

Les neutrinos

Stéphane Lavignac

Institut de Physique Théorique (CEA Paris-Saclay & CNRS)

Conférence de la section Paris-Sud de la SFP

Orsay, 7 novembre 2023



Introduction

Les neutrinos sont des particules élémentaires un peu spéciales...

- ils ne sont pas présents dans la matière ordinaire, mais on en trouve partout dans l'Univers : ils sont produits par les étoiles, les centrales nucléaires, la Terre et notre corps (radioactivité naturelle). Les neutrinos fossiles du Big Bang sont les plus nombreux. Notre corps est traversé par un million de milliards de neutrinos par seconde, et en émet 4500
- seules particules de matière dépourvues de charge électrique, ils interagissent très faiblement : sur un milliard de neutrinos solaires qui traversent la Terre, moins d'un interagit. Ils sont donc très difficiles à détecter (il a fallu attendre 1956 pour les observer)
- ils ne sont sensibles qu'à l'interaction faible, responsable de nombreuses réactions nucléaires (radioactivité bêta, fusion de l'hydrogène en hélium au cœur des étoiles...) et désintégrations de particules

- ils sont extrêmement légers : la masse du neutrino le plus lourd est environ 1 million de fois plus petite que celle de l'électron
- il y a 3 espèces (« familles ») de neutrinos qui se transforment les unes dans les autres pendant leur déplacement (on dit qu'ils oscillent)
- dépourvus de charge électrique, ils pourraient être leur propres antiparticules (neutrinos de Majorana), contrairement aux autres fermions

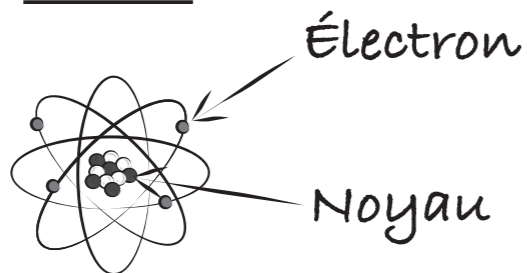
Enfin, les neutrinos peuvent parcourir de grandes distances dans l'Univers sans interagir et sans être déviés par des champs magnétiques, ce qui en fait d'excellentes sondes des astres et phénomènes lointains de l'Univers (comme les explosions de supernovae), complémentaires des photons et (depuis 2015) des ondes gravitationnelles → astonomie des neutrinos

Les neutrinos dans le bestiaire des particules

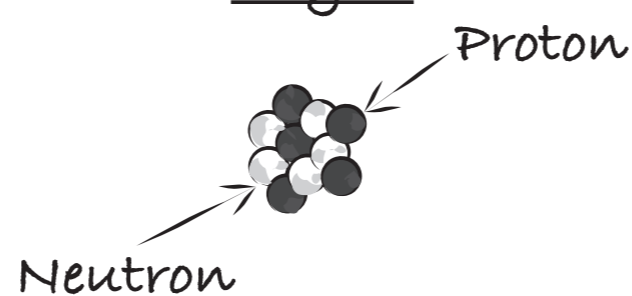
	Leptons (observables à l'état libre)		Quarks (confinés à l'intérieur des hadrons, sauf le top)			
	Charge - 1	Charge nulle	Charge $+\frac{2}{3}$	Charge $-\frac{1}{3}$		
1 ^{re} famille	e^- Électron	ν_e Neutrino électronique	u Up	d Down	matière ordinaire	
2 ^e famille (plus lourde, vie brève)	μ^- Muon	ν_μ Neutrino muonique	c Charm	s Strange		Rayons cosmiques et accélérations de particules
3 ^e famille (encore plus lourde, vie encore plus brève)	τ^- Tau	ν_τ Neutrino tauique	t Top	b Bottom		

○ Particules stables (quasi stables pour les neutrinos)

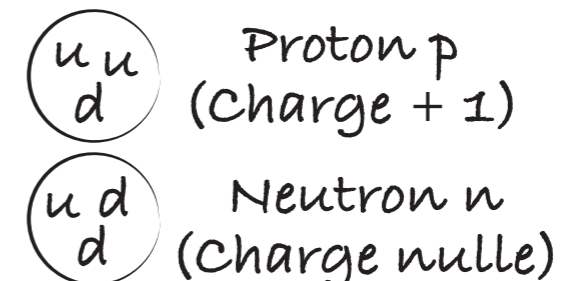
Atome



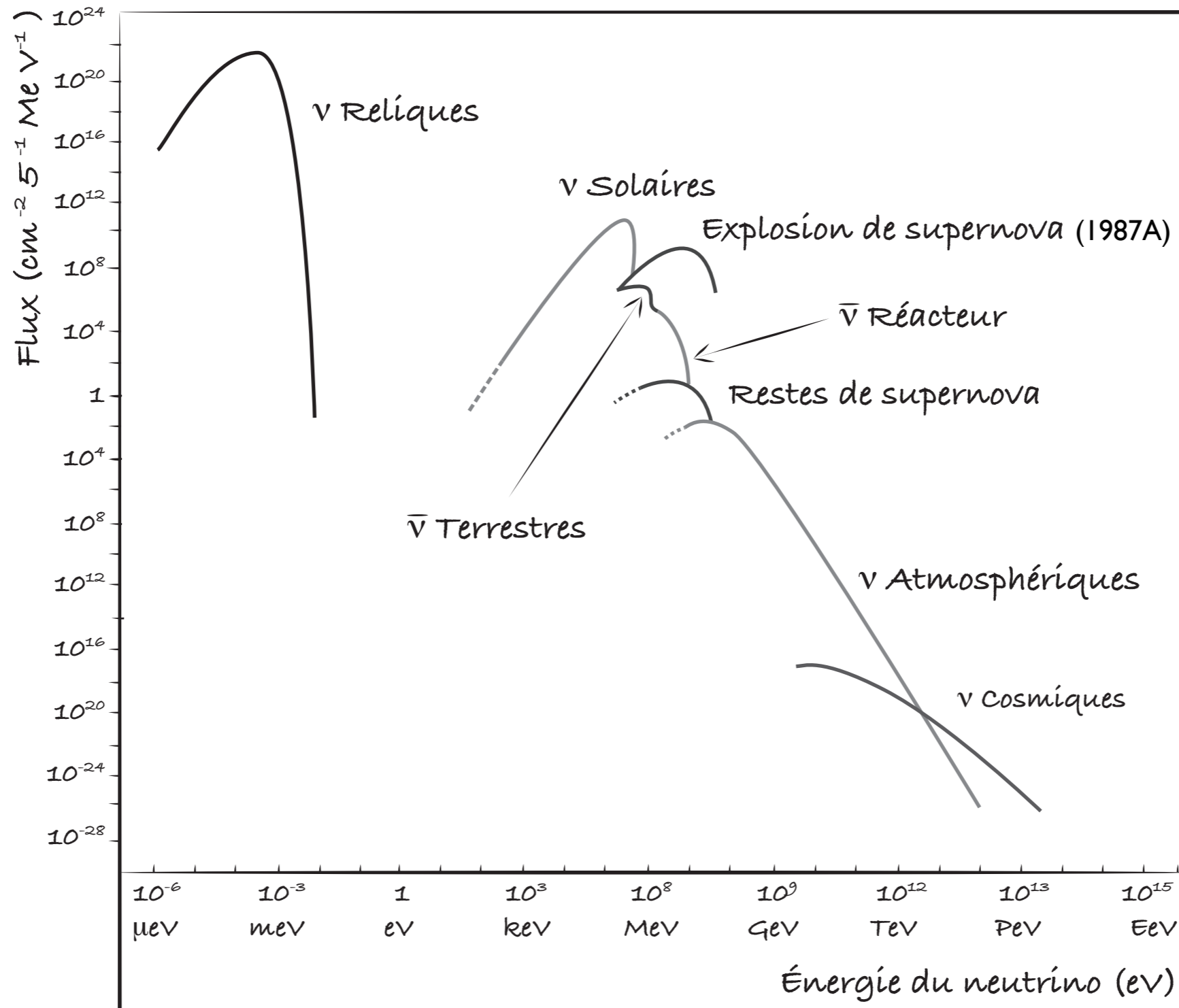
Noyau



Nucléons



Les sources de neutrinos dans l'Univers



Un peu d'histoire

L'existence du neutrino a été postulée par Wolfgang Pauli en 1930 : une « tentative désespérée » pour sauver la conservation de l'énergie

Désintégration bêta : $X \rightarrow Y + e^{-}$

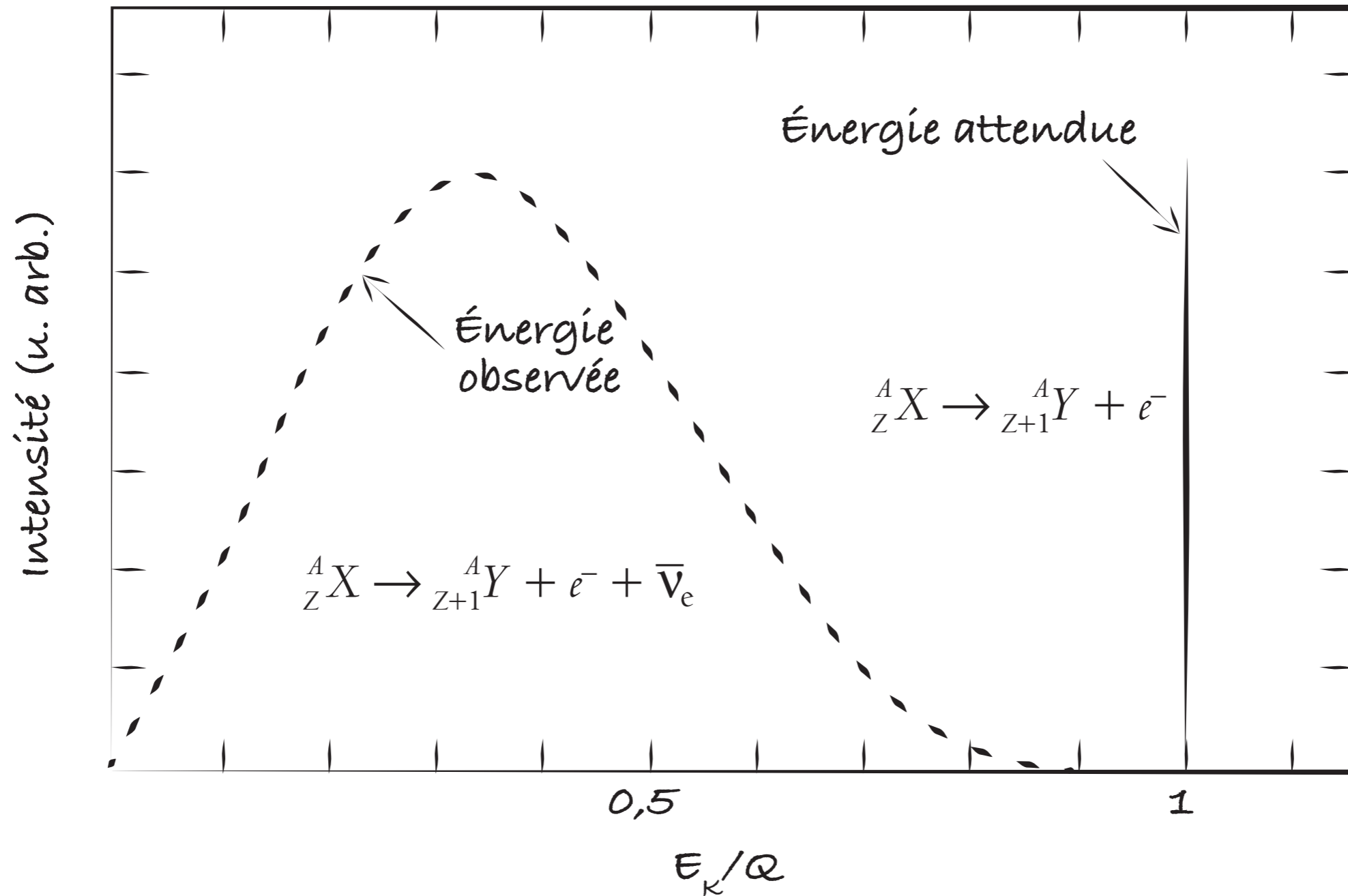
(à l'époque, on pensait que seul un électron était émis)

L'électron devrait donc avoir une énergie déterminée (un spectre discret), alors qu'on mesurait un spectre continu

Solution proposée par Pauli : une particule neutre (baptisée « neutrino » par Enrico Fermi en 1933), non détectée, est émise avec l'électron et partage avec lui l'énergie disponible



désintégration bêta ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e$



processus sous-jacent : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

La découverte des neutrinos

Pour compenser la faible probabilité d'interaction des neutrinos, les expérimentateurs placent leurs détecteurs près de sources intenses : les réacteurs nucléaires, sièges de nombreuses désintégrations bêta

Détection via la réaction bêta inverse $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$

Signal observé : deux flashes lumineux séparés de quelques microsecondes (photons d'annihilation du positon avec un électron, puis capture du neutron par un noyau qui se désexcite en émettant des photons)

→ découverte du neutrino électronique (ν_e) par Reines (prix Nobel 1995) et Cowan à Savannah River (Etats-Unis) en 1956

En 1962, découverte d'une deuxième famille de neutrino à Brookhaven (E.-U.) : le neutrino muonique ν_μ (associé au muon, découvert en 1936), produit par un accélérateur de particules. En interagissant dans le détecteur, les neutrinos produisent des muons: ce sont donc des neutrinos muoniques !

