

Neutrínó oszcilláció és kvantummechanikai tárgyalása

Meszéna Balázs és Patkós András

Atomfizikai Tanszék
Eötvös Egyetem, Budapest

2010. augusztus 30. - szeptember 3.
Tihany

Neutrínó eltűnési mérések

Az oszcillációs értelmezés és tankönyvi tárgyalása

A tankönyvi tárgyalás hibás!

Véges ideig tartó kvantummechanikai fejlődés leírása:
az időskálák szerepe

A $\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}$ bomlás tárgyalása összefont hullámcsomaggal

Vákuumbeli leírás

Oszcilláció közegben

Hullámcsomag kép kísérleti kimutatásának lehetősége

Összefoglalás

Hiányzó neutrínó fluxus I.

Nap-neutrínó anomália

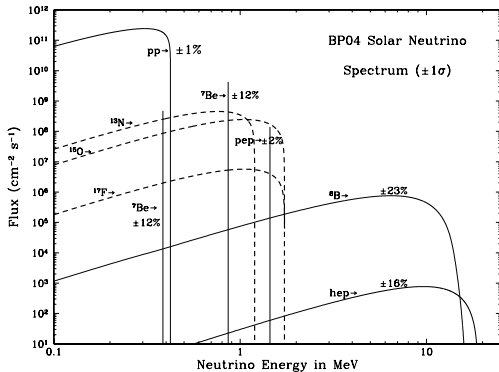
Homestake, USA 1964-1998, R. Davis, Nobel-díj 2003

Super-Kamiokande, Japán 1998

Sudbury Neutrino Observatory, Kanada 2001

Értelmezés: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ oszcilláció

Bahcall *et al.*, 2005

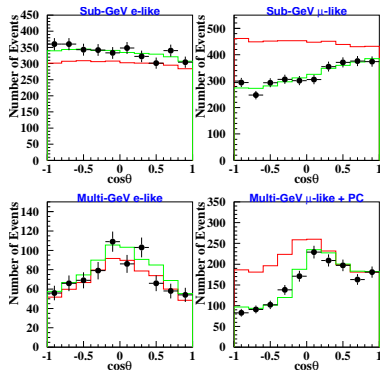


Hiányzó neutrínó fluxus II.

- Atmoszférikus neutrínó anomália (Super-Kamiokande, 2005)

Kozmikus sugárzás: $p + \text{Mag} \rightarrow p + \text{Mag}' + \text{sok töltött}\pi$

Pionbomlás: $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu + \nu_e$



Várt arány: $\frac{N(\nu_\mu)}{N(\nu_e)} = 2$

Eltérés értelmezése: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oszcilláció

- Három ismert könnyű neutrínó: $\mathbf{f} : (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$
nem esnek egybe az energia (tömeg) sajátállapotokkal:
 $\mathbf{g} : (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$

Keveredési mátrix:

$$|f_i\rangle = U_{ij}|g_j\rangle$$

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Eddigi kísérletek leírására elég a két flavor-re szorítókozó tárgyalás

- Két-flavor modell

$$|\Psi(t)\rangle = \cos\Theta |g_1\rangle e^{-iE_1 t} + \sin\Theta |g_2\rangle e^{-iE_2 t}, \quad E_i^2 = m_i^2 + p^2$$

Kezdeti feltétel (keltési kölcsönhatás): $|\Psi(0)\rangle = |f_1\rangle$

- Túlélési valószínűség (detektálási kölcsönhatás):

$$P(f_1) = \cos^4\Theta + \sin^4\Theta + \frac{1}{2} \sin^2(2\Theta) \cos[(E_1 - E_2)t]$$

- Azonos impulzus, kis tömegkülönbség:

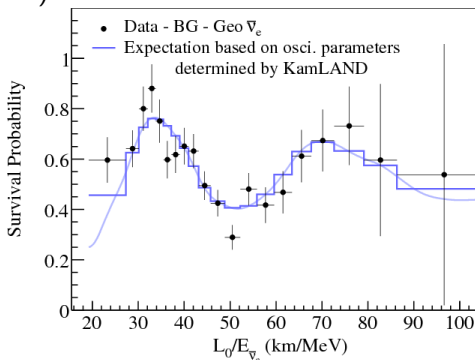
$$E_1 - E_2 \approx \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p} \equiv \frac{\Delta m^2}{2p}$$

