

Direction des bibliothèques

AVIS

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

**Fabrication et caractérisation de détecteurs à gouttelettes
en surchauffe à bas bruit de fond au sein du projet
PICASSO**

par

Marie-Cécile Piro

Département de physique
Faculté des arts et sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Avril, 2008

© Marie-Cécile Piro, 2008



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

Fabrication et caractérisation
de détecteurs de gouttelettes en surchauffe à bas bruit de fond
au sein du projet PICASSO

présenté par :

Marie-Cécile Piro

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Paul Taras, président-rapporteur
Viktor Zacek, directeur de recherche
Louis-André Hamel, membre du jury

Résumé

Depuis plusieurs années déjà, la détection de la matière sombre reste encore un sujet de recherche très prisé de part le monde. Appuyée par de nombreuses observations cosmologiques ainsi qu'astronomiques, cette masse cachée représenterait jusqu'à 85% de la masse gravitationnelle totale de l'univers. En effet, ces observations montrent qu'il y a un profond désaccord entre la masse directement observable de l'univers et celle gravitationnelle représentant son état actuel. Pour expliquer cette masse manquante de l'univers, le neutralino χ^0 , particule stable non chargée prédite par les extensions supersymétriques du modèle standard se propose naturellement comme candidat.

Différentes techniques de détection ont été mises en place par plusieurs groupes de recherche dans le but d'observer le signal de la matière sombre, qui reste à ce jour non observé. Dans le cadre du projet PICASSO (Projet d'Identification des Candidats Supersymétriques à la matière Sombre), ce sont les détecteurs de gouttelettes de fréon (C_4F_{10}) en surchauffe qui sont utilisés à cette fin. Ce sont des détecteurs à seuil, par conséquent une énergie minimale de déposition est nécessaire pour une transition de phase de la gouttelette entraînant ainsi une onde sonore captée par les différents senseurs piézo-électriques.

Ce mémoire portera essentiellement sur la fabrication de ces détecteurs de gouttelettes en surchauffe à bas bruit de fond où ont été développées de nouvelles méthodes et techniques de purification. Aussi, la caractérisation de la réponse des détecteurs PICASSO portait sur des mesures de bruit de fond (BDF) à Montréal et leur réponse aux neutrons déterminée à l'aide d'une source étalonnée d'Ac-Be. Ces dernières mesures ont aussi permis la détermination de la véritable masse active des détecteurs.

À l'aide de ces mesures, 28 détecteurs de 90 g chaque de masse active, ont pu être envoyés au laboratoire souterrain de SNOLAB à Sudbury (Ontario) où se trouve l'installation PICASSO prévue pour 32 modules de détection de 3 kg de masse active totale. Les mesures futures permettront d'obtenir des limites d'exclusion du neutralino beaucoup plus performantes que celles obtenues lors des phases précédentes. Présentement, l'expérience compte une amélioration des limites par un facteur 3 pour deux détecteurs installés à la mine avec une exposition de 25 kg.d.

Mots-clés : Matière sombre, supersymétrie, WIMP, détecteur de gouttelettes en surchauffe, polymérisation, salle blanche, nucléation, test d'étalonnage, masse active, mesure de bruit de fond, analyse des signaux, neutrons, émetteurs α , purification des matériaux, SNOLAB.

Abstract

Cosmological and astronomical observations indicate that 85% of the gravitationally active mass of the universe. The presence of dark matter becomes necessary to explain the disagreement between the observable matter present in the cosmos and the gravitational effects caused by its mass. In an attempt to provide an explanation for this missing mass, the neutralino χ^0 , a massive, stable, and neutral particle predicted by the supersymmetric extensions of the standard model, arises as a natural candidate.

Many experiments with different detection techniques have been realized to try to detect a dark matter signal, which has not been observed yet. In the PICASSO project (Project In Canada to Search for Supersymmetric Objects), superheated Freon (C₄F₁₀) droplet detectors are used. These threshold detectors need a minimal energy deposition in a droplet to induce a phase transition which leads to an acoustic wave, detected by piezoelectric sensors.

This thesis mainly reports the fabrication of a new generation of low background detectors for PICASSO, as well as the development of new purification methods and techniques. The detectors were characterized in Montréal with a calibrated Ac-Be neutron source in order to precisely determine their active mass. In addition the intrinsic background of the detectors was measured in a specially conceived neutron shield to remove most of external background sources.

With these measures, 28 of detectors have been sent to the SNOLAB underground laboratory in Sudbury (ON), where the PICASSO experiment takes place. The current phase of the experiment consists of 32 detection modules, with a total active mass of 3 kg. The ongoing and future measurements will allow the calculation of greatly improved

neutralino exclusion limits, with respect to the previous phases of the experiment. Currently, the experience has improved limits by a factor 3 for two detectors installed at the mine with an exposure time of 25 kg.d.