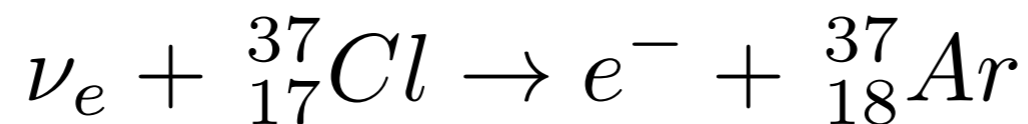
Le troisième neutrino (le neutrino tauique ν_τ) est découvert en 2000

Sur la piste des oscillations

Après leur découverte auprès des réacteurs et des accélérateurs, les physiciens se tournent vers d'autres sources de neutrinos : le Soleil et les rayons cosmiques

Les réactions nucléaires (fusion de l'hydrogène en hélium) à l'origine de l'énergie du Soleil (calculs de Hans Bethe en 1939) produisent des neutrinos électroniques. Le flux des ν_e produits est prédit par John Bahcall dans les années 1960

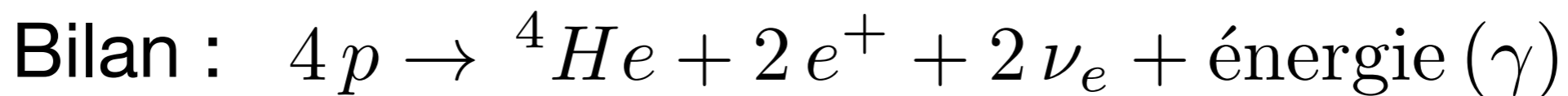
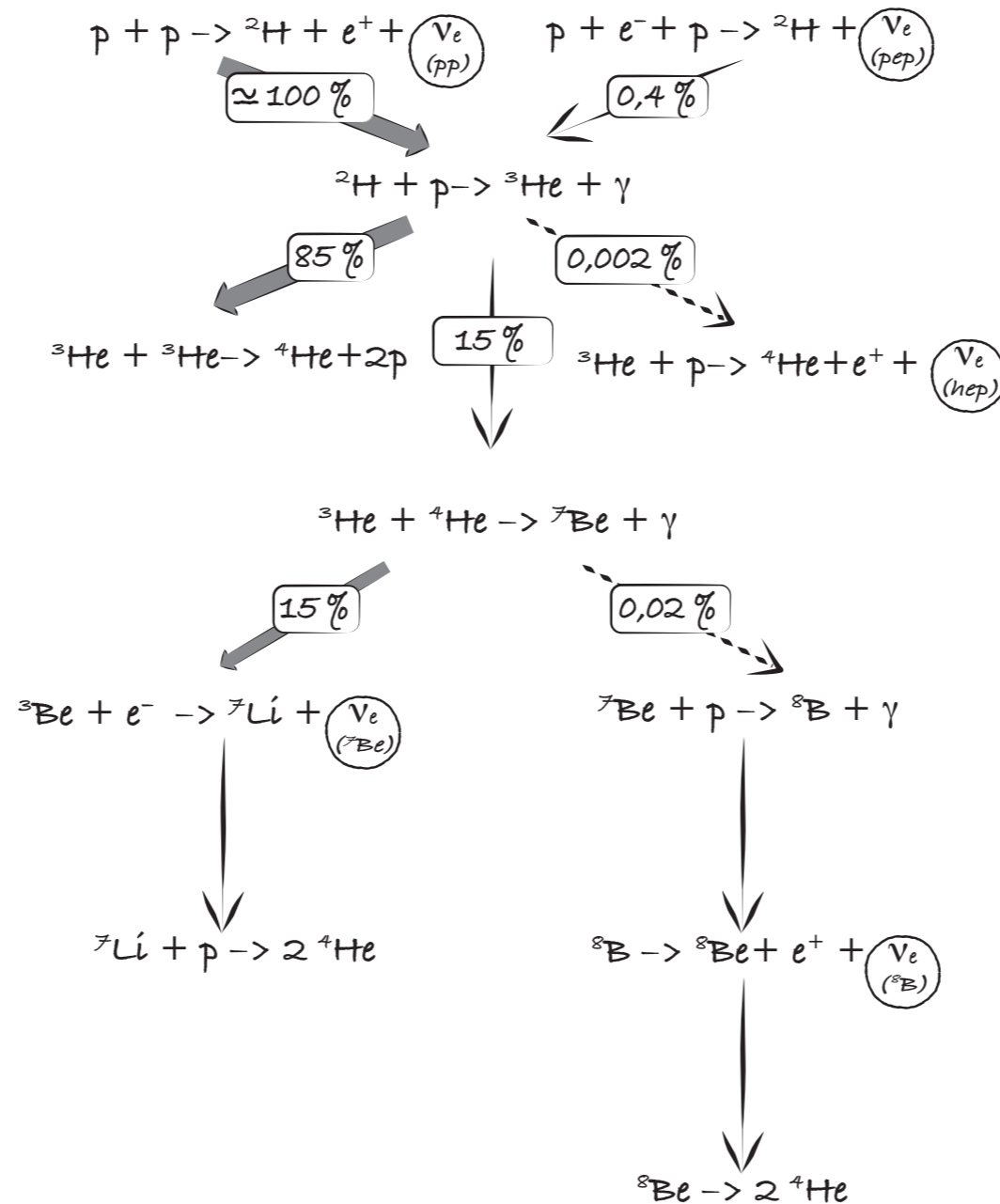
L'expérience Homestake (1968-1994) détecte les neutrinos solaires via la réaction



mais seuls un tiers des neutrinos attendus sont observés

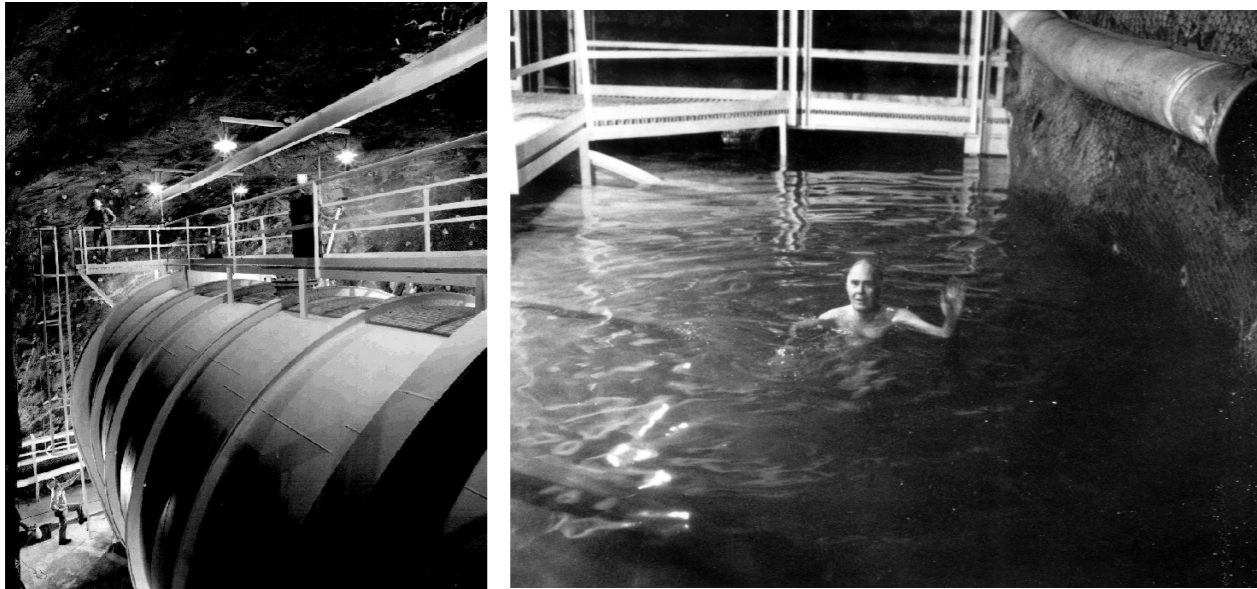
Ce « déficit » de neutrinos solaires est confirmé par d'autres expériences : Gallex et Sage dans les années 1990 (sur une plus grande partie du spectre), Super-Kamiokande à partir de 1996 (technique de détection différente: effet Tcherenkov)

Les réactions nucléaires à l'origine de l'énergie et des neutrinos solaires (cycle pp)

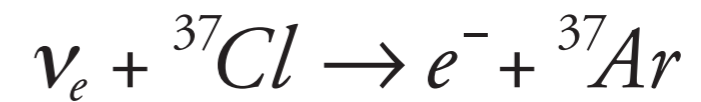


(fusion thermonucléaire de l'hydrogène en hélium)

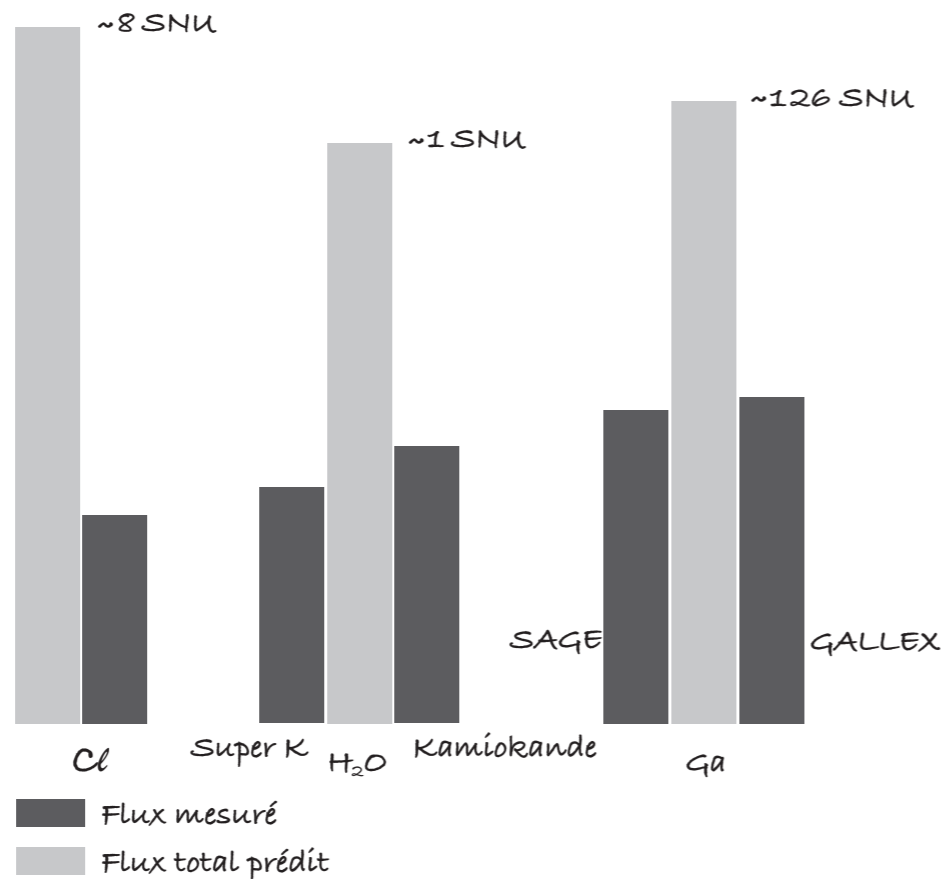
Détection (et déficit) des neutrinos solaires



Homestake (1968-1994)



Ray Davis (prix Nobel 2002)



Déficit confirmé par :

- Gallex / Sage (années 1990)
- (Super-) Kamiokande (années 1980 puis 1996 -)

L'hypothèse des oscillations

1968 : Bruno Pontecorvo explique le déficit des neutrinos solaires par l'hypothèse d'une transformation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (oscillation)

Malgré la confirmation du déficit par d'autres expériences, un certain scepticisme subsiste : les prédictions des modèles solaires sont-elles fiables ? Et quid des mesures expérimentales ?