Relativisztikus mozgás $m_i \ll p$: $x \approx [c]t$

- Oszcillációs "túlélési" képlet:

$$P(f_1) = \cos^4\Theta + \sin^4\Theta + \frac{1}{2} \sin^2(2\Theta) \cos \frac{\Delta m^2}{2E} x$$

Evidencia: Reaktor-neutrínók fluxusának spektrális változása (KamLAND, 2005)



Keveredési szögek és tömegfelhasadások

$$(s_{12})^2 = 0.30 \pm 0.02, \quad (s_{23})^2 = 0.50 \pm 0.07, \quad \sin^2(2\Theta_{13}) < 0.13$$

$$\Delta m_{21}^2 = 8.0 \pm 0.5 \times 10^{-5} (\text{eV})^2$$

$$|\Delta m_{23}^2| \approx |\Delta m_{31}^2| = 2.4 \pm 0.5 \times 10^{-3} (\text{eV})^2$$

A tankönyvi levezetés hibás!

- III. éves fizikus hallgató:
Hogyan interferálhat két különböző frekvenciájú hullám?
- A különböző csoportsebességek miatt a kétfajta neutrínó eltávolodik térben: nem interferálhatnak örökké
- A neutrínóval együtt keletkező töltött lepton "távhatással" biztosítja az energia és az impulzus megmaradását?
- Síkhullámból indultunk ki, azonban a $x \approx [c]t$ helyettesítés lokalizált részecskénél értelmes

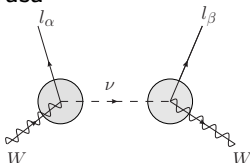
? Helyes eredmény, esendő levezetés ?

Helyes levezetés, több információ: összefont hullámcsomag
(Meszéna Balázs előadása)

Véges terjedési idő hatása az oszcilláló állapotra I.

J. Wu, J.A. Hutasoit, D. Boyanovsky és R. Holman
arXiv:1005.3260 (Phys. Rev. D82:013006, 2010. május)

Keltés és detektálás leírása



Kvantumtérelméleti tárgyalás a perturbációszámítás első rendjében

$$|\Psi_e(t)\rangle = ie^{-iH_0 t} \int_0^t dt' \int d^3x \times \\ \times g \left[\hat{W}(\vec{x}, t') \hat{e}(\vec{x}, t') (\cos \theta \hat{g}_1(\vec{x}, t') + \sin \theta \hat{g}_2(\vec{x}, t')) \right] |W(k)\rangle$$

Véges terjedési idő hatása az oszcilláló állapotra II.

Impulzusban **összefonódott elektron-neutrínó** állapot

$$\begin{aligned} |\Psi_e(t)\rangle &\simeq \frac{g}{2\sqrt{2VE_k^W}} e^{-iE_k^W t} \times \\ &\times \sum_q \left\{ \frac{\sin \theta}{\sqrt{\Omega_{2,p}} E_q^e} |g_{2,p}\rangle |e_q\rangle \left[\frac{e^{i(E_k^W - E_q^e - \Omega_{2,p})t} - 1}{(E_k^W - E_q^e - \Omega_{2,p})} \right] \right. \\ &\left. + \frac{\cos \theta}{\sqrt{\Omega_{1,p}} E_q^e} |g_{1,p}\rangle |e_q\rangle \left[\frac{e^{i(E_k^W - E_q^e - \Omega_{1,p})t} - 1}{(E_k^W - E_q^e - \Omega_{1,p})} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$p = k - q$$

Véges terjedési idő hatása az oszcilláló állapotra III.

Neutrínó sűrűségmátrixa **nem detektált töltött lepton** esetén

$$\begin{aligned}\rho_r(t) &= \text{Tr}_e |\Psi_e(t)\rangle \langle \Psi_e(t)| \\ &= \frac{g^2}{8VE_k^W} \sum_q \left\{ \frac{\sin^2 \theta}{\Omega_{2,p} E_q^e} |g_{2,p}\rangle \langle g_{2,p}| f(\Delta_2, t)^2 \right. \\ &\quad + \frac{\cos^2 \theta}{\Omega_{1,p} E_q^e} |g_{1,p}\rangle \langle g_{1,p}| f(\Delta_1, t)^2 \\ &\quad \left. + \frac{\sin 2\theta}{2E_q^e \sqrt{\Omega_{2,p} \Omega_{1,p}}} f(\Delta_1, t) f(\Delta_2, t) \right\} \\ &\quad \times \left[e^{-i\frac{\Delta m^2}{4\Omega} t} |g_{2,p}\rangle \langle g_{1,p}| + e^{i\frac{\Delta m^2}{4\Omega} t} |g_{1,p}\rangle \langle g_{2,p}| \right] \end{aligned}$$
$$f(\Delta_i, t) = \frac{\sin(\Delta_i t)}{\Delta_i}, \quad \Delta_i = (E_k^W - E_q^e - \Omega_{2,p})/2$$

