

En effet, on a: $\Delta m_{mat}^2 = \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2}$

avec $x = \frac{V_W/2}{\Delta m^2/4E}$

et $\sin^2 2\theta_{mat} = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \rightarrow \text{résonance si } x = \cos(2\theta)$

↳ La matière peut augmenter énormément les oscillations, mais pas les créer.

↳ La forme fonctionnelle des proba. de transition se change pas:

$$P_{\alpha\beta} = \sin^2(2\theta_{mat}) \sin^2\left(\frac{(m_i^2 - m_j^2)_{mat} c^3 L}{4\hbar E}\right)$$

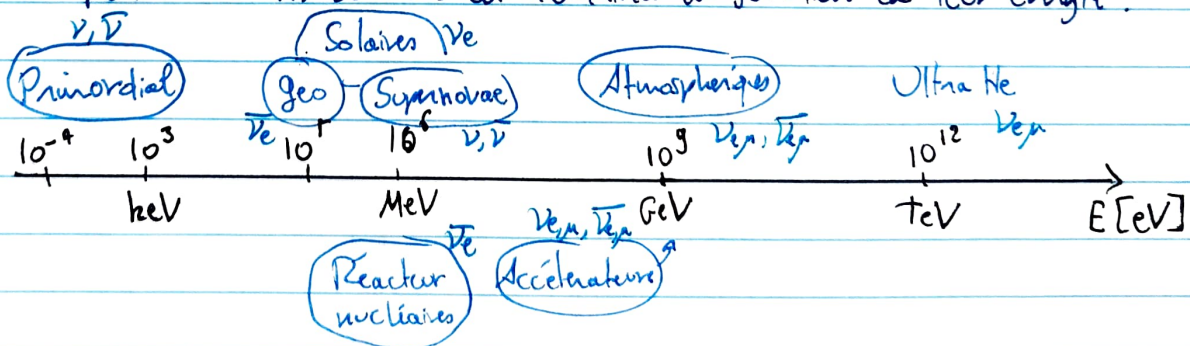
↳ Il existe une énergie de résonance E_R pour laquelle le mélange est maximum, même si l'amplitude de mélange est faible dans le vide.

[8] OSCILLATIONS DES NEUTRINOS SOLAIRES ET ATMOSPHERIQUES

8.1 Caractéristiques des sources et des détecteurs

→ Les expériences d'oscillations de ν sont fjs souterraines (muons cosmiques) et avec des cibles massives ($\sim 10^5$ kg, car $\sigma_\nu \ll 1$)

→ On peut classer les sources de neutrinos en fonction de leur énergie.



8.2 Expériences de détection d'oscillations de ν solaires

- Rappel : le soleil produit des ν_e avec $E < 19 \text{ MeV}$. Ils ne peuvent donc pas déclencher les réactions suivantes :
 $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ ($m_\mu = 100 \text{ MeV}$) et $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ ($m_e \sim 2000 \text{ MeV}$)
- Il s'agit d'expériences de disparition : on observe l'absence de ν_e , pas l'apparition de ν_μ ou ν_τ .

⊙ Expériences radio-chimiques :

- Gallex (Gran Sasso)

Une cuve remplie de ^{71}Ga pour faire la réaction :



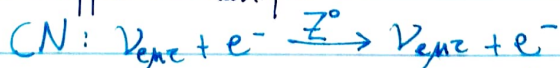
$$\hookrightarrow E_{\text{seuil}} = 0,2 \text{ MeV} < E_{\nu_{pp}}^{\text{max}} = 0,4 \text{ MeV}$$

- Le flux de ν détectable est bcp + important que pour Homestake (avec du Cl , et une énergie seuil de $0,8 \text{ MeV}$).
- Efficacité d'extraction de 99%. Le déficit en ν_e par rapport aux prédictions du M.S. du soleil :
 $\Phi_{\text{mesuré}} \sim 60\% \Phi_{\text{prédit}}$ (contre 33% pour Homestake).