Difficile de conclure sans observer d'autres espèces de neutrinos provenant du Soleil... ce que fera l'expérience SNO (Sudbury Neutrino Observatory) en mesurant le flux total $\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$ en 2001

Neutrino oscillations (2-flavour case)

Oscillations are a quantum-mechanical process due to neutrino mass and mixing. An oscillation experiment involves 3 steps:

1) production of a pure flavour state at $t = 0$ (e.g. a ν_μ from $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$)

This flavour state is a coherent superposition of mass eigenstates ν_1 and ν_2

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\mu\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle$$

2) propagation

Each mass eigenstate, being an eigenstate of the Hamiltonian in vacuum, evolves with its own phase factor $e^{-iE_i t} \Rightarrow$ modifies the coherent superposition, which is no longer a pure flavour eigenstate:

$$|\nu(t)\rangle = -\sin\theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \cos\theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle$$

3) detection via a weak interaction process which identifies a specific flavour

probability amplitude : $\langle \nu_e | \nu(t) \rangle = -\cos\theta \sin\theta e^{-iE_1 t} + \cos\theta \sin\theta e^{-iE_2 t}$

oscillation probability : $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e; t) = |\langle \nu_e | \nu(t) \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{E_2 - E_1}{2} t \right)$

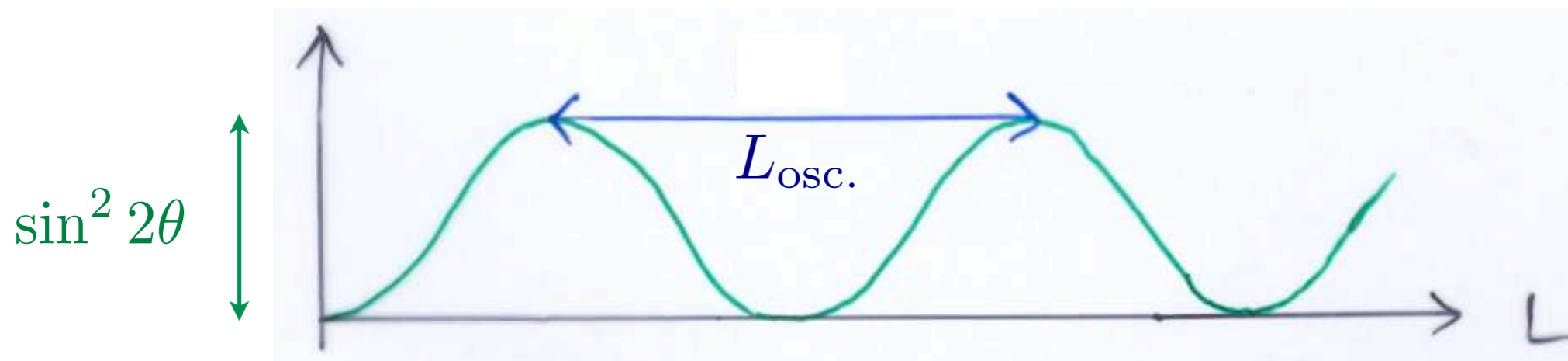
Assuming ultra-relativistic neutrinos $L \simeq ct$, $m_i^2 \ll p^2$

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \quad \Rightarrow \quad \frac{E_2 - E_1}{2} \simeq \frac{m_2^2 - m_1^2}{4p}$$

Probability of a ν_α to be observed as a ν_β after having travelled a distance L

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right)$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad \Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$$



Amplitude of oscillations: $\sin^2 2\theta$

Oscillation length: $L_{\text{osc.}}(\text{km}) = 2.48 E(\text{GeV}) / \Delta m^2(\text{eV})$

The above derivation gives the correct oscillation probability, but is a bit oversimplified

The propagating mass eigenstates ν_i where described as plane waves with well-defined (and equal) momenta p_i

Should instead be described by wave packets with mean momenta p_i

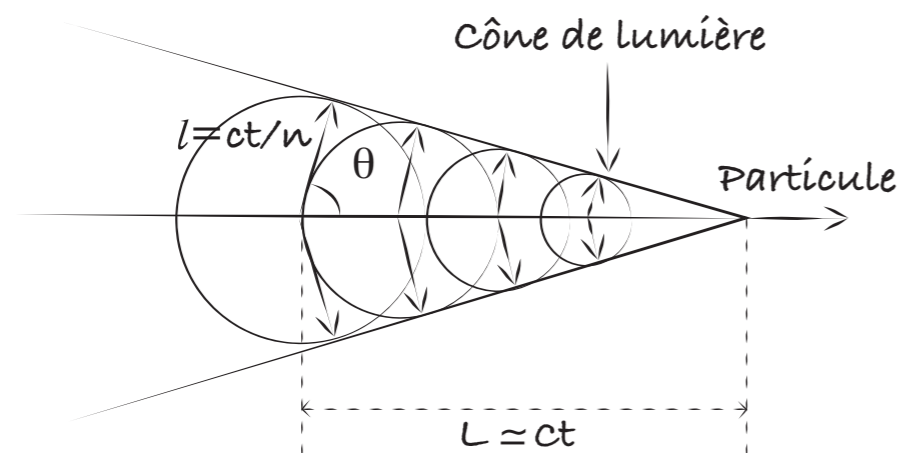
Under appropriate coherence conditions at production and detection, and provided that decoherence due to separation of the wave packets can be neglected (usually the case, except for cosmological distances), the above oscillation formula is recovered (without the ad hoc assumption $p_i = p$)

Les neutrinos solaires pris de vitesse par les neutrinos atmosphériques

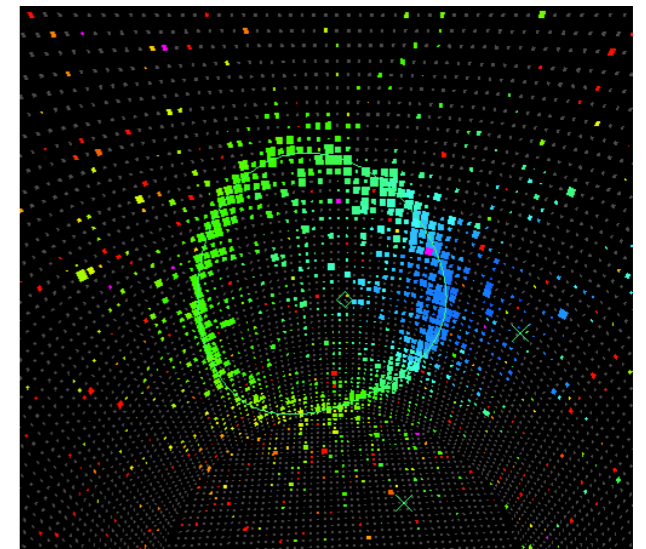
Dans les années 1980, un autre déficit était apparu : celui des neutrinos atmosphériques (neutrinos et antineutrinos électroniques et muoniques produits par les collisions des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre)

Expérience décisive : en 1998, Super-Kamiokande, au Japon, constate un déficit plus grand pour les neutrinos montants que les neutrinos descendants, qui ont parcouru une distance plus petite que la longueur d'oscillation

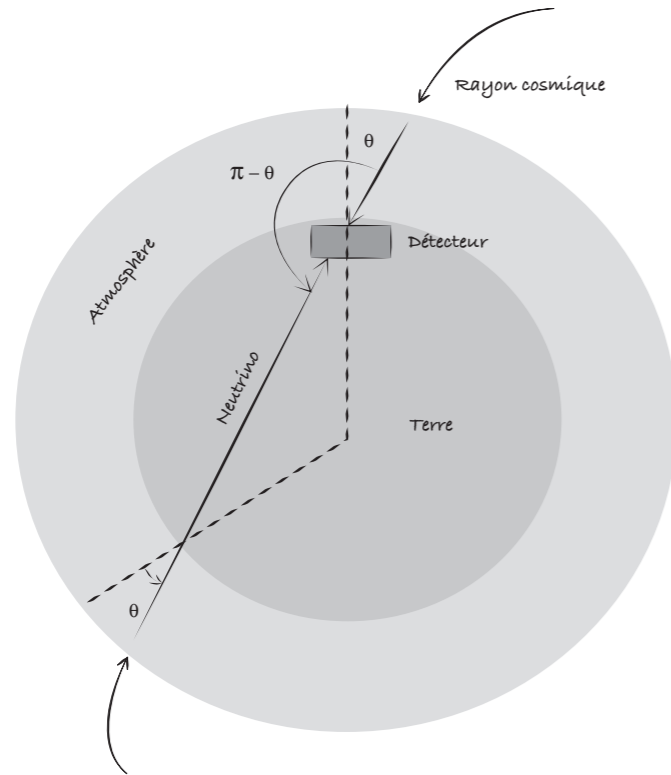
Utilise l'effet Tcherenkov : une particule (le muon / électron produit par l'interaction d'un ν_μ / ν_e dans l'eau) se déplaçant à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans un milieu transparent ($c/n < c$) émet une lumière bleutée dans un cône autour de sa direction



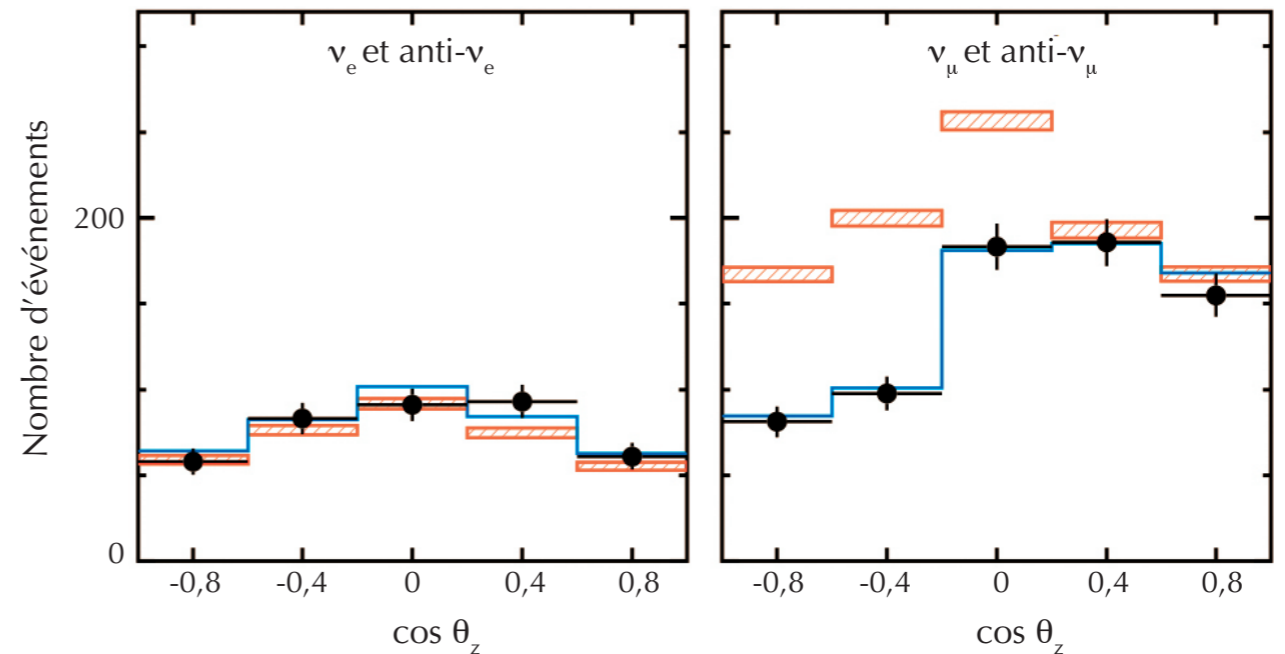
cône de lumière
Tcherenkov d'un
électron dans
Super-Kamiokande



La découverte des oscillations des neutrinos atmosphériques par l'expérience Super-Kamiokande (1998 ; prix Nobel 2015)