Véges terjedési idő hatása az oszcilláló állapotra IV.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} f(\Delta_j, t) = \frac{\sin(\Delta_j t)}{\Delta_j} \rightarrow 2\pi\delta(2\Delta_j)$$

Következmény:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} f(\Delta_1, t)f(\Delta_2, t) = 4\pi^2\delta(E_k^W - E_q^e - \Omega_{1,p})\delta(E_k^W - E_q^e - \Omega_{2,p}) = 0.$$

Az oszcilláció megszűnik, csak a keveredés látszik.

Véges terjedési idő:

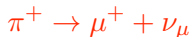
$f(\Delta_j, t)$ "diffrakciós" függvények átfedése: $|\Omega_{1,p} - \Omega_{2,p}| < \frac{2\pi}{t}$.

$$t \sim \frac{2\pi}{|\Omega_{1,p} - \Omega_{2,p}|} = \frac{4\pi\bar{\Omega}}{\Delta m^2}$$

az oszcilláció periódusidejével azonos nagyságrendű.

Egyéb karakterisztikus időskálák hatása?

- Kéttest bomlásból származó neutrínókat vizsgálunk. Pl.:



- Egy M tömegű, Γ félértékszélességű anyarészecskéből indulunk ki
- Ezt **hullámcsomag** segítségével írjuk le, aminek impulzus bizonytalansága d
- E kezdeti hullámcsomagból kiindulva meghatározzuk a keletkezett neutrínó-lepton **összefont** állapotot
- A két különböző tömegű neutrínóba történő bomlást két csatornaként vesszük figyelembe

Neutrínó-lepton állapot meghatározása I.

- A számolás során [Weisskopf-Wigner közelítést](#) alkalmazunk.
- Miért nem perturbáció-számítást?

Neutrínó-lepton állapot meghatározása I.

- A számolás során **Weisskopf-Wigner közelítést** alkalmazunk.
- Miért nem perturbáció-számítást?
- **A perturbáció-számítás $t < 1/\Gamma$ ideig használható.** Azonban pl. pionbomlás esetén az oszcillációs idő jóval nagyobb ennél. $t \ll t_{\text{oszc}}$. **Mi sok oszcillációt szeretnénk végigkövetni.**

Neutrínó-lepton állapot meghatározása I.

- A számolás során **Weisskopf-Wigner közelítést** alkalmazunk.
- Miért nem perturbáció-számítást?
- **A perturbáció-számítás $t < 1/\Gamma$ ideig használható.** Azonban pl. pionbomlás esetén az oszcillációs idő jóval nagyobb ennél. $t \ll t_{\text{oszc}}$. **Mi sok oszcillációt szeretnénk végigkövetni.**
- Az elbomló pion hullámfüggvénye:

$$\psi_{\pi} = \int dp f(p) \exp [ipx - (iE_p + M\Gamma/2E_p)t],$$

$$E_p = \sqrt{p^2 + M^2}$$

- $f(p)$ - d szélességű impulzusprofil függvény

Neutrínó-lepton állapot meghatározása II.

- Egyszerűség kedvéért: a pion impulzusának várható értéke $P = 0$
- A keletkezett összefonódott, határozott tömegű neutrínó-lepton hullámfüggvénye Weisskopf-Wigner közelítésből $t \gg 1/\Gamma$ idő eltelte után¹:

$$\psi_\gamma = N \int d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 f(p) \frac{\exp(i\mathbf{p}_1 \mathbf{x}_1 + i\mathbf{p}_2 \mathbf{x}_2 - i(E_{1,\gamma} + E_2)t)}{E_{1,\gamma} + E_2 - E_p + iM\Gamma/2E_p}$$

- N -normálási tényező
- 1-es index: neutrínó, 2-es: lepton
- $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$
- $\gamma = a, b$ tömegindex
- $E_{1,\gamma} = \sqrt{\mathbf{p}_1^2 + m_\gamma^2}$

¹M. Nauenberg, Phys. Lett., B447 (1999) 23., hep-ph/9812441

A túlélési valószínűség

A bomlás során keletkező müon+neutrínó állapot:

$$|\Psi(t)\rangle = (\psi_a(t) \cos \theta |a\rangle + \psi_b(t) \sin \theta |b\rangle) |\mu\rangle$$