Keywords: Dark matter, supersymmetry, WIMP, superheated droplet detector, polymerization, clean room, nucleation, calibration measurements, active mass, background measurements, signal analysis, neutrons, α emitters, purification of materials, SNOLAB.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Table des matières	vii
Liste des tableaux	xii
Liste des figures	xiii
Remerciements	xx
Contributions de l'auteur	xxii
Introduction	1
CHAPITRE 1 : Matière sombre de l'univers : Théorie	3
1.1. Preuves de l'existence de la matière sombre.....	3
1.1.1. Les courbes de rotation des galaxies.....	3
1.1.2. Observations récentes.....	6
1.2. Matière sombre froide supersymétrique.....	11
1.2.1. Modèle supersymétrique minimal.....	11

1.2.2. Candidat idéal : le neutralino.....	13
1.2.3. Conditions et principe de détection du neutralino.....	14
1.2.4. Interaction Indépendante de Spin (SI).....	17
1.2.5. Interaction Dépendante du Spin (SD).....	18
1.2.6. Spectre de recul et taux de comptage.....	21

CHAPITRE 2 : Présentation des détecteurs PICASSO **29**

2.1. Les détecteurs à gouttelettes en surchauffe.....	29
2.1.1. Description.....	29
2.1.2. La chambre à bulle.....	29
2.1.3. Détecteurs à gouttelettes surchauffées et détecteur à neutron.....	31
2.1.4. Les Détecteurs PICASSO.....	32
2.1.5. Liquide en surchauffe.....	33
2.2. Principe des détecteurs.....	35
2.2.1. Théorie de Seitz.....	36
2.2.2. Surchauffe réduite.....	41
2.2.3. Type de nucléation.....	44
2.2.3.1. Nucléation hétérogène.....	44
2.2.3.2. Nucléation spontanée.....	45
2.3. Concept des détecteurs PICASSO.....	46
2.3.1. Contenant en acrylique.....	48
2.3.2. Emplacement spéciaux pour senseurs piézo-électriques.....	49

2.3.3. Système de compression hydraulique.....	50
--	----

CHAPITRE 3 : Fabrication des détecteurs **52**

3.1. Environnement de fabrication.....	52
3.1.1. Salle Blanche.....	52
3.1.2. Système d'eau ultra-pure.....	53
3.2. Étape de fabrication des détecteurs.....	55
3.2.1. Importance de la densité.....	57
3.3. Formation du gel.....	59
3.3.1. Composition du gel de polyacrylamide des détecteurs PICASSO.....	60
3.3.2. Le solvant: la solution aqueuse de chlorure de césium (CsCl).....	60
3.3.3. L'acrylamide et le bis-acrylamide.....	61
3.3.4. L'ammonium persulfate: APS.....	64
3.3.5. Le TEMED.....	66
3.3.6. Solution tampon.....	67
3.3.7. Le surfactant: Triton X-100.....	67
3.3.8. Création de la suspension des gouttelettes.....	68
3.3.9. Aspects à surveiller concernant la polymérisation.....	70

CHAPITRE 4 : La Purification **71**

4.1. Les émetteurs α	71
-----------------------------------	----

4.2. Technique de purification des matériaux.....	74
4.2.1. Préparation du HZrO (1% Zr)	75
4.2.2. Purification du CsCl	75
4.2.3. Purification du monomère.....	77
4.2.4. Purification des autres ingrédients	78
4.2.5. Comparaison avec la purification par HTiO.....	79
4.2.6. Résultats obtenus avec la purification.....	80
4.2.7. Précautions à prendre et conclusion.....	82
CHAPITRE 5 : Test d'étalonnage et de bruit de fond	84
5.1. Tests d'étalonnage des détecteurs.....	84
5.1.1. Description.....	85
5.1.2. Autres méthodes.....	90
5.2. Mesure de bruit de fond des détecteurs.....	92
5.2.1. Description.....	92
CHAPITRE 6 : Système d'acquisition de données	97
6.1. Analyse des signaux collectés par le système DAQ.....	97
6.1.1. Système DAQ (Électronique du DAQ).....	97
6.1.2. Présentation de l'interface graphique en Labview du DAQ.....	99
6.1.3. Critères de sélection.....	99
6.1.3.1. Caractéristiques des signaux.....	99
6.1.3.2. Distribution en temps des événements.....	103

6.1.4. Origine des sources de bruits extérieurs aux détecteurs.....	106
CHAPITRE 7 : À la recherche d'un signal : Mesures à SNOLAB	108
7.1. Montage expérimental à SNOLAB.....	108
7.1.1. Dispositif d'installation.....	113
7.1.2. Électronique et système sous pression.....	114
7.2. "Wimp runs" et bruit de fond à SNOLAB.....	117
CHAPITRE 8 : Conclusion	122
Bibliographie	125
Annexe A : Calcul menant à l'ellipse pour SD.....	I
Annexe B : Protocole de fabrication des détecteurs.....	VII
Annexe C : Chaîne de désintégration de l'Uranium et le Thorium.....	XVII