⊙ Expériences à cible d'eau et effet Cerenkov :

- Kamiokande et Super-K

→ L'expérience Kamiokande (Kamioka Nucleon Decay Experiment puis Kamioka Neutrino Detection Exp.) détecte les ν de toute saveur par diffusion élastique :



ce qui permet a priori de mesurer le flux total des ν_{sol} .

- Les e^- diffusés émettent de la lumière Cerenkov, détectée à l'aide de photo-multiplicateurs.

→ Pour Super-K, il y a 50 kilo tonnes d'eau ~ 25 éléments par jour.

→ La direction d'où est issu le ν peut être déduite de celle de l' e^- diffusé \Rightarrow confirmation de l'origine solaire des ν .

→ puisque le ν_e interagit par CN et CC, $\sigma(\nu_e) \sim 60(\nu_{\mu e})$

$$\Rightarrow E_{\nu_e} \sim 86\% \text{ et } E_{\nu_{\mu e}} \sim 14\%$$

↳ Seuil effectif élevé: 5 MeV \Rightarrow seul les ν issus de la désintégration du Bore sont détectés.

→ Résultats: $\Phi_{\text{mesuré}} \sim 45\%$ $\Phi_{\text{prédit}}$

↳ Si on pose qu'une fraction f des ν_e a oscillé vers $\nu_{\mu e}$, et N le # de ν attendu, le nombre de ν observé N' sera:

$$\#(\nu_e) \rightarrow N' = ((1-f)86\% + f \cdot 14\%) N$$

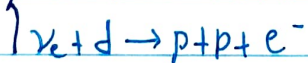
$$\Rightarrow \Phi_{\text{mesuré}} / \Phi_{\text{attendu}} = \frac{N'}{86\% \cdot N} \stackrel{!}{=} 45\% \Rightarrow f = 65\%$$

↳ Résultat compatible avec des oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu e}$ mais on ne distingue pas les ν_e des $\nu_{\mu e}$

→ L'Observatoire de Neutrinos de Sudbury (SNO) à cible d'eau lourde

→ Comme au Super-K mais avec de l'eau lourde \Rightarrow distinguer les ν_e .

→ Réactions possibles:



distingue les ν_e , $E_{\text{seuil}} = 1,4 \text{ MeV}$



mesure le flux de ν issus du B total.



tritium \leftarrow

↳ Cerenkov signal.

→ Résultats: $\Phi_{\nu_e} \sim 35\%$ Φ_{attendu}

Remarque: Kamioka avait $\Phi_{\nu_e} \sim 45\%$. on peut compenser la f :

$$\Phi_{\text{tot-SK}} = 35\% + 10\% \cdot \frac{86\%}{14\%} \sim 96\%$$

$\Phi_{\text{tot-SNO}} = 100\% \Rightarrow$ le problème des ν solaires est dû aux transitions de $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}$ ou $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$

\rightarrow Flux total conservé.

② Interpretation en terme d'angle de mélange et de Δm^2 :

→ Au départ, on ne connaissait pas le $\nu_e \Rightarrow$ mélange à 2 ν

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m^2 L}{E}\right) \text{ si } [\Delta m^2] = [\text{eV}^2]$$

$[E] = \text{GeV} \text{ et } [L] = \text{km}$

→ L'existence d'un $\nu_e \Rightarrow$ on mesure une oscillation vers un mélange $\nu_\mu - \nu_e$: $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2(2\theta_0) \sin^2(1,27 \Delta m_{21}^2 L / E)$

→ Pourquoi ça marche alors que la fonction pour 3 ν n'est pas linéaire en θ , Δm^2 ?

