Contexte expérimental mondial de la double décroissance beta sans émission de neutrino
Conseil Scientifique de l'IN2P3
– 25 Octobre 2018 –

Abstract

Ce document ne présente pas une liste exhaustive des expériences actuelles et à venir de recherche de double décroissance bêta sans émission de neutrino. Dans un premier temps, il est rappelé l'interêt de la recherche de ce processus interdit par le modèle standard. Dans la deuxième partie, les principaux paramètres amenant à caractériser le potentiel de l'expérience pour repousser la limite de détection sont discutés. la troisième partie expose quelques expériences ayant le potentiel de franchir le mur de $T_{1/2}(0\nu) > 10^{26}$ années. Pour finir, une courte discussion est proposée pour extrapoler les exigeances expérimentales pour tester le scénario de hiérarchie normale. La table1 résume les paramètres des expériences discutées dans ce document.

1 Introduction

Actuellement, le neutrino est sans doute la particule la plus énigmatique du modèle standard. Cette particule de charge nulle, sensible uniquement à l'interaction faible, de masse très faible mais non-nulle cache encore sa nature au modèle standard de la physique des particules : Majorana ou Dirac. Tandis que pour le neutrino de Dirac, la masse du neutrino peut être nulle et le neutrino différent de l'anti-neutrino ($\nu \neq \bar{\nu}$), le neutrino de Majorana se caractérise par une masse et le neutrino est sa propre anti-particule ($\nu \equiv \bar{\nu}$).

Un neutrino dit de 'Majorana' :

- implique une non-conservation du nombre leptonique. Il se trouve que la Grand Unification Théorique (GUT) ne conserve pas le nombre baryonique (B) ni le nombre leptonique (L) tandis que (B-L) est conservé. Cette violation du nombre leptonique ouvre les voies de la leptogénèse qui est un modèle permettant d'expliquer l'assymétrie matière/anti-matière dans l'univers.

- permet d'introduire le mécanisme de balançoire (mécanisme 'see-saw') séparant le terme de masse du neutrino de Majorana en un neutrino léger et un neutrino massif d'autant plus lourd que le premier est léger. Cela permettrait : d'expliquer pourquoi le neutrino est si léger par rapport aux leptons chargés; de fournir un neutrino massif dont l'énergie est en accord avec l'échelle en énergie de la GUT ($\sim 10^{15}$ GeV)

2 La double décroissance bêta

Au sein d'un noyau, simultannéement, deux neutrons peuvent se transformer en deux protons avec émission de deux électrons et deux anti-neutrinos. Ce processus de double décroissance bêta, rare mais tout de même autorisé par le modèle standard, peut avoir lieu tandis que la simple décroissance bêta est interdite pour des considérations énergétiques (cf. Fig.1).

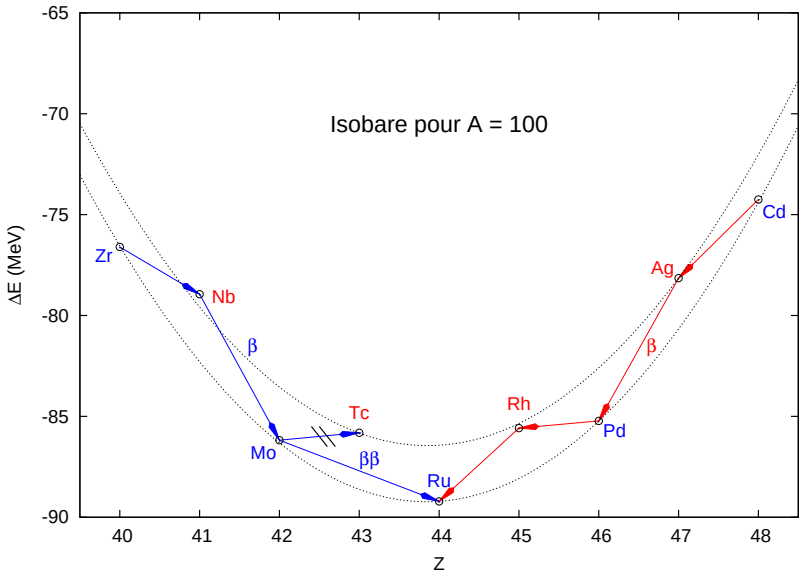

Figure 1: Parabole des excès de masse pour A=100

Ce type de radioactivité a été mesuré pour une quinzaine d'isotopes avec des temps de demi-vie de l'ordre de 10^{18}-10^{24} années. Le temps de demi-vie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ peut se calculer avec la formulation suivante :

$$(T_{1/2})^{-1} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left| \frac{M^{2\nu}}{m_e} \right|^2 \tag{1}$$

où $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase, $M^{2\nu}$ l'élément de matrice nucléaire pour le processus $\beta\beta 2\nu$ et m_e la masse de l'électron.

