Faculté de **physique et ingénierie**
Université de Strasbourg

Laboratoire de Physique de Clermont

Soutenance

Recherche de nouvelle physique : violation de la saveur leptonique et impact pour les neutrinos stériles

CLOÉ GIRARD-CARILLO

ENCADRÉ PAR

ANA TEIXEIRA & JEAN ORLOFF

Sommaire

Introduction

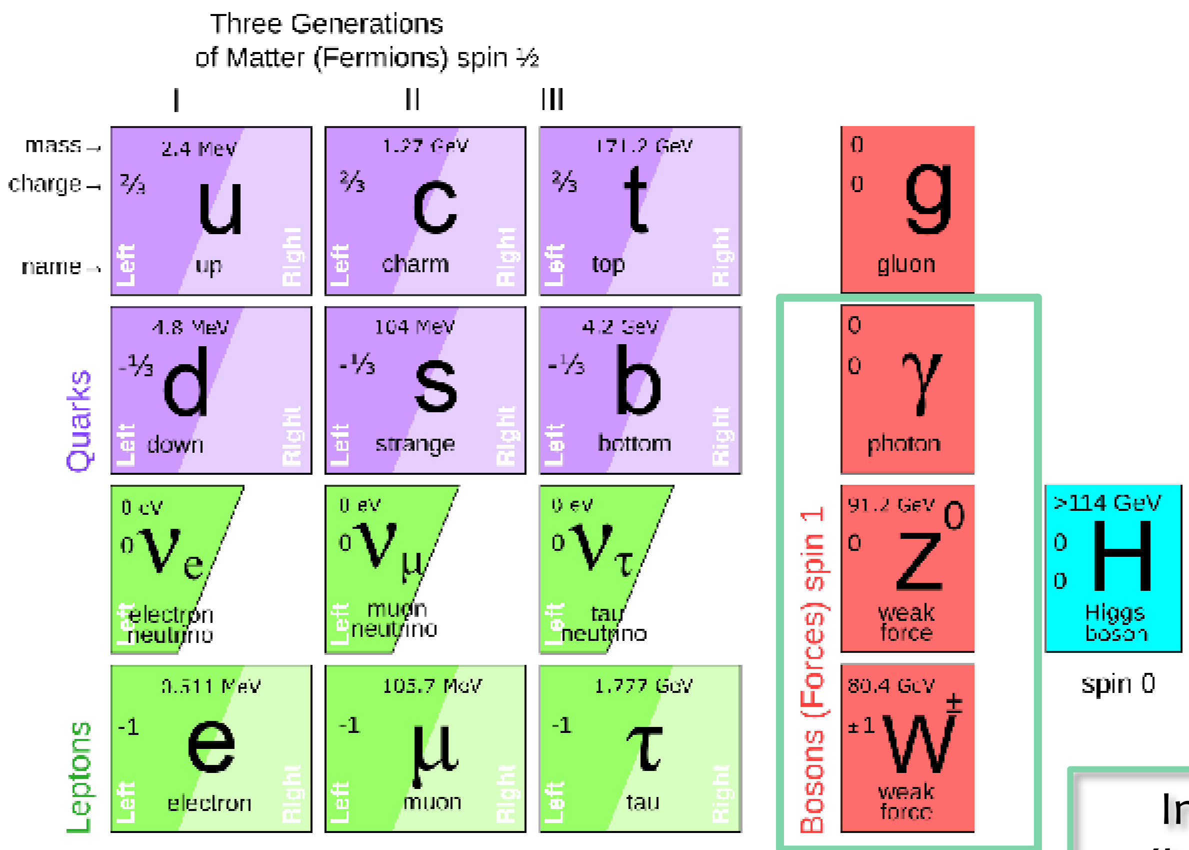
- Le Modèle Standard et au-delà
- La masse des fermions
- Oscillation des neutrinos
- Observables cLFV

Travail de stage

- Le 3+1 toy model
- Étude phénoménologique
- Résultats et discussion
- Conclusion et perspectives

Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard décrit les particules et leurs interactions



$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

$$\downarrow$$

$$SU(3)_C \times U(1)_{e.m.}$$

Doublets

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} \qquad q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