- **1. kérdés:** Mekkora a valószínűsége annak, hogy t idő elteltével a leptonnal azonos fajtájú neutrínót találunk **bárhol** a térben?
- A kérdéses neutrínó(+müon) állapot:

$$|\Psi_\mu\rangle = (\cos \theta |a\rangle + \sin \theta |b\rangle) |\mu\rangle$$

- Erre kell vetítenünk, majd kiintegrálnunk a **lepton, illetve neutrínó** koordinátájára:

$$P(t) = \int dx_1 dx_2 |\langle \Psi_\mu | \Psi(t) \rangle|^2 = \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + 2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \text{Re}l$$

- Az oszcillációért felelős tag

$$I = \int dx_1 dx_2 \psi_a^* \psi_b$$

- A koordinátákra való integrálást elvégezve:

$$I = (2\pi N)^2 \int dp_1 dp_2 \frac{|f(p)|^2 \exp i(E_a - E_b)t}{(E_a + E_2 - E_p - i\Gamma/2)(E_b + E_2 - E_p + i\Gamma/2)}$$

- Az impulzusintegrálok elvégzése numerikusan sem triviális (erősen oszcilláló, valamint szinguláris)
- Analitikus, közelítő formula keresése
- Feltételezés: $f(p)$ nem túl széles \rightarrow energia-, impulzusmegmaradás **nagyjából** teljesül.

Oszcilláció közelítő formulája

- P_1, P_2 : Az energia-, impulzusmegmaradást teljesítő impulzusok (neutrínó tömegét elhanyagolva)

$$P_1 + P_2 = 0$$

$$|P_1| + \sqrt{P_2^2 + m^2} = M$$

- Ezek körül fejtünk sorba az integrandusban

Oszcilláció közelítő formulája

- P_1, P_2 : Az energia-, impulzusmegmaradást teljesítő impulzusok (neutrínó tömegét elhanyagolva)

$$P_1 + P_2 = 0$$

$$|P_1| + \sqrt{P_2^2 + m^2} = M$$

- Ezek körül fejtünk sorba az integrandusban
-

$$I = \exp\left(i \frac{\Delta m^2}{2P_1} t\right) F(t) G(t) H(t)$$

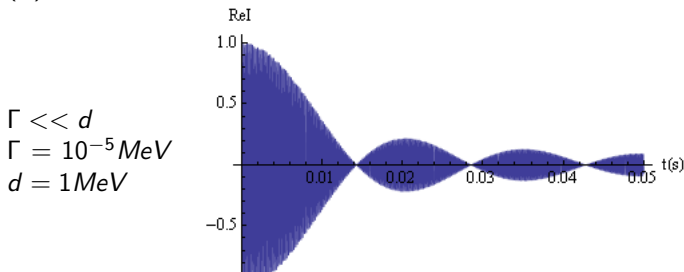
- Első tényező a standard leírásban is megjelenő oszcilláció
- $F(t)$, $G(t)$ az oszcilláció lecsengését írja le, míg H az amplitúdójának függését a paraméterektől

Hullamcsomagból származó lecsengés: $F(t)$

- Pion impulzusbizonytalansága miatt a neutrínó spektuma is kiterjedt
 - különböző frekvenciájú oszcillációk szuperponálódnak
 - **lecsengés hosszú idő után**

$$F(t) = 2\pi \int dp |f(p)|^2 \exp\left(-i \frac{\Delta m^2}{2P_1^2} \frac{v_2}{1-v_2} p \cdot t\right)$$

- v_2 – müon kirepülő sebessége (P_2/E_2)
- $f(p)$ -t ablakfüggvénynek választva



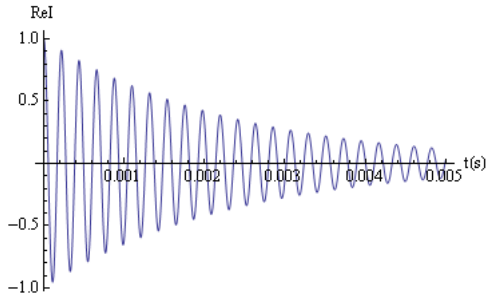
Lecsengés a félértékszélességből: $G(t)$