↳ Si 3 ν , on a: (en considérant $\delta \sim 0$)

$$P_{ee} = 1 - P_{e\mu} - P_{e\tau} \text{ avec:}$$

$$P_{e\mu} = 4 \sum_{k>j}^{1,3} |U_{\mu k} U_{\mu j} U_{ek} U_{ej}| \sin^2(1,27 \Delta m_{kj}^2 L / E)$$

$$P_{e\tau} = 4 \sum_{k>j}^{1,3} |U_{\tau k} U_{\tau j} U_{ek} U_{ej}| \sin^2(1,27 \Delta m_{kj}^2 L / E)$$

→ Les termes en $\sin^2 \Delta m_{21}^2$ et $\sin^2 \Delta m_{32}^2$ sont multipliés par $U_{e3} = \sin \theta_{13} \sim 0$

→ En 1^{re} approx, seules restent les termes en Δm_{21}^2 :

$$\begin{aligned} P_{ee} &= 1 - 4 |U_{\mu 1} U_{\mu 2} U_{e1} U_{e2}| \sin^2(1,27 \Delta m_{21}^2 L / E) \\ &\quad - 4 |U_{\tau 1} U_{\tau 2} U_{e1} U_{e2}| \sin^2(1,27 \Delta m_{21}^2 L / E) \\ &= 1 - 4 (|U_{\mu 1} U_{\mu 2}| + |U_{\tau 1} U_{\tau 2}|) |U_{e1} U_{e2}| \sin^2(1,27 \Delta m_{21}^2 L / E) \\ &\sim 1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(1,27 \Delta m_{21}^2 L / E) \end{aligned}$$

↳ Un très bonne approx des proba d'oscillation des ν solaires ν_e dépend que des termes 2-1.

→ On corrige ces formules pour tenir compte des effets de matière.

$$\Delta m_{21}^2 \mapsto \Delta m_{21}^2 \quad \theta_{12} \mapsto \theta_{12}$$

et on mesure $\tan^2(\theta_{12})$ pour lever l'ambiguïté sur θ_{12} .

→ Résultat final:

$$\Delta m_{21}^2 \sim 10^{-5} \text{ eV}^2 \text{ très petit}$$

$$\theta \sim 33^\circ \text{ mélange important mais pas complet } \nu_e (\nu_\mu, \nu_\tau)$$

8.3

Détection d'oscillations de ν atmosphériques

→ Les rayons cosmiques interagissent dans la haute atmosphère pour former des π et K à partir de p :

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu \quad \leftarrow \text{pas en e- car hélicité}$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu (+\pi^0)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e / \nu_e$$

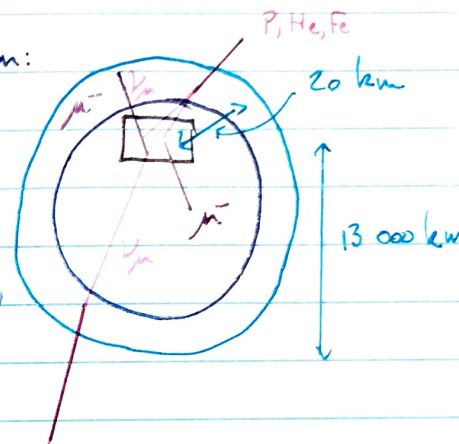
→ Le spectre d'énergie $\sim [1 \sim 100] \text{ GeV}$

→ Avantages: large plage de longueur d'oscillation:

$$20 < L(\theta) < 13 \text{ 000 km}$$

Désavantage:

Composition du faisceau de ν et son spectre d'E dépend de modèles (réaction dans l'atm, composition des rayons cosmiques, ...)



→ Symétrie en $\Phi_{\text{up}}(\theta) = \Phi_{\text{down}}(\pi - \theta)$

↳ Le flux ν incident dépend uniquement du flux de p incidents

⊙ Expérience de TMB (66):

→ Flux mesuré: $\Phi_{\nu_e}^{\text{mes}} \sim \Phi_{\nu_e}^{\text{calculé}}$ mais $\Phi_{\nu_\mu}^{\text{mesuré}} \sim 0,55 \Phi_{\nu_\mu}^{\text{calculé}}$
 avec $R_{\nu_e} \equiv \frac{\Phi(\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu)}{\Phi(\nu_e)} \sim 2$

DEF On définit le double ratio de flux des ν par

$$R \equiv \frac{\Phi(\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu) / \Phi(\nu_e / \bar{\nu}_e) |_{\text{mesuré}}}{\Phi(\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu) / \Phi(\nu_e / \bar{\nu}_e) |_{\text{calculé}}}$$

le double rapport réduit l'effet systématique.

→ On observe un déficit de R dans toutes les expériences

→ Explication:

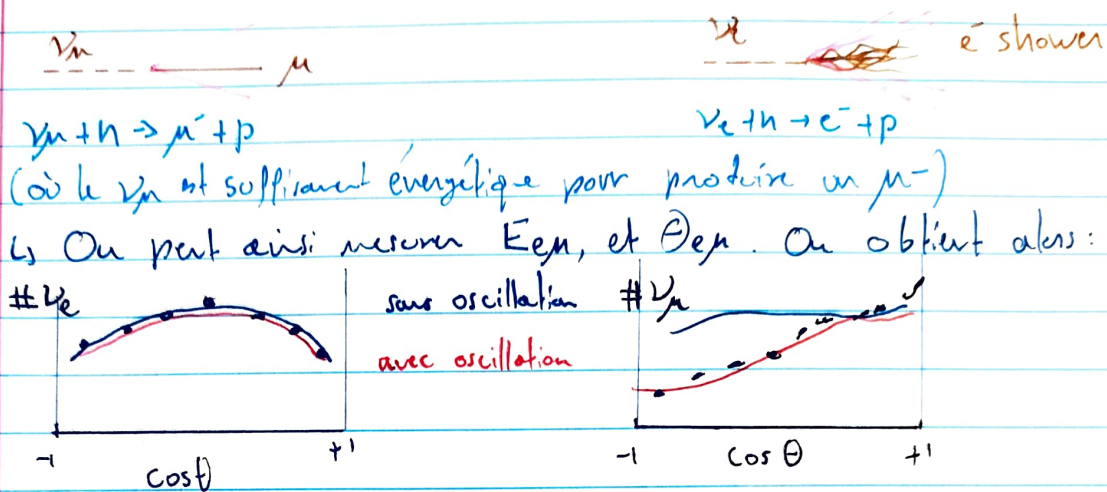
① $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$: non car $\Phi_{\nu_e}^{\text{mesuré}}$ correct

② $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ avec ν_e non détecté

③ $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ avec ν_x neutrino stérile

③ Distinction entre ν_μ et ν_e :

→ Dans les expériences à Cernukov (SK1 et 2), le signal issu d'un ν_μ et d'un ν_e est différent:

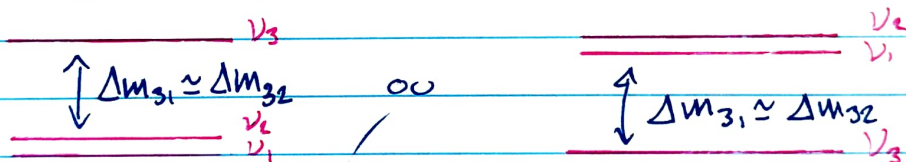


→ Disparition importante des ν_μ au dessus de qqes GeV

↳ On soupçonne $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ avec un $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2 \gg \Delta m_{21}^2$

③ Hiérarchie des masses:

→ Il y a 2 options possibles:



→ Cette hiérarchie des masses \Rightarrow 2 longueurs d'oscillations \neq .

Pour $E = 1 \text{ GeV}$, on a:

$$L_{\text{osc}}^{\text{long}} = 2,47 \cdot E / \Delta m_{21}^2 \approx 3 \cdot 10^4 \text{ km}$$

$$L_{\text{osc}}^{\text{court}} = 2,47 \cdot E / \Delta m_{31}^2 \approx 10^3 \text{ km}$$

③ Cas des ν atmosphériques

→ Puisque $E_\nu \in [0,5 \text{ GeV}, 2000 \text{ GeV}]$, $L_{\text{osc}}^{\text{long}} \sim [15000 \text{ km}, 60 \cdot 10^6 \text{ km}]$

↳ $L \approx L_{\text{osc}}^{\text{long}}$ seulement pour les ν des antipodes si $E_\nu < 0,5 \text{ GeV}$

↳ $L \approx L_{\text{osc}}^{\text{court}}$ pour les neutrinos des antipodes si $E_\nu \sim 15 \text{ GeV}$

\Rightarrow On devrait observer un dip (défaut d'événements) à $\frac{L}{E} \approx 500 \text{ km/GeV}$

→ Si on approxime $\theta_{13} \sim 0$ et $L_{osc}^{court} \ll L_{osc}^{long}$ (donc L_{osc}^{court} domine), on a

$$P_{\mu e} = 4 |U_{e3} U_{\mu 3}|^2 \sin^2(1,27 \Delta m_{31}^2 L/E) \approx 0$$

$$P_{\mu \mu} = 4 |U_{e3} U_{\mu 3}|^2 \sin^2(1,27 \Delta m_{31}^2 L/E)$$

$$= C_{13}^4 \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2(1,27 \Delta m_{31}^2 L/E)$$

→ Les oscillations permettent de mesurer θ_{23} et Δm_{32}^2 .

On peut montrer que :

$$P_{\mu \mu} = P_{\mu e} = \sin^2(2\theta_{13}) \cos^2 \theta_{23} \sin^2(1,27 \Delta m_{32}^2 L/E)$$

$$P_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(1,27 \Delta m_{32}^2 L/E)$$

$$P_{\mu \mu} = 1 - 4 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} (1 - \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13}) \sin^2(1,27 \Delta m_{32}^2 L/E)$$

→ Les résultats obtenus sont compatibles avec $\theta_{12} \sim 0$

↳ $P_{\mu \mu} \sim 0$, $P_{ee} \sim 1$, $P_{\mu e} < 1$.

Il faut également prendre en compte les effets de matière. Or, les corrections pour les effets de matière sont sensibles au hiérarchie de masse !

→ Conclusion: $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$ et $\theta_{13} \ll 1$

On observe des oscillations chez les ν_{μ} atmosphériques

→ conforte l'idée d'oscillation chez les ν_e solaires.

2.4 Résumé

① ν solaires:

→ Source pure de ν_e à très grand $L/E \Rightarrow$ terme d'oscillation en \sin^2 domine.

→ On observe une disparition $\nu_e \rightarrow (\nu_{\mu}, \nu_{\tau})$?

→ Grâce aux effets de matière dû au soleil, on mesure $\sin^2(2\theta_{12})$ et $\tan^2(\theta_{12})$

↳ $\Delta m_{21}^2 \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ très petit et $\tan^2 \theta_{12} \approx 0,4$ mélange Δm_{12}^2 important

② ν atmosphériques:

→ Source mixte de $\nu_{\mu}/\bar{\nu}_{\mu}$ et $\nu_e/\bar{\nu}_e$ dans un rapport ~ 2 .

→ Les ν_e ne disparaissent pas

→ Les ν_{μ} disparaissent: $\nu_{\mu} \rightarrow (\nu_e, \nu_{\tau})$?

→ L/E tq seules les oscillations courtes actives $\Rightarrow \Delta m_{32}^2$ et Δm_{31}^2 dominants.

→ On mesure: $\theta_{13} \sim 0$, $\sin^2 \theta_{23} \sim 0,5$

$$\Delta m_{32}^2 \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \sim \Delta m_{31}^2 \gg 5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$$

forte hiérarchisation des masses.