Liste des tableaux

1.1	Représentation de divers noyaux cibles avec leurs principales propriétés	18
2.1	Paramètres importants du C_4F_{10}	35
3.1	Résultats de différents échantillons pour connaître la nature du précipité avec l'ammonium persulfate (APS).....	65
4.1	Tests de purification avec la méthode de co-précipitation, effectués pour le chlorure de césium pour la première purification	77
4.2	Effets de la purification en fonction des doses de contaminants pour un détecteur de 4.5L.....	79
4.3	Comparaison des deux méthodes de purification.....	80
4.4	Valeurs obtenues pour quatre détecteurs à 30°C à Montréal de différents degrés de purification.....	81
5.1	Caractéristiques de la source d'actinium-beryllium.....	85
5.2	Comparaison des deux masses obtenues pour différents détecteurs lors de la fabrication en salle blanche (M_{CR}) et du test d'étalonnage (M_{Calib}).....	89
5.3	Taux de comptage en événements /h/g obtenu à Montréal pour plusieurs détecteurs purifiés dans le blindage d'eau à 30°C.....	94
7.1	Taux de comptage (/h/g) obtenus pour les mesures de bruit de fond du détecteur 72 à Montréal et à SNO respectivement.....	117

Liste des figures

1-1	Comparaison entre la courbe observée et celle que l'on devrait obtenir selon la théorie Newtonienne pour la galaxie M33.....	4
1-2	Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198.....	5
1-3	Superposition des images avec l'émission de rayon X des gaz chaud et les contours de densité obtenus par les lentilles gravitationnelles.....	7
1-4	Amas du Boulet.....	8
1-5	Abondance des composantes de l'univers obtenue avec WMAP.....	10
1-6	Diagramme de Feynman pour les deux types d'interaction.....	15
1-7	Rapport sur les sections efficaces en fonction de la nature du neutralino, combinaison linéaire de Higgsino et Gaugino.....	20
1-8	Limites d'exclusion dans le secteur dépendant du spin obtenues converties en sections efficaces de diffusion du neutralino sur le proton et neutron.....	24
1-9	Les rapports a_n et a_p donnés par les différentes expériences en fonction de leur sensibilité soit au niveau des protons, soit au niveau des neutrons pour une masse du WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$	25
2-1	Photographie d'une chambre à bulle.....	30
2-2	Dosimètre à neutron fabriqué par Bubble Technology Industry (BTI).....	31
2-3	Module de 4.5L avec les gouttelettes en surchauffe.....	32

2-4	Diagramme de phase des détecteurs de gouttelettes en surchauffe PICASSO avec les températures d'ébullition et critique.....	34
2-5	Énergie de seuil du Fluor ^{19}F pour les détecteurs.....	40
2-6	Réponse attendue par un détecteur pour différents types de rayonnement.....	41
2-7	Réponse au neutron d'une source d'Ac-Be de flux connu, pour deux détecteurs BD-1000 et BD-100 avec différents liquides de surchauffe.	43
2-8	Représentation de la paroi interne du contenant avec une aspérité	44
2-9	Taux de nucléation spontanée en fonction de la température pour plusieurs réfrigérants où R-12 est CCl_2F_2	46
2-10	Courbes des limites supérieures d'exclusion de section efficace obtenues lors des anciennes phases ainsi que celles prévues pour les prochaines étapes du projet PICASSO.....	47
2-11	Représentation des différents modèles de contenants des détecteurs PICASSO.....	48
2-12	Senseur piézoélectrique et leur emplacement en acrylique.....	50
2-13	Système de pression hydraulique utilisé par le projet PICASSO.....	51
3-1	Salle blanche utilisé dans le projet PICASSO De classe 10 000.....	53
3-2	Détails techniques du système d'eau ultra-pure.....	54
3-3	Système d'eau ultra pure fourni par Biolab.....	54