- Pion tömegbizonytalansága szintén lecsengés eredményez

$$G(t) = \exp\left(-\frac{\Delta m^2}{4P_1^2} \frac{\Gamma}{(1-v_2)} t\right)$$

- Pionbomlás esetén valódi adatokkal $\tau \approx \frac{P_1^2}{\Delta m^2} \frac{1}{\Gamma} \approx 300\text{év}$ alatt szűnik meg

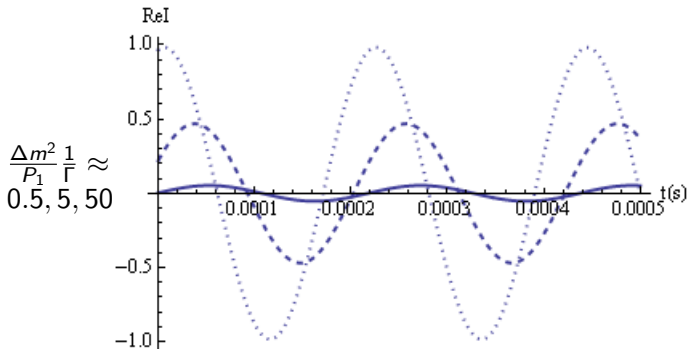
$$\begin{aligned}\Gamma &\gg d \\ \Gamma &= 1\text{MeV} \\ d &= 10^{-5}\text{MeV}\end{aligned}$$



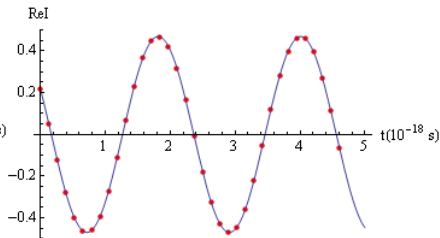
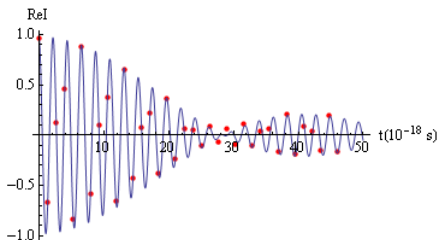
Oscilláció amplitúdója: H

- $1/\Gamma$ időtartam alatt bármikor keletkezhet neutrínó
- Ha az élettartam összemérhető az oszcillációs idővel \rightarrow **oszcilláció elmosódik, amplitúdója lecsökken**

$$H(t) = \frac{1}{-\frac{\Delta m^2}{2P_1} \frac{1}{\Gamma} i + 1}$$



Numerikus eredmények és a közelítő formula



Numerikus eredmények összehasonlítása a közelítő formulával
 $d = 5 \text{ MeV}, \Gamma = 0.01 \text{ MeV}$, illetve $d = 0.01 \text{ MeV}, \Gamma = 1 \text{ keV}$
értékeknél

- A közelítő képlet megbízható eredményt ad (ha a lecsengési időskála nagyobb az oszcillációs időnél)

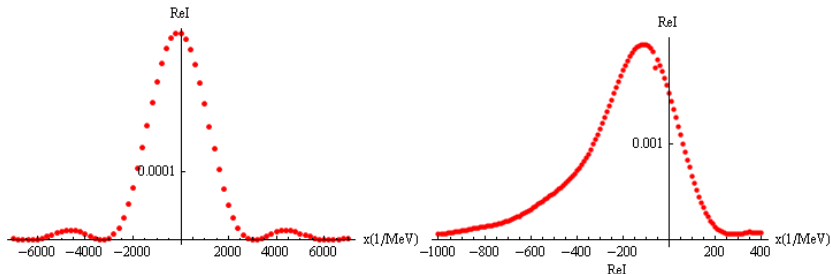
- 2. kérdés: mekkora valószínűséggel találunk egy adott neutrínófajtát egy adott helyen
- Ekkor az oszcilláló helyfüggő tag (leptonra integrálva):

$$I(x) = \int dx_2 \psi_a^* \psi_b$$

- Numerikusan, $f(p)$ -t ablakfüggvénynek választva

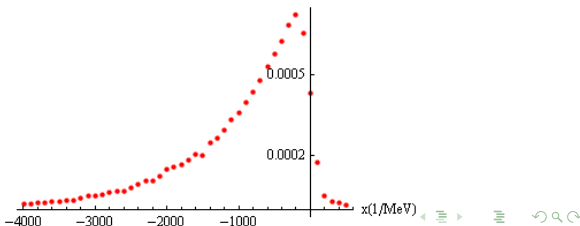
Neutrínó megtalálási valószínűsége (jelalak)