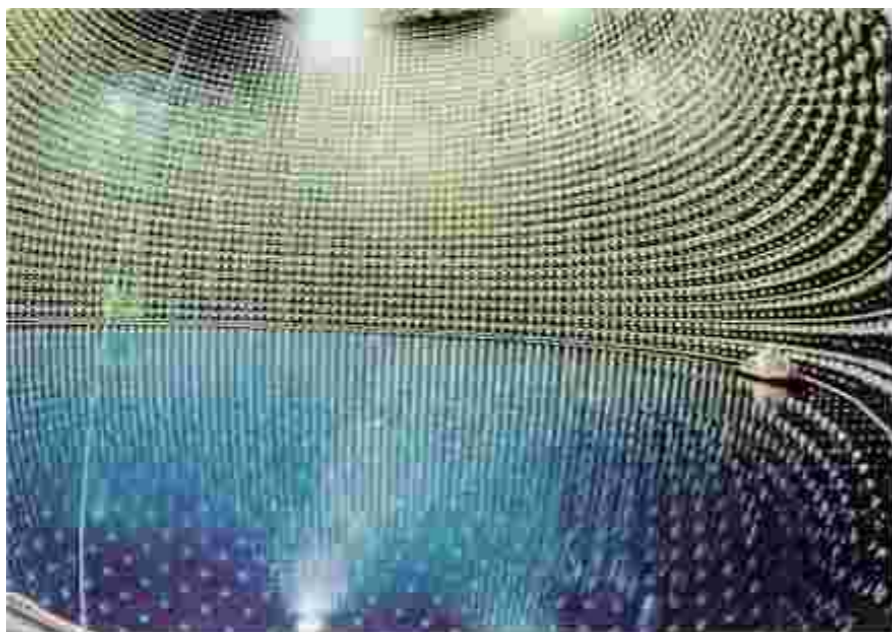


distribution des ν_e et ν_μ atmosphériques en fonction de l'angle zénithal

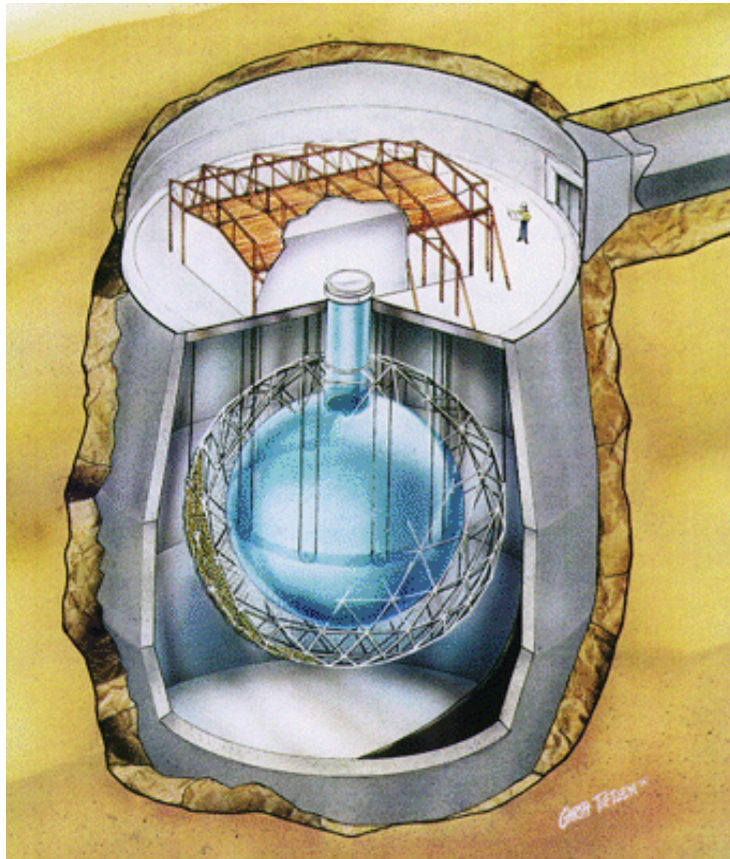


- prédiction en l'absence d'oscillations
- données expérimentales
- ajustement des paramètres d'oscillation

→ oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

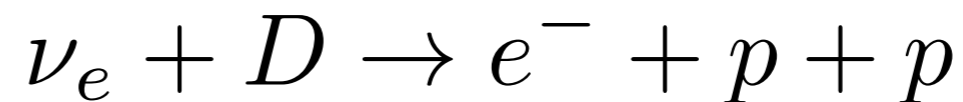


La confirmation des oscillations des neutrinos solaires par l'expérience SNO (2001-2002, prix Nobel 2015)

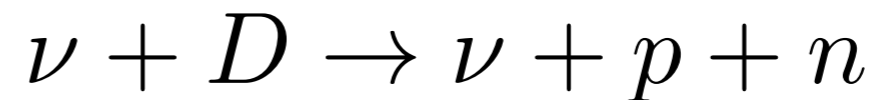


détecteur : eau lourde D_2O (D = deutérium)

mesures séparées du flux des ν_e



et du flux total $\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$



$$(\nu = \nu_e \text{ ou } \nu_\mu \text{ ou } \nu_\tau)$$

**Résultat (2001) : déficit de neutrino électroniques confirmé,
flux total en accord avec les modèles solaires**

→ d'une pierre deux coups : confirmation des modèles solaires
et découverte des oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$

(en réalité, conversions adiabatiques de saveur dans le Soleil)

Neutrino propagation in matter

The interaction of neutrinos with matter (e-, p, n) affect their propagation
⇒ modified oscillation parameters with respect to their vacuum values:

$$\theta \rightarrow \theta_m, \quad \frac{\Delta m^2}{2E} \rightarrow E_2^m - E_1^m$$

These oscillation parameters in matter depend on the matter (in practice, electron) density. In a medium of constant density,

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \frac{(E_2^m - E_1^m)t}{2}$$

MSW resonance (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein):

$$\sin 2\theta_m = 1 \quad \text{for } n = n_{\text{res}}$$

(irrespective of the value of the mixing angle in vacuum θ)

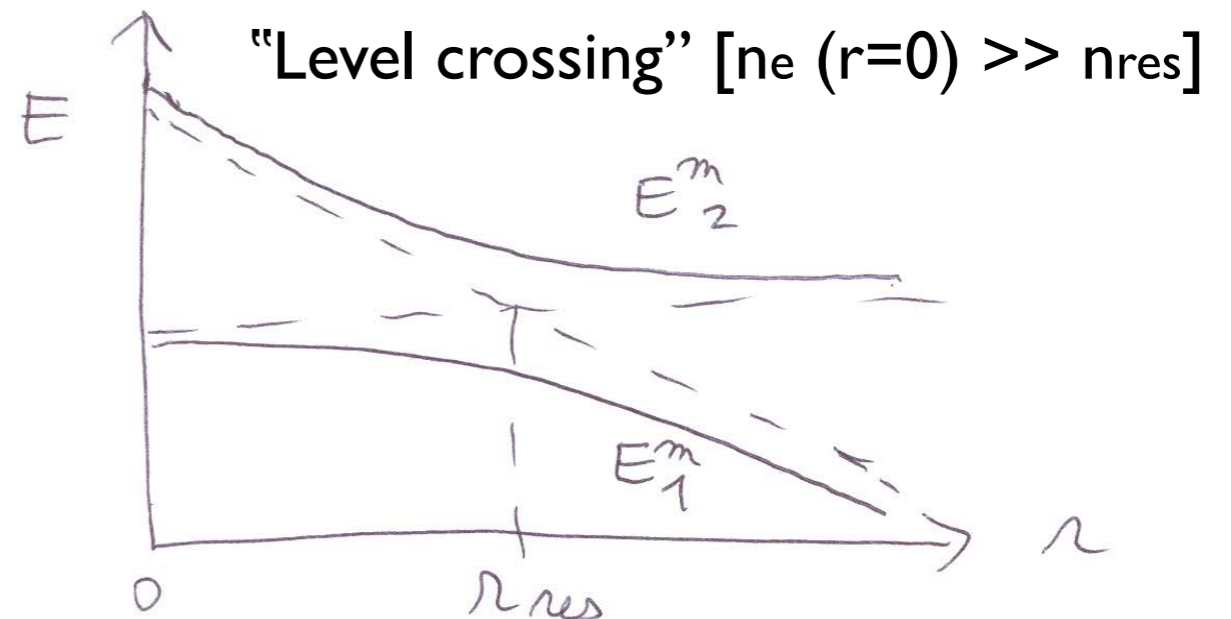
$$\text{Resonance condition: } \begin{cases} \Delta m^2 \cos 2\theta > 0 & \text{for neutrinos} \\ \Delta m^2 \cos 2\theta < 0 & \text{for antineutrinos} \end{cases}$$

When neutrino oscillations are enhanced, antineutrino oscillations are suppressed, and vice versa

Medium of varying density (e.g. the Sun)

Now the energy levels and mixing angle in matter depend on the position
However, the evolution is adiabatic: a neutrino produced in a given energy eigenstate in matter will stay in the same eigenstate during its propagation (but its flavour composition will change, since θ_m depends on the position)

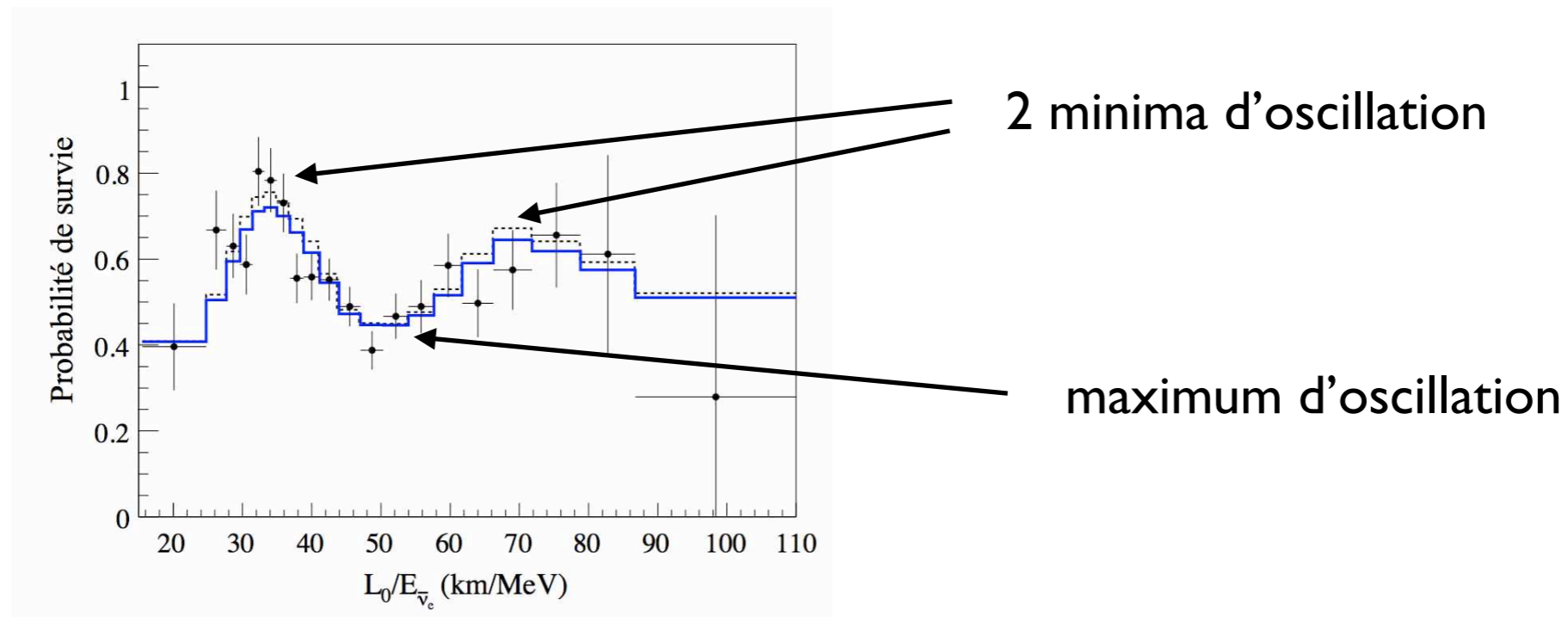
This is the case for high-energy solar neutrinos (the ones observed at SK and SNO): they are produced in the energy level E_2^m and exit the Sun in the mass eigenstate $|\nu_2\rangle$, which is an admixture of ν_e, ν_μ and ν_τ



→ adiabatic flavour conversions $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ (MSW effect)

D'autres expériences ont observé les oscillations

2003 : confirmation des oscillations des neutrinos solaires par l'expérience KamLAND, au Japon (disparition des antineutrinos électroniques des réacteurs environnants, distance moyenne 150 km)

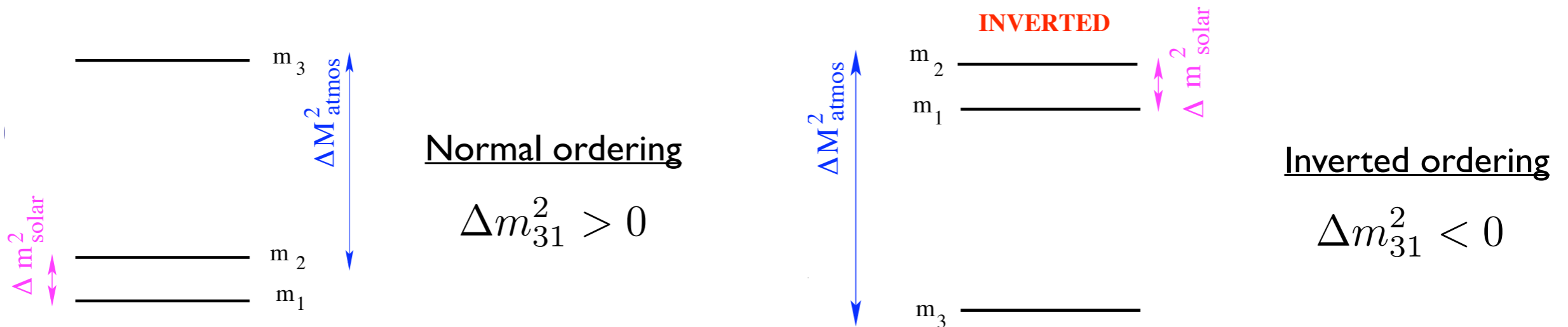


2011/2012 : un nouveau canal d'oscillation, d'amplitude plus faible, est observé auprès des réacteurs Daya Bay, RENO et Double-CHOOZ

