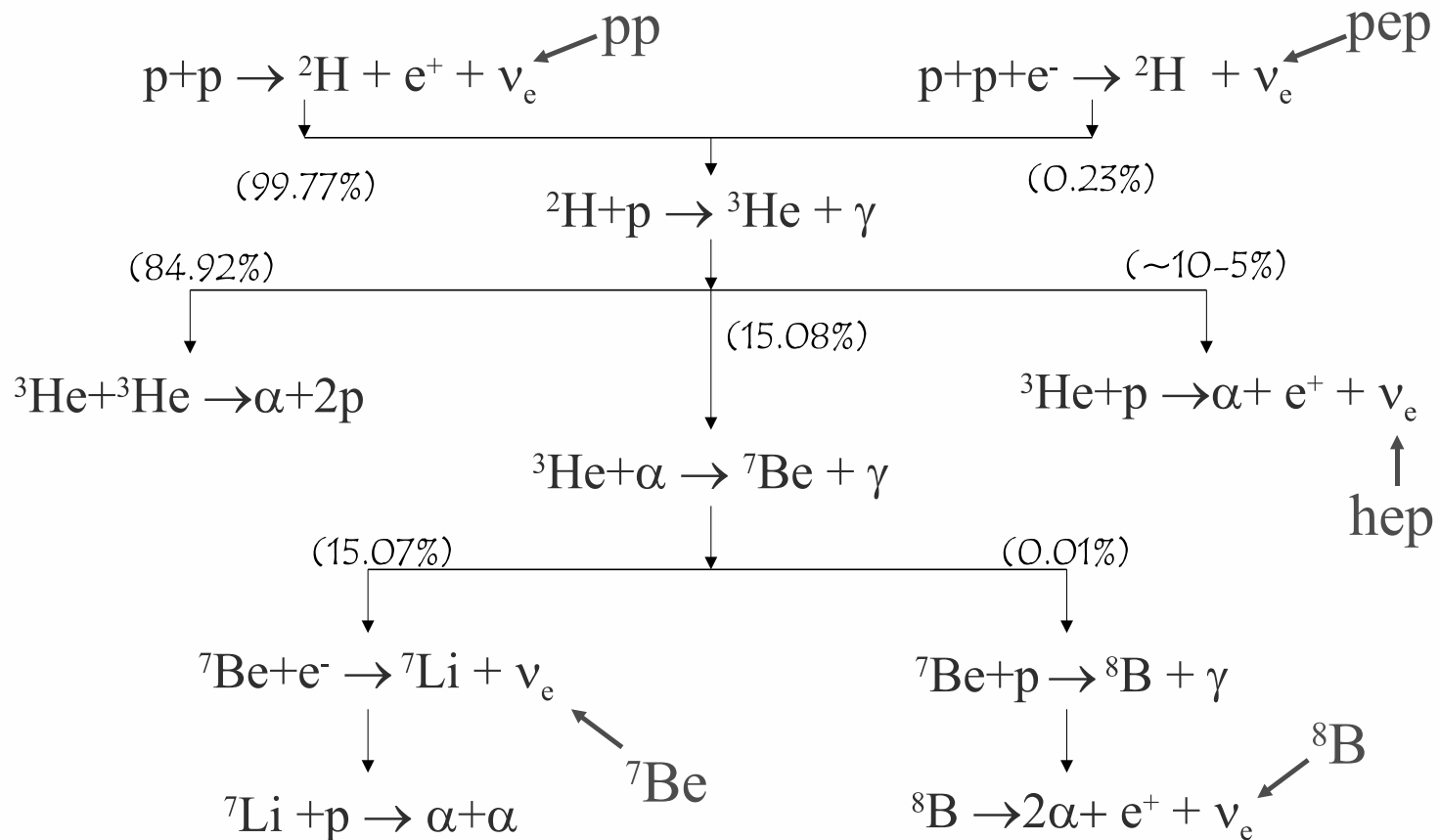
- Radioaktywność naturalna
- Działalność ludzka (akceleratorzy, reaktory)
- Promieniowanie kosmiczne
- Słońce i inne gwiazdy
- Wybuchy gwiazd supernowych
- Neutrino tła - pozostawość po wielkim wybuchu nikt ich jeszcze nie zaobserwował

NEUTRINA PRAWIE NIE ODDZIAŁUJĄ Z MATERIAŁ

Neutrina słoneczne

Cracow School

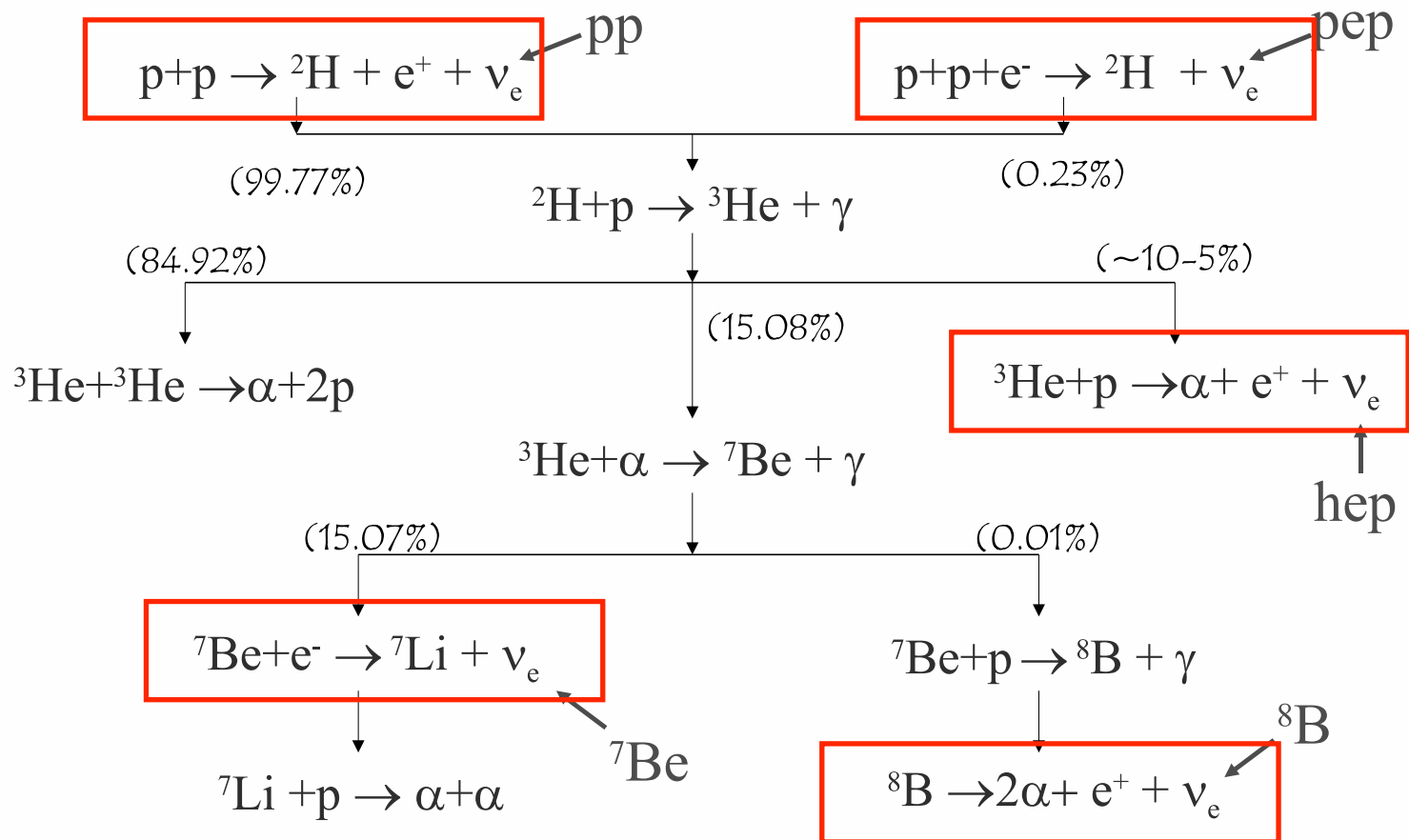
The solar pp chain

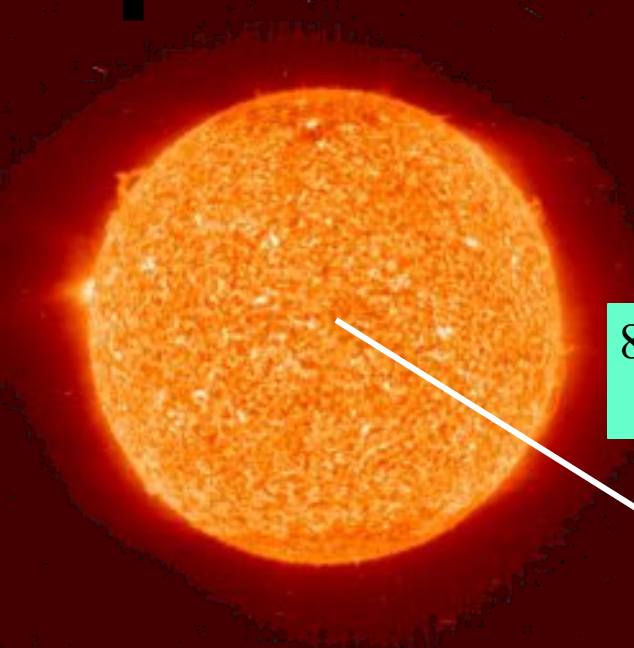


Neutrina słoneczne

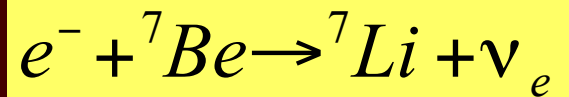
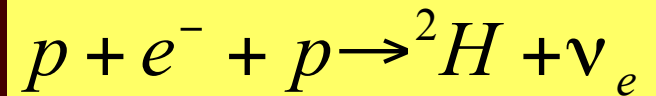
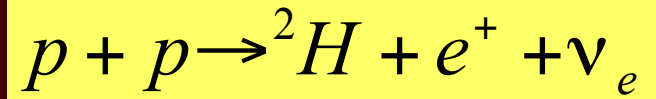
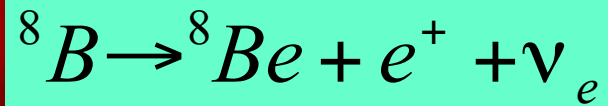
Cracow School

