

Masy neutrin

Przypomnienie: symetria $U(1) \times SU(2)$:

$$L = \begin{bmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{bmatrix}, \quad \Phi = \begin{bmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{bmatrix}$$

Prawa transformacji $U(1) \times SU(2)$:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta(x)} U(x) \Phi, \quad L \rightarrow L' = e^{i\theta(x)} U(x) L, \quad e_R \rightarrow e'_R = e^{i2\theta(x)} e_R, \quad \nu_{eR} \rightarrow \nu'_{eR} = \nu_{eR}$$

Lagrangian dynamiczny dla leptonów (elektronów):

$$\mathcal{L}_{dyn}^e = L^\dagger i \tilde{\sigma}^\mu D_\mu L + e_R^\dagger i \sigma^\mu D_\mu e_R + \nu_R^\dagger i \sigma^\mu \partial_\mu \nu_R$$

Niezmienniczy lagrangian Yukawy:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^e &= -\lambda_e \left\{ (L^\dagger \Phi) e_R + e_R^\dagger (\Phi^\dagger L) \right\} \\ &= -\lambda_e \left\{ \Phi_A \left(\nu_{eL}^\dagger e_R \right) + \Phi_B \left(e_L^\dagger e_R \right) + \Phi_A^\dagger \left(e_R^\dagger \nu_{eL} \right) + \Phi_B^\dagger \left(e_R^\dagger e_L \right) \right\} \end{aligned}$$

Łamanie symetrii

$$\Phi_A(x) = 0, \quad \Phi_B(x) = \phi_0 + h(x)/\sqrt{2}$$

W modelu standardowym *neutrino są bezmasowe*.

Jak wprowadzić do MS masy neutrin?

Dwie możliwości:

1. neutrina i antyneutrino są *różnymi cząstkami* (neutrino Diraka)
2. neutrina i antyneutrino są *identycznymi cząstkami* (neutrino Majorany)

Rozważmy możliwość pierwszą.

Neutrino Diraka

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{\nu} = - \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} \left(\nu_{\alpha L}^{\dagger}(x) m_{\alpha\beta} \nu_{\beta R}(x) + \nu_{\beta R}^{\dagger}(x) m_{\beta\alpha}^* \nu_{\alpha L}(x) \right)$$

Macierz m można zdiagonalizować

$$m = U^{L\dagger} m^D U^R$$

gdzie $m^D = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$, gdzie $m_i > 0$. Macierze $U^{R,L}$ wyznaczone są z dokładnością do fazy:

$$U_{i\alpha}^{L,R} \rightarrow e^{-i\delta_i} U_{i\alpha}^{L,R}.$$

Indeksy

$$\begin{aligned} \alpha, \beta = e, \mu, \tau & \text{ stany własne oddziaływań słabych} \\ i, j = 1, 2, 3 & \text{ stany własne masy (propagacji)} \end{aligned}$$

Mamy

$$\begin{aligned} \nu_{iL,R}(x) &= U_{i\alpha}^{L,R} \nu_{\alpha L,R}(x) \\ \nu_{iL,R}(x) &= U_{\alpha i}^{L,R\dagger} \nu_{\alpha L,R}(x) \end{aligned}$$

Oddziaływanie z bozonami W zachodzi przez prądy naładowane

$$j^\mu = \left(e_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{eL} + \mu_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\mu L} + \tau_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\tau L} \right)$$

$$\mathcal{L}_{lW} = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} [j^{\mu\dagger} W_\mu^+ + j^\mu W_\mu^-]$$

Zapiszmy ogólnie

$$j^\mu = \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} \alpha_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\alpha L} = \sum_{\substack{\alpha, \beta=e, \mu, \tau \\ i=1, 2, 3}} \alpha_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu U_{\alpha i}^{L\dagger} \nu_{iL}$$

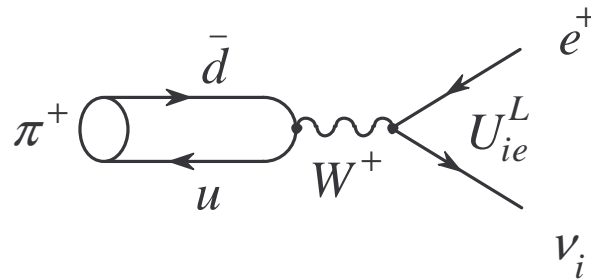
Prąd neutralny (sprzężenie do bozonu Z)

$$j_{e \text{ neutral}}^\mu = \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} \nu_{\alpha L}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\alpha L}$$

jest niezmienniczy.

Jak taka modyfikacja wpływa na wielkości mieralne?

Rozpad pionu:



$$\Gamma = \frac{1}{\tau} \sim |U_{ei}^L|^2$$

ale musimy wysumować po i (neutrino nie obserwujemy)

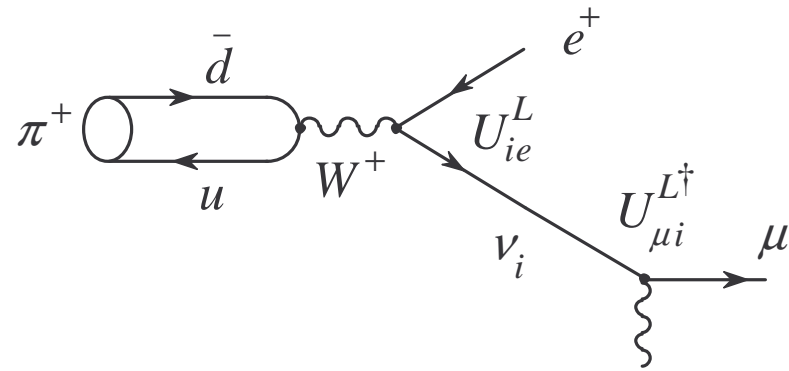
$$\sum_{i=1,2,3} |U_{ei}^L|^2 = 1.$$

Inne efekty pochodzące od masy są małe.

Wniosek:

wyniki zwykłych eksperymentów nie zmieniają się z powodu mieszania.

Chyba, że zaobserwujemy oscylacje:



Równania Diraka:

$$\left(i\partial_t - i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\right) \psi_L - m\psi_R = 0, \quad \left(i\partial_t + i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\right) \psi_R - m\psi_L = 0$$

można zapisać dla niediagonalnych mas:

$$i\tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu \nu_{\alpha L} - m_{\alpha\beta} \nu_{\beta R} = 0, \quad i\sigma^\mu \partial_\mu \nu_{\alpha R} - m_{\beta\alpha}^* \nu_{\beta L} = 0$$

Gdyby neutrina były bezmasowe

$$i\tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu \nu_{\alpha L} = 0, \quad \nu_{\alpha R} = 0$$

lewoskrętna fala płaska w kierunku z ma postać (wykład 4):

$$\nu_{\alpha L} = f_\alpha e^{-iE(t-z)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Rzeczywiście

$$i\tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu \nu_{\alpha L} = \begin{bmatrix} i\partial_t - i\partial_z & 0 \\ 0 & i\partial_t + i\partial_z \end{bmatrix} \nu_{\alpha L} = f_\alpha e^{-iE(t-z)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Zakładając małe masy prawe i lewe rozwiązania muszą być proporcjonalne.

Zakładając małe masy prawe i lewe rozwiązania muszą być proporcjonalne:

$$\nu_{\alpha L} = f_{\alpha}(z)e^{-iE(t-z)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \nu_{\alpha R} = g_{\alpha}(z)e^{-iE(t-z)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Podstawiając do równań:

$$\left(i\partial_t - i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\right) \psi_L - m\psi_R = 0, \quad \left(i\partial_t + i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\right) \psi_R - m\psi_L = 0$$

dostajemy:

$$i\frac{d}{dz}f_{\alpha}(z) - m_{\alpha\beta}g_{\beta}(z) = 0, \quad \left(2E - i\frac{d}{dz}\right)g_{\beta}(z) - m_{\beta\gamma}^{\dagger}f_{\gamma}(z) = 0$$

Dla $E/m \gg 1$ można zaniedbać dg/dz :

$$g_{\beta}(z) = \frac{1}{2E} \sum_{\gamma} m_{\beta\gamma}^{\dagger} f_{\gamma}(z)$$

i dalej

$$i\frac{d}{dz}f_{\alpha}(z) = \frac{1}{2E} \sum_{\beta,\gamma} m_{\alpha\beta} m_{\beta\gamma}^{\dagger} f_{\gamma}(z)$$

Ponieważ

$$m = U^L \dagger m^D U^R$$

$$i \frac{d}{dz} f_\alpha(z) = \frac{1}{2E} \sum_{\beta, \gamma} m_{\alpha\beta} m_{\beta\gamma}^\dagger f_\gamma(z) = \sum_{i, \gamma} \frac{m_i^2}{2E} U_{\alpha i}^L \dagger U_{i\gamma}^L f_\gamma(z).$$

Ponieważ nie ma nigdzie U^R opuścimy indeks L : Definiując

$$f_i = U_{i\gamma} f_\gamma$$

dostajemy

$$i \frac{d}{dz} f_i(z) = \frac{m_i^2}{2E} f_i(z) \rightarrow f_i(z) = e^{-i(m_i^2/2E)z} f_i(0)$$

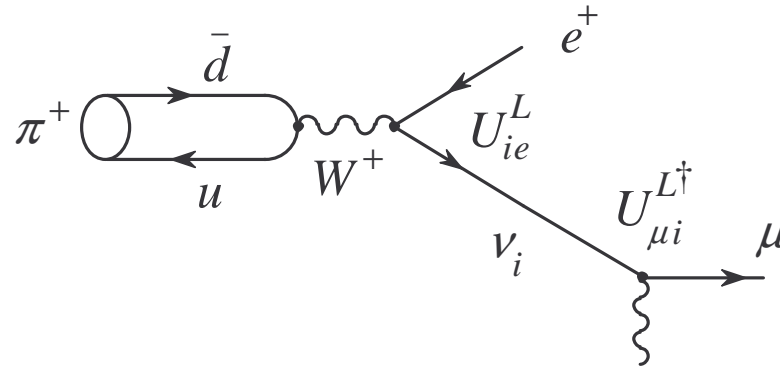
Stąd pełna *funkcja falowa* lewoskretnego neutrina:

$$v_i(t, z) = e^{-iEt + i(E - m_i^2/2E)z} f_i(0)$$

Rozwiązanie to określa pęd neutrina o masie m_i :

$$p_i = E - \frac{m_i^2}{2E} \rightarrow p_i^2 = E^2 - m_i^2 + \mathcal{O}\left(\frac{m_i^4}{E^2}\right)$$

Wracamy do mieszania.



W chwili $t = 0$ w $z = 0$ neutrino „rodzi” się jako $\alpha = e, \mu$ lub τ a następnie oddziaływuje w punkcie z jako neutrino β :

$$f_\beta(z) = \sum_i U_{\beta i}^\dagger e^{-i(m_i^2/2E)z} U_{i\alpha} f_\alpha(0)$$

Prawdopodobieństwo oscylacji

$$\begin{aligned} P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| U_{\beta i}^\dagger e^{-i(m_i^2/2E)z} U_{i\alpha} \right|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha j}^\dagger e^{+i(m_j^2/2E)z} U_{j\beta} U_{\beta i}^\dagger e^{-i(m_i^2/2E)z} U_{i\alpha} \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha j}^\dagger U_{j\beta} U_{\beta i}^\dagger U_{i\alpha} e^{-i(m_{ij}^2/2E)z} \end{aligned}$$

gdzie $m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Rozwijając ezponentę

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

Przyjęło się używać macierz transponowaną:

$$u = U^T$$

Wówczas

$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>,j} \operatorname{Re}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \sin^2 \frac{m_{ij}^2 z}{4E} \\ + 2 \sum_{i>,j} \operatorname{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \sin \frac{m_{ij}^2 z}{2E}.$$

Widać, że

$$\operatorname{Re}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \quad \text{symetryczne} \quad i \longleftrightarrow j, \\ \operatorname{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \quad \text{antysymetryczne} \quad i \longleftrightarrow j.$$

Mamy też

$$m_{12}^2 + m_{23}^2 + m_{31}^2 = 0$$

Dla antyneutrino (Dirac!)