Dans le cas où le neutrino serait sa propre anti-particule (neutrino de Majorana), lors d'une double décroissance bêta, il est envisageable qu'un anti-neutrino émis d'un vertex soit absorbé dans le second vertex en tant que neutrino (cf. Fig.2).

Bien que ce mécanisme n'en soit qu'un parmi d'autres (courant droit, échange de majoron, SUSY...), le processus de double décroissance bêta sans émission de neutrino viole le nombre leptonique de deux unités et est donc interdit par le modèle standard.

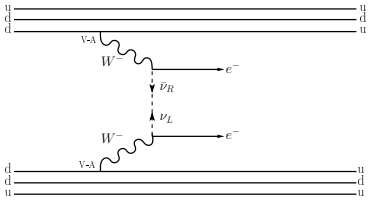

Figure 2: Diagramme de Feynman de la double décroissance bêta sans émission de neutrino par échange d'un neutrino massif

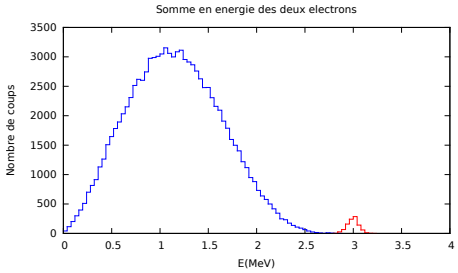

Figure 3: Distribution en énergie des électrons lors d'une décroissance $\beta\beta 2\nu$ en bleu et d'une décroissance $\beta\beta 0\nu$ en rouge

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow Y^{A}_{Z-2} + 2e^{-} \tag{2} $$

Ce processus diffère de celui autorisé par le modèle standard de part sa signature expérimentale. Les deux électrons émis lors de cette décroissance transportent la totalité de l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ tandis que la distribution en énergie des électrons lors d'une $\beta\beta 2\nu$ est comprise entre 0 et $Q_{\beta\beta}$ (cf. Fig.3).

Le temps de demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ peut se calculer avec la formulation suivante :

$$ (T_{1/2})^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left| M^{0\nu} \frac{m_{ee}}{m_e} \right|^2 \tag{3} $$

Pour lequel $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase, $M^{0\nu}$ la matrice d'éléments nucléaires, m_e la masse de l'électron et m_{ee} la masse du neutrino de majorana. Ce dernier paramètre est défini par la relation suivante :

$$ m_{ee} = \left| \sum U_{ei}^2 m_i \right| \tag{4} $$

U_{ei} correspond aux éléments de la première ligne de la matrice de mélange des neutrinos U_{PMNS} (Pontecorvo, Maki, Nakagawa, Sakata) et m_i étant les masses des états propres de masse du neutrino (cf. Fig.4).

Tandis que les mesures d'oscillations de neutrinos ne permettent pas de connaitre le signe de Δm^2_{atm} et donc de définir la hiérarchie de masse des états propres de masse, la mesure de la masse du neutrino de majorana m_{ee} permettra de fixer cette hiérarchie et donc le signe de Δm^2_{atm}. Une masse $m_{ee} < 10$ meV valide le scénario de hiérarchie normale tandis que la hiérarchie inverse est privilégiée dans le cas contraire(cf. Fig.5).

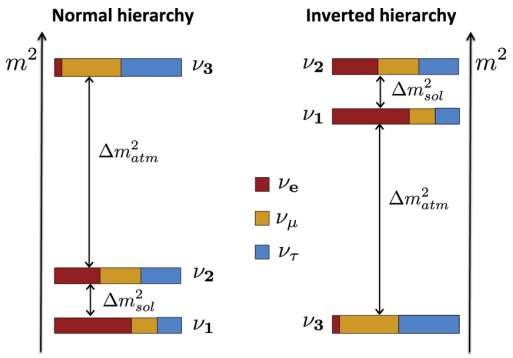

Figure 4: Représentantion des états propres de masse du neutrino selon le scénario de hiérarchie de masse normal ou le scénario de hiérarchie inverse.