The solar pp chain





Słońce jest źródłem neutrin elektronowych
o energiach od 0 do 20 MeV

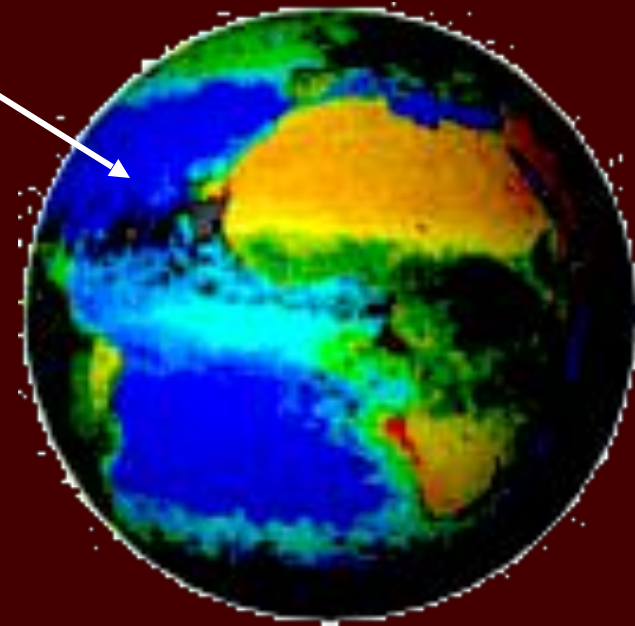


na Ziemi prowadzi się dwa typy
eksperymentów:

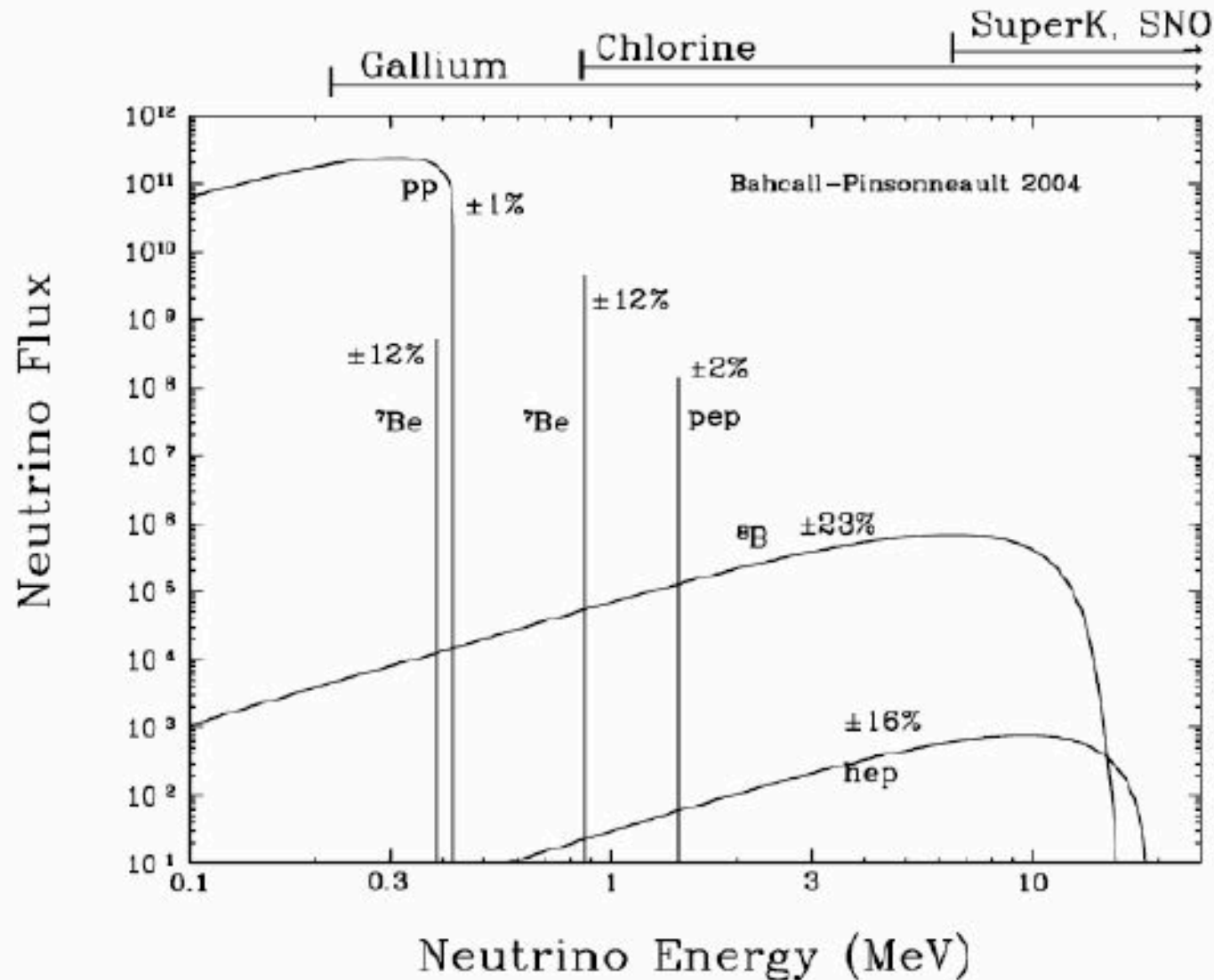
“chemiczne”: $\nu + \text{Cl} \rightarrow \text{Ar} + e$
 $\nu + \text{Ga} \rightarrow \text{Gr} + e$

“wodne”: $\nu + e \rightarrow \nu + e$

tylko
neutrino
elektronowe
wszystkie



Neutrina słoneczne



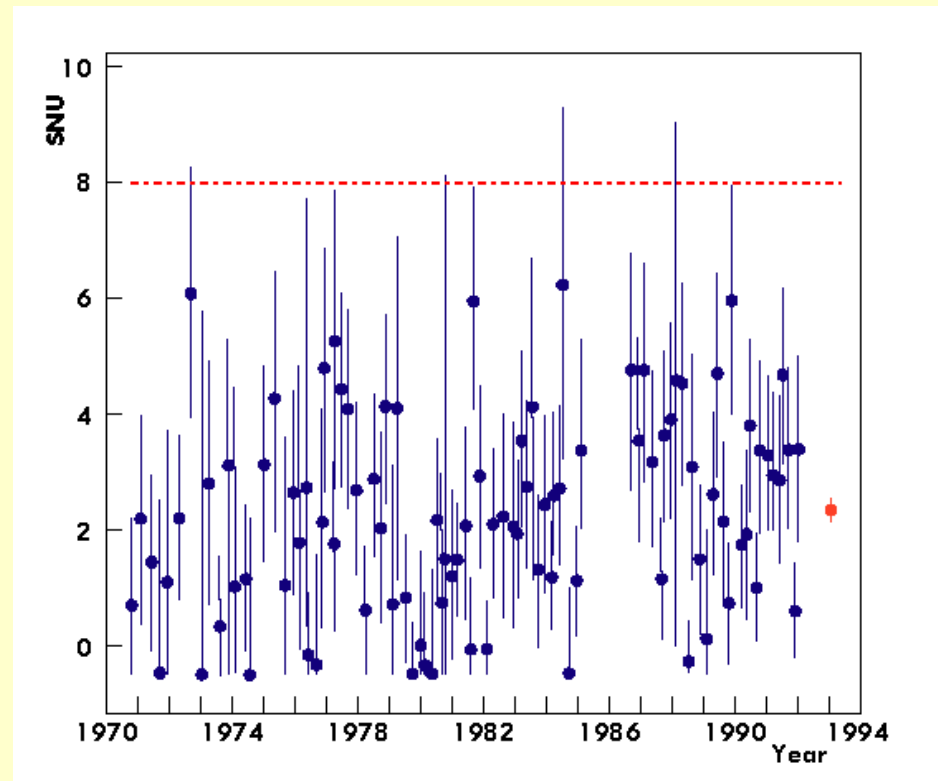
Eksperyment Homestake, N.D.

umieszczony w kopalni w Północnej Dakocie

cylinder wypełniony 615. tonami C_2Cl_4 (tetra-chloro-etylen)



← naświetlanie przez 50 dni
chemiczne wyodrębnienie argonu
obserwacja rozpadu argonu (27/rok)



Eksperyment Homestake, N.D.

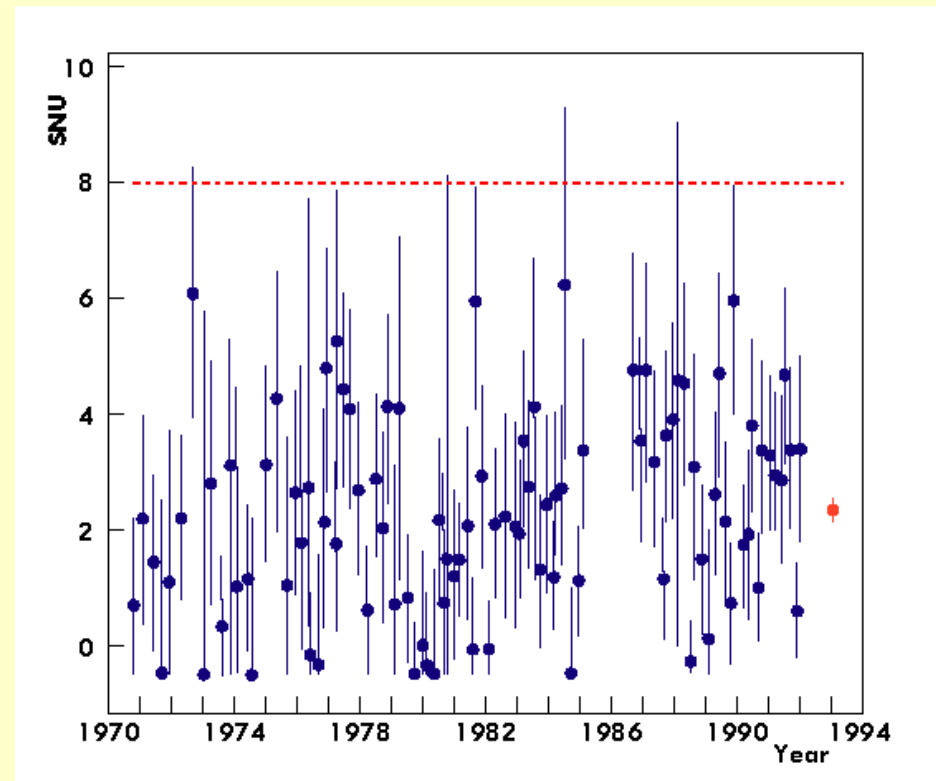
umieszczony w kopalni w Północnej Dakocie

cylinder wypełniony 615. tonami C_2Cl_4 (tetra-chloro-etylen)