All existing neutrino oscillation data is nicely described by 3-flavour oscillations involving two Δm^2 (the “solar” Δm_{21}^2 and the “atmospheric” Δm_{31}^2) and three mixing angles $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ (+ possibly some phases):

- solar neutrinos, LBL reactors
($\nu_e/\bar{\nu}_e$ disappearance) $\Delta m_{21}^2, \theta_{12}$ $\Delta m_{21}^2 \simeq 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
- atmospheric, LBL accelerators
(ν_μ disappearance) $\Delta m_{31}^2, \theta_{23}$ $|\Delta m_{31}^2| \simeq 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
- SBL reactor experiments
($\bar{\nu}_e$ disappearance) $\Delta m_{31}^2, \theta_{13}$ $\sin^2 \theta_{13} \simeq 0.022$

The sign of Δm_{31}^2 is still unknown \Rightarrow two types of spectra allowed



Ce que les oscillations nous ont appris

La découverte des oscillations implique que les neutrinos sont massifs. Il s'agit d'un résultat important, car le Modèle Standard de la physique des particules prédit qu'ils n'ont pas de masse: il est donc incomplet et doit être modifié (nous savons par ailleurs qu'il ne contient pas de candidat pour la matière noire, et n'explique pas l'asymétrie matière-antimatière de l'Univers).

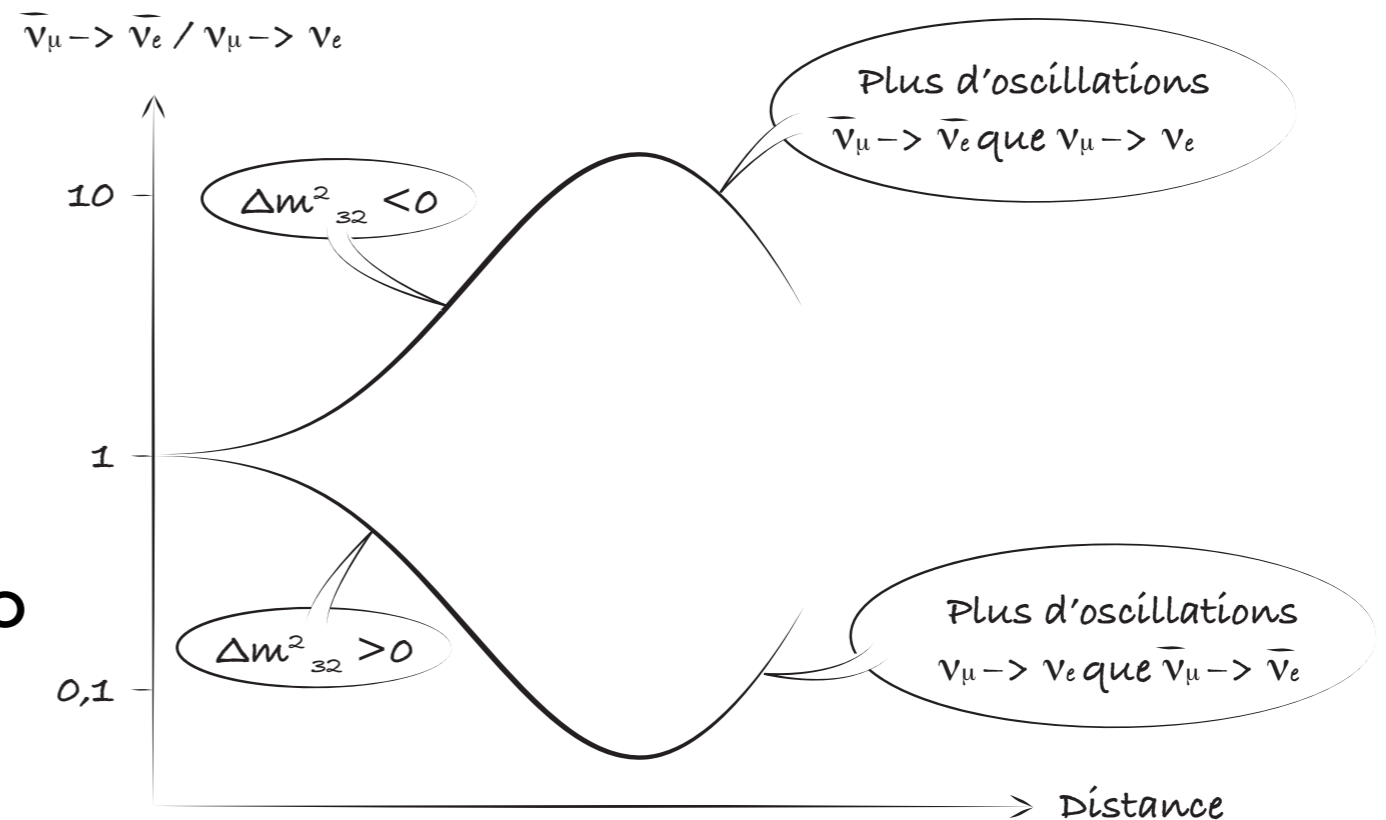
Nous sommes encore loin de connaître toutes les propriétés des neutrinos. Un ambitieux programme expérimental vise à répondre à un certain nombre de questions ouvertes (liste non exhaustive):

- 1) quel est l'ordre des masses des neutrinos ?
- 2) quelle est l'échelle de masse absolue des neutrinos ?
- 3) les neutrinos oscillent-ils comme les antineutrinos ?
- 4) les neutrinos sont-ils leurs propres antiparticules ?

The neutrino mass ordering

For long baseline experiments ($>$ several 100 km), neutrinos propagate in the Earth crust and matter effects have an impact on their oscillations. The future DUNE (USA, 1300 km) and Hyper-Kamiokande (Japan, 295 km) experiments, which will study $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations, will be sensitive to the mass ordering (as well as KM3NET-Orca in the Mediterranean Sea)

The MSW resonance condition depends on the sign of Δm_{31}^2
 \Rightarrow depending on the mass ordering, neutrino oscillations are enhanced or suppressed relative to antineutrino oscillations



Another approach followed by JUNO (CHINA, reactor, 53 km) exploits the interference between subleading oscillations governed by Δm_{31}^2 and Δm_{32}^2 in long-baseline reactor experiments

The absolute neutrino mass scale

Oscillation experiments measure only mass squared differences
→ information on the neutrino mass scale from beta decay or cosmology

Cosmology

Upper bound on sum of neutrino masses from CMB and large structure data
[eV-scale SM neutrinos would be hot dark matter and affect structure formation, leading to fewer small structures than observed ⇒ must be a subdominant DM component]

$$\sum m_\nu < 0.12 \text{ eV} \quad (95\%, \text{Planck TT,TE,EE+lowE} \quad [\text{Planck 2018}] \\ \text{+lensing+BAO}).$$

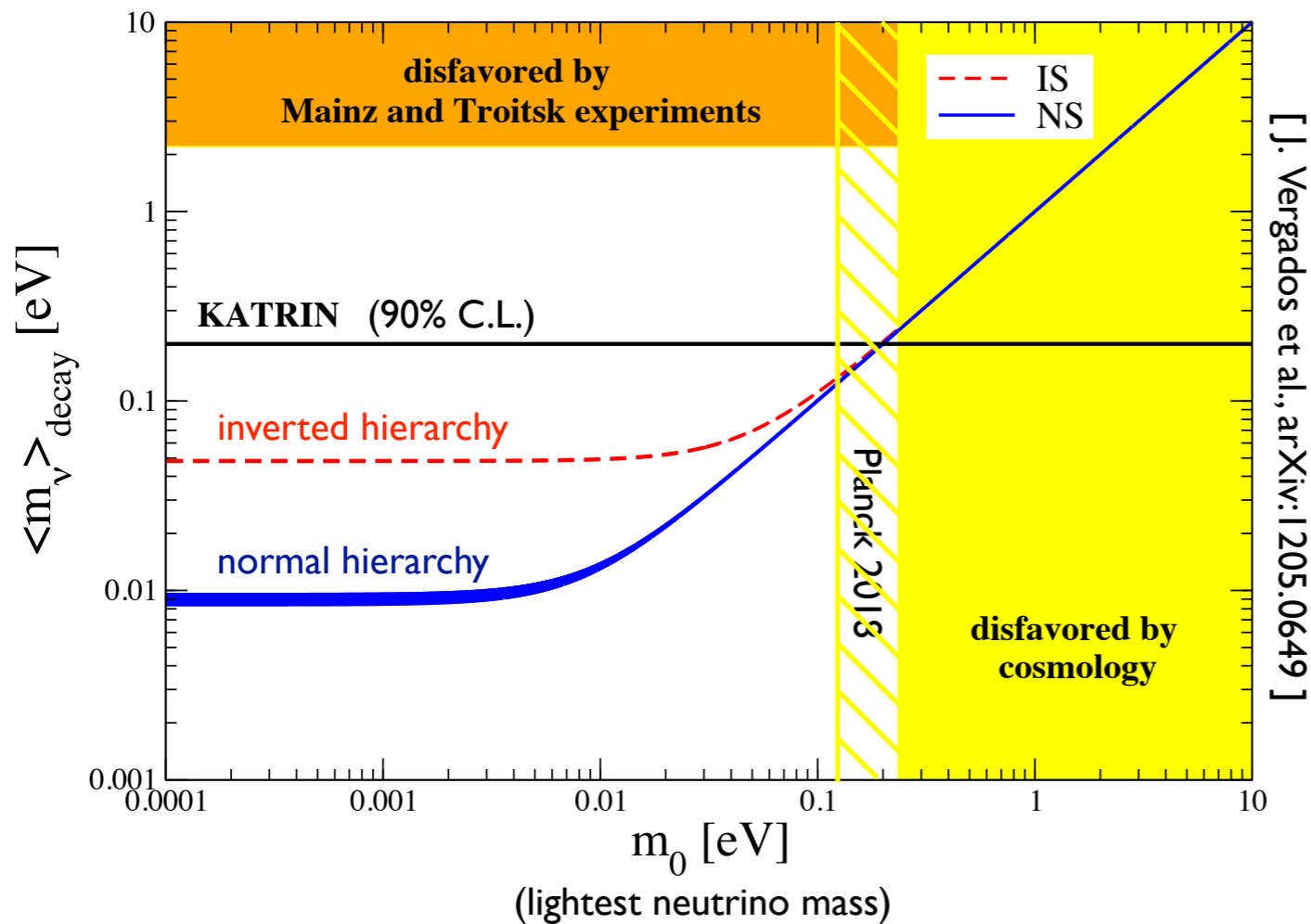
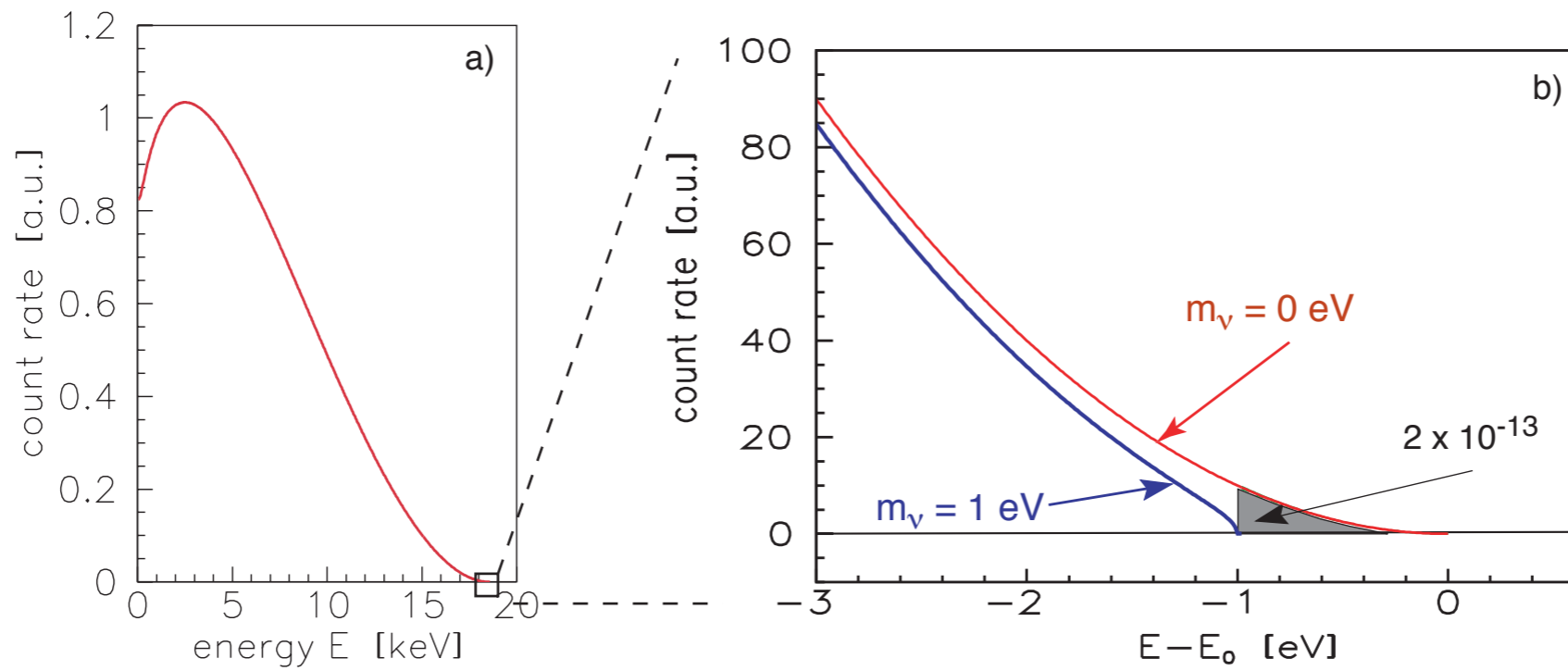
[adding Lyman- α , Palanque-Desabrouille et al. obtain < 0.09 eV, 95% CL (JCAP04 (2020) 038)]