Megtalálási valószínűség a hely függvényében egy rögzített időpillanatban, különböző paraméterértékekre



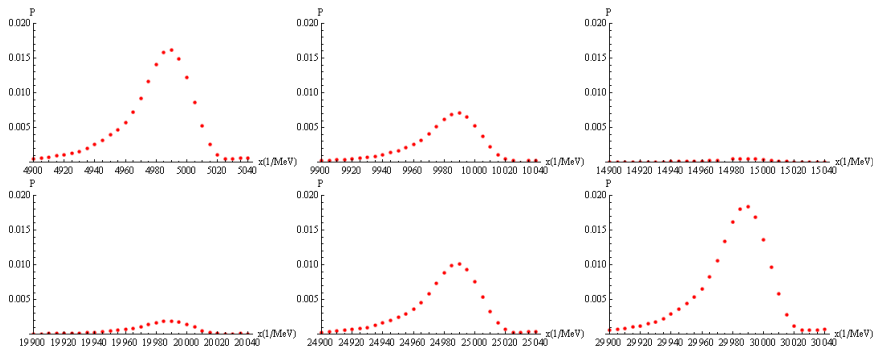
$$d/\Gamma =$$

0.1
2
10



Megtalálási valószínűség oszcillációja

Megtalálási valószínűség időbeli változása egy oszcilláción keresztül
($d/\Gamma = 2$)



A neutrínó helybizonytalansága

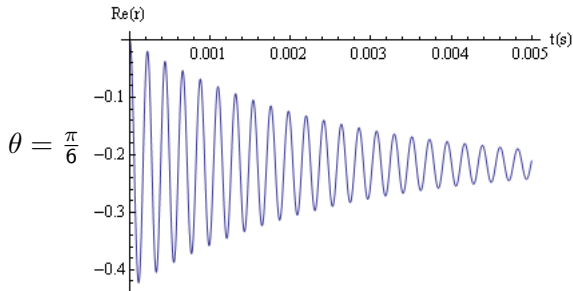
- A "jelalak" általánosan **aszimmetrikus**
- Bizonytalanság a neutrínó keletkezésének idejében, exponenciális aktivitás csökkenés
→ **baloldali farok kiterjedése $1/\Gamma$ (élettartam)**
- A jelalak **jobboldali részét** a pion hullámcsomag impulzusprofilja – $f(p)$ – határozza meg
→ ha ismerjük a neutrínó keletkezési idejét, **a pion $1/d$ hely-bizonytalansága** dominál
- Ha a neutrínó hely-bizonytalanságénak nagyságrendje – $\max(1/\Gamma, 1/d)$ – kisebb, mint az oszcillációs hossz
→ van értelme neutrínó pozíciójáról beszélni
- Teljesül, ha **$H \approx 1$**
- Ha a **detektor mérete meghaladja a bizonytalanságot** → mindkét koordinátában kiintegrált valószínűséget mérjük, **képletekben $t \rightarrow L$ (forrás-detektor távolság)**

- Mi történik, ha a keletkező leptonnak t_m időpontban megmértem egy tulajdonságát (pl. impulzusát)?
- Detektálás mechanizmusa, abban résztvevő részecskék szerepe

Neutrínó sűrűségmátrixa vákuumban

- Vákuumban terjedő neutrínóra ismerjük az állapot időfejlődését, így a sűrűségmátrixát is
- A koordináta- (impulzus-) térben kiátlagolt mátrix kifejezhető az I integrállal
- Flavour bázisban az nem-diagonális elem

$$\rho_{12} = \frac{1}{2}(i \cdot ImI + \cos(2\theta)ReI - \cos(2\theta)) \sin(2\theta)$$




- Keletkezett neutrínó közegen áthalad
- A közegben a reakcióban részt vevő leptonnal egyező részecskék vannak
- A sűrűségmátrix impulzusban diagonális elemeinek időfüggése (flavour-bázisban)¹:

$$i\dot{\rho}_p = [H, \rho_p] = \left[\frac{O}{2p} + \sqrt{2}G_F N D, \rho_p \right]$$

$$O = U^{-1} \begin{pmatrix} m_a^2 & 0 \\ 0 & m_b^2 \end{pmatrix} U$$

- U – forgásmátrix tömeg és flavour bázis között,
 $D = \text{diag}(1, 0)$, N – közegsűrűség

¹G. Sigl and G. Raffelt, Nucl. Phys. B406, 423 (1993) 