Singulets

$$e_R \qquad u_R \qquad d_R$$

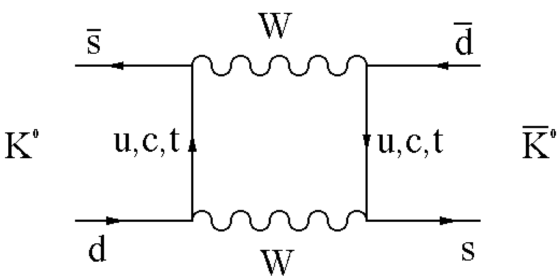
Interaction électro-faible

Au-delà du Modèle Standard

Les problèmes observationnels du Modèle Standard

Asymétrie matière/ antimatière

Oscillation des mésons K



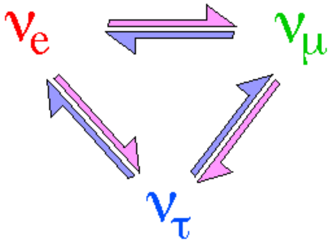
Violation CP

La masse des neutrinos

1933

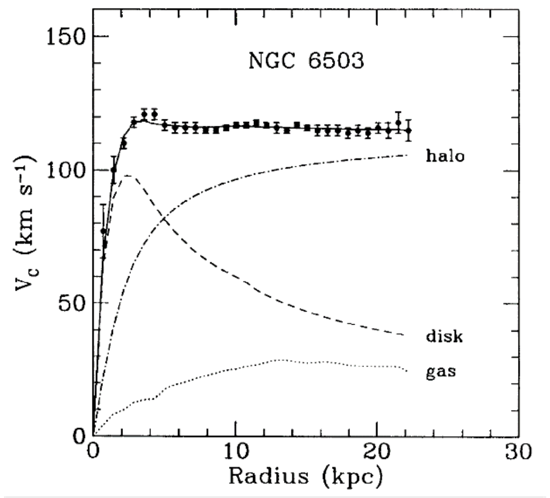
1957

Oscillation des neutrinos



La matière noire

Vitesse de rotation des galaxies



Les masses des fermions

Dans le modèle Standard: les quarks

Terme de masse dans la base d'interaction: $\mathcal{L}^{\rm mass} = -\frac{v}{\sqrt{2}}\overline{q}'_L\, Y'^q\, q'_R + h.c.$

But: obtenir des états de masse déterminés
Diagonalisation vers la base physique $\longrightarrow$ $V_L^{q\,\dagger} Y'^q V_R^q = Y^q$
(M et Y diagonales)

$$q_R = V_R^\dagger q'_R \qquad q_L = V_L^\dagger q'_L$$

$$\mathcal{L}^{\rm mass} = -\frac{v}{\sqrt{2}}\overline{q}_L Y^q q_R + h.c. = -m_q \overline{q}_L q_R + h.c.$$

$$\boxed{\begin{aligned} V_{CKM} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\ &= V_L^{u\dagger} V_L^d \end{aligned}}$$

Matrice de mélange
Source de CPV

Redéfinition du courant chargé

$$\mathcal{L}^{W^\pm} = g W_\mu^\pm \overline{u}_L \gamma^\mu V_{CKM} d_L$$

Mélange des quarks

Les masses des fermions

Dans le modèle Standard : les leptons

$$\mathcal{L}^{\text{mass}} = -\frac{v}{\sqrt{2}}\overline{L}'_L Y^{l'} l'_R + h.c.$$

Doublet	Singulet
$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}$	l_R

$m_\nu = 0$ → La matrice de Yukawa des leptons chargés peut toujours être rendue diagonale dans la base d'interaction

$$\mathcal{L}_L^W = -\frac{g}{\sqrt{2}}\overline{\nu}'_L \gamma^\mu l'_L W_\mu^+ + h.c.$$

Le courant chargé conserve la saveur leptonique

Violation de la saveur leptonique interdite dans le MS

Pas de mélange des leptons

Les masses des fermions

Au-delà du Modèle Standard : les neutrinos

Observation $\longrightarrow$ Oscillation des neutrinos $\longrightarrow$ Neutrinos massifs

$\boxed{\text{Quel mécanisme de génération de masse ?}}$

Plusieurs possibilités qui dépendent de la nature des neutrinos

Les masses des fermions

Au-delà du Modèle Standard : les neutrinos

Quel mécanisme de génération de masse ?

1 Des particules de Dirac → Comme pour les autres fermions

Ajout neutrino RH → Singulet $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$

Neutrinos stériles

$$\mathcal{L}_Y^\nu = -\frac{v}{\sqrt{2}} \overline{\nu}'_L Y'^\nu \nu'_R + h.c.$$

$Y^\nu \ll Y^l$

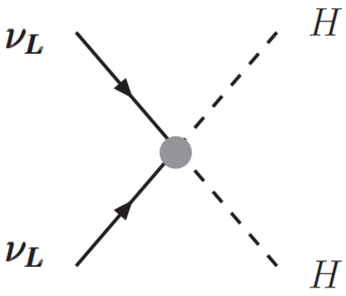
Les masses des fermions

Au-delà du Modèle Standard : les neutrinos

Quel mécanisme de génération de masse ?

2 Des particules de Majorana ⟶ Particule = antiparticule ⟶ $\nu = \nu^c$

Approche effective ⟶ 3 façons de donner une masse aux neutrinos



$$\left.\begin{array}{l} \bullet\ \text{Singulet } \nu_R \longrightarrow \text{Seesaw type I} \\ \bullet\ \text{Triplet scalaire } \vec{\Delta} \longrightarrow \text{Seesaw type II} \\ \bullet\ \text{Triplet fermionique } \vec{\Sigma} \longrightarrow \text{Seesaw type III} \end{array}\right\} \Delta L = 2$$

Les masses des fermions

Au-delà du Modèle Standard : les neutrinos

$$\mathcal{L}^{\text{mass}} = -\frac{v}{\sqrt{2}}\overline{L}'_L Y^{l\prime} l'_R + h.c.$$ $\longrightarrow$ Transformation bi-unitaire $Y^l = V_L^\dagger Y^{l\prime} V_R$