**Nobel 2002,
Raymond Davis**

← naświetlanie przez 50 dni
chemiczne wyodrębnienie argonu
obserwacja rozpadu argonu (27/rok)

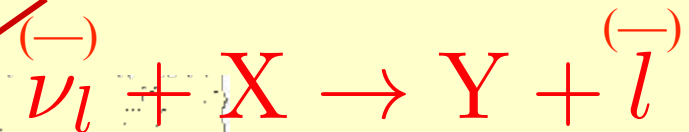


Eksperyment Super-Kamiokande

umieszczony w kopalni Kamioka neutronowy detektor

cylinder 41,4 m na 39,3 m
wypełniony 50 tys ton wody

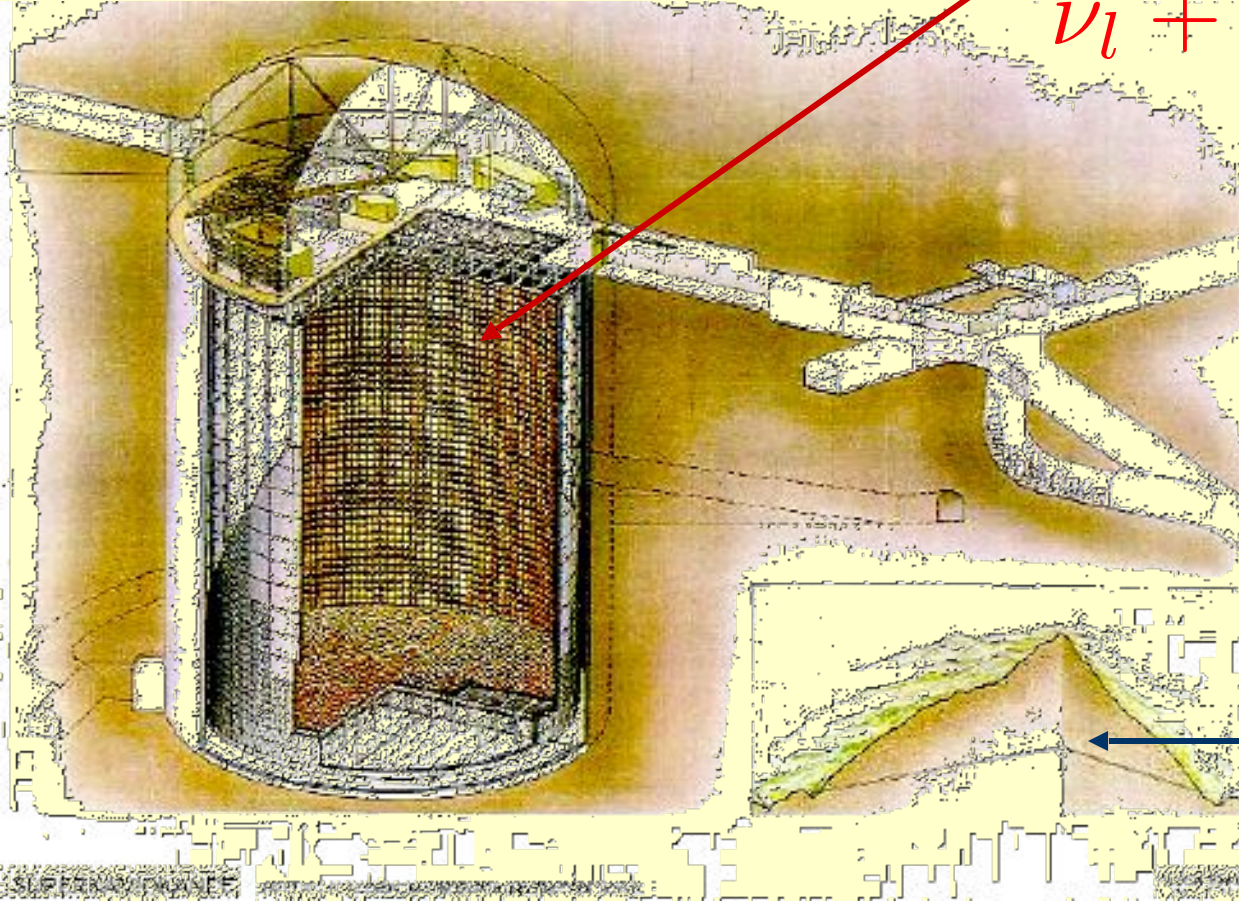
11200 fotopowielaczy

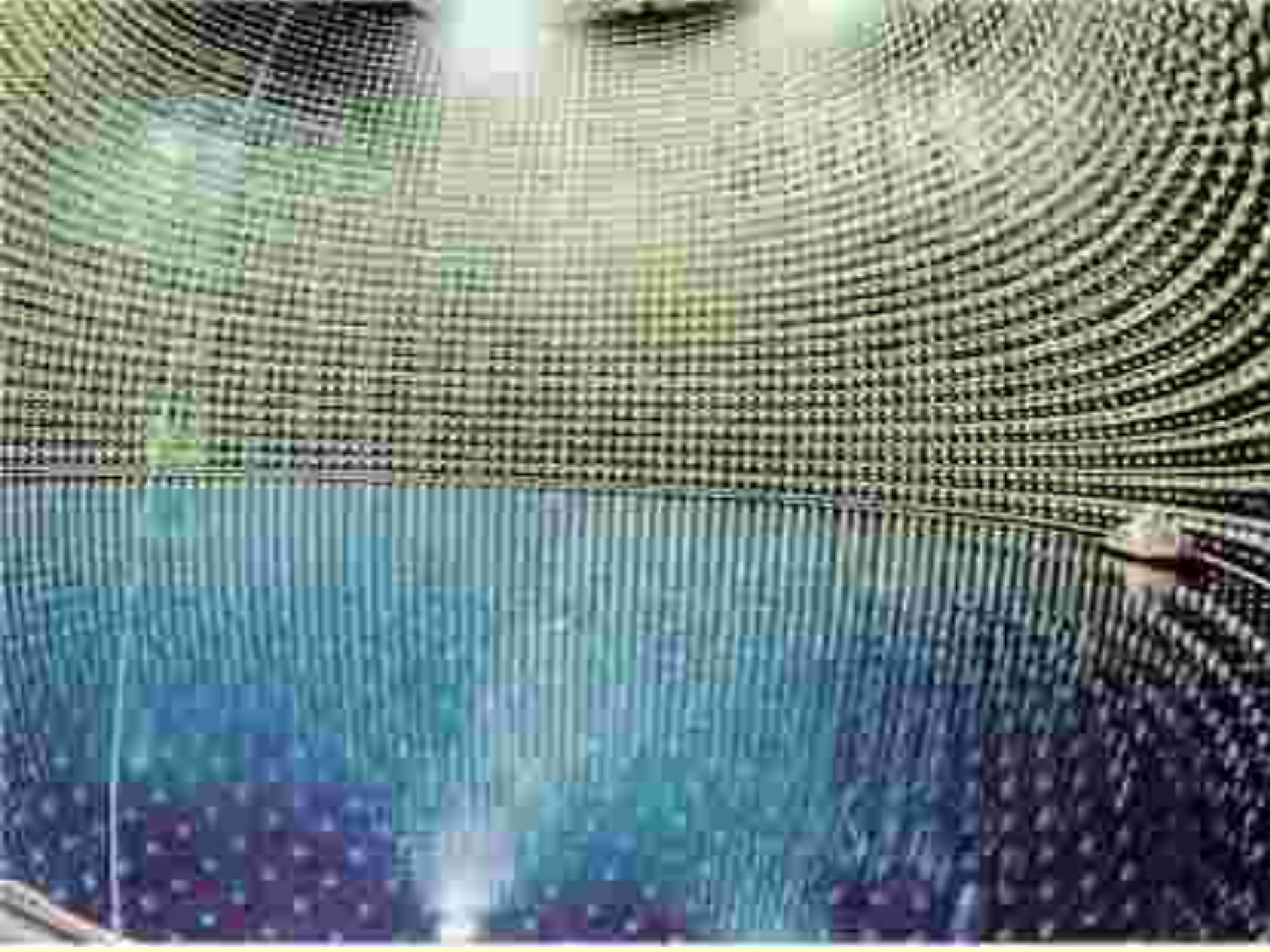


promieniowanie
Czerenkowa

proceedzi się w nim
obserwacje neutrin
słonecznych
i atmosferycznych
a także K2K
i reaktorowych

we wnętrzu góry
1 km pod
powierzchnią





Eksperyment Super-Kamiokande

umieszczony w kopalni Kamioka neutronowy detektor

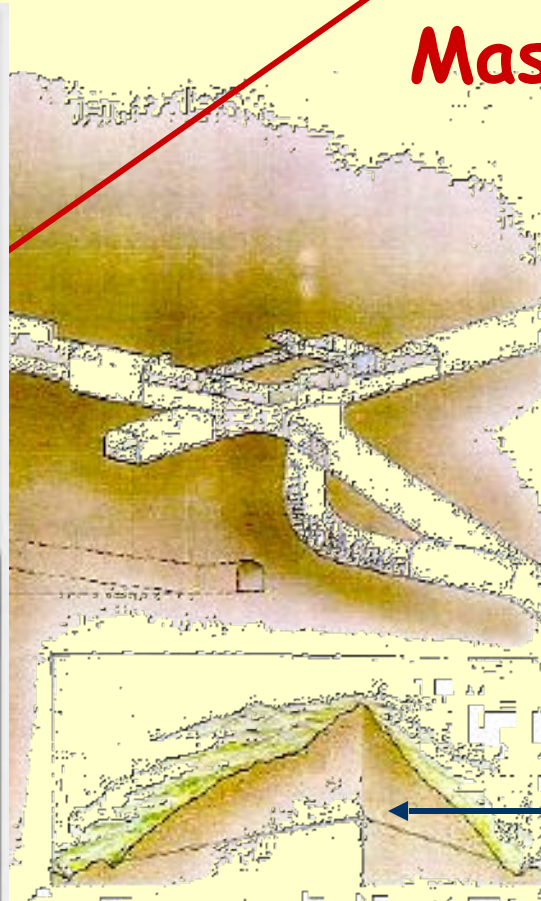
cylinder 41,4 m na 39,3 m
wypełniony 50 tys ton wody