Közegbeli egyenletek megoldása

- $\Delta m^2/P_1 \ll \Gamma$ esetet feltételezve (pionbomlás)
- A lineáris diffegyenlet rendszer megoldása a diagonális tagokra:

$$\rho_{22}(p) = \phi(p) \frac{1}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{\Delta m_p^2}{2p} t\right)\right) \frac{\Delta m^4}{\Delta m_p^4} \sin^2(2\theta)$$

- Δm_p^2 a standard leírásban is megjelenő effektív tömegkülönbség

$$\Delta m_p^2 = \sqrt{\Delta m^4 + c^2 \cdot p^2 - 2c \cdot p \cdot \Delta m^2 \cos(2\theta)}$$

- $c = 2\sqrt{2}G_F N$ közeggel való kölcsönhatás erősségét jelzi
- Nevezőnek (Δm_p^2) bizonyos p -re minimuma van \rightarrow e körüli impulzusokra jelentős az oszcilláció \rightarrow MSW rezonancia

- ϕ a standard leírásban nem szereplő mennyiség

$$\phi(p_1) = (2\pi N)^2 \int dp_2 \frac{|f(p_1 + p_2)|^2}{|(E_{p_1} + E_2 - M - i\Gamma/2)|^2}$$

- Az átalakulás valószínűsége:

$$P = \int \rho_{22} dp_1 = \frac{\Delta m^4}{\Delta m_{P_1}^4} \sin^2(2\theta) \frac{1}{2} (1 - \text{Re}J)$$

- A lényeg ismét a vákuumbeli esettel hasonló módon a J integrálban van

$$J = (2\pi N)^2 \int dp_2 dp_1 \frac{|f(p_1 + p_2)|^2 \exp(i(\Delta m_{P_1}^2/2p_1)t)}{|(E_{p_1} + E_2 - E_p - i\Gamma/2)|^2}$$

- Sorfejtéssel a vákuumbeli esettel formálisan hasonló eredmény

$$J = \exp\left(i \frac{\Delta m_{P_1}^2}{2P_1} t\right) F^*(t) G^*(t)$$

- Oszcillációban tömeg helyett effektív tömeg

$$F^*(t) = 2\pi \int dp |f(p)|^2 \exp\left(-i \frac{\mu^2}{2P_1^2} \frac{v_2}{1-v_2} p \cdot t\right)$$

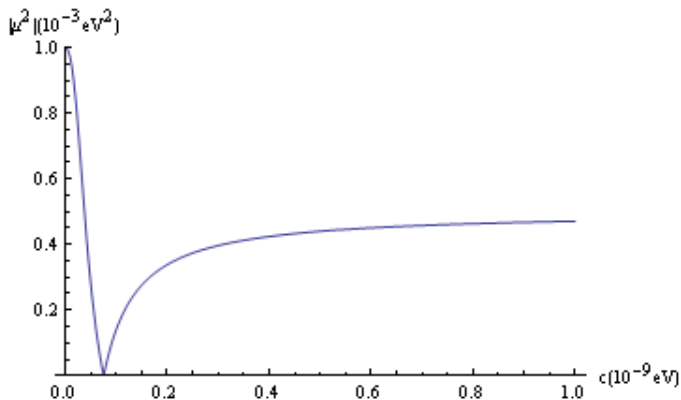
$$G^*(t) = \exp\left(-\frac{|\mu^2|}{4P_1^2} \frac{\Gamma}{(1-v_2)} t\right)$$

- Lecsengési tényezőkben másik tömegjellegű tag

$$\mu^2 = \frac{-c \cdot P_1 \Delta m^2 \cos(2\theta) + \Delta m^4}{\Delta m_{P_1}^2}$$

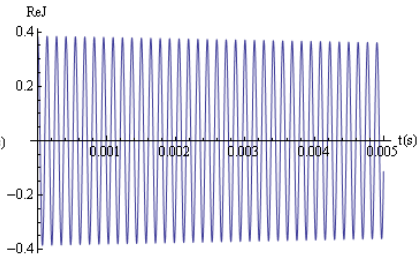
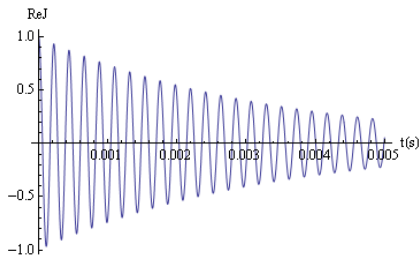
- Lecsengés erőssége függ a neutrínó impulzusától és a közeg sűrűségétől
- $c = \frac{\Delta m^2}{P_1 \cos(2\theta)}$ -nél oszcilláció végtelen ideig fentmarad
- Reális adatokkal kb. $2000 N_A/cm^3$ leptonsűrűségnél