Champs leptoniques dans la base de masse (physique) : $L_L = V_L^\dagger L'_L$ et $l_R = V_R^\dagger l'_R$

Pour les neutrinos

$$\nu_L = U_L^{\nu\,\dagger} \nu'_L$$

Courant leptonique chargé :

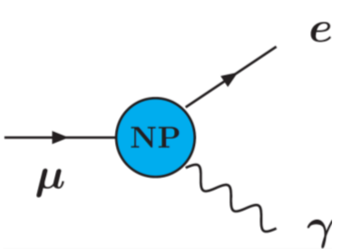
$$\mathcal{L}_L^W = -\frac{g}{\sqrt{2}}\overline{\nu}_L \gamma^\mu U_{PMNS}\, l_L W_\mu^+ + h.c.$$ $\longrightarrow$

$$\boxed{U_{PMNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix}} = U_L^{\nu\,\dagger}$$

Il n'existe aucune base dans laquelle les deux matrices M_l et M_ν sont simultanément diagonales

Violation de la saveur leptonique

- Oscillation des neutrinos
- Processus cLFV ($\mu \to e\gamma$ …)



Oscillation des neutrinos

Dans le vide

Probabilité d'oscillation :

$$\mathcal{P}_{\mu\to e}(t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{2E} L$$

Mesure → 3 angles de mélanges
2 différences de masses

⟹ Oscillations entre 3 saveurs

⟹ Au moins 2 neutrinos massifs

⟹ Extension minimale du MS : 2 neutrinos stériles

Etude phénoménologique

Cadre théorique

Violation de la saveur leptonique

- Oscillation des neutrinos
- Processus de cLFV

Double CHOOZ
KamLAND
K2K
…

MEG
SINDRUM
COMET
…

Modèles théoriques

→ 3 mécanismes de Seesaw…

→ Stage : 3+1 toy model

Le 3+1 toy model

Indépendant de tout mécanisme de génération de masse

Première approche phénoménologique

Ajout d'un seul neutrino stérile de Majorana

$n_s = 1$

Courants modifiés

$$\mathcal{L}_{W^\pm} = -\frac{g_w}{\sqrt{2}} W_\mu^- \sum_{\alpha=1}^{3} \sum_{j=1}^{3+n_s} \mathbf{U}_{\alpha j} \bar{l}_\alpha \gamma^\mu P_L \nu_j + h.c.$$

$$\mathcal{L}_{Z^0}^{\nu} = -\frac{g_w}{2\cos\theta_w} Z_\mu \sum_{i,j=1}^{3+n_s} \overline{\nu}_i \gamma^\mu (P_L \mathbf{C}_{ij} - P_R \mathbf{C}_{ij}^*) \nu_j \qquad \mathbf{C}_{ij} = \sum_{\alpha=1}^{3} \mathbf{U}_{\alpha i}^* \mathbf{U}_{\alpha j}$$

Matrice unitaire (4×4)

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{es} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} & U_{\mu s} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} & U_{\tau s} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{ss} \end{pmatrix}$$

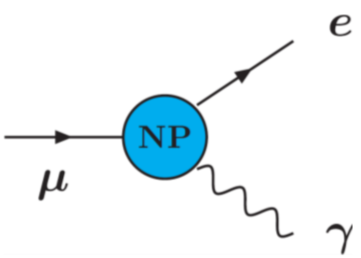
DDL supplémentaires

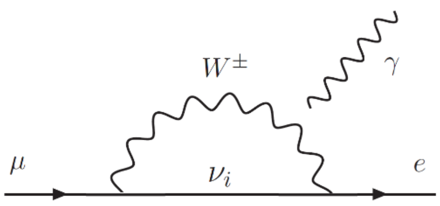
- Masse du neutrino stérile m_4
- Angles de mélange actif-stérile $\theta_{14}, \theta_{24}, \theta_{34}$
- (Deux phases de Dirac)
- (Une phase de Majorana)

Observables de cLFV

Désintégrations radiatives $l_i \to l_j \gamma$

Désintégration $\mu \to e\gamma$





Modèle Standard :
$BR(\mu \to e\gamma) \sim O(10^{-54})$

Dans le 3+1 toy model :

$$Br(l \to l'\gamma) = \frac{\alpha_w^3 \sin\theta_w^3}{256\pi^2} \frac{m_l^4}{M_W^4} \frac{m_l}{M_W} \mid G_\gamma^{ll'} \mid^2$$