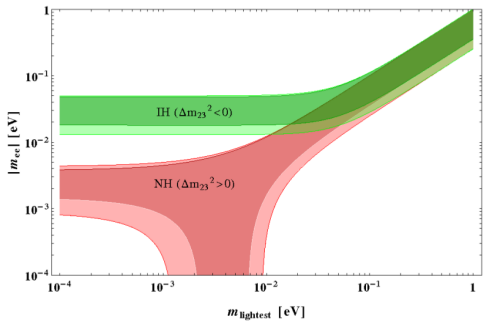

Figure 5: m_{ee} en fonction de la plus petite masse des états propres de masse du neutrino.

3 Considérations expérimentales

Pour une expérience idéale, c'est à dire, sans bruit de fond, la sensibilité sur le temps de demi-vie du processus recherché s'écrit :

$$T_{1/2} > \ln 2 \times \varepsilon \times N_{source} \times T_{obs} \tag{5}$$

Avec ε l'efficacité de détection du processus $\beta\beta0\nu$, N_{source} le nombre d'isotopes émetteurs $\beta\beta$ et le temps d'observation, T_{obs} . Le produit $\varepsilon \times N_{source} \times T_{obs}$ est communément appelé l'exposition.

Dans le cas d'une expérience sans bruit de fond, la sensibilité de l'expérience est proportionnelle à l'exposition. Il est naturel de justifier que l'amélioration de la sensibilité passe par l'augmentation de la masse d'isotope.

En revanche, pour une expérience susceptible d'avoir du bruit de fond dans la région d'intêret (ROI : Region Of Interest) pour la recherche d'une décroissance sans émission de neutrino, la sensibilité s'écrit :

$$T_{1/2} > \ln 2 \times \frac{\varepsilon \times N_{source} \times T_{obs}}{UL(B(T_{obs}))} \tag{6}$$

Avec UL(B(T_{obs})) la limite supérieure du bruit de fond attendu dans la région d'intêret durant le temps d'observation T_{obs}. Dans ces conditions, la sensibilité de l'expérience est proportionnelle à la racine carrée de l'exposition.

Afin de dépasser la limite de sensibilité de 10^{26} années, les collaborations engagées dans la recherche de ce processus interdit par le modèle standard doivent continuer leurs efforts de R&D et supprimer le bruit de fond dans la ROI.

Dans ce but, plusieurs axes d'études sont envisagées :

Le choix de l'isotope : outre le choix d'un isotope dont l'enrichissement naturel est favorable pour disposer d'une grande masse de source émettrice $\beta\beta$, une énergie de

transition $Q_{\beta\beta}$ supérieure à $\sim$3 MeV permet de placer la ROI au delà de l'énergie des γ venant de la radioactivité naturelle.

Le choix du site d'expérience : la profondeur du laboratoire assure un blindage efficace pour se prémunir des muons issus du rayonnement cosmique. Ces muons peuvent : interagir dans le détecteur et ainsi produire du temps mort, activer les matériaux du détecteur et être à l'origine de γ de haute énergie ou encore engendrer des neutrons.

La résolution en énergie L'optimisation de la résolution en énergie du calorimètre permet de réduire la largeur de la ROI ce qui à pour effet de séparer autant que possible les contributions de la $\beta\beta 2\nu$ de la $\beta\beta 0\nu$ attendue.

La sélection des matériaux Chaque collaboration a mis en place un protocole drastique de sélection des matériaux constituant les détecteurs et leur environnement proche afin de rejeter les matériaux *trop* radioactifs.

L'identification des évènements Ce point essentiel permet de confirmer que les évènements mesurés dans la ROI sont compatibles avec une topologie à deux électrons déposant une énergie totale de $Q_{\beta\beta}$ et identifier toute autre source simulant cette signature unique.

4 Statut des expériences actuelles

4.1 Les expériences Germanium

Ce type d'expérience de pure calorimètrie est basé sur des détecteurs enrichis en ^{76}Ge ($Q_{\beta\beta}$ = 2039 keV). Ces détecteurs présentent l'avantage de disposer d'une excellente résolution en énergie de l'ordre de quelques keV à $Q_{\beta\beta}$.