11200 fotopowielaczy

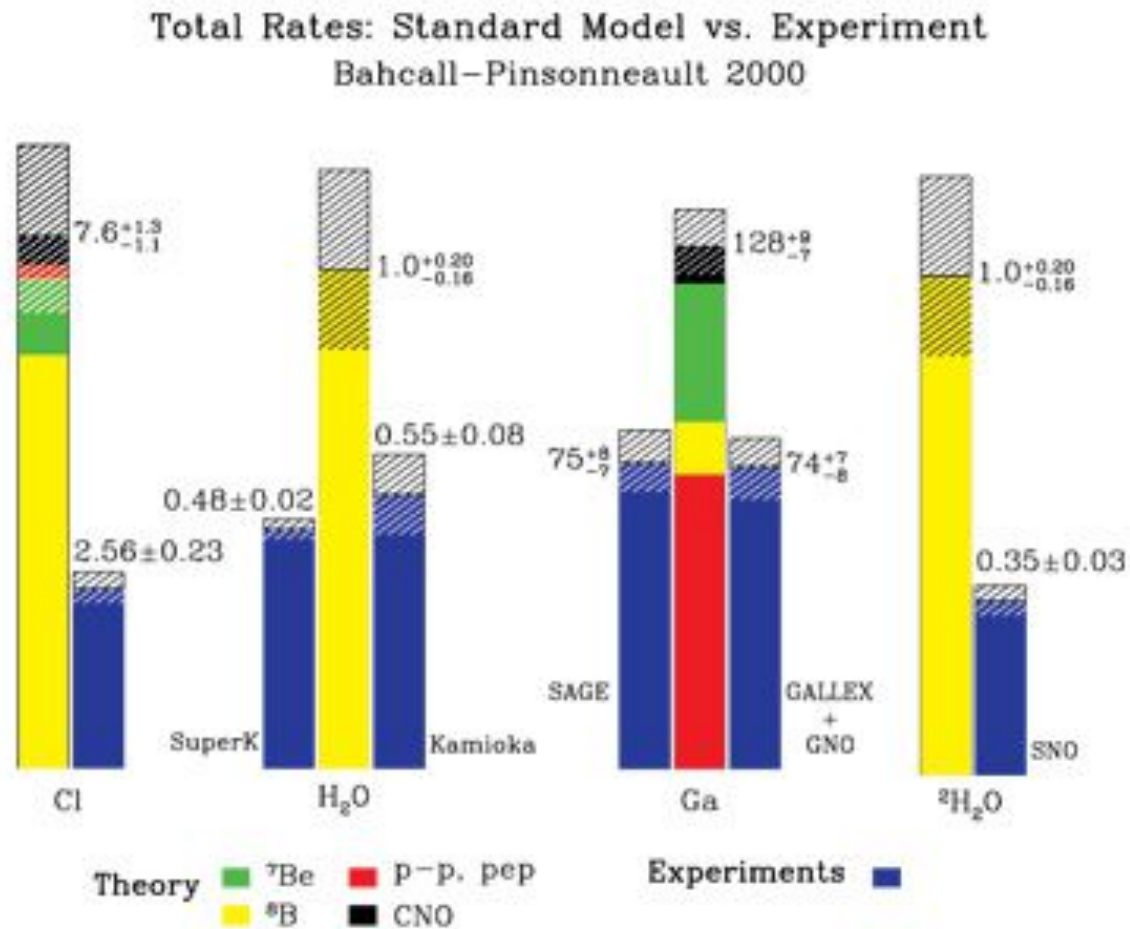
**Masatoshi Koshiba,
Nobel 2002**

proceedzi się w nim
obserwacje neutrin
słonecznych
i atmosferycznych
a także K2K
i reaktorowych

we wnętrzu góry
1 km pod
powierzchnią



Problem neutrin słonecznych



Kto kradnie neutrino słoneczne?

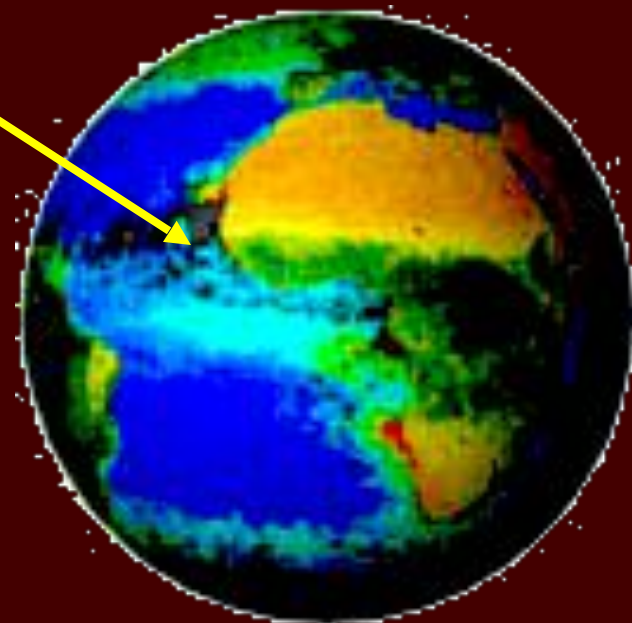
ze Słońca wylatuje neutrino elektronowe

na Ziemię dociera neutrino mionowe, które nie jest obserwowalne w eksperymentach chemicznych.

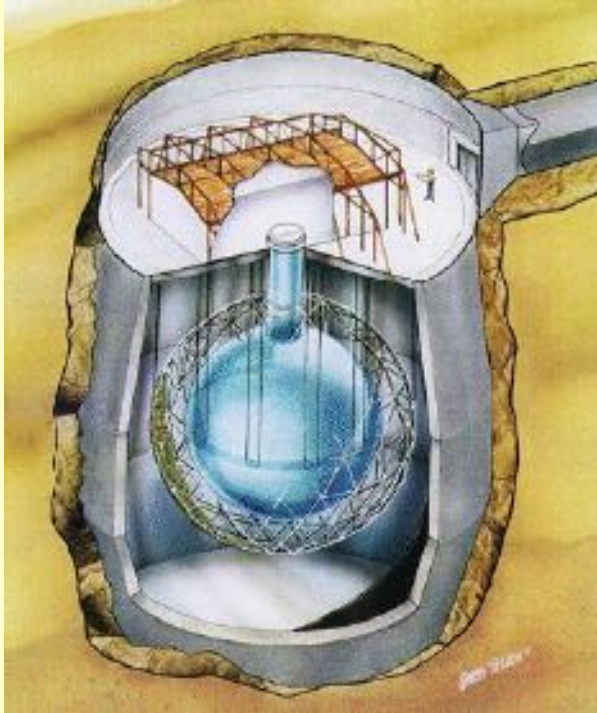
eksperymenty wodne widzą wszystkie neutrino, ale mierzy się

$$N_{\nu}^e + \frac{1}{7} N_{\nu}^{\mu+\tau}$$

trzeba zatem w eksperymencie wodnym zmierzyć oddzielnie liczbę neutrin elektronowych, to się udało dopiero ostatnio w eksperymencie SNO (ciężka woda)



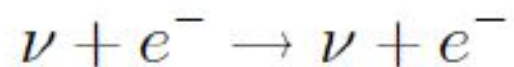
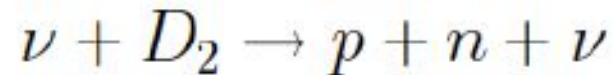
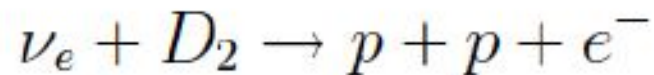
Eksperyment SNO