Kinematic measurements (beta decay)

The non-vanishing neutrino mass leads to a distortion of the E_e spectrum close to the endpoint

Best bound (KATRIN) : $m_\nu < 0.8 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.})$

[Nature Phys. 18 (2022) 160]



KATRIN will test only the degenerate case

Future experiments like Project 8 aim at the 40 meV level

CP violation in oscillations

So far CP (charge-parity) violation has only been observed in the quark sector. In the lepton sector, would manifest as different oscillation probabilities for neutrinos and antineutrinos

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \neq P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$$

For CP violation to be observable, sub-dominant oscillations governed by Δm_{21}^2 must develop \Rightarrow need long baseline oscillation experiments (> 100 km), which are also sensitive to matter effects (which can mimic a CP asymmetry)

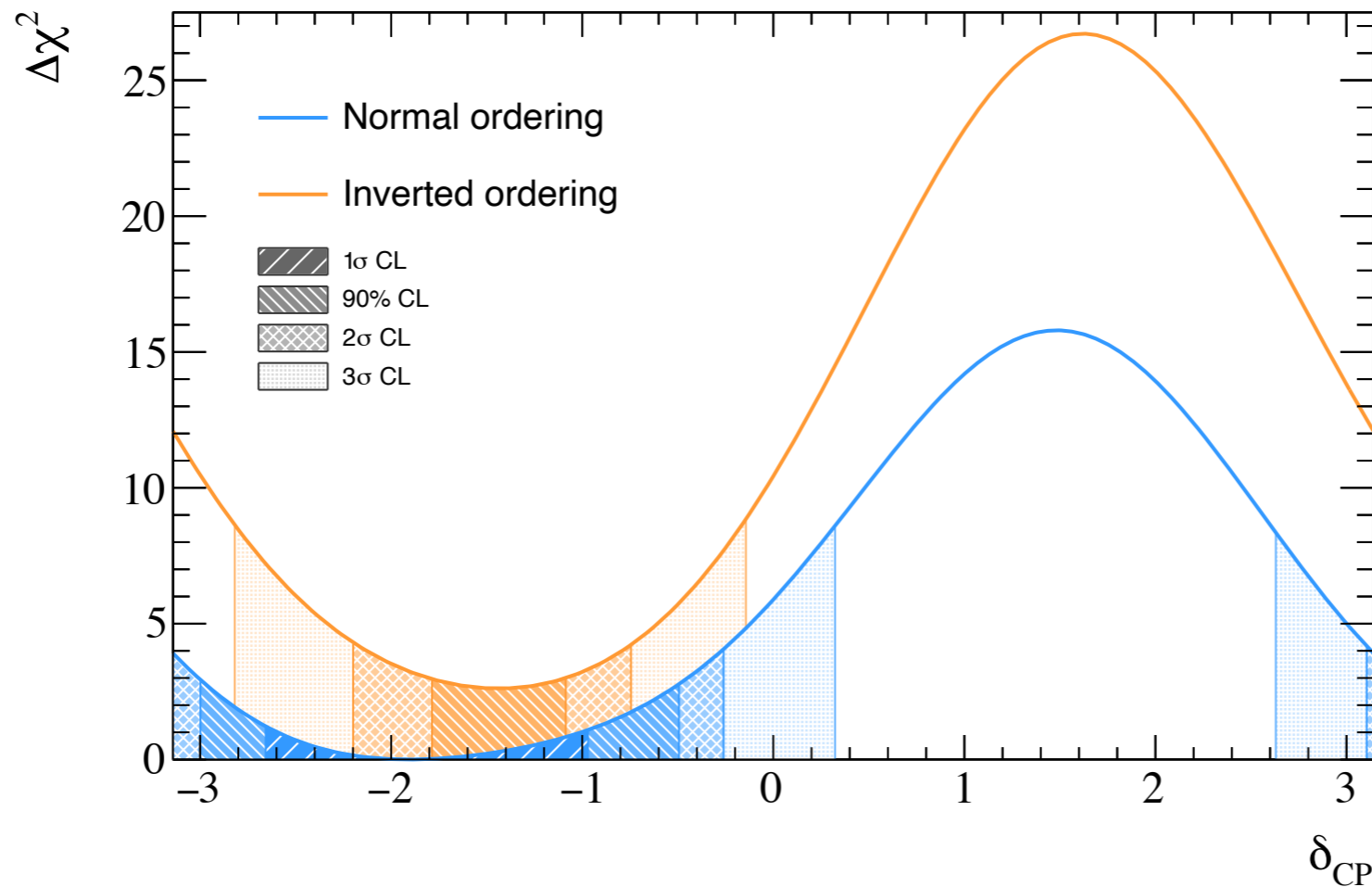
\rightarrow future experiments DUNE (USA, 1300 km) and Hyper-Kamiokande (Japan, 295 km)

First hints of CP violation at T2K

Long baseline accelerator experiment in Japan (295 km)

Observes more events in the neutrino mode ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) and less events in the antineutrino mode ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) than expected if CP conserved

\Rightarrow suggests CP violation (CP conservation, corresponding to values of the CP-violating phase $\delta = 0, \pi$ excluded at more than 90% C.L.)



[talk at Neutrino 2020]

Des questions fondamentales encore ouvertes

1) le neutrino est-il sa propre antiparticule ?

(fermion de Majorana)



Ettore Majorana
(1906 - 1938?)

2) quelle est l'origine des masses des neutrinos ?
pourquoi sont-ils aussi légers ?

3) les neutrinos ont-ils joué un rôle dans la prévalence de la matière sur l'antimatière dans l'Univers ?

Dirac versus Majorana neutrino

A Dirac neutrino is different from its antiparticle ($\nu \neq \nu^c$)

⇒ describes 4 degrees of freedom: $\nu\uparrow, \nu\downarrow, \bar{\nu}\uparrow, \bar{\nu}\downarrow$ [or $\nu_R, \nu_L, \bar{\nu}_R, \bar{\nu}_L$]

A Majorana neutrino satisfies the condition $\nu = \nu^c = C\bar{\nu}^T$

⇒ describes only 2 degrees of freedom: $\nu\downarrow, \bar{\nu}\uparrow$ [or $\nu_L, \bar{\nu}_R$]

How to distinguish Majorana from Dirac neutrinos?

Dirac and Majorana neutrinos have the same gauge interactions, since weak interactions only involve ν_L and its antiparticle $\bar{\nu}_R$ (ν_R , if it exists, has no weak interactions)

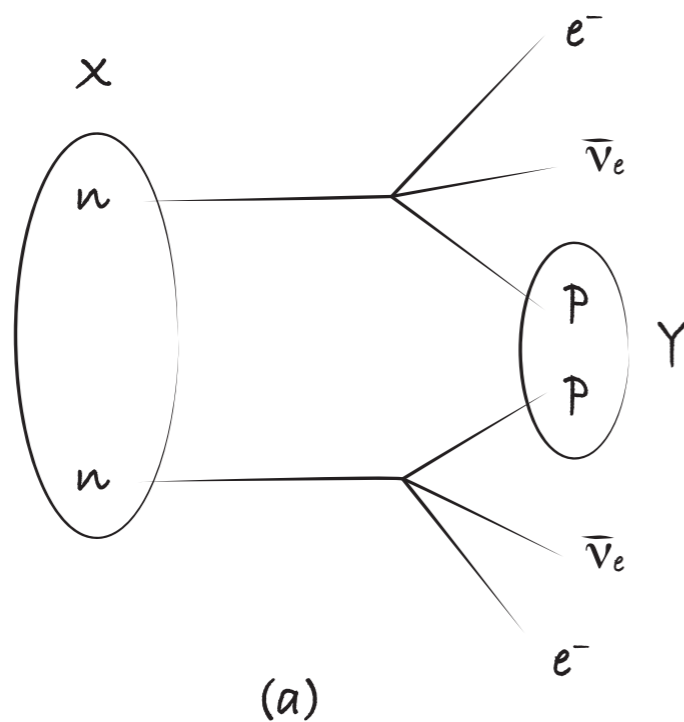
Hence oscillations probabilities are the same for Dirac and Majorana neutrinos (production and detection are weak interaction processes: only ν_L and $\bar{\nu}_R$ can be produced and detected)

The only practical difference between Dirac and Majorana neutrinos lies in their mass term, which violates lepton number by 2 units in the Majorana case

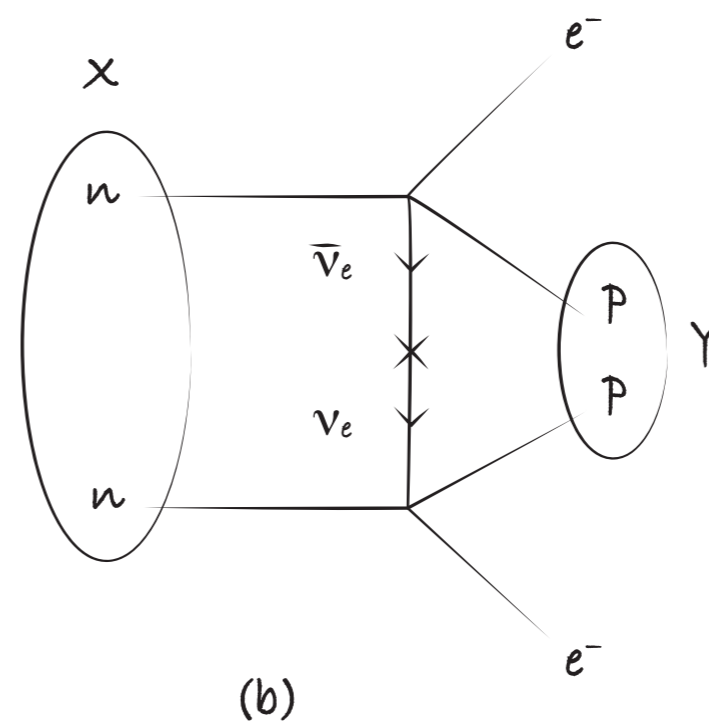
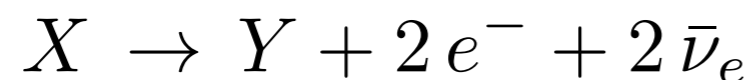
→ the Majorana nature of neutrinos can be established in $\Delta L = 2$ processes such as neutrinoless double beta decay

La double désintégration bêta est un processus extrêmement rare :