Lecsengési paraméter sűrűségfüggése



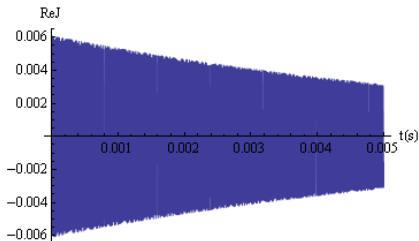
- A lecsengési paraméter csökken, nullára zuhan, majd a keveredési szögektől (és neutrínótömegektől) függő állandóba konvergál

ReJ időfüggése különböző közegsűrűségek mellett



$$c(\text{eV}) =$$

0,
 $7 \cdot 10^{-11}$,
 $5 \cdot 10^{-10}$



- Oszilláló tag időfüggése balról jobbra növekvő c -k mellett

Lehetséges kísérlet a lecsengésre

- Eddig kísérleteket jól leírja a standard formula
- Jövőbeli kísérletek: korrekciók szükségessége
- Kayser, Kopp: lecsengés megfigyelésének lehetőségei reaktoros kísérletekben

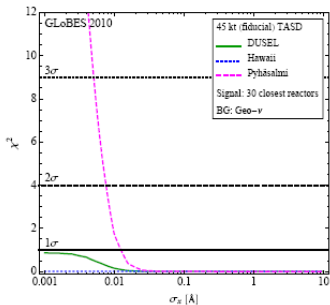
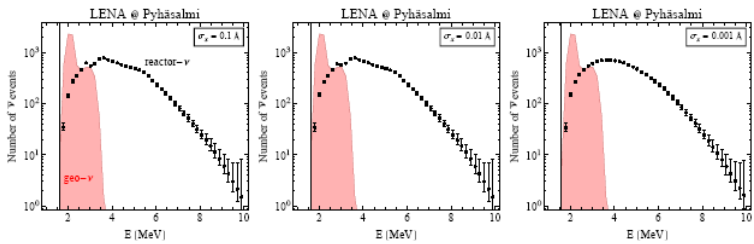
$$P \sim \exp\left(-2\pi i \frac{L}{L_{oszcz}} - \left(\frac{L}{L_{coh}}\right)^2\right)$$

$$L_{coh} = \frac{4\sqrt{2}P^2}{\Delta m^2} \sigma_{x,eff}$$

$$10^{-3}\text{\AA} < \sigma_{x,eff} < 10\text{\AA}$$

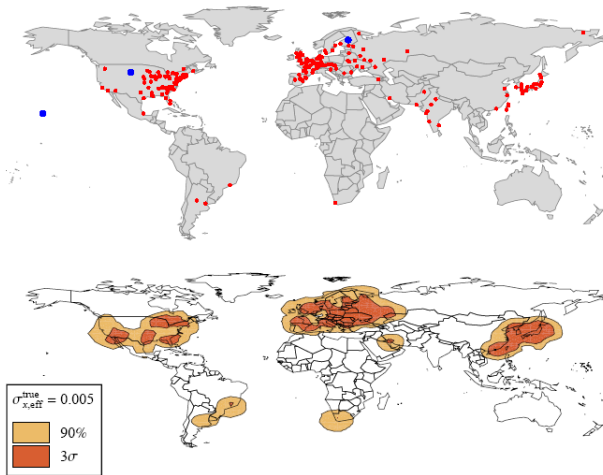
$$100\text{km} < L_{coh} < 1000000\text{km}$$

- Szimuláció 3 detektor adataira a környező reaktorokból:
Pyhäsalmi, Hawaii, DUSEL



Megfigyelés lehetősége a világtérképen

$$\sigma_{x,eff} = 0.005$$



- Standard oszcillációs formula: levezetés inkonzisztens, sok esetben mégis helyes
- Véges idejű leírás perturbációszámításban
- Összefonódottság fontossága
- (Egy) helyes leírás: Weisskopf-Wigner+hullámcsomag
- Oszcilláció nem-triviális határesetekben (lecsengés, amplitudócsökkenés)
- Anyagban: oszcilláció örökké fent maradhat
- Jövőbeli kísérleteknél fontos lesz a részletesebb formulák használata



Köszönjük a figyelmet!