7000 ton wody
w środku zbiornik z 1000 ton ciężkiej wody

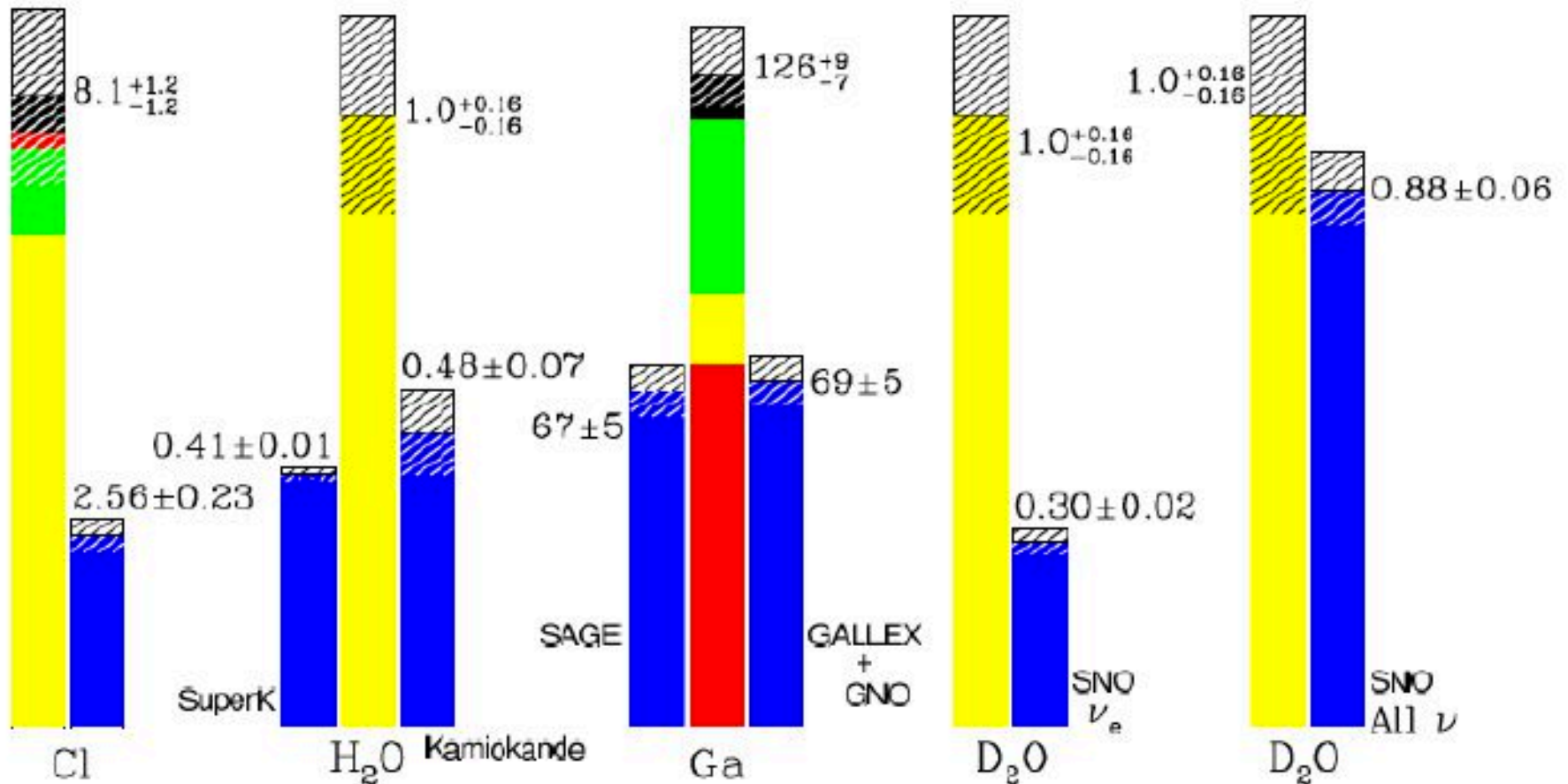


Detektor z ciężką wodą (Sudbury Neutrino Observatory = SNO):



Neutrina słoneczne

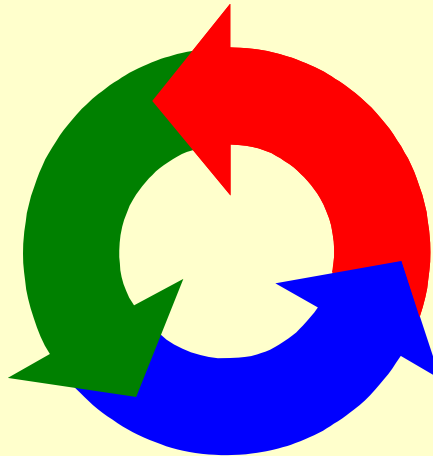
Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall-Serenelli 2005 [BS05(OP)]



Kto kradnie neutrina słoneczne?

Neutrina znikają z powodu
efektu kwantowomechanicznego
tzw.

OSCYLACJI NEUTRIN



potwierdzenie tego zjawiska otrzymano w eksperymencie
SNO, w nieczynnej kopalni niklu w Kanadzie
(praca datowana na 30 czerwca 2001)

neutrino masy mase!

Mieszanie neutrin

Zastosujemy przybliżenie nierelatywistyczne, (równanie Schrödingera), mimo, że neutrina są prawie bezmasowe. Wynik jest identyczny jak w przypadku równania Diraka. Załóżmy:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad \alpha = e, \mu, \tau.$$

gdzie stany $i = 1, 2, 3$ są stanami własnymi masy. To znaczy, że neutrino które powstaje jako α w chwili $t = 0$, po czasie t jest mieszaniną:

$$|\nu(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle e^{-iE_i t/\hbar}.$$

Mieszanie neutrin - c.d.

Amplituda prawdopodobieństwa, że w chwili t neutrino jest typu β :

$$\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle = \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{-iE_i t / \hbar}$$

i w konsekwencji prawdopodobieństwo oscylacji:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \sum_{i,j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* e^{-i(E_i - E_j)t / \hbar}$$

Trzeba policzyć różnicę energii w przybliżeniu relatywistycznym.

Różnica energii

$$E \approx |\mathbf{p}|c \left(1 + \frac{m^2 c^2}{2p^2} \right) = |\mathbf{p}|c + \frac{m^2 c^3}{2|\mathbf{p}|}$$

$$E_2 - E_1 \approx \frac{m_2^2 c^3 - m_1^2 c^3}{2|\mathbf{p}|} \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} c^4$$

Wprowadzamy oznaczenie:

$$m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$$

Prawdopodobieństwo oscylacji

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \sum_{i,j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* \exp\left(-i \frac{m_{ij}^2 c^4}{2\hbar E} t\right)$$

Prawdopodobieństwo oscylacji

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) &= \sum_{i,j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* \left(\cos \frac{m_{ij}^2 t}{2E} - i \sin \frac{m_{ij}^2 t}{2E} \right) \\ &= \sum_{i,j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* \left(1 - 2 \sin^2 \frac{m_{ij}^2 t}{4E} - i \sin \frac{m_{ij}^2 t}{2E} \right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>,j} \operatorname{Re}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) \sin^2 \frac{m_{ij}^2 t}{4E} \\ &\quad + 2 \sum_{i>,j} \operatorname{Im}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) \sin \frac{m_{ij}^2 t}{2E}, \end{aligned}$$

Prawdopodobieństwo oscylacji

$\text{Re}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i})$ symetryczne $i \longleftrightarrow j$,

$\text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i})$ antysymetryczne $i \longleftrightarrow j$.

Łamanie CP

Pamiętajmy, że w równaniu Diraka sprzężenie ładunkowe zamieniające cząstkę na antycząstkę zawiera sprzężenia zespolone funkcji falowej, co w przypadku macierzy mieszania sprowadza się do zamiany

$$U \rightarrow U^*$$

$$\text{Re}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i}) \rightarrow + \text{Re}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i}),$$

$$\text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i}) \rightarrow - \text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i}),$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \neq P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$$

$$\text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha i}) \neq 0$$

Macierz

Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata

$$V_{\text{PMNS}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$
$$= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}.$$

Macierz analogiczna do macierzy Cabbibo-Kobayashi-Maskawa.

Invariantr Jarlskog:

$$J = J_{\rho k} = \varepsilon_{\alpha\beta\rho} \varepsilon_{ijk} \text{Im} [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^*]$$
$$= \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \underline{\sin \delta}.$$

$$J_{\text{CKM}} = 3 \times 10^{-5}$$

$$J_{\text{PMNS}} = 0.25 \sin \delta$$

Oscylacje neutrin

Pomijamy łamanie CP. Szczęśliwa hierarchia:

$$\begin{aligned} |m_{31}^2| &\approx |m_{32}^2| = \Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ |m_{21}^2| &= \Delta m_{\odot}^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(z) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 (U_{\alpha 1} U_{\beta 1}) (U_{\alpha 2} U_{\beta 2}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\odot}^2 z}{4E} \\ &\quad - 4 (U_{\alpha 1} U_{\beta 1} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}) (U_{\beta 3} U_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 z}{4E}. \end{aligned}$$

$$z = t$$

Oscylacje neutrin

Pomijamy łamanie CP. Szcześliwa hierarchia:

$$\begin{aligned} |m_{31}^2| &\approx |m_{32}^2| = \Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ |m_{21}^2| &= \Delta m_{\odot}^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(t) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 (U_{\alpha 1} U_{\beta 1}) (U_{\alpha 2} U_{\beta 2}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\odot}^2 z}{4E} \\ &\quad - 4 (\delta_{\alpha\beta} - U_{\beta 3} U_{\alpha 3}) (U_{\beta 3} U_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 z}{4E}. \end{aligned}$$

Oscylacje neutrin

Pomijamy łamanie CP. Szcześliwa hierarchia:

$$\Psi = \frac{\Delta m^2 z}{4E\hbar} = 1.27 \times \left(\frac{\Delta m^2}{\text{eV}^2} \right) \times \left(\frac{z}{\text{km}} \right) \times \left(\frac{\text{GeV}}{E} \right).$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \delta_{\alpha\beta} - 4 (U_{\alpha 1} U_{\beta 1}) (U_{\alpha 2} U_{\beta 2}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\odot}^2 z}{4E} \\ - 4 (\delta_{\alpha\beta} - U_{\beta 3} U_{\alpha 3}) (U_{\beta 3} U_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 z}{4E}.$$

Eksperyment CHOOZ



Eksperyment CHOOZ

Reaktor w Chooz produkuje $\alpha = \bar{\nu}_e$ o energii około 3 MeV, a detektor jest w odległości 1 km. Dla tych wartości otrzymujemy:

$$\text{CHOOZ: } \Psi_{\odot} \sim 3 \times 10^{-3}, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.11$$

i w związku z tym można zaniedbać przyczynę od Ψ_{\odot} . Detektor czuły jest na antyneutrino elektronowe: $\beta = \bar{\nu}_e$, stąd

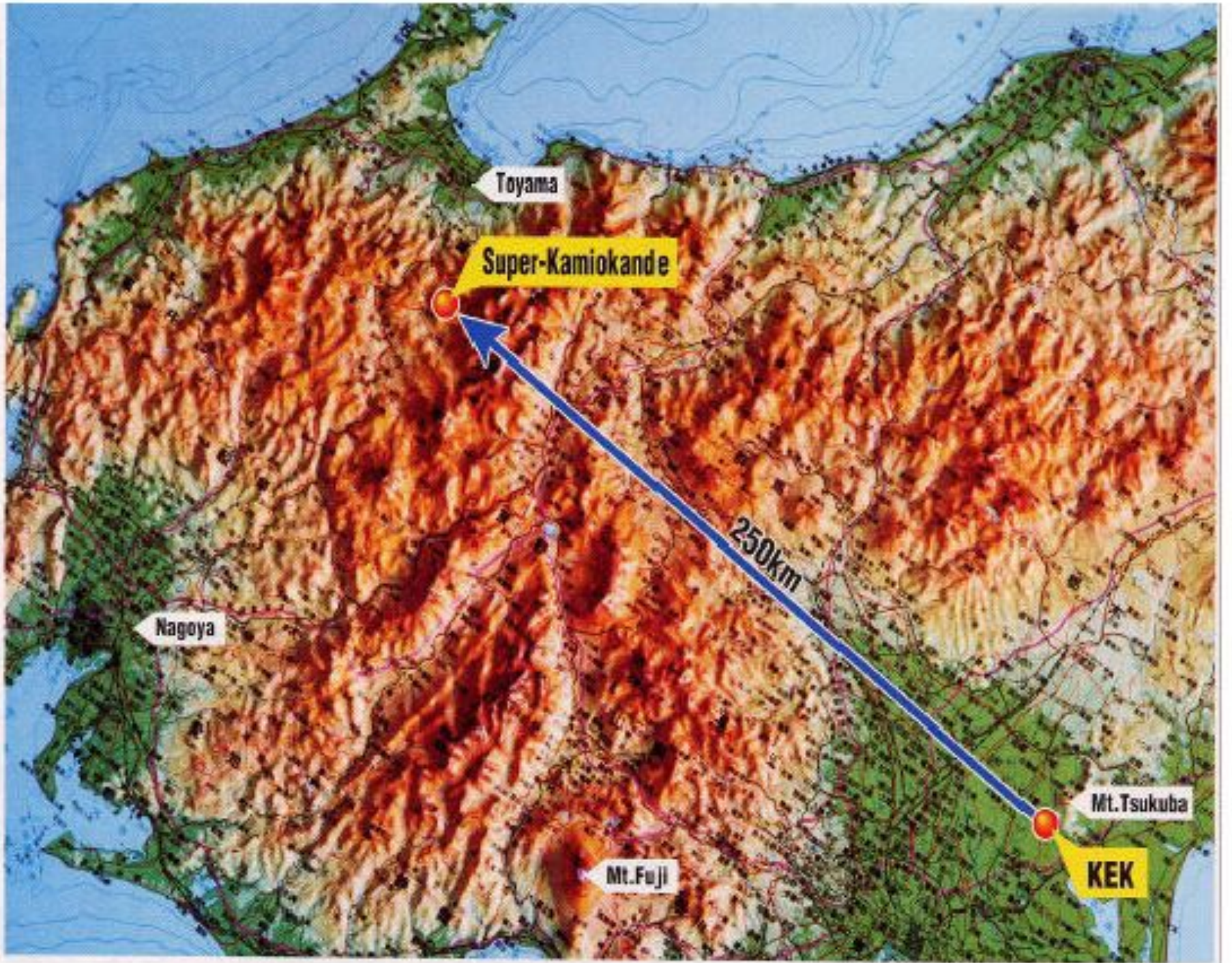
$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1 - 4(1 - U_{e3}^2)U_{e3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}}.$$

Wynik CHOOZ był konsystentny z

$$U_{e3}^2 < 0.05$$

Eksperyment CHOOZ

$$V_{\text{PMNS}} \approx \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} & -c_{12}s_{23} & c_{23} \end{bmatrix}$$



Toyama

Super-Kamiokande

Nagoya

Mt. Fuji

Mt. Tsukuba

KEK

250km

Eksperyment K2K

Eksperyment, który pozwolił na oszacowanie kąta mieszania θ_{23} nazywa się K2K i prowadził pomiary w latach 1999-2004. Eksperyment ten wykorzystywał dwa japońskie ośrodki badawcze: kompleks akceleratorów KEK zlokalizowany w dwóch kampusach w okolicach Tsukuby oraz wodny detektor neutrinowy ulokowany w wygaszonej kopalni cynku Kamioka, odległej od KEK o około 250 km. Eksperyment Kamiokande (ang. *Kamioka Neutron Decay Experiment*) pomyślany był pierwotnie w celu odkrycia ewentualnego rozpadu protonu, przyczynił się do odkrycia oscylacji neutrin słonecznych. Został rozbudowywany do wersji Superkamiokande, a obecnie trwa projekt dalszego powiększenia do wersji Hyper. W omawianym eksperymencie K2K (w tłumaczeniu z angielskiego: *KEK do Kamioki*) wytworzoną w KEK wiązkę neutrin mionowych kierowano do detektora Kamiokande i badano ich oscylacje. W laboratorium KEK protony o energii 12 GeV produkują na tarczy aluminiowej mezony π^+ , które rozpadają się

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

emitując neutrina mionowe o średniej energii 1.3 GeV. Przyjmując odległość 250 km do detektora Superkamiokande otrzymujemy następujące wartości na kąty Ψ :

$$\text{K2K: } \Psi_{\odot} \sim 0.02, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.61$$

Eksperyment K2K

Zaniedbując przyczynek od neutrin słonecznych otrzymujemy następujące (przybliżone) prawdopodobieństwa na oscylacje neutrin mionowych:

$$\begin{aligned}P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(t) &= 1 - 4(1 - U_{\mu 3}^2)U_{\mu 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Psi_{\text{atm}}, \\P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(t) &= 4U_{\mu 3}^2 \underline{U_{e 3}^2} \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = 0, \\P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(t) &= 4U_{\mu 3}^2 \overline{U_{\tau 3}^2} \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Psi_{\text{atm}}.\end{aligned}\tag{1}$$

Najlepsze dopasowanie do danych z eksperymentu K2K daje:

$$\begin{aligned}\Delta m_{\text{atm}}^2 &= 2.8 \times 10^{-3}, \\ \sin^2 2\theta_{23} \sim 1 &\quad \rightarrow \quad \cos \theta_{23} = \sin \theta_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}},\end{aligned}\tag{2}$$

Eksperyment K2K

$$V_{\text{PMNS}} \approx \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}/\sqrt{2} & c_{12}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ s_{12}/\sqrt{2} & -c_{12}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{bmatrix}$$

Eksperyment KamLAND

Eksperyment pod nazwą KamLAND (ang. *Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector*) wykonano w znanym nam już laboratorium Kamioka, ale tym razem obserwując antyneutrina elektronowe pochodzące w większości z 26 japońskich elektrowni jądrowych (w Japonii pracuje obecnie około 50. elektrowni jądrowych). Średnia odległość od źródła wynosi około 180 km, a energia emitowanych neutrin wynosi około 4 MeV. W przeciwieństwie do CHOOZ (gdzie odległość od źródła była 1 km) kąta Ψ_{\odot} nie można zaniedbać:

$$\text{KamLAND: } \Psi_{\odot} \sim 0.4, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 14.3.$$

Mimo, że $\sin \Psi_{\text{atm}} \sim 1$, to ze względu na małość elementu U_{e3} do oscylacji antyneutrino elektronowych główny wkład pochodzi od neutrin słonecznych:

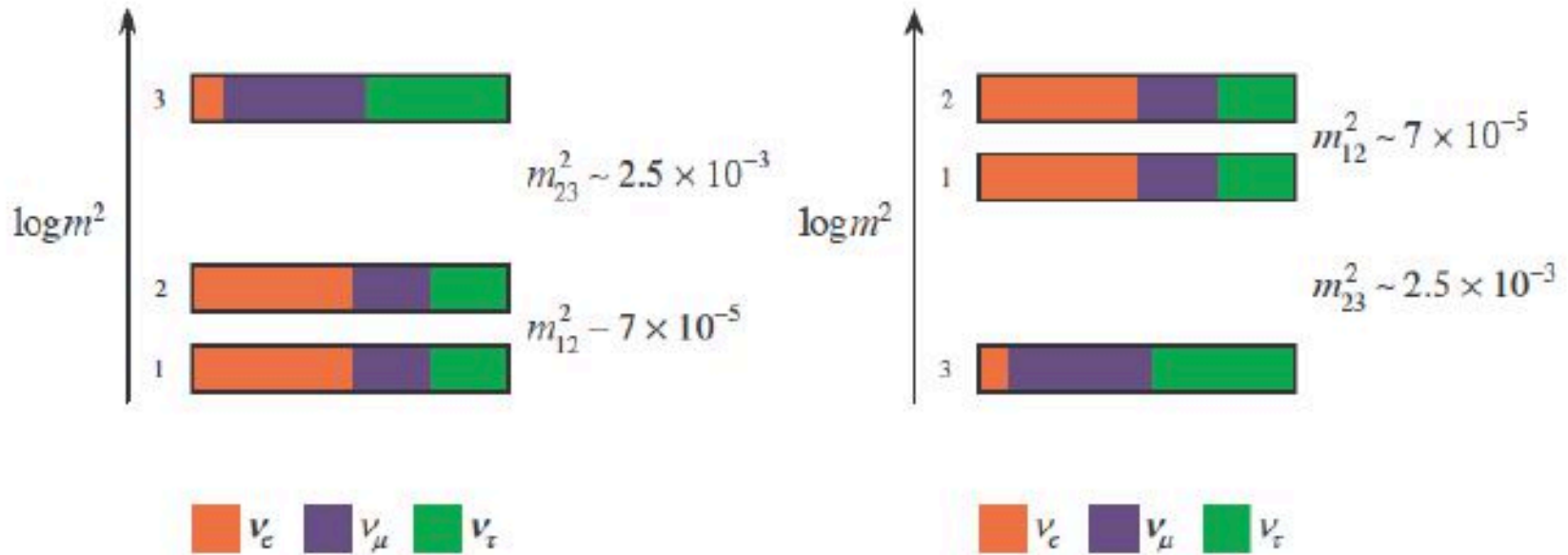
$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}(t) = 1 - 4U_{e1}^2 U_{e2}^2 \sin^2 \Psi_{\odot} = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Psi_{\odot}.$$

$$\Delta m_{\odot}^2 = 6.9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2,$$

$$0.84 < \sin^2 2\theta_{12} < 1,$$

Podsumowanie

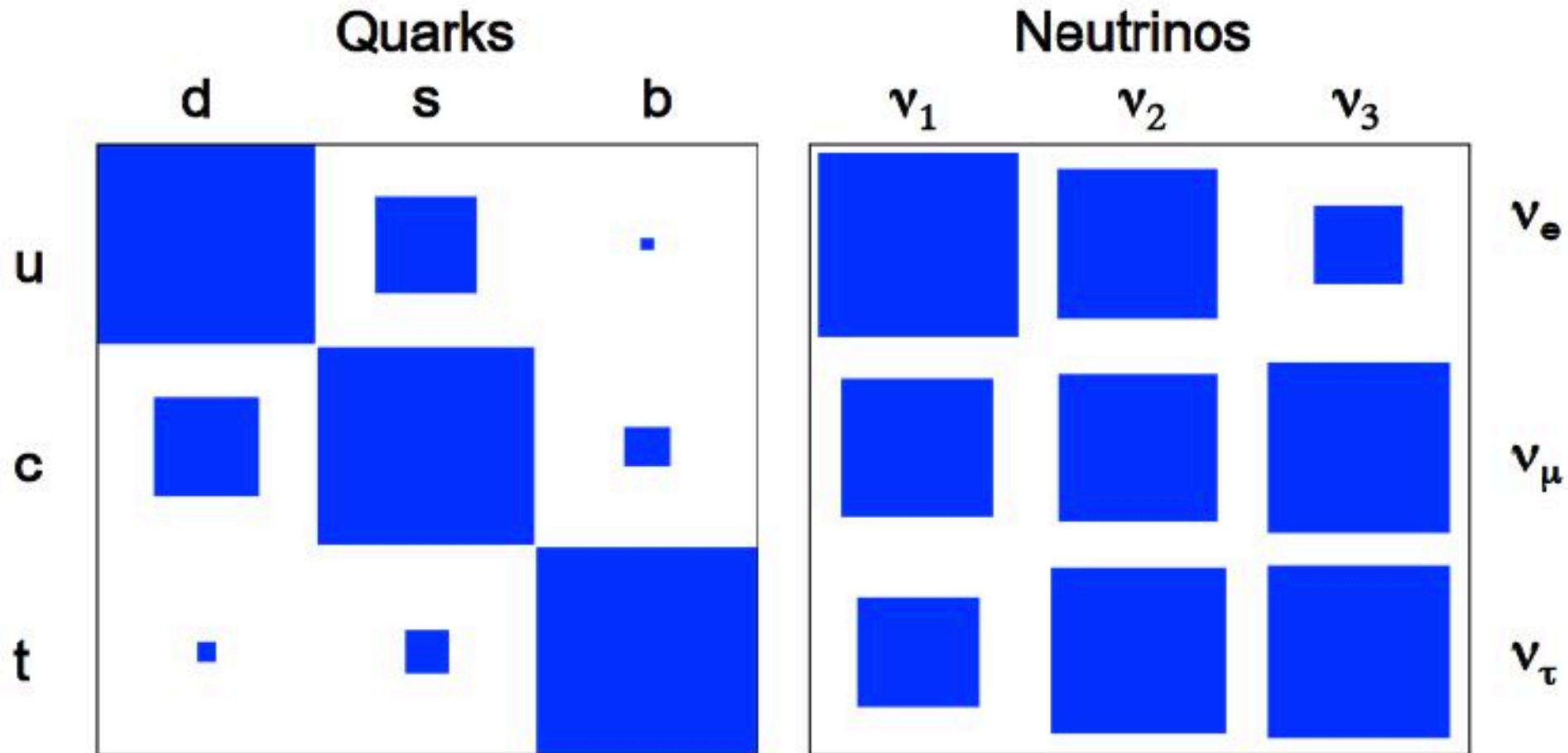
Co wiemy o masach i kątach?



Ponieważ nie znamy znaku różnic kwadratów mas neutrin, możliwe są dwa scenariusze: hierarchia normalna i odwrócona.

Podsumowanie

CKM and PNMS mixing matrices



PDG 2018

Parameter	best-fit	3σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{ eV}^2]$	7.37	6.93 – 7.96
$\Delta m_{31(23)}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]$	2.56 (2.54)	2.45 – 2.69 (2.42 – 2.66)
$\sin^2 \theta_{12}$	0.297	0.250 – 0.354
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.425	0.381 – 0.615
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	0.589	0.384 – 0.636
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.0215	0.0190 – 0.0240
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	0.0216	0.0190 – 0.0242
δ/π	1.38 (1.31)	2σ : (1.0 - 1.9) (2σ : (0.92-1.88))

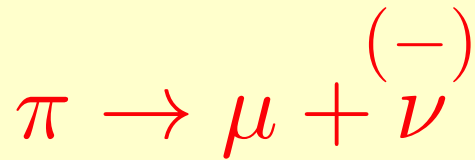
Pomiar fazy δ



**K.Abe et al. (T2K Collaboration)
Constraint on the matter-antimatter
symmetry-violating phase in
neutrino oscillations**

Tokai (JPARC) to Kamioka

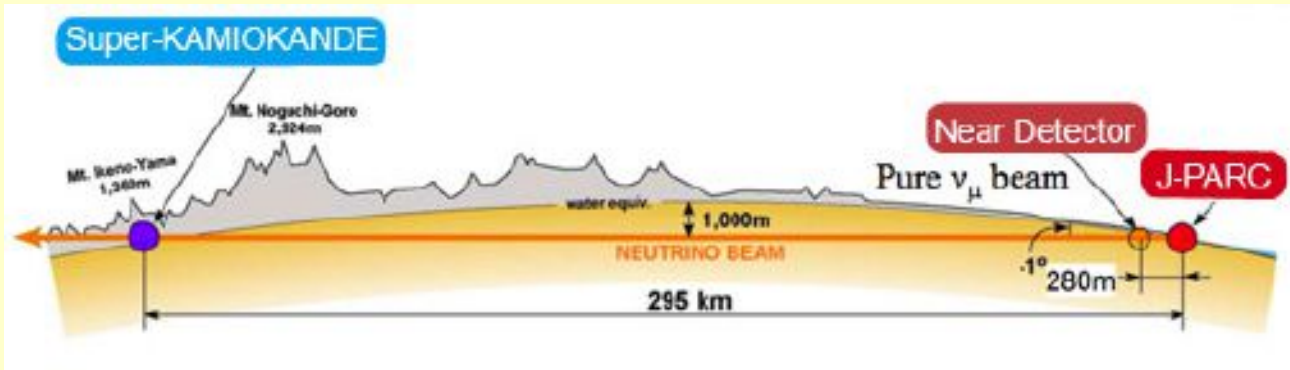
Pomiar fazy δ



$$E \sim 0.6 \text{ GeV}$$

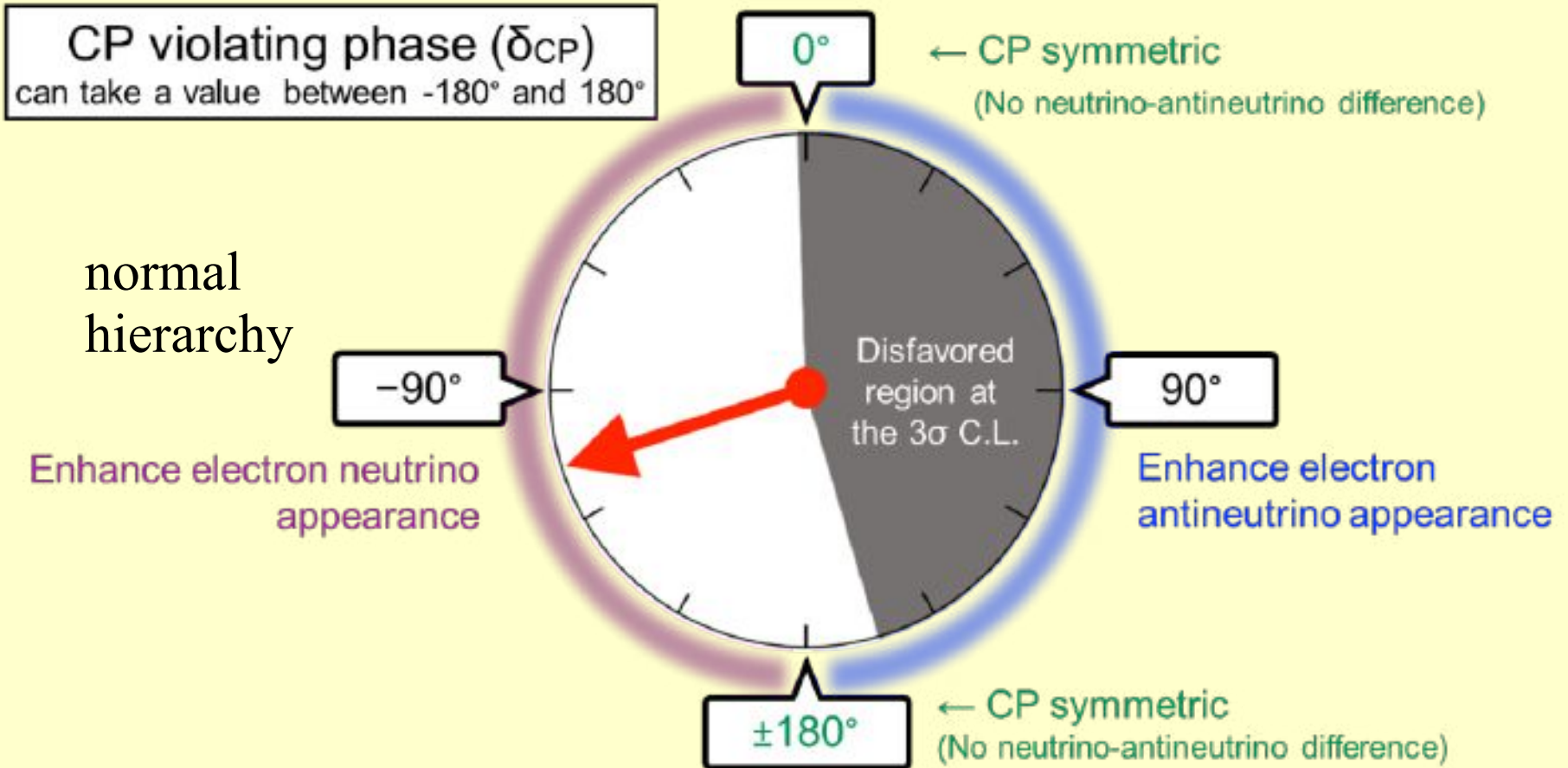
K.Abe et al. (T2K Collaboration)
 Constraint on the matter-antimatter
 symmetry-violating phase in
 neutrino oscillations

Tokai (JPARC) to Kamioka



$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2 L}{E} \right) \mp \frac{1.27 \Delta m_{21}^2 L}{E} 8 J_{\text{CP}} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2 L}{E} \right)$$

Pomiar fazy δ



Dlaczego faza δ jest ważna?

Zakładamy, że Wszechświat, który powstał w Wielkim Wybuchu był **symetryczny**, jeżeli chodzi o materię i antymaterię. Tymczasem dziś nie we Wszechświecie nie obserwujemy skupisk antymaterii.

Anihilacja proton+antyproton daje foton. Obserwujemy:

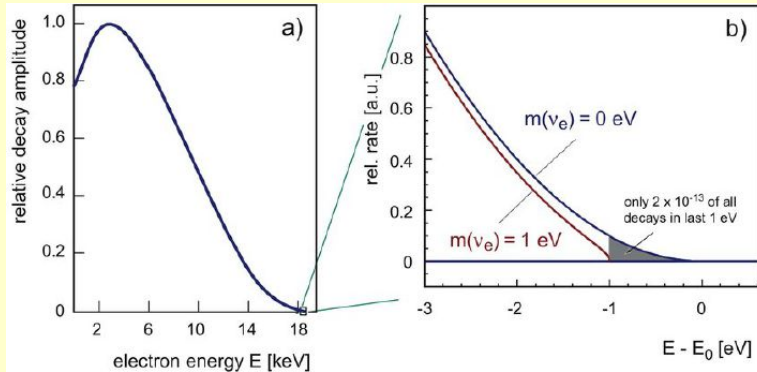
$$n_B - n_{\bar{B}} \sim 10^{-9} n_\gamma$$

Andriei Sacharow (1967):

- musi być niezachowana liczba barionowa
- zarówno C jak CP musi być złamane
- oba te warunki musiały być spełnione, gdy nie było równowagi termodynamicznej

Obserwowane obecnie w Modelu Standardowym łamanie CP jest za słabe. Neutrino?

Ograniczenia na masy neutrin



Troitsk, Mainz

KATRIN

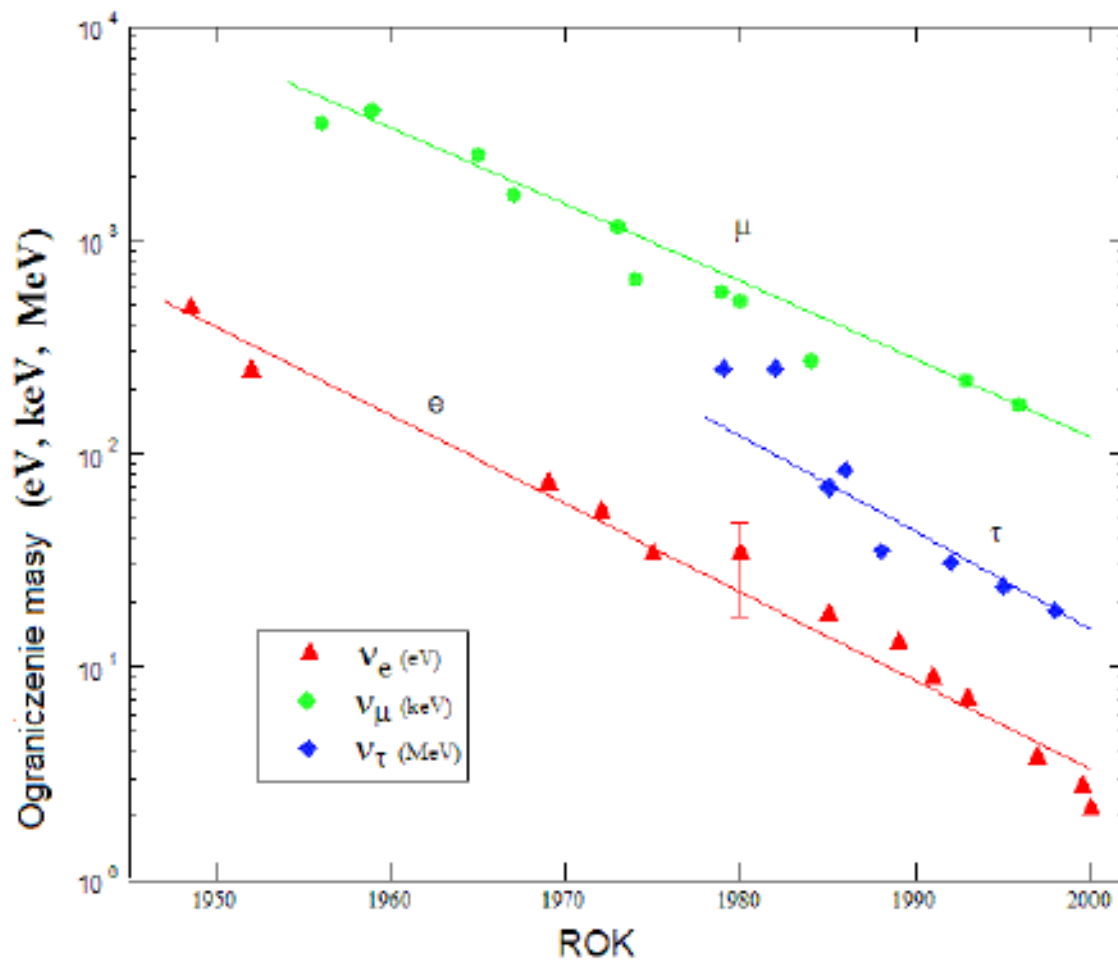
(Karlsruhe Tritium Neutrino Exp.)

Eggenstein-Leopoldshafen, Germany in 2006



$$m_{\nu_e} < 1.1 \text{ eV}$$

Ograniczenia na masy neutrin



Ograniczenia na masę poszczególnych neutrin, które pojawiały się w kolejnych eksperymentach. Proszę zwrócić uwagę na to, że ograniczenia na masy poszczególnych neutrin podane są w różnych jednostkach.

Rys. zaczerpnięty z prezentacji J.F. Wilkersona

$$m_{\nu_e} < 1.1 \text{ eV}$$

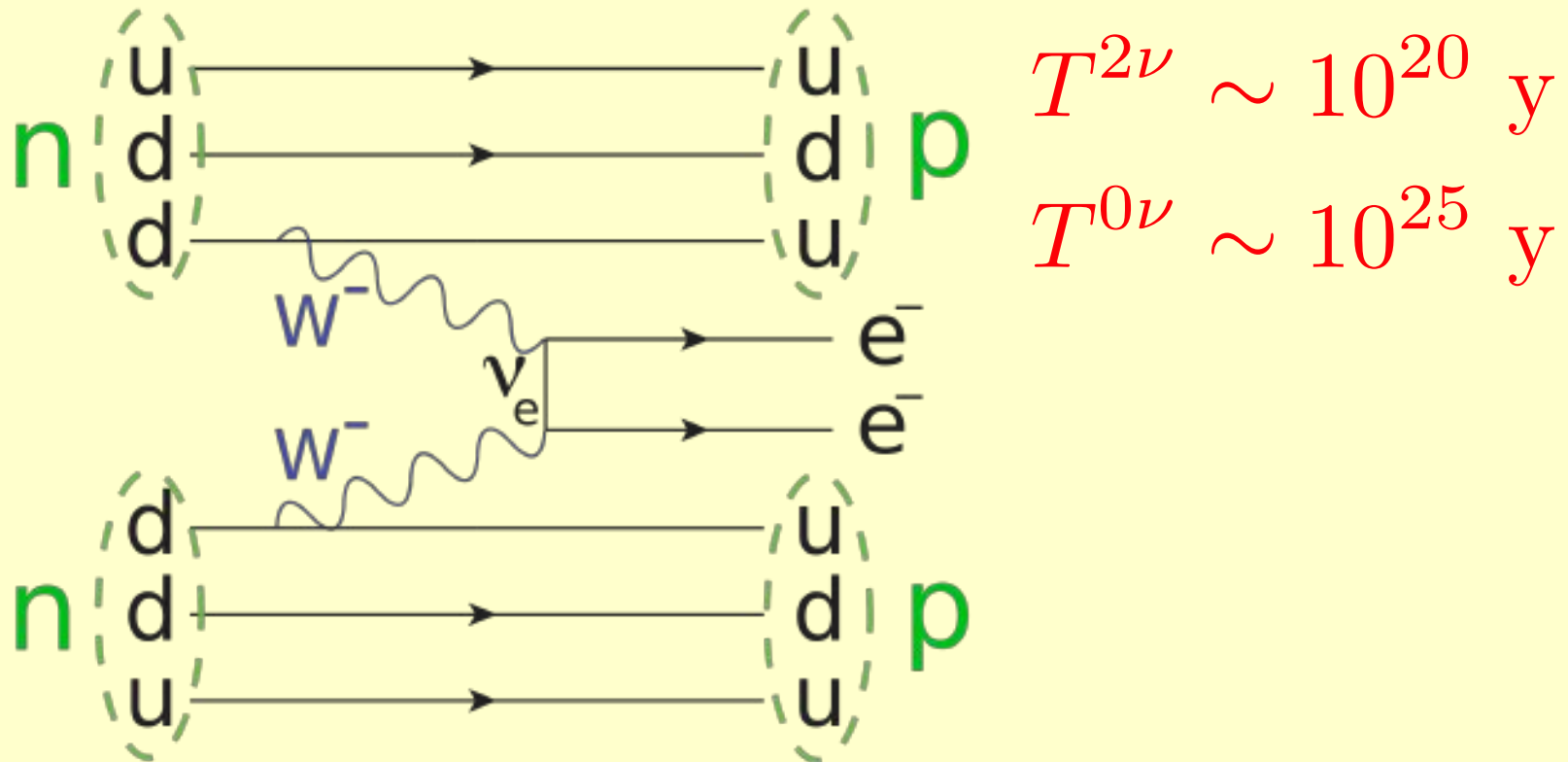
Ograniczenia na masy neutrin

Ograniczenia kosmologiczne:

$$\sum m_\nu < 0.12 \text{ eV}$$

Neutrina Majorany

Neutrina jako cząstki nienaładowane mogłyby być swoimi antycząstkami (Majorana). Wówczas moglibyśmy zaobserwować podwójny, **bezneutrinowy** rozpad β . Bada się ciężkie izotopy.



Podsumowanie

1. Neutrino mają masy, suma ich mas jest mniejsza niż 0.12 eV
2. Dwie możliwe hierarchie mas
3. Różnice mas małe:

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3}, \quad \Delta m_{\text{sun}}^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{eV}^2$$

4. Neutrino się mieszają, dwa kąty mieszania są duże
5. Faza łamiąca CP ujemna i raczej duża

Dziedzina trudna, ale fascynująca i w fazie ogromnego rozwoju