- observée avec l'émission de deux neutrinos (demi-vie de l'ordre de 10^{22} années, alors qu'elle est supérieure à 10^{26} années pour le processus sans émission de neutrino)



avec émission de neutrinos



sans émission de neutrino

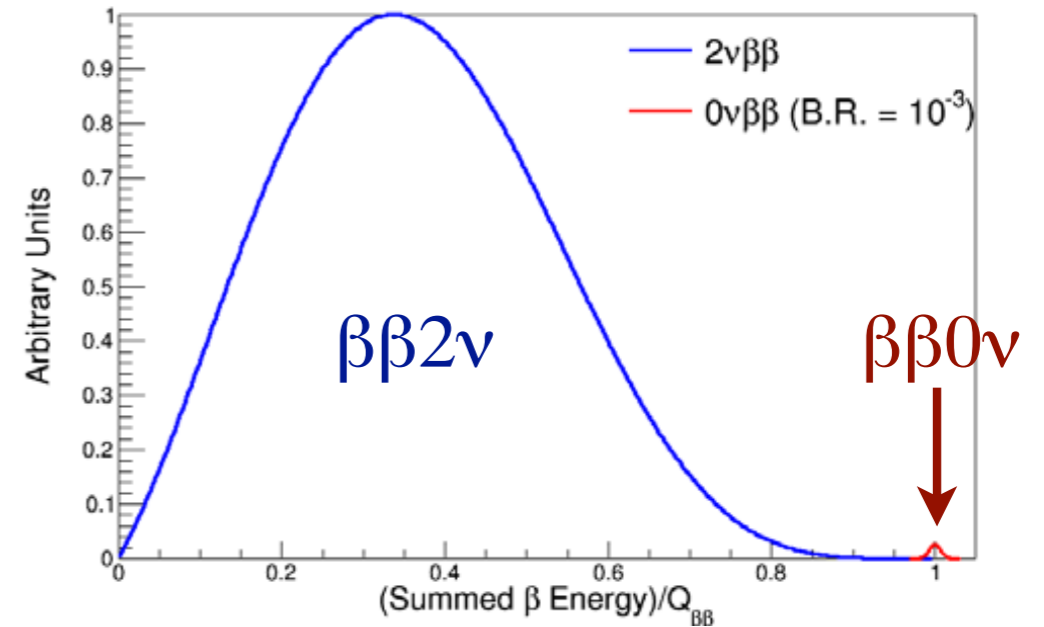


Neutrinoless double beta decay

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^-$$

violates lepton number by 2 units

⇒ possible only for Majorana neutrinos



Half-life: $\left[T_{1/2}^{0\nu} \right]^{-1} = \Gamma_{0\nu} = G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M_{0\nu}|^2 |m_{\beta\beta}|^2$

integrated phase-space factor \nearrow $Q_{\beta\beta} \equiv M_i - M_f - 2m_e = T_{e_1} + T_{e_2}$

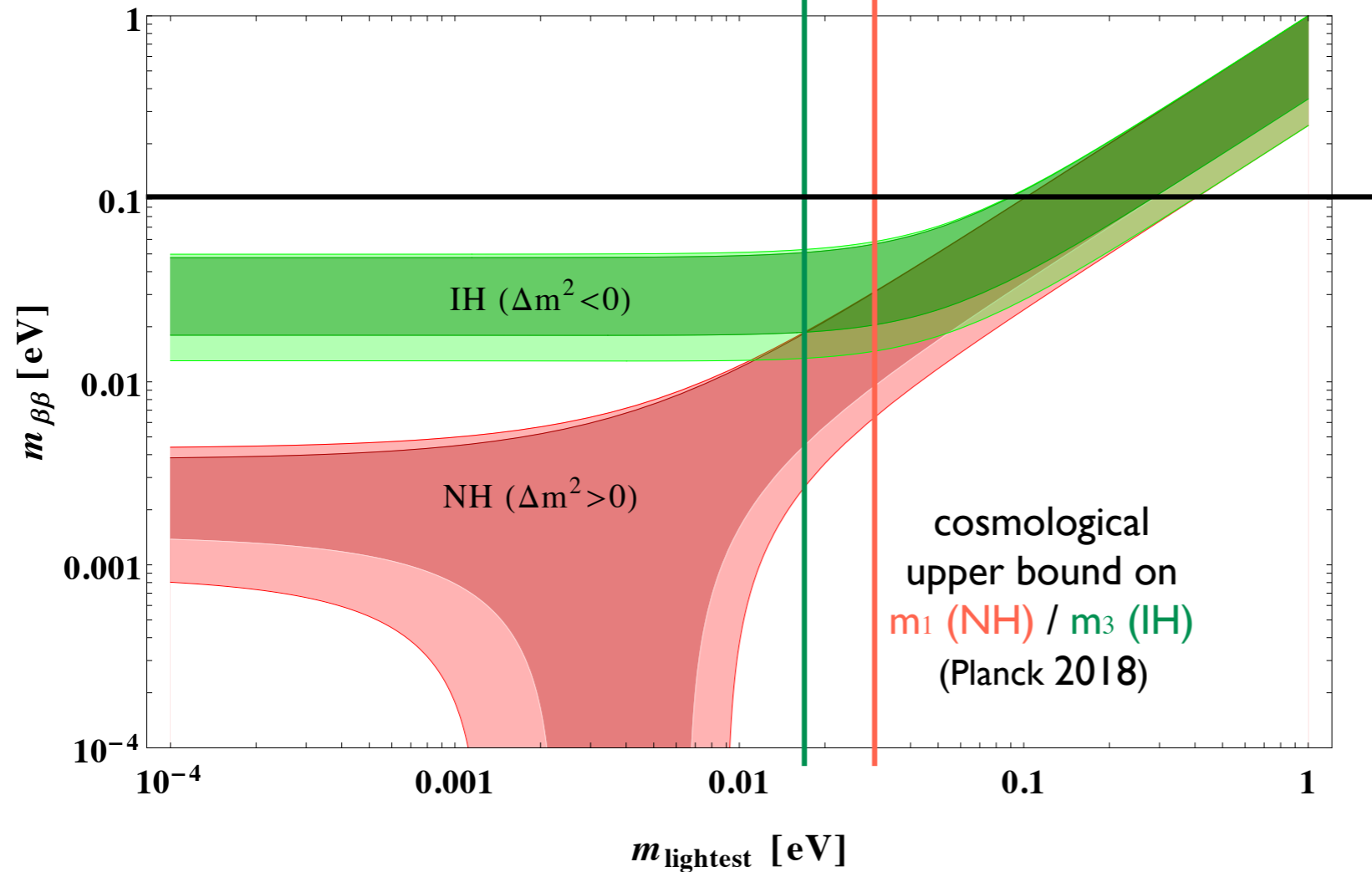
\nwarrow nuclear matrix element (NME)
(large theoretical uncertainty)

Sensitive to the effective mass parameter:

$$m_{\beta\beta} \equiv \sum_i m_i U_{ei}^2 = m_1 c_{13}^2 c_{12}^2 e^{2i\alpha_1} + m_2 c_{13}^2 s_{12}^2 e^{2i\alpha_2} + m_3 s_{13}^2$$

possible cancellations in the sum (Majorana phases α_1, α_2)

[Dell’Oro et al., arXiv:1404.2616]



currently here, around 100 meV
(experimental upper bounds
depend on NME calculations
 \Rightarrow 2 - 4 uncertainty factor)

Current best limit (90% C.L.) :
KamLAND-Zen (2022)

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{26} \text{ yr}$$

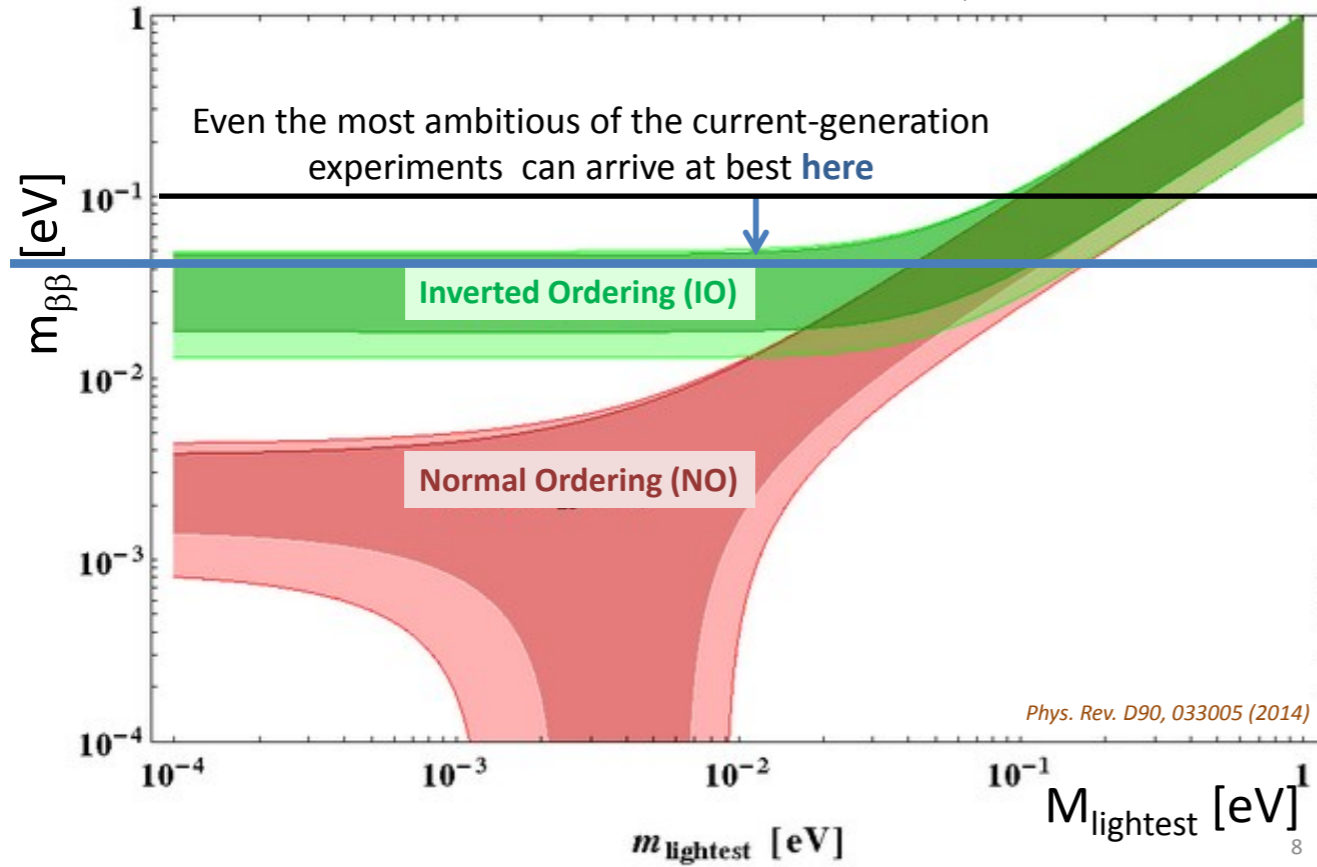
$$m_{\beta\beta} < (36 - 156) \text{ meV}$$

(uncertainty from NMEs)

dark shaded areas = best fit values of oscillation parameters (only α_1, α_2 vary)

light shaded areas = 3σ regions due to uncertainties on oscillation parameters
(+ dependence on α_1, α_2)