Néanmoins, il se trouve que les expériences dites Germanium sont très sensibles aux cosmogéniques (^{60}Co et ^{68}Ge), aux gammas du ^{208}Tl et du ^{214}Bi (resp. E_γ = 2614 keV et E_γ = 2614 keV) ou encore aux contaminations en ^{40}K et en ^{42}K.

Notons également que le facteur de l'espace de phase $G_{0\nu}$ pour la $\beta\beta 0\nu$ est proportionnel à $Q^5_{\beta\beta}$. Pour le ^{76}Ge, le facteur d'espace de phase est $G_{0\nu} = 2{,}363\ 10^{-15}$ ans^{-1}. Cette valeur, 25 fois plus faible que dans le cas du ^{150}Nd ($Q_{\beta\beta}$ = 3367 keV), implique une sensibilité limitée à la masse du neutrino de Majorana.

GERmanium Detector Array – GERDA Installé au laboratoire souterrain de Gran Sasso (LNGS) en Italie, les détecteurs ultra-purs enrichis à 87 % en ^{76}Ge sont refroidis dans un cryostat d'Argon liquide. L'ensemble est protégé dans un réservoir d'eau ultra-pure d'environ 600 m^3 instrumenté afin d'en faire un veto anti-muons.

La minimisation de la masse des matériaux à proximité de la source $\beta\beta$ ainsi que la sélection de ces matériaux pour leur radio-pureté ont permis d'atteindre un niveau de bruit de fond de 10^{-2} coups/(keV.kg.an) dans la ROI durant la phase I.

Le travail de R&D a permis de mettre en place une analyse de forme des signaux (Pulse Shape Discimination – PSD) afin de discriminer les dépots d'énergies localisés (événements électrons) des dépots d'énergies multi-sites (événements γ).

Depuis 2016, l'objectif de la phase II est d'atteindre un niveau de bruit de fond de 10^{-3} coups/(keV.kg.an). Autour de $Q_{\beta\beta}$, le spectre de dépot d'énergie est principalement dû à des α ou des β de surface et des comptons dont les γ viennent du ^{208}Tl et du ^{214}Bi (cf Fig.6).

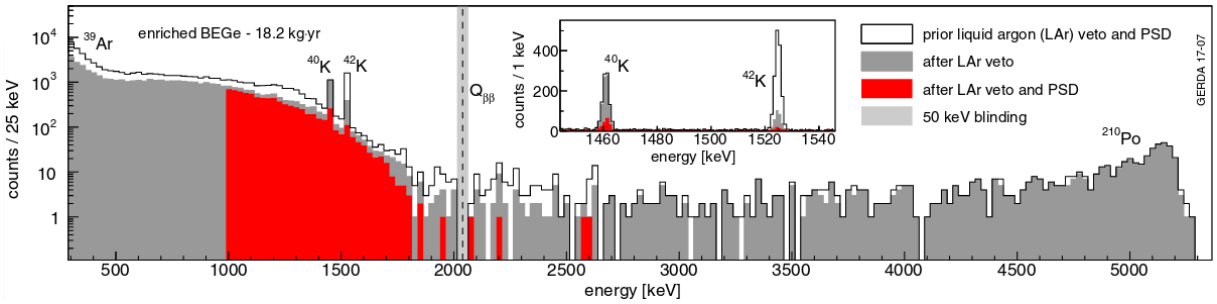

Figure 6: Distribution en énergie des détecteurs de Gerda Phase II. La bande grise verticale indique la zone d'analyse à l'aveugle (blind analysis) autour de $Q\beta\beta$.

La dernière communication de la collaboration[9] annonce de nouvelles analyses permettant d'obtenir un niveau de bruit de fond dans la région d'interêt à $5{,}7^{+4,1}_{-2.6}$ 10^{-4} coups/(keV.kg.an) pour une exposition de 82,4 kg.an. Ce résultat permet d'atteindre une limite de $T_{1/2} > 0{,}9\ 10^{26}$ ans (à 90% CL).

MAJORANA Ce multi-détecteur, installé au laboratoire souterrain de Sanford (Sanford Underground Research Facility – SURF), est basé sur le même principe que l'expérience GERDA. Toutefois la collaboration MAJORANA a fait le choix d'un blindage passif (briques de plomb et structure en cuivre) hautement radio-pur.

Le démonstrateur, actuellement en prise de données a atteint l'objectif d'un niveau de bruit de fond de $1{,}6^{+1,2}_{-1.0}$ 10^{-3} coups/(keV.kg.an)[5]. L'excellente résolution en énergie (2,5 keV à $Q_{\beta\beta}$) et les 44 kg de germanium font de cette expérience un candidat sérieux pour une expérience à 1 tonne d'isotope émetteur $\beta\beta$ sans bruit de fond.

Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless – LEGEND Les collaborations GERDA et MAJORANA ont décidé de partager leurs technologies et leurs compétences. La mise en commun des détecteurs germanium bénéficiera du veto actif de GERDA et des matériaux sélectionnés par MAJORANA.

La première phase de LEGEND, avec 200 kg d'isotope devrait atteindre une limite de $T_{1/2} > 10^{27}$ années. Dans un second temps, l'objectif d'une tonne de ^{76}Ge ($T_{1/2} > 10^{28}$ années) permettra de sonder le scénario de hiérarchie inverse[7].

4.2 Les expériences à liquide scintillant

Ces très grands détecteurs à scintillation construits initialement pour observer les oscillations de neutrinos sont des dispositifs de choix pour être reconvertis à la recherche de la double décroissance bêta sans émission de neutrino.

Ces dispositifs, optimisés pour des phénomènes rares à basse énergie, peuvent accueillir des masses importantes d'isotopes (quelques centaines de kg) et ainsi repousser les limites actuelles sur la durée de vie du processus interdit par le modèle standard.

Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector for ZEro Neutrino – KamLAND-Zen KamLAND est en prise de données depuis 2002 dans la mine de Kamioka au Japon. Ce détecteur est un ballon de 1000 tonnes de liquide scintillant entouré de 1879 photomultiplicateurs dans lequel a été installé un ballon interne de 13 tonnes de liquide scintillant contenant $\sim$ 300 kg de ^{136}Xe. L'ensemble du détecteur est entouré d'un détecteur Tcherenkov de 3200 tonnes d'eau pour marquer les muons cosmiques. La résolution en énergie est de $\sim$ 300 keV à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ = 2462 keV.

Lors de la phase I de prise de données, la collaboration a été confrontée à une contamination en ^{110m}Ag du liquide scintillant suite aux retombées radioactives conséquentes à l'accident de Fukushima de 2011. La purification du xénon a permis de réduire d'un facteur 10 l'activité en argent pour entamer ensuite la phase II. Durant cette phase, le niveau de bruit de fond a été réduit à 11 événements dans la région d'interêt (2,3 < E < 2,7 MeV).

Malgré un niveau de bruit de fond conséquent et une résolution en énergie de seulement 10%, la collaboration a obtenu la meilleure limite de $T_{1/2} > 1{,}07\ 10^{26}$ ans (à 90% CL) ce qui correspond à une masse m_{ee} <(61-165) meV[4].

À ce jour, ce résultat fait de KamLAND-ZEN l'expérience la plus contraignante sur la masse effective du neutrino de Majorana et sur la plus petite masse des états propres de masse (Cf. Fig.7).

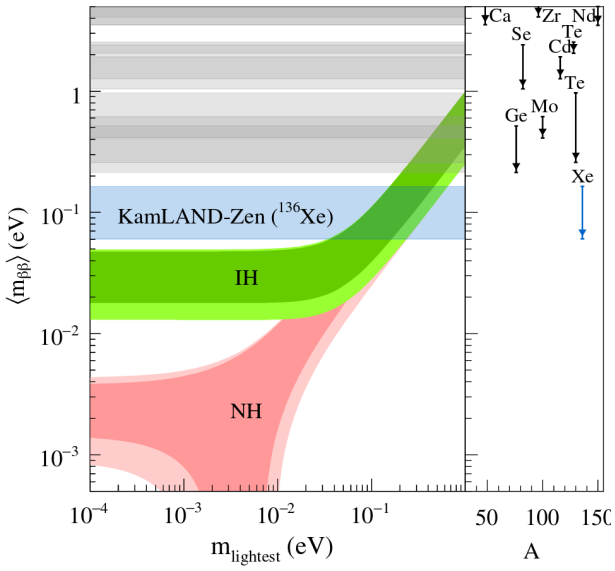

Figure 7: Masse effective du neutrino de Majorana en fonction de la masse la plus petite des états propres de masse. À droite se trouve les derniers résultats pour quelques isotopes d'interêt.

Les prochaines étapes seront d'atteindre 700 kg puis 1 tonne de ^{136}Xe. À cela s'ajoutera un développement spécifique afin d'améliorer la résolution en énergie (de 4% à 2,5% pour $Q_{\beta\beta}$). Le but sera de sonder la hiérarchie inverse en atteignant une limite sur la masse du neutrino $m_{ee} \sim 20$ meV.

Sudbury Neutrino Observatory – SNO+ La collaboration SNO a remplacé les 780 tonnes d'eau lourde de son ballon par du liquide scintillant auquel est ajouté 1,3 tonnes de ^{130}Te afin rechercher la décroissance $\beta\beta0\nu$. Une telle masse en émetteur $\beta\beta$ est favorisée grâce à l'abondance isotopique naturellement élevée du Tellure (Rapport isotopique du ^{130}Te = 34%)

Avec une résolution en énergie de $\sim$ 160 keV à $Q_{\beta\beta} = 2527$ keV, le niveau de bruit de fond est de 30 événements dans la ROI. La limite de sensibilité sera fixée à $T_{1/2} > 2\ 10^{26}$ ans après 5 ans de prise de données (soit $m_{ee} < 40 - 90$ meV).

Les prochaines évolutions de cette expérience seront d'améliorer la résolution en énergie et le chargement d'une plus grande masse de ^{130}Te. L'objectif est d'atteindre $T_{1/2} > 10^{27}$ ans avec du Tellure enrichi.

4.3 Les bolomètres

Le principe de ces détecteurs à basse température est de mesurer l'énergie d'un rayonnement incident par la mesure d'une élévation de température des cristaux. La faible capacité calorifique des bolomètres refroidis permet un niveau de sensibilité de l'ordre de $\frac{\Delta T}{\Delta E} \approx 15\mu$K/MeV. Cette technique permet d'atteindre une résolution de l'ordre de 0,1% à 2 MeV.

CUORE Le premier démonstrateur, en prise de donnée depuis 2003, est installé au LNGS en Italie.

Initialement, le choix d'utiliser des cristaux de TeO_2 a été motivé par le rapport isotopique naturel du ^{130}Te particulièrement favorable ($\sim$34%). Le démonstrateur CUORICINO, avec une masse de 12 kg d'isotope d'interêt réparti dans 62 cristaux, a atteint un niveau de bruit de fond de 0,18 coups/(keV.kg.an). Les analyses de données ont permis d'identifier le bruit de fond dominant. Des contaminants de surface localisés sur les structures en cuivre de maintien des cristaux émettent des particules α. Ces particules déposent leur énergie à la surface des cristaux. Le démonstrateur a tout de même permis d'obtenir une limite de $T_{1/2} > 2{,}8\ 10^{24}$ ans.

La réduction d'un facteur 6 du niveau de bruit de fond identifié a conduit à l'installation des 988 cristaux de CUORE (soit 200 kg de ^{130}Te). Malgré cette amélioration, il ne sera pas possible de dépasser la limite de 10^{26} années[1].

Afin de résoudre ce problème, le projet CUPID (CUORE Upgrade with Particle IDentification) propose d'utiliser la lumière de scintillation des bolomètres. L'idée est de mesurer

simultanément l'élévation de température et la lumière de scintillation afin d'optimiser la discrimination des α par rapport aux β/γ. Néanmoins, le faible rendement lumineux du TeO_2 exclut cet isotope pour ces études de bolomètres scintillants.

La collaboration développe des cristaux scintillants à base de ^{100}Mo, de ^{82}Se ou encore de ^{116}Cd. De plus, l'énergie de transition de ces isotopes (resp. 3035 keV, 2995 keV et 2804 keV) les place au delà de la raie γ du ^{208}Tl (2614 keV).

Le prototype CUPID-0 mettant en oeuvre des cristaux de $Zn^{82}Se$ a permis d'atteindre un niveau de bruit de fond de 3,6 10^{-3} coups/(keV.kg.an). Avec une exposition de 1,83 kg.an, la limite obtenue est de $T_{1/2} > 2{,}4\ 10^{24}$ ans[3].

4.4 Les chambres à projection temporelle au Xénon

Les chambres à projection temporelle (Time project chamber – TPC) gazeuses ou liquides sont des chambres à ionisation scintillante. Ces dispositifs permettent la mesure de l'énergie déposée ainsi qu'une reconstruction tri-dimensionnelle de la trajectoire des particules chargées.

Enriched Xenon Observatory – EXO L'expérience EXO-200, installée au WIPP (Waste Isolation Pilot Plant) aux États-Unis, est une TPC cylindrique séparée en deux demi-chambres à dérive remplie de 100 kg de ^{136}Xe liquide. Lors de l'interaction d'une particule avec le milieu, les signaux de scintillation et d'ionisation sont mesurés afin d'obtenir une résolution de 75 keV à $Q_{\beta\beta}$.

Suite à une amélioration du système de lecture de la lumière de scintillation et un système de réduction du radon à proximité du détecteur, le niveau de bruit de fond a été réduit à 1,7 10^{-3} coups/(keV.kg.an).

Avec un total de 4,5 années de prise de données et une masse fiducielle réduite à 75 kg de ^{136}Xe, la limite sur la durée de vie du processus recherché pour le ^{136}Xe est de $T_{1/2} > 3{,}7\ 10^{25}$ années (à 90% CL)[6].

nEXO se propose de mesurer 5 tonnes de xénon dans un détecteur semblable à EXO. Le dispositif sera sensiblement amélioré afin d'atteindre une sensibilité de $\sim 10^{28}$ années. Parmi les améliorations étudiées, la collaboration propose un détecteur constitué d'une seule chambre afin de s'épargner une anode centrale, source de contamination au centre de la source. Une solution particulièrement subtile est étudiée afin de supprimer le bruit de fond et d'améliorer l'efficacité de détection consistant à identifier in situ le ^{136}Ba, noyau fils du ^{136}Xe. nEXO annonce la possibilité de tester la hiérarchie inverse des états propres de masse du neutrino.

Neutrino Experiment with a Xenon TPC – NEXT L'expérience NEXT installée au laboratoire souterrain de Canfranc propose une TPC au xénon liquide enrichi à 91% en ^{136}Xe. Ce dispositif présente une résolution en énergie de 25 keV à $Q_{\beta\beta}$ et propose une reconstruction des trajectoires des particules chargées permettant l'identification des deux électrons de la décroissance $\beta\beta$ [2].

Le prototype NEXT-NEW teste la faisabilité du dispositif dans les conditions de radiopureté requise avec 5 kg d'isotope émetteur $\beta\beta$. De plus, la collaboration explore la possiblité d'identifier formellement l'atome de baryum (issu de la décroissance du xénon) par capture de l'ion dans une molècule fluorescente.

Avec le détecteur NEXT-100, la collaboration envisage de limiter la contribution de bruit de fond à 4 10^{-1} coups/(keV.kg.an) et atteindre une limite de sensibilité de 2,8 10^{25} années. Pour le xénon, cela correspond à une limite supérieure de 80-160 meV sur la masse du neutrino.

4.5 L'expérience de calorimètrie et de reconstruction de trace

SuperNEMO La collaboration SuperNEMO a fait le choix unique de séparer la source du dispositif de détection. L'ensemble de détection modulaire contiendra 100 kg de source $\beta\beta$. Chaque module contient ∼10 kg de source sous forme de fines feuilles permettant aux électrons de la décroissance de sortir de la source. De part et d'autre de la source se trouve un trajectographe fermé par un calorimètre de scintillateurs plastiques. Au prix de l'efficacité de détection (∼30%), ce dispositif est actuellement le seul détecteur permettant de distinguer le mécanisme de la décroissance $\beta\beta0\nu$ par l'étude des formes des spectres en énergie et de par la distribution angulaire des trajectoires des deux électrons[8].

Issu de la R&D de NEMO-3, ce détecteur étudiera la décroissance de ^{82}Se (bien qu'il soit possible de changer de source pour étudier le ^{150}Nd ou le ^{48}Ca). L'objectif est d'atteindre une limite de $\sim 10^{26}$ années pour une limite supérieure sur la masse du neutrino de Majorana de 50-100 meV.

Expérience	Isotope	Masse kg	ΔE/E % à $Q_{\beta\beta}$	BDF cps/(keV.kg.an)	$T^{0\nu}_{1/2}$ années	$m_{\beta\beta}$ meV
KamLAND-ZEN	^{136}Xe	300	10	1,5$10^{-5}$	1,07 10^{26}	$<$ 61-165
KamLAND2-ZEN*		1000			3 10^{26}	$<$ 20
GERDA	^{76}Ge	35	0,14	5,7 10^{-4}	9 10^{25}	$<$ 120-260
MAJORANA		44	0,12	1,6 10^{-3}	1,9 10^{25}	$<$ 240-520
LEGEND*		200	0,12	1 10^{-4}	10^{27}	$<$ 15-50
CUORE*	^{130}Te	200	0,3	1,4 10^{-2}	10^{26}	$<$ 110-520
CUPID-0	^{82}Se	5,13	0,15	3,6 10^{-3}	2,4 10^{24}	$<$ 376-770
CUPID*		335	0,15	10^{-3}	4,2 10^{27}	$<$ 6-19
SNO+*		1300	6		1,9 10^{26}	$<$ 44-110
EXO	^{136}Xe	100	2,9	1,7 10^{-3}	3,7 10^{25}	$<$ 147-398
nEXO*		5000		10^{-4}	10^{28}	$<$ 5,7-17,7
NEXT*		100	1	4 10^{-4}	2,8 10^{25}	$<$ 120
SuperNEMO*	^{82}Se	100	4,6	10^{-4}	10^{26}	$<$ 50-100

Table 1: Comparaison des paramètres essentiels des expériences actuelles et à venir de DBD. *Données issues de l'extrapolation des résultats des démonstrateurs.

5 L'avenir des expériences de $\beta\beta$

Il est actuellement difficile d'anticiper les difficultés à venir afin de repousser la limite à 10^{27}, 10^{28} années voir plus. Toutefois, si le neutrino de Majorana est décrit par le scénario de hiérarchie normale, l'ordre de grandeur de la masse à atteindre est de 5 meV. Avec un niveau de bruit de fond proche de zéro, les sensibilités à atteindre seront de 3 10^{29} années pour le ^{76}Ge, 8 10^{28} années pour le ^{82}Se ou encore 2 10^{28} années pour le ^{150}Nd. Cela correspond à moins de 5 événements de $\beta\beta0\nu$ durant 10 ans pour 10 tonnes d'isotope.

Outre la difficulté de mettre en place de tels détecteurs à un niveau de radio-pureté extrême, quelques paramètres faciliteront les mesures, tels que :

- Choisir un émetteur $\beta\beta$ dont le $Q_{\beta\beta}$ est supérieur à 2615 keV.
- Placer le détecteur dans un laboratoire le plus profond possible pour se prémunir des rayonnements cosmiques.
- Améliorer la résolution en énergie à mieux de 1% afin de limiter la contribution de la $\beta\beta2\nu$.

References

[1] C. Alduino al. *First Results from CUORE: A Search for Lepton Number Violation via $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{130}Te.* In *Phys. Rev. Lett. 120,132501*, 2018.

[2] JJ Martin al. *Sensitivity of NEXT-100 to neutrinoless double beta decay.* In *JHEP05, 159*, 2016.

[3] O. Azzolini al. *First Results on the Neutrinoless Double Beta Decay of ^{82}Se with CUPID-0.* In *Phys. Rev. Lett. 120, 232502*, 2018.

[4] A. Gando et al. *Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen.* In *Phys. Rev. Lett. 117,082503*, 2016.

[5] C.E. Aalseth et al. *Search for Neutrinoless double-β Decay in ^{76}Ge with the Majorana Demonstrator.* In *Phys. Rev. Lett. 120,132502*, 2018.

[6] JB. Albert et al. *Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Upgraded EXO-200 Detector.* In *Phys. Rev. Lett. 120,072701*, 2018.

[7] N. Abgrall et al. *The Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double Beta Decay (LEGEND).* In *AIP Conference Proceedings 1894, 020027*, 2017.

[8] R.Arnold et al. *Probing new physics models of neutrinoless double beta decay with SuperNEMO.* In *Eur. Phys. J 70:927-943*, 2010.

[9] A.J. Zsigmond. *New results from Gerda Phase II.* In *Neutrino 2018*, June 2018.