Mélange avec les neutrinos actifs

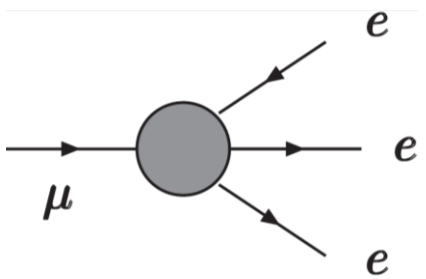
Dépend de la masse du neutrino stérile

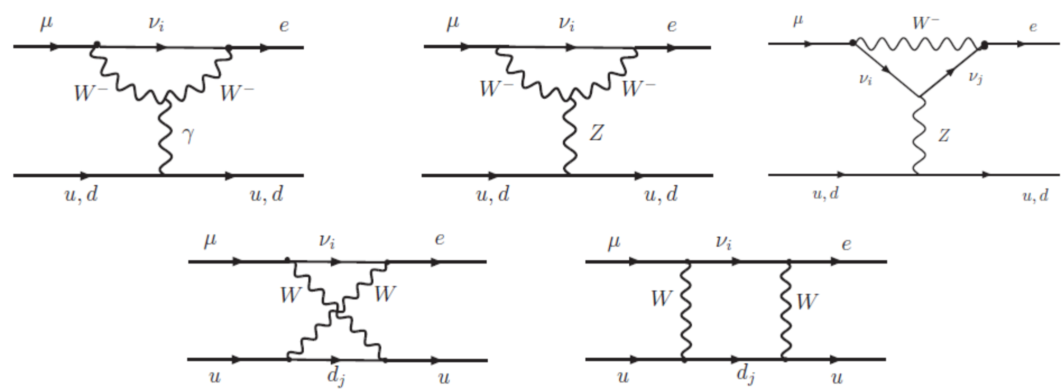
$$G_\gamma^{\mu e} = \sum_{i=1}^{3+k} \boxed{U_{ei} U_{\mu i}^*} \boxed{G_\gamma(x_i)}$$

Observables de cLFV

Désintégrations en trois leptons $l_i \to l_j l_k l_m$

Désintégration $\mu \to eee$





Dans le 3+1 toy model :

$$
\begin{aligned}
Br(l \to l' l' l') \;=\; & \frac{\alpha_w^4}{24576\pi^3}\frac{m_l^4}{M_W^4}\frac{m_l}{\Gamma_l} \times \Bigg\{ 2\left|\frac{1}{2}F_{Box}^{l l' l' l'} + F_Z^{ll'} - 2s_w^2(F_Z^{ll'} - F_\gamma^{ll'})\right|^2 + 4s_w^4\left|F_Z^{ll'} - F_\gamma^{ll'}\right|^2 \\
& + 16 s_w^2 Re\left((F_Z^{ll'} + \frac{1}{2}F_{Box}^{l l' l' l'})G_\gamma^{ll'\,*}\right) - 48 s_w^4 Re\left((F_Z^{ll'} - F_\gamma^{ll'})G_\gamma^{ll'\,*}\right) \\
& + 32 s_w^4\left|G_\gamma^{ll'}\right|^2\left(\ln\frac{m^2}{m_{l'}^2} - \frac{11}{4}\right)\Bigg\},
\end{aligned}
$$

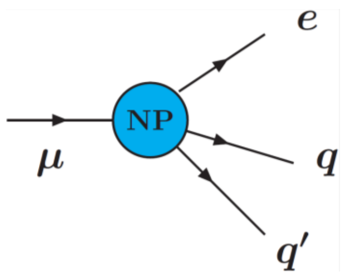
$$\boxed{F \propto U_{ei} U_{\mu j} f(m_i)}$$

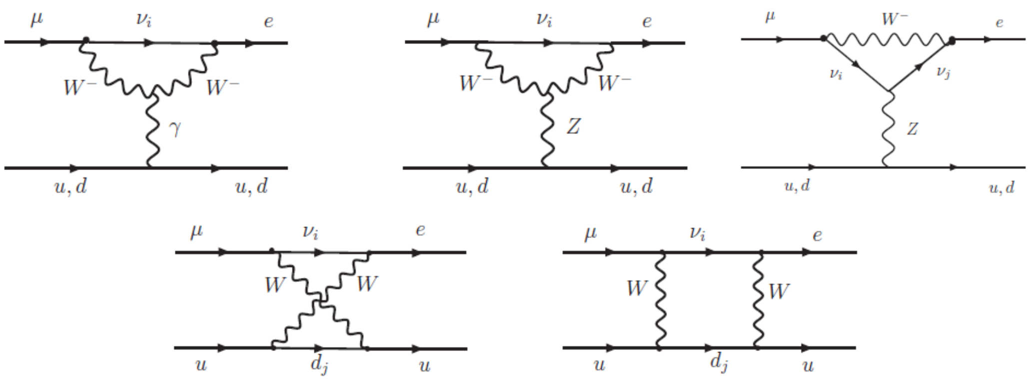
Observables de cLFV

Processus assistés par noyaux

Conversion $\mu \to e$ dans un atome muonique

Électron remplacé par muon





Dans le 3+1 toy model :

$$CR(\mu \to e,\, N) = \frac{2G_F^2 \alpha_w^2 m_\mu^5}{(4\pi)^2 \Gamma_{capt}(Z)} \left| 4V^p \left(2\tilde{F}_u^{\mu e} + \tilde{F}_d^{\mu e} \right) + 4V^n \left(\tilde{F}_u^{\mu e} + 2\tilde{F}_d^{\mu e} \right) + s_w^2 G_\gamma^{\mu e} D/(2e) \right|^2$$

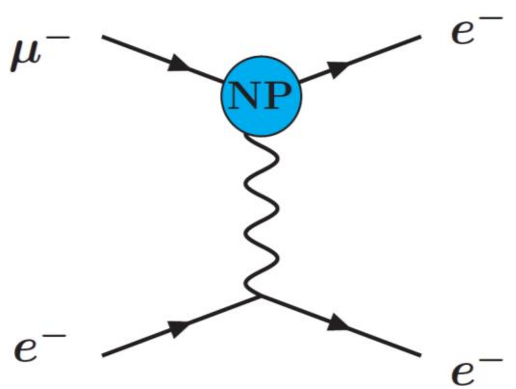
$$\tilde{F}_q^{\mu e} = Q_q s_w^2 F_\gamma^{\mu e} + F_Z^{\mu e} \left(\frac{I_q^3}{2} - Q_q s_w^2 \right) + \frac{1}{4} F_{Box}^{\mu e qq}$$

$$F \propto U_{ei} U_{\mu j} f(m_i)$$

Observables de cLFV

Processus assistés par noyaux

Nouvelle observable (2010) :
$\mu^- e^- \to e^- \, e^-$ dans un atome muonique



Dans le 3+1 toy model :

$$
\begin{aligned}
BR(\mu e \to ee, N) &= \tilde{\tau}_\mu \Gamma(\mu e \to ee, N) \\
&= 24\pi (Z-1)^3 \alpha_w \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^3 \frac{\tilde{\tau}_\mu}{\tau_\mu} \\
&\quad \times \left(16 \left| \frac{1}{2} \left(\frac{g_w}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{1}{2} F_{Box}^{\mu eee} + F_Z^{\mu e} - 2\sin^2\theta_w (F_Z^{\mu e} - F_\gamma^{\mu e}) \right) \right|^2 \right. \\
&\quad \left. + 4 \left| \frac{1}{2} \left(\frac{g_w}{4\pi}\right)^2 2\sin^2\theta_w (F_Z^{\mu e} - F_\gamma^{\mu e}) \right|^2 \right) ,
\end{aligned}
$$

$$\boxed{F \propto U_{ei} U_{\mu j} f(m_i)}$$

Études expérimentales des processus cLFV

Limites actuelles et sensibilités futures

	Processus cLFV	Limites actuelles	Sensibilités futures
	$\mu \to e\gamma$	5.7×10^{-13} (MEG)	6×10^{-14} (MEG II)
$l \to l'\gamma$	$\tau \to e\gamma$	3.3×10^{-8} (BaBar)	3×10^{-9} (SuperBelle)
	$\tau \to \mu\gamma$	4.4×10^{-8} (BaBar)	3×10^{-9} (SuperBelle)
	$\mu \to eee$	1.0×10^{-12} (SINDRUM)	10^{-16} (Mu3e)
$l \to l'l'l'$	$\tau \to \mu\mu\mu$	2.1×10^{-8}	10^{-9} (SuperBelle)
	$\tau \to eee$	2.7×10^{-8}	10^{-9} (SuperBelle)
$\mu \to e$	$\mu \to e$	4.3×10^{-12} (SINDRUM) 4.6×10^{-11} (SINDRUM) 7×10^{-13} (SINDRUM)	3×10^{-15} (COMET I) 3×10^{-17} (COMET II) 10^{-18} (PRISM/PRIME)

Etude phénoménologique

Masse du neutrino stérile $m_4 \rightarrow [10^{-2}, 10^{6}]$ GeV
Angles de mélanges et phases $\rightarrow [0\,, 2\pi]$

\+ Contraintes expérimentales

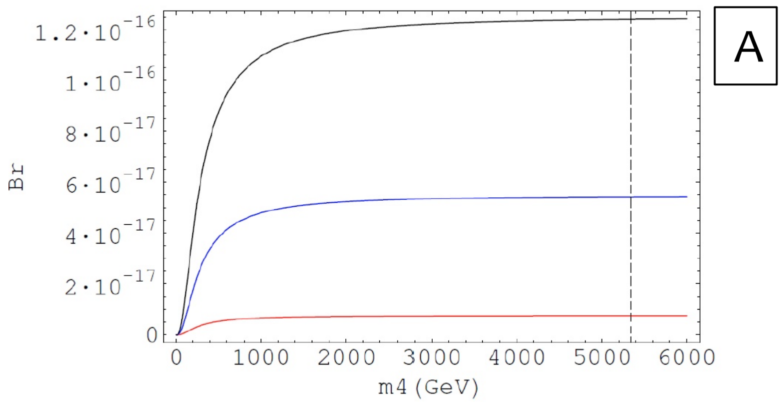
4 points « benchmark »

	A	B	C	D
m_4(GeV)	5395.11	547.016	8945.4	952.357
s_{14}	1.046×10^{-5}	4.47×10^{-2}	7.25×10^{-8}	1.161×10^{-3}
s_{24}	8.57×10^{-3}	9.74×10^{-2}	2.65×10^{-2}	6.22×10^{-3}
s_{34}	5.3×10^{-2}	6.64×10^{-4}	1.45×10^{-2}	8.8×10^{-2}
η	1.46×10^{-3}	5.76×10^{-3}	4.58×10^{-4}	3.90×10^{-3}
ϕ_{21}	1.986	4.36×10^{-5}	7.83×10^{-11}	4.01×10^{-14}
ϕ_{31}	8.66×10^{-15}	1.37×10^{-14}	2.63×10^{-10}	4.43×10^{-6}
ϕ_{41}	4.694×10^{-3}	1.02×10^{-8}	0.26	5.94×10^{-12}

Etude phénoménologique

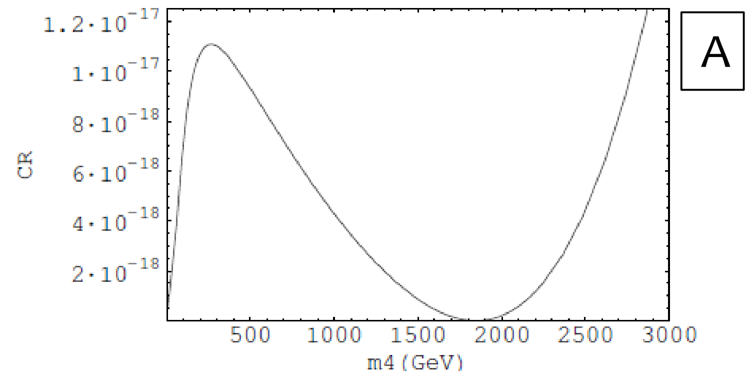
Influence des paramètres du neutrino stérile

Influence de m_4 dans des processus $l \to l'\gamma$



— $BR(\mu \to e\gamma)$
— $BR(\tau \to e\gamma)$
— $5 \times 10^{-6} \times |G_\gamma|^2$

Influence de m_4 sur $CR(\mu \to e, Al)$



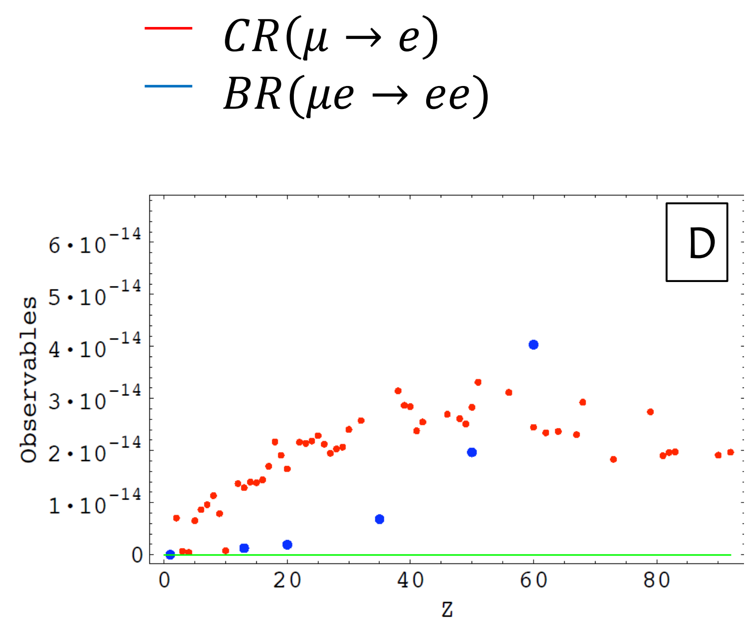
Toutes les valeurs de m_4 ne satisfont pas les contraintes expérimentales

Etude phénoménologique

Tests du 3+1 toy model

	A	B	C	D
$\mu \to e\gamma$	7.51×10^{-18}	1.30×10^{-8}	3.48×10^{-21}	8.18×10^{-14}
$\tau \to e\gamma$	5.42×10^{-17}	1.12×10^{-13}	1.94×10^{-22}	3.06×10^{-12}
$\tau \to \mu\gamma$	3.64×10^{-11}	5.31×10^{-13}	2.60×10^{-11}	4.57×10^{-11}
$\mu \to eee$	2.69×10^{-17}	5.87×10^{-10}	1.21×10^{-20}	8.26×10^{-15}
$\tau \to eee$	1.94×10^{-16}	5.57×10^{-15}	6.74×10^{-22}	3.23×10^{-13}
$\tau \to \mu\mu\mu$	1.22×10^{-10}	1.71×10^{-14}	2.73×10^{-11}	4.41×10^{-12}
$\mu \to e$ (Al)	1.38×10^{-16}	7.17×10^{-9}	6.10×10^{-20}	1.29×10^{-14}
$\mu e \to ee$ (Al)	9.55×10^{-20}	9.01×10^{-13}	4.29×10^{-23}	3.20×10^{-17}

Radiative decay	Present bound	Future sensitivity
$\mu \to e\gamma$	5.7×10^{-13}	6×10^{-14}
$\tau \to e\gamma$	3.3×10^{-8}	3×10^{-9}
$\tau \to \mu\gamma$	4.4×10^{-8}	3×10^{-9}
$\mu \to eee$	1.0×10^{-12}	10^{-16}
$\tau \to \mu\mu\mu$	2.1×10^{-8}	10^{-9}
$\tau \to eee$	2.7×10^{-8}	10^{-9}



$BR(\mu e \to ee)$ et future sensibilité de COMET phase II

Conclusion

- Plus on a d'observables, plus on peut explorer l'espace des paramètres du neutrino stérile;

- Futures sensitivités

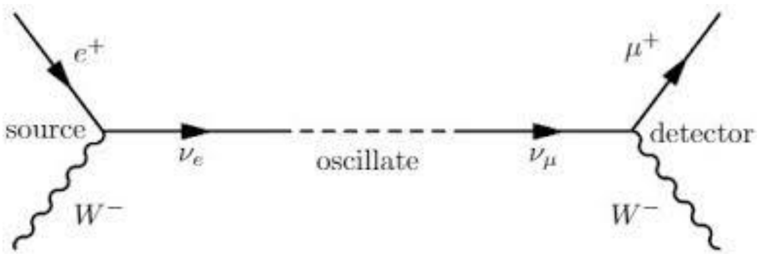
- Le toy model est une première approche phénoménologique qui permet de mieux comprendre certains modèles théoriques plus poussés.

Merci de votre attention

Back up

Oscillation des neutrinos

Effet quantique



Flux de neutrinos solaires
-> ~36% du flux attendu

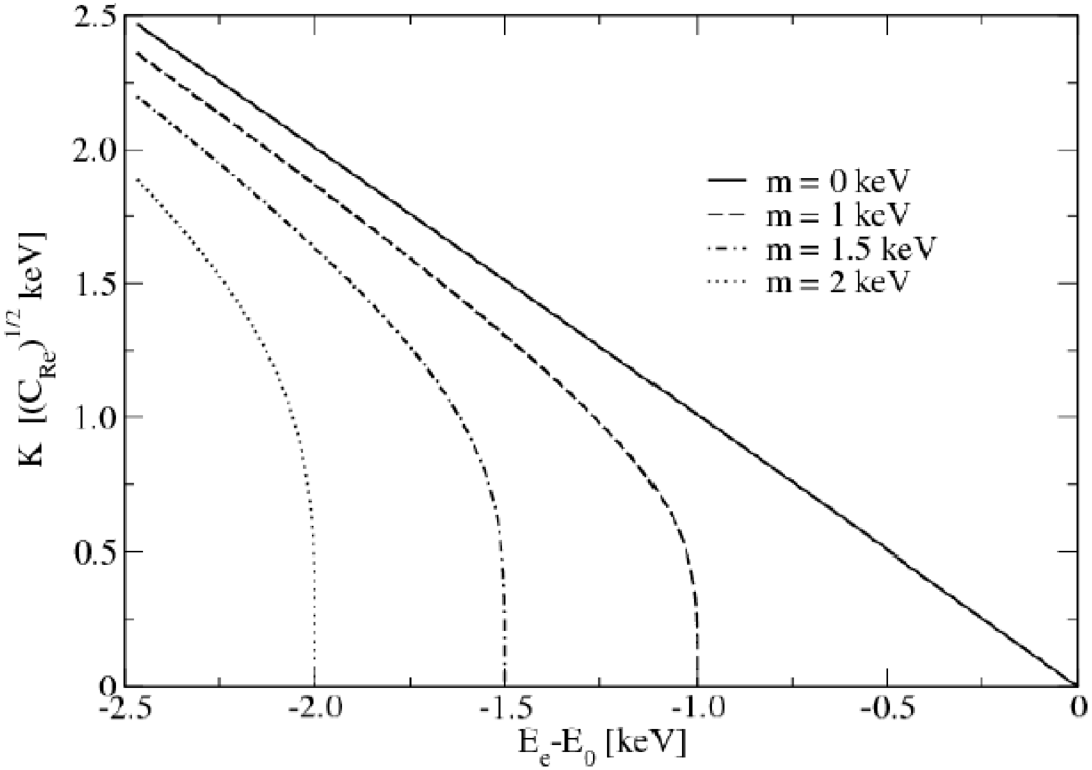
Les neutrinos oscillent
si $m_\nu = 0$ et si les masses
sont dégénérées.

Une paramétrisation de U_{PMNS}

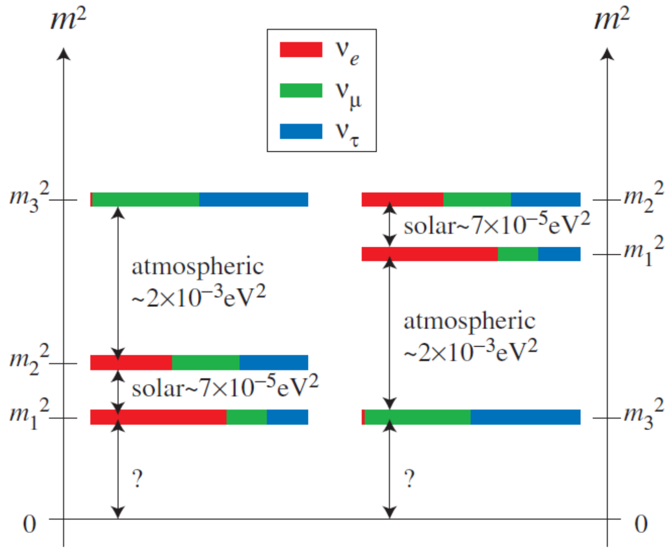
$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Masses des neutrinos

Détermination des valeurs absolues des masses avec $0\nu2\beta$

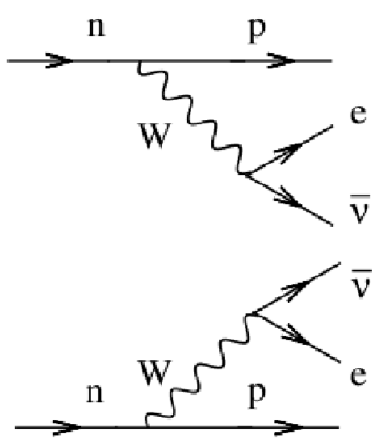


Ordre des états de masse

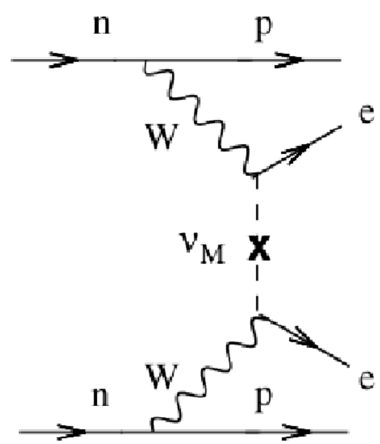


$0\nu2\beta$

Goeppert-Mayer 1935



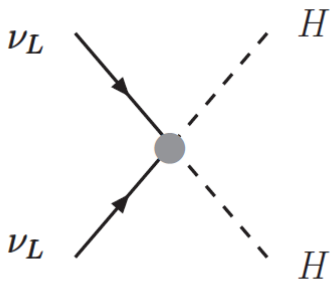
Furry 1939



Nombre leptonique total conservé dans le SM mais pas protégé par une symétrie
Le terme de masse de Majorana conduit à $\Delta L = 2$

KamLAND-Zen et GERDA

Autorisé uniquement si les neutrinos sont des particules de Majorana



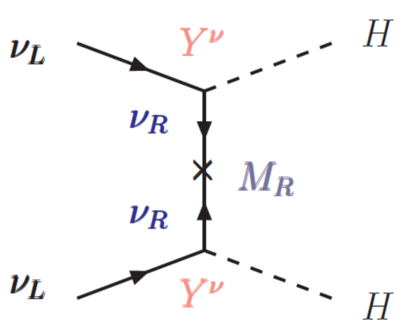
Neutrinos de Majorana

- Approche effective : étude d’un processus à basse énergie
- Lagrangien de dimension d>4 non renormalisable mais possède toutes les symétries du SM
- Cf Théorie de Fermi sur la désintégration beta

$$[L\,H\,L\,H]$$

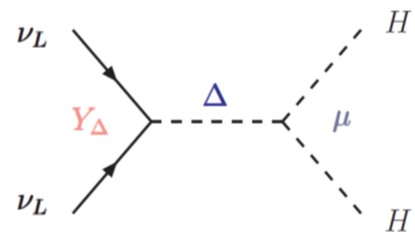
Seesaw I

$$\mathcal{L}^{eff} = -\frac{1}{2} m_R (L_i^T H)(L_j^T H)$$



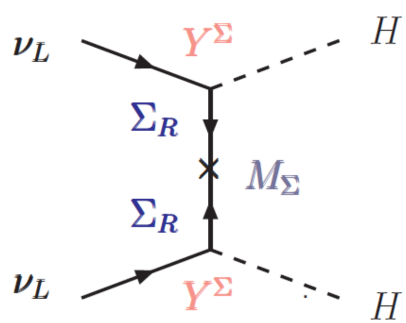
Seesaw II

$$\mathcal{L}^{eff} = -\frac{1}{2} m_\Delta (L_i^T \sigma L_j)(H^T \sigma H)$$



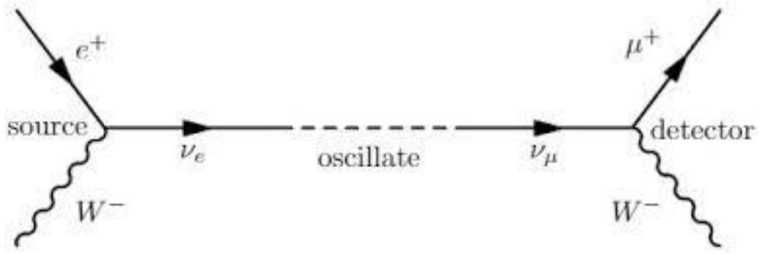
Seesaw III

$$\mathcal{L}^{eff} = -\frac{1}{2} m_\Sigma (L_i^T \sigma H)(L_j^T \sigma H)$$



Le mécanisme de GIM

Effet quantique



Conclusion

Effet quantique