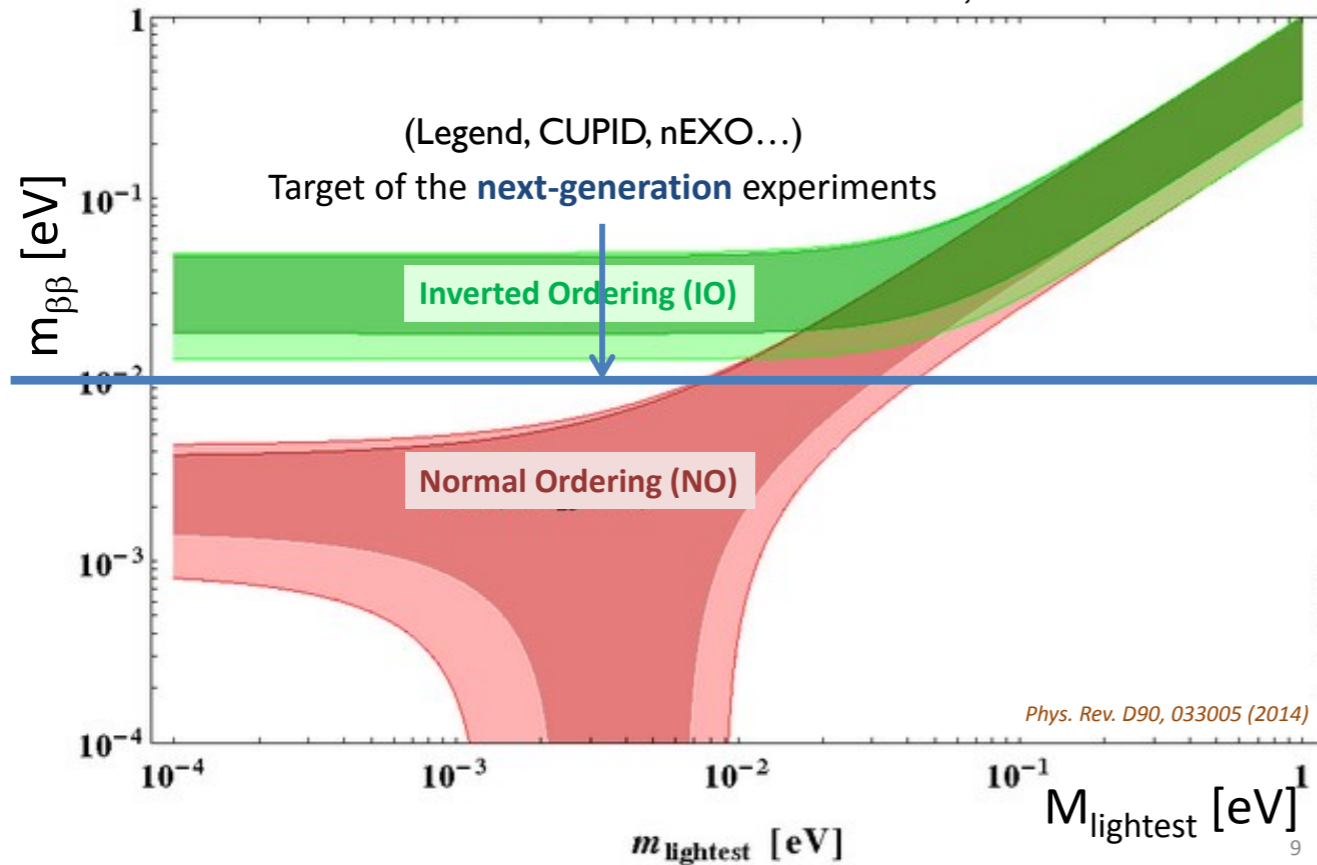
A. Giuliani, Neutrino 2018



currently here, around 100 meV
(experimental upper bounds depend on NME calculations
 \Rightarrow 2 - 4 uncertainty factor)

around 40 meV

A. Giuliani, Neutrino 2018



around 10 meV

Origine des masses des neutrinos

une hypothèse séduisante : couplage avec des neutrinos de Majorana lourds



« mécanisme de la balançoire »

engendre des masses de Majorana pour les neutrinos standard et explique leur petitesse

$$m_\nu \sim \frac{m^2}{M} \ll m \quad \text{si } m \ll M$$

Ces neutrinos lourds pourraient engendrer l'asymétrie
matière-antimatière de l'Univers

$$\text{taux de } N \rightarrow \nu, e^- \neq \text{taux de } N \rightarrow \bar{\nu}, e^+$$

Asymétrie matière-antimatière de l'Univers

Toutes les structures observées dans l'Univers (étoiles, galaxies, amas de galaxies...) sont constituées de matière

L'antimatière s'annihilant très efficacement avec la matière, on s'attendrait en fait à ce qu'il n'en subsiste que d'infimes quantités (moins d'un milliardième de ce que nous observons)

→ nécessité d'un mécanisme pour créer un excès de matière dans l'Univers primordial (baryogenèse), absent dans la théorie standard

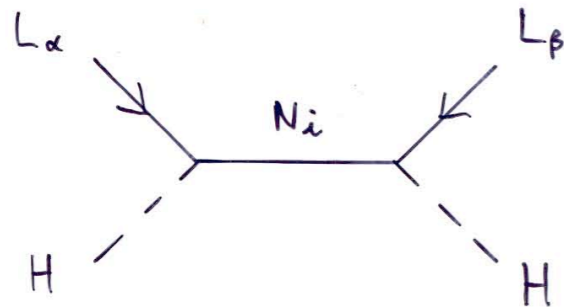
Des neutrinos de Majorana lourds pourraient expliquer à la fois des masses des neutrinos et de l'asymétrie observée (leptogenèse) :

- Majorana \Rightarrow peuvent se désintégrer en leptons ou antileptons
- violation de CP \Rightarrow taux ($N \rightarrow$ leptons) \neq taux ($N \rightarrow$ antileptons)

La leptogenèse est difficile à tester, mais serait confortée par l'observation de la double désintégration bêta sans émission de neutrino et de la violation de CP dans les oscillations

A link between neutrino masses and the BAU: baryogenesis via leptogenesis

In the seesaw mechanism, the SM neutrinos get Majorana masses through their couplings to heavy Majorana neutrinos



$$\Rightarrow (M_\nu)_{\alpha\beta} = - \sum_i \frac{Y_{i\alpha} Y_{i\beta}}{M_i} v^2$$

Minkowski - Gell-Mann,
Ramond, Slansky - Yanagida
Mohapatra, Senjanovic

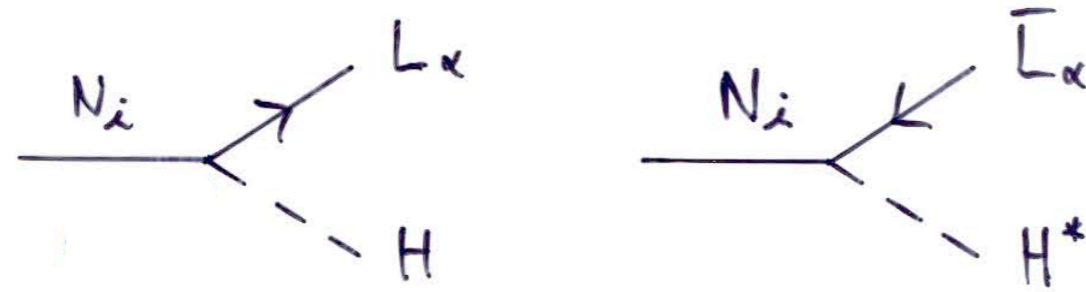
Interestingly, this mechanism contains all ingredients needed for baryogenesis [Sakharov conditions: B violation, C and CP violation, departure from thermal equilibrium]:

- out-of-equilibrium decays of the heavy Majorana neutrinos can generate a lepton asymmetry if their couplings to SM leptons violate CP
- part of the generated lepton asymmetry is converted into a baryon asymmetry by non-perturbative SM processes (sphalerons), which are in equilibrium in the early Universe and violate B and L, while preserving B-L

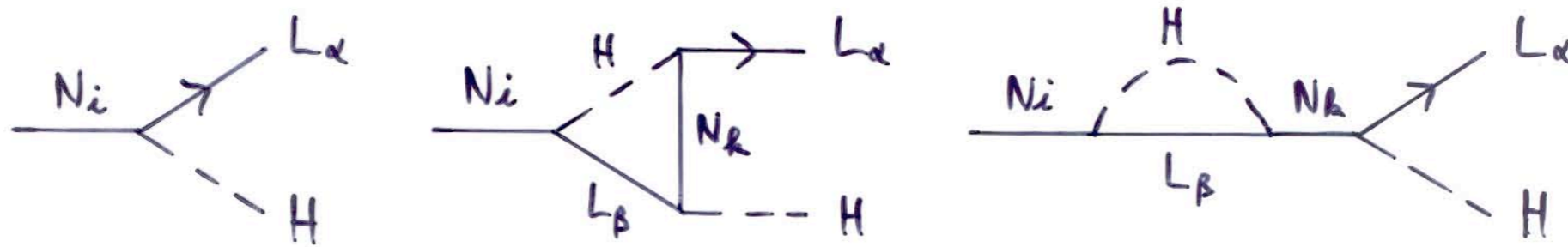
→ leptogenesis

Fukugita, Yanagida '86

Lepton number violation: being Majorana fermions, the heavy neutrinos can decay both into leptons and into antileptons



CP violation: the decay rates into leptons and antileptons differ due to quantum corrections induced by the CP-violating heavy neutrino couplings



$$\Rightarrow \Gamma(N_i \rightarrow LH) \neq \Gamma(N_i \rightarrow \bar{L}H^*)$$

Covi, Roulet, Vissani '96
Buchmüller, Plümacher '98

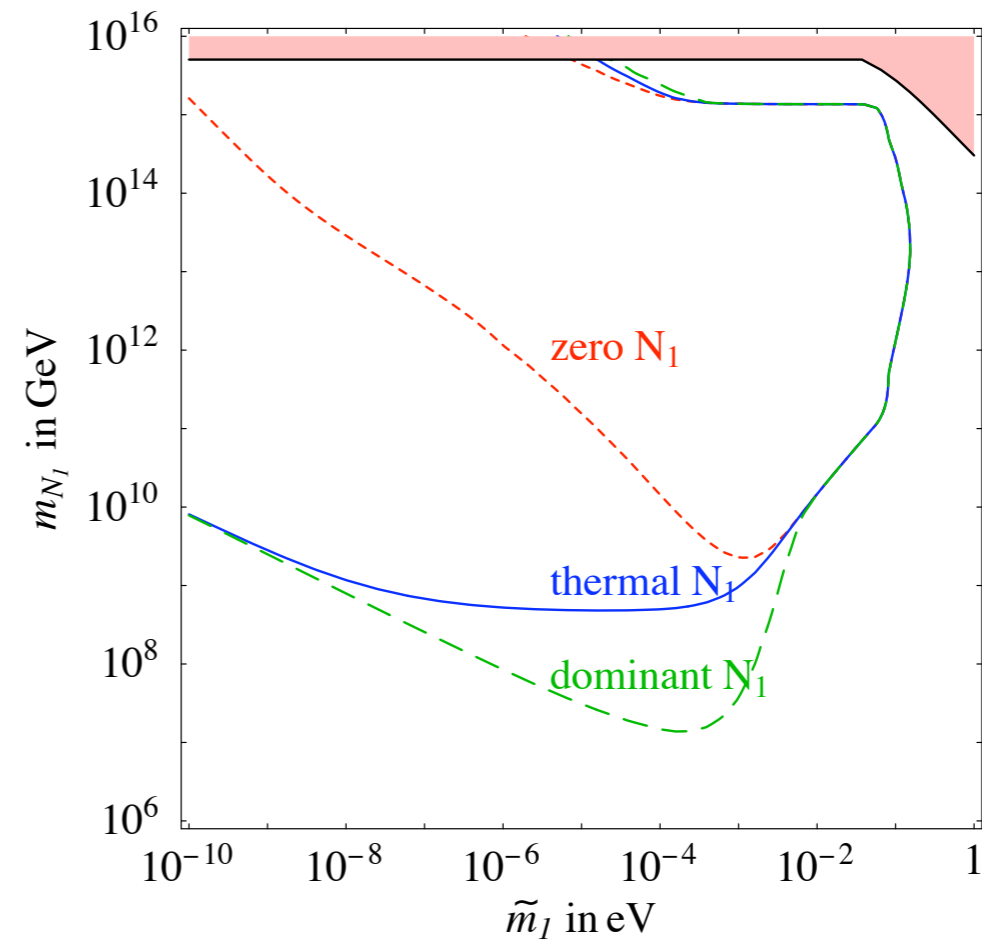
out-of-equilibrium condition: provided by the expansion of the Universe

Thermal leptogenesis can explain the observed baryon asymmetry

region of successful leptogenesis in the (\tilde{m}_1, M_1) plane ($M_1 \ll M_2, M_3$)

$$\tilde{m}_1 \equiv \frac{(YY^\dagger)_{11} v^2}{M_1} \quad \text{controls washout of L asymmetry}$$

[Giudice, Notari, Raidal, Riotto, Strumia '03]



$\Rightarrow M_1 \geq (0.5 - 2.5) \times 10^9 \text{ GeV}$ depending on the initial conditions

[Davidson, Ibarra '02]

Case $M_1 \approx M_2$: if $|M_1 - M_2| \sim \Gamma_2$, the generated lepton asymmetry is resonantly enhanced, and $M_1 \ll 10^9 \text{ GeV}$ becomes compatible with successful leptogenesis (“resonant leptogenesis”)

Covi, Roulet, Vissani '96
Pilaftsis '97

Conclusion

Malgré les résultats expérimentaux remarquables des 25 dernières années, les neutrinos n'ont pas livré tous leurs secrets

Nous savons à présent qu'ils peuvent se transformer les uns dans les autres, via le mécanisme des oscillations, et qu'ils ont une masse extrêmement petite

Nous ignorons encore quelle est l'origine de leurs masses, si les antineutrinos oscillent comme les neutrinos, et si les neutrinos sont leurs propres antiparticules. Les expériences à venir devraient permettre de répondre à certaines de ces questions, et peut-être conforter l'hypothèse que les neutrinos sont à l'origine de la prévalence de la matière sur l'antimatière dans l'Univers

Enfin, les neutrinos sont des messagers du cosmos qui pourraient nous fournir des informations précieuses sur le mécanisme d'explosion des supernovae, ou sur l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie