Šibka interakcija pri leptonih. Leptoni, spomnimo se, so delci, ki niso sestavljeni iz kvarkov. Teh delcev je šest, in sicer:

$$\begin{matrix} e & \mu & \tau \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{matrix} \qquad \begin{aligned} m_e c^2 &= 0.511\,\mathrm{MeV} \\ m_\mu c^2 &= 104\,\mathrm{MeV} \\ m_\tau c^2 &= 1.8\,\mathrm{GeV} \end{aligned}$$

Elektron je stabilen in, kolikor vemo, ne razpada. Muon in tau pa razpadata v sledečih reakcijah:

$$\mu \to e^- \overline{\nu}_e \nu_\mu$$

$$\begin{aligned} \tau &\to \mu^- \overline{\nu}_\mu \nu_\tau \\ &\to e^- \overline{\nu}_e \nu_\tau \\ &\to \pi^- \nu_\tau \end{aligned}$$

Nevtrini imajo šibke interakcije. V standardnem modelu rečemo kar $m_\nu = 0$, kar sicer ni popolnoma res.

Inverzni beta razpad. Če obrnemo enačbo za β razpad, dobimo:

$$\nu_e n \to p e^-$$

$$\overline{\nu}_e p \to n e^+$$

Nevtrine zaznamo z napravo, imenovano scintilator. Gre v bistvu zato, da nevtrino v jedru nekega elementa sproži razpad β. Nastalo jedro je v vzbujenem stanju, zato odda γ žarek, da pride v osnovno stanje. Žarek pa lahko zaznamo.

Prehodi med nevtrini. Prihaja lahko do prehodov $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ in $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$. Iz tega sledi, da $\mu_e \neq 0$, česar standardni model ne razloži.
Obravnavajmo prehod $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$. Opišemo ga z lastnima funkcijama Hamiltonovega operatorja $\widehat{H}$: ν_1 in ν_2.

$$|\nu_e\rangle = \cos\varphi|\nu_1\rangle + \sin\varphi|\nu_2\rangle$$
$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\varphi|\nu_1\rangle + \cos\varphi|\nu_2\rangle$$

Iz tega lahko izrazimo $|\nu_1\rangle$ in ν_2. Oglejmo si še časovno odvisnost obeh stanj:

$$|\nu_1(t)\rangle = |\nu_1\rangle e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t}$$

$$|\nu_2(t)\rangle = |\nu_2\rangle e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t}$$

Sledi:

$$\begin{aligned} |\nu_e(t)\rangle &= (\cos^2\varphi\, e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} + \sin^2\, e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t})|\nu_e\rangle \\ &\quad + (-\cos\varphi\sin\varphi\, e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} + \cos\varphi\sin\varphi\, e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t})|\nu_\mu\rangle \\ |\nu_e(t)\rangle &= C_e(t)\,|\nu_e\rangle + C_\mu(t)\,|\nu_\mu\rangle \end{aligned}$$

Zanima nas verjetnost za prehod $\nu_e \to \nu_\mu$, torej $|C_\mu(t)|^2$

$$|C_\mu(t)|^2 = ... = \sin^2 2\varphi \cdot \sin^2\left(\frac{(E_2 - E_1)t}{2\hbar}\right)$$

Pri čemer je $E_1 = \sqrt{p^2c^2 + m_1^2c^4}$ in $E_2 = \sqrt{p^2c^2 + m_2^2c^4}$. Zanima nas razlika energij, torej:

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2}\frac{c^2}{p^2}\left(m_2^2 - m_1^2\right)$$

Izrazimo še čas. Ker imajo nevtrini (vsaj po standardnem modelu sodeč) maso 0, velja $t = L/c$, kjer je L dolžina, ki jo nevtrino prepotuje po snovi.

$$|C_\mu(t)|^2 = \sin^2 2\varphi \cdot \sin^2\left(\frac{(m_2^2 - m_1^2)cL}{4\hbar p^2}\right)$$

Mimogrede smo dobili pogoj za mešanje: $m_1 \neq m_2$. Dobljena verjetnost je odvisna od L in p.

Ohranitev leptonskega števila. Vemo že, da se pri reakcijah ohranja število barionov, število mezonov pa ne nujno. V primeru leptonov se leptonsko število ohranja. Pri tem je letponsko število leptona $L = 1$, leptonsko število antileptona pa $L = -1$.

Drugi ohranitveni zakoni. Pri reakcijah med delci se ohranjajo sledeče količine:

- Leptonsko število
- Barionsko število
- Naboj
- Okus (kvarkov), razen pri reakcijah s šibko interakcijo

Težava standardnega modela. Standardni model ne uspe opisati

- Mase nevtrina. Standardni model napove $m_\nu = 0$, vendar imajo nevtrini medsebojne prehode, torej morajo imeti maso.
- Temne snovi.