$$\psi_L^c = -i\sigma^2\psi_R^*, \quad \psi_R^c = +i\sigma^2\psi_L^*$$

macierz

$$u \rightarrow u^*$$

i

$$\begin{aligned} \text{Re}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) &\rightarrow + \text{Re}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \\ \text{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) &\rightarrow - \text{Im}(u_{\alpha j}^* u_{\beta j} u_{\beta i}^* u_{\alpha i}) \end{aligned}$$

co oznacza

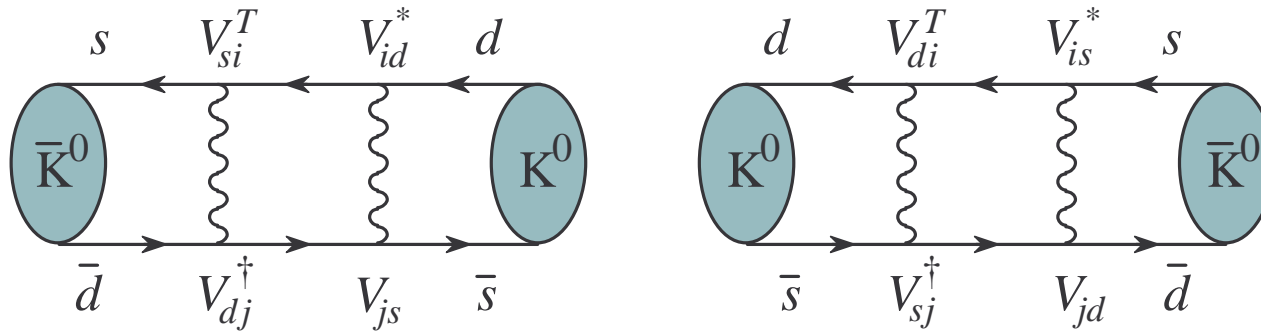
$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P_z(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$$

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

Zakładając, że nie ma części urojonej:

$$\begin{aligned} P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \text{Re}(u_{\alpha 1}^* u_{\beta 1} u_{\beta 2}^* u_{\alpha 2}) \sin^2 \frac{m_{21}^2 z}{4E} \\ &\quad - 4 \text{Re}(u_{\alpha 1}^* u_{\beta 1} u_{\beta 3}^* u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{31}^2 z}{4E} - 4 \text{Re}(u_{\alpha 2}^* u_{\beta 2} u_{\beta 3}^* u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{32}^2 z}{4E} \end{aligned}$$

Mieszanie mezonów
 \longleftarrow czas



Mamy

$$\langle \bar{K}^0 | H_{\text{weak}} | K^0 \rangle \sim \sum_{i,j} \dots V_{id}^* V_{jd}^* V_{is} V_{js} \quad \langle K^0 | H_{\text{weak}} | \bar{K}^0 \rangle \sim \sum_{i,j} \dots V_{id} V_{jd} V_{is}^* V_{js}^*$$

Dla mezonów B należy zastąpić $s \rightarrow b$. Okazuje się, że dominuje mieszanie przez kwark t :

$$\langle \bar{B}^0 | H_{\text{weak}} | B^0 \rangle \sim (V_{td}^* V_{ts})^2 \quad \langle B^0 | H_{\text{weak}} | \bar{B}^0 \rangle \sim (V_{td} V_{ts}^*)^2$$

Mieszanie daje poprawki do różnicy mas i do czasów życia.

Każdy człowiek wysyła dziennie około 340 milionów neutrin (z rozpadu ^{40}K)

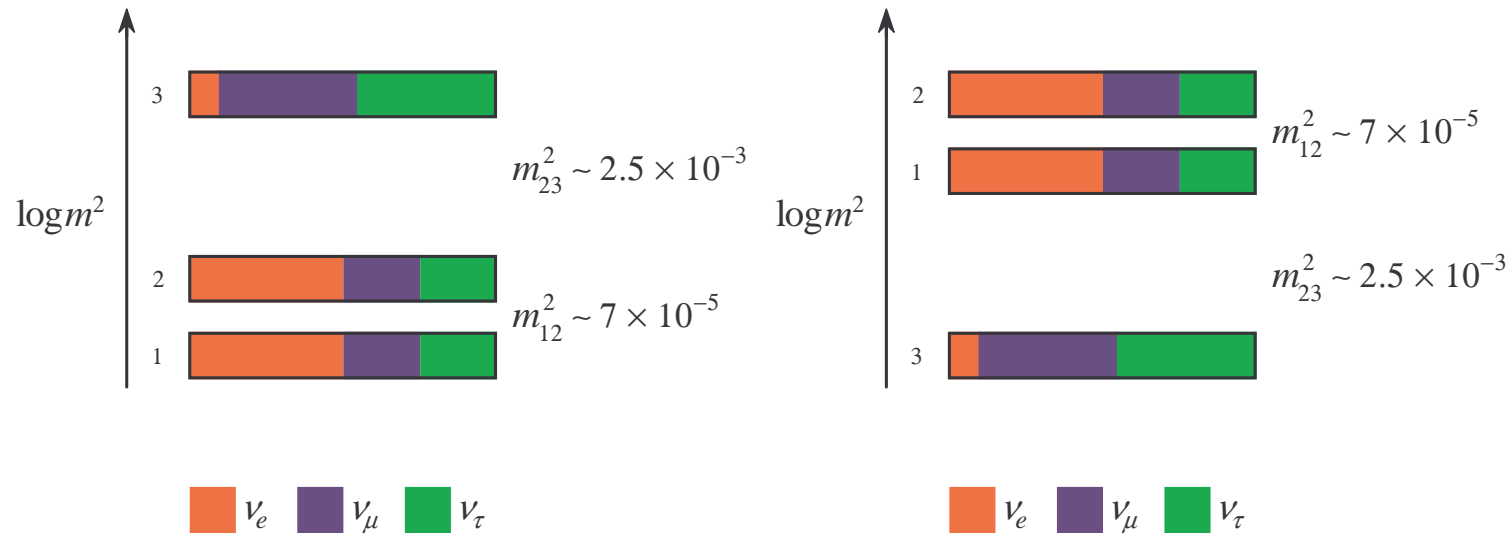
W każdym cm^3 wszechświata znajduje się około 330 neutrin reliktowych (z Wielkiego Wybuchu)

Każdy cm^2 powierzchni ziemi wysyła około 6 milionów neutrin na sekundę

Na każdy cm^2 powierzchni ziemi pada w ciągu sekundy około 70 miliardów neutrin ze Słońca

Standardowa elektrownia jądrowa wysyła w ciągu sekundy około 5×10^{20} neutrin

Co wiemy o masach i kątach?



Przyjmując

$$m_{31}^2 \approx m_{32}^2 = \Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

$$m_{21}^2 = \Delta m_{\odot}^2 \sim 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

Dla $m_{31}^2 \approx m_{32}^2$

$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \operatorname{Re}(u_{\alpha 1}^* u_{\beta 1} u_{\beta 2}^* u_{\alpha 2}) \sin^2 \frac{m_{21}^2 z}{4E} \\ - 4 \operatorname{Re}(u_{\alpha 1}^* u_{\beta 1} u_{\beta 3}^* u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{31}^2 z}{4E} - 4 \operatorname{Re}(u_{\alpha 2}^* u_{\beta 2} u_{\beta 3}^* u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{m_{32}^2 z}{4E}$$

mamy

$$P_z(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 (u_{\alpha 1} u_{\beta 1}) (u_{\alpha 2} u_{\beta 2}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\odot}^2 z}{4E} \\ - 4 (u_{\alpha 1} u_{\beta 1} + u_{\alpha 2} u_{\beta 2}) (u_{\beta 3} u_{\alpha 3}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 z}{4E}$$

Z unitarności

$$u_{\alpha 1} u_{\beta 1} + u_{\alpha 2} u_{\beta 2} = \delta_{\alpha\beta} - u_{\beta 3} u_{\alpha 3}$$

Ostatecznie

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

Argument sinusa:

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

Najpierw sprawdzimy założenie $u_{e3} = 0$.

Ekseprymnt CHOOZ.



Reaktor produkuje $\bar{\nu}_e$ o energii 3 MeV, detektor jest w odległości 1 km:

$$\text{CHOOZ: } \Psi_{\odot} \sim 3.4 \times 10^{-2}, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.84$$

można zaniedbać przyczynek od Ψ_{\odot}

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

i

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

Wynik CHOOZ jest konsystentny z

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

Macierz mieszania

$$u = \begin{matrix} e \\ \mu \\ \tau \end{matrix} \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}$$

1
2
3

$$\underline{\underline{s_{13}=0}} \begin{matrix} e \\ \mu \\ \tau \end{matrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} & -c_{12}s_{23} & c_{23} \end{bmatrix}$$

Eksperyment K2K



W lab. KEK 12 GeV protony na tarczy aluminiowej produkują π^+ . Z kolei

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

o średniej energii 1.3 GeV. W odległości 250 km jest detektor wodny Superkamiokande:

$$\text{K2K: } \Psi_\odot \sim 0.02, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.5$$

Zaniedbując przyczynek od neutrin słonecznych

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

mamy

$$P_z(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4(1 - u_{\mu 3}^2)u_{\mu 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Psi_{\text{atm}}$$

$$P_z(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 4u_{\mu 3}^2 u_{e 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = 0$$

$$P_z(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 4u_{\mu 3}^2 u_{\tau 3}^2 \sin^2 \Psi_{\text{atm}} = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Psi_{\text{atm}}$$

suma = 1.

Najlepszy fit

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.8 \times 10^{-3} \quad (\text{konsystencja})$$

$$\sin^2 2\theta_{23} \sim 1 \quad \rightarrow \quad \cos \theta_{23} = \sin \theta_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

maksymalne mieszanie!

$$\begin{array}{l} e \\ \mu \\ \tau \end{array} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}/\sqrt{2} & c_{12}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ s_{12}/\sqrt{2} & -c_{12}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{bmatrix}$$

Eksperyment KamLAND

zbiera neutrina ze wszystkich reaktorów japońskich wokół Superkamiokande (100 – 200 km). W przeciwieństwie do CHOOZ (1 km)

$$\text{CHOOZ: } \Psi_{\odot} \sim 3.4 \times 10^{-2}, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.84$$

$$\text{KamLAND: } \Psi_{\odot} \sim \text{duże}$$

i mamy:

$$P_z(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4u_{e1}^2 u_{e2}^2 \sin^2 \Psi_{\odot} = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Psi_{\odot}$$

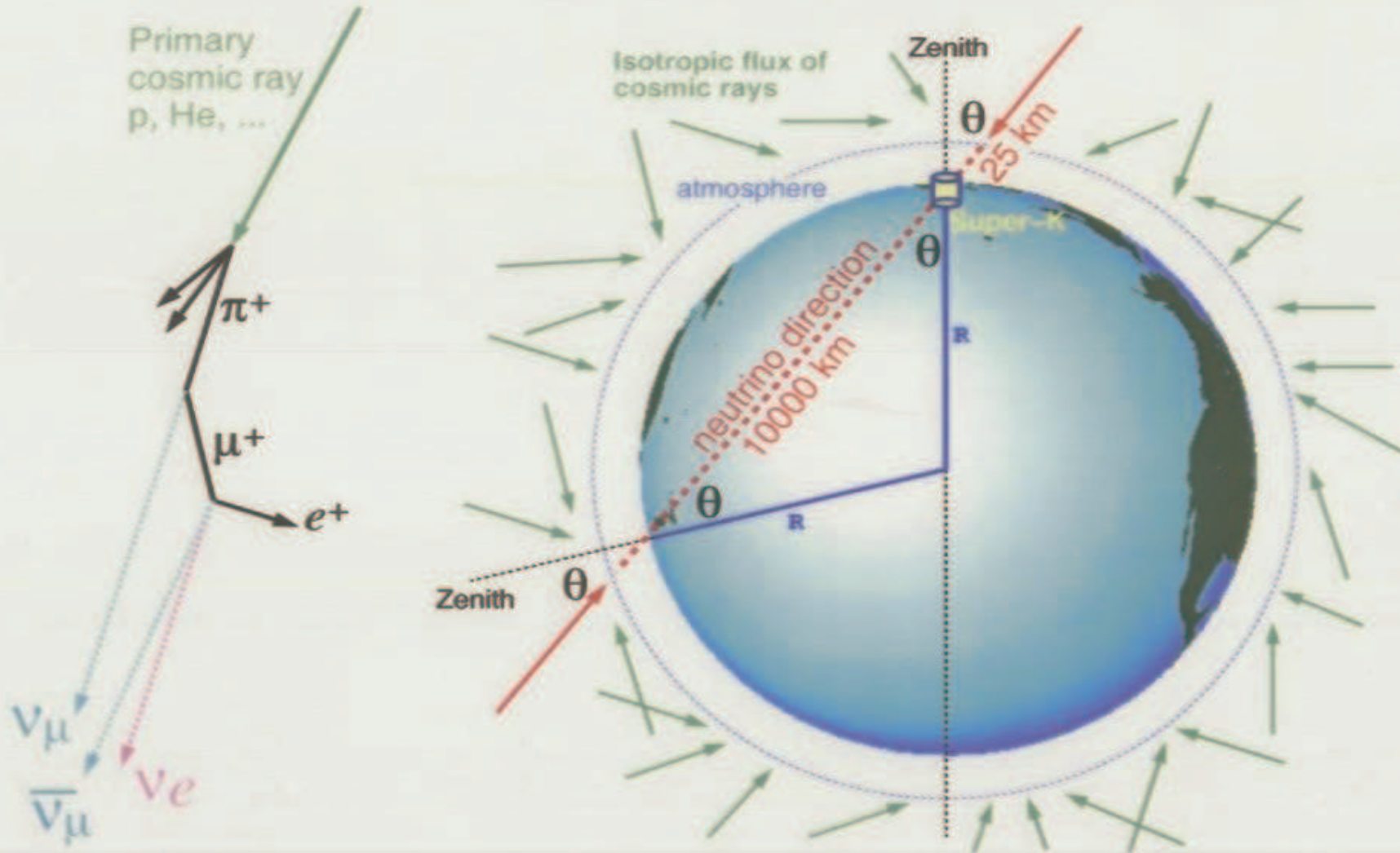
co daje

$$\Delta m_{\odot}^2 = 6.9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (\text{konsystencja})$$

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

mieszanie prawie maksymalne.

ATMOSPHERIC NEUTRINOS



Ratio of $\nu_\mu/\nu_e \sim 2$
(for $E_\nu < \text{few GeV}$)

Up-Down Symmetric Flux
(for $E_\nu > \text{few GeV}$)

Neutrina atmosferyczne

Promienie kosmiczne (p,e) produkują π , które rozpadają się na neutrina:

$$\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \overset{(-)}{\nu}_{\mu}, \quad \mu^{+(-)} \rightarrow e^{+(-)} + \overset{(-)}{\nu}_e + \bar{\nu}_{\mu}$$

Produkuje się dwa razy więcej neutrin μ niż neutrin e . W detektorze wodnym Super-Kamiokande neutrina μ i e są wykrywane poprzez odwrotny proces β . Neutrin τ nie reagują, bo jest za mało energii na produkcję τ :

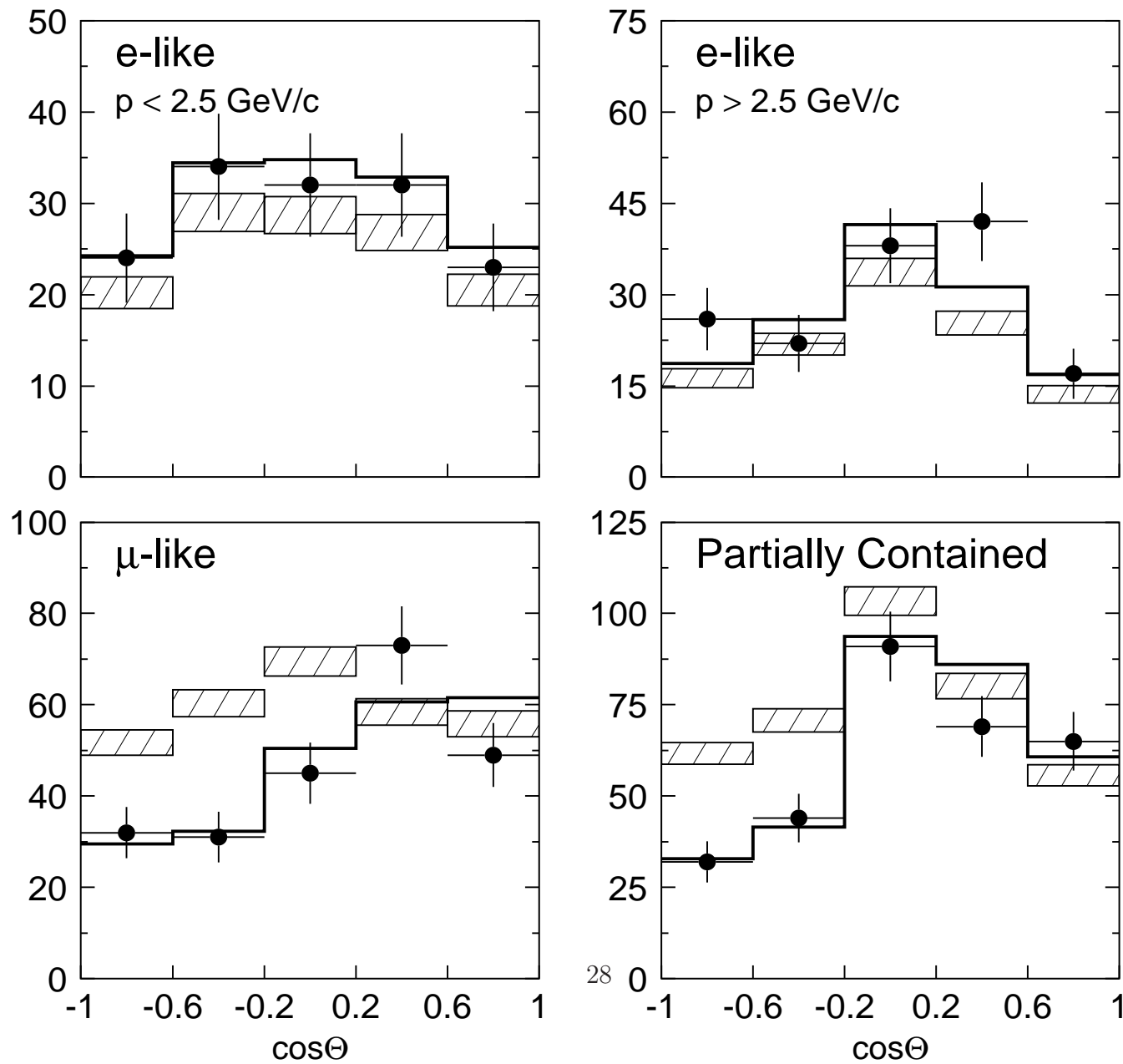
$$\nu_l + N \rightarrow N' + l$$

Dla neutrin o energii 1 GeV

$$\Psi_{\odot} \sim 0.002 \div 1.3, \quad \Psi_{\text{atm}} \sim 0.05 \div 30$$

oba kąty są duże. Ale dla neutrin kilkugevowych można zaniedbać $\sin^2 \Psi_{\odot}$. Wówczas neutrina elektronowe nie oscylują, a neutrina mionowe oscylują w neutrina tauowe (analogicznie jak K2K). Była to historycznie pierwsza obserwacja oscylacji neutrin mionowych.

multi-GeV



Neutrino słoneczne

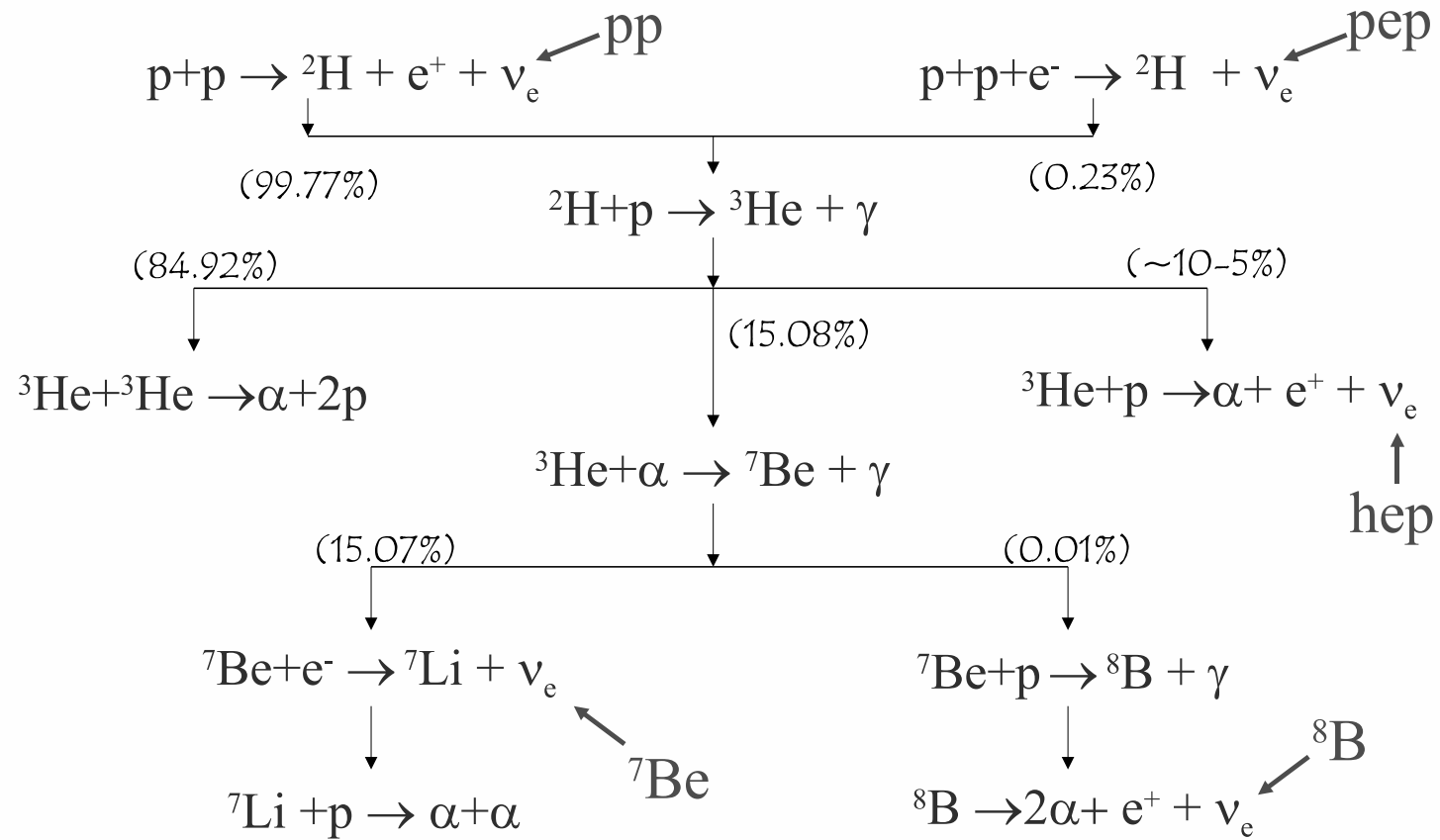
produkują się w wyniku reakcji jądrowych

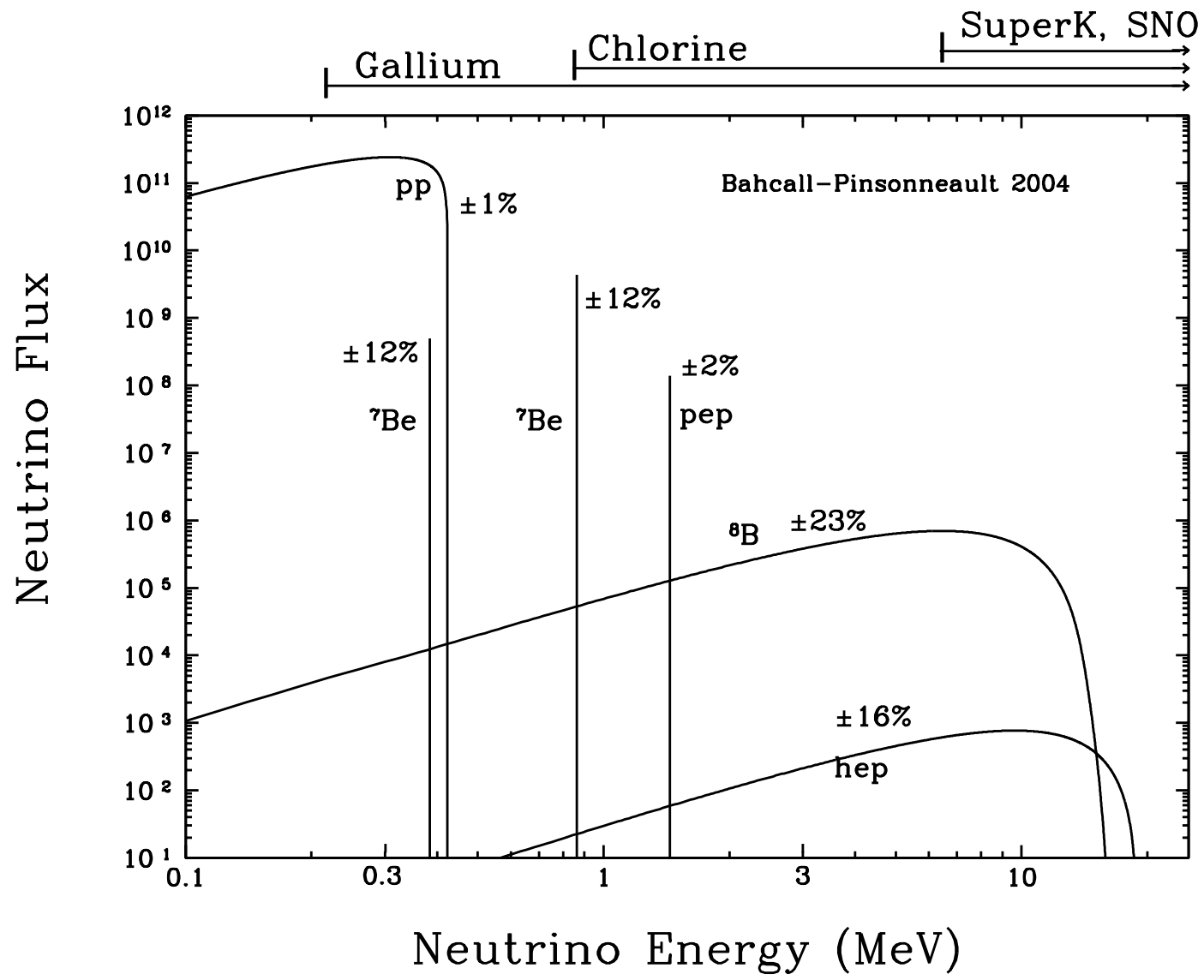
fotony potrzebują 10^4 lat, żeby wylecieć ze słońca

energia 10^7 lat

neutrino wylatują z predkością światła

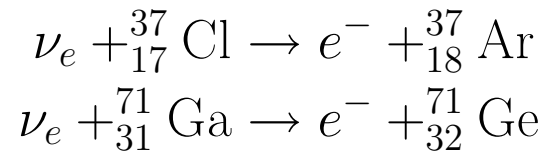
The solar pp chain



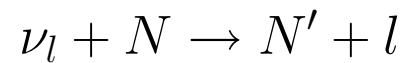


Detekcja neutrin słonecznych

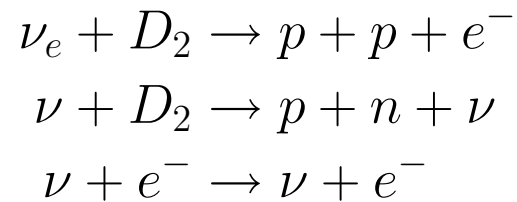
Detektory chemiczne:



Detektory wodne (Super-Kamiokande)

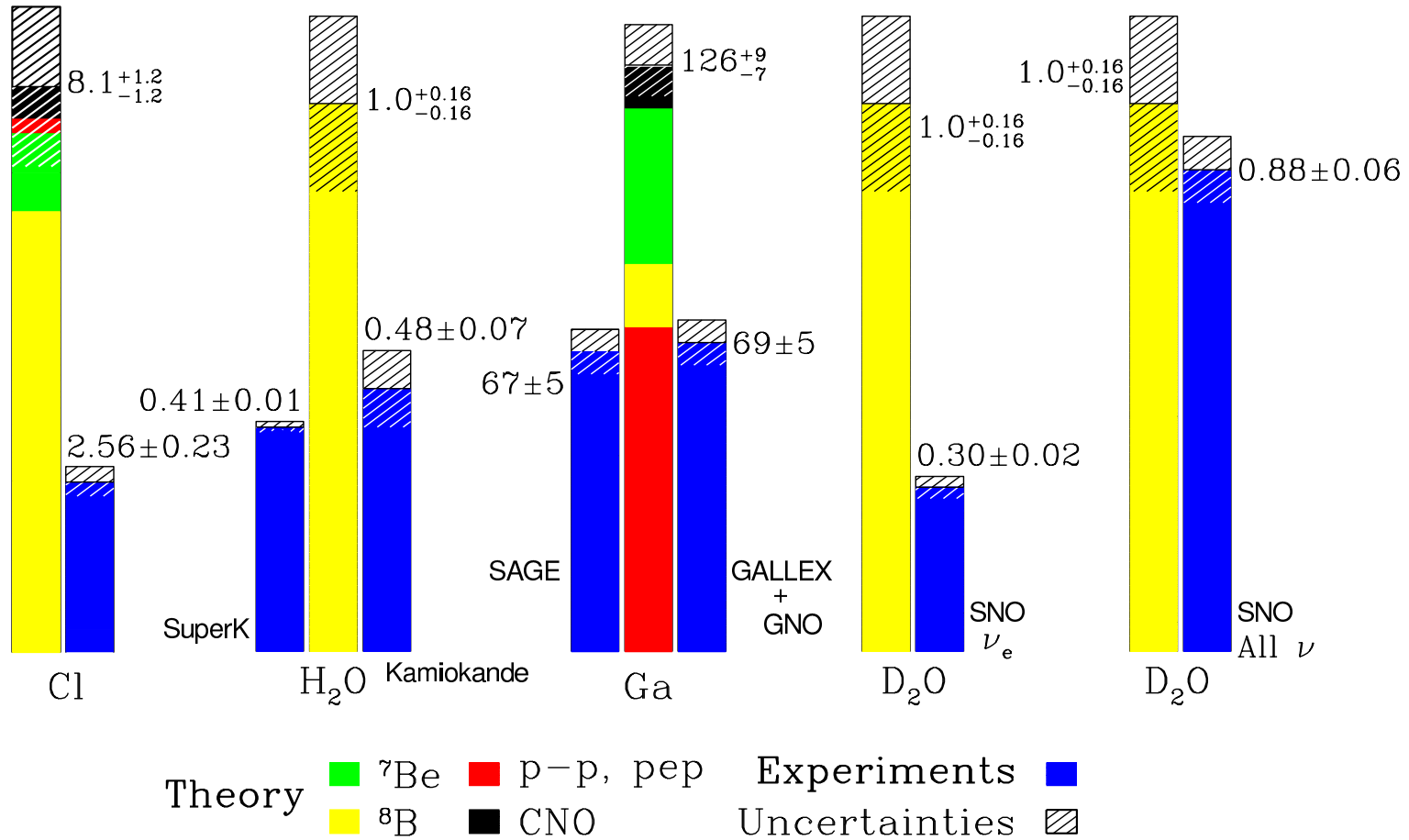


Detektor z ciężką wodą (Sudbury Neutrino Observatory = SNO):



Total Rates: Standard Model vs. Experiment

Bahcall–Serenelli 2005 [BS05(OP)]



Propagacja neutrin przez materię (np. Słońce)

Dla neutrin niskoenergetycznych:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -2\sqrt{2}G_F j^\mu j_\mu^\dagger$$

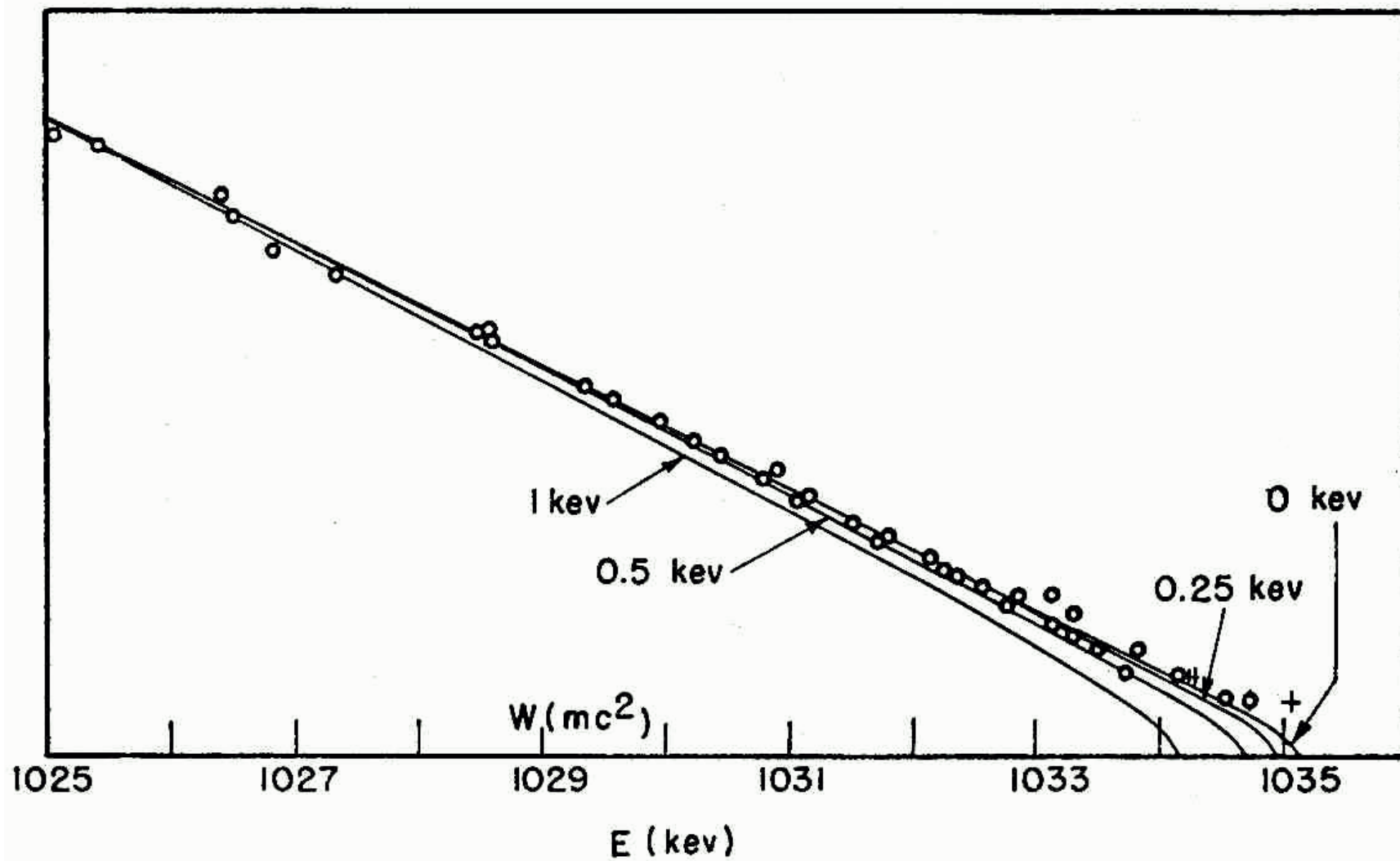
gdzie

$$j^\mu = e_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{eL} + \mu_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\mu L} + \tau_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{\tau L}$$

Wewnątrz słońca mamy tylko neutrina elektronowe:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -2\sqrt{2}G_F g_{\mu\nu} \left(e_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{eL} \right) \left(\nu_{eL}^\dagger \tilde{\sigma}^\nu e_L \right)$$

Efekt Mikheeva-Smirnova (Wolfensteina).



Eksperymenty rozpadu β trytu: Troitsk i Mainz

$$m_0 < 2.3 \text{ eV}$$

Kosmologia

$$\sum_i m_i < 0.? \text{ eV}$$