3-4	Photographie du bain ultrasonique utilisé.....	55
3-5	Processus de fabrication de la suspension des gouttelettes en surchauffe.....	56
3-6	Représentation graphique de la densité du fréon en fonction de la température.....	57
3-7	Comportement de la densité de différents types de fréons.....	58
3-8	Chaîne d'acrylamide polymérisé <i>sans</i> agent réticulant.....	61
3-9	Illustration des molécules d'Acrylamide et bis Acrylamide.....	62
3-10	Gel polymérisé <i>avec</i> un agent réticulant.....	63
3-11	Formule topologique de la molécule du TEMED.....	66
3-12	Formule topologique pour l'anhydride maléique.....	67
3-13	Représentation empirique de la taille des gouttelettes en fonction du temps de brassage. \emptyset correspond au diamètre des gouttelettes.....	69
3-14	Présentation des différents brasseurs utilisés pour la fabrication des détecteurs.....	69
3-15	Représentation des différentes étapes lors de la fabrication de détecteurs.....	70
4-1	Illustration de la probabilité de détection pour un même volume de gel mais avec différents rayons de gouttelettes.....	72
4-2	À gauche, illustration d'une gouttelette de taille plus petite que la portée des émetteurs α . À droite, illustration d'une grosse gouttelette de taille comparable à la portée des α	73
4-3	Mesures de bruit de fond pour quatre détecteurs à différents degrés de Purification.....	81

4-4	Représentation des effets de la « purification » lorsque le détecteur est contaminé au XZrO et qu'elle se rend à la surface des gouttelettes.....	83
5-1	Source d'AcBe dans le blindage de plomb ouvert.....	86
5-2	Montage des tests d'étalonnage effectués à Montréal.....	86
5-3	Spectre d'énergie des neutrons émis par la source d'AcBe.....	87
5-4	Exemple pour quatre détecteurs afin de visualiser les deux méthodes de détermination de la masse active.....	90
5-5	Comparaison entre les diverses méthodes de détermination de la masse active des détecteurs.....	91
5-6	Coupe transversale montrant la pièce du laboratoire R.J-A Levesque où sont effectuées les mesures de bruit de fond.....	93
5-7	Montage pour les mesures de bruit de fond.....	93
5-8	Résultats obtenus lors des mesures de bruit de fond effectués à Montréal pour différents détecteurs purifiés.....	95
5-9	Cycle de vie des détecteurs PICASSO.....	96
6-1	Sensibilité des senseurs piézo-électriques en fonction de la fréquence (Ferroperm PZ27).....	98
6-2	Présentation d'un signal typique de nucléation de gouttelettes avec à droite le filtre Bessel des hautes fréquences.....	100
6-3	Présentation d'un signal typique de nucléation de gouttelettes avec sa composante Bessel associée des hautes fréquences.....	101

6-4	Présentation d'un signal de type bruit électronique avec sa composante Bessel associée des hautes fréquences.....	102
6-5	Présentation d'un signal de type bruit acoustique avec sa composante Bessel associée des hautes fréquences.....	102
6-6	Distribution en temps des événements pour une session difficilement analysable avec la méthode visuelle pour un de nos détecteurs.....	104
6-7	Comparaison des trois méthodes de sélection des événements pour un même détecteur placé à la mine.....	105
6-8	Présentation d'un signal de type « spike » avec sa composante Bessel associée des hautes fréquences.....	107
7-1	Site souterrain de SNOLAB à Sudbury. Le pont rouge en bas gauche indique l'endroit où se trouve l'expérience PICASSO à une profondeur de 2000 m. au SNOLAB.....	109
7-2	Flux des μ cosmique exprimé par m^2/an en fonction de la profondeur de différents laboratoires souterrains.....	110
7-3	Effet du blindage d'eau de 30 cm d'épaisseur sur le flux de neutron ambiant obtenu dans la mine (\blacktriangle) et celui passant à travers le blindage (\blackstar), obtenus par simulation Monte Carlo.....	111
7-4	Blindage d'eau entourant le montage situé dans la mine de Sudbury.....	112

7-5	Représentation de la structure métallique et de la disposition des TPCS.....	114
7-6	Montage d'une des pizza-box dans le TPCS 1 de la mine à Sudbury.....	115
7-7	Photographie du système de pression à droite et du système DAQ faisant partie de l'extérieur du montage avec les TPCS à gauche.....	116
7-8	Récentes données obtenues à SNO dans la mine et à Montréal de 2006 à 2007 pour les détecteurs 71 et 72 purifiés par la technique d'HZrO.....	118
7-9	Comparaison des taux de comptage obtenus à la mine avec l'ancienne et nouvelle génération de détecteurs.....	119
7-10	Présentation des limites d'exclusion dans le secteur dépendant du spin pour les différentes phases de l'expérience ainsi que les limites récentes obtenues des autres expériences qui travaillent dans le secteur dépendant du spin (KIMS, COUPP).....	121
8-1	Historique de toutes les améliorations apportées aux détecteurs depuis la première phase. Tous ces taux de comptage ont été obtenus à 30°C.....	123
8-2	Taux de comptage obtenus à la mine pour un détecteur de la génération des 1L de la première phase (SBD47), un détecteur de 4.5L (72), et un détecteur « sans sel » (106).....	124

Remerciements

Je remercie tout d'abord mon directeur de recherche M. Viktor Zacek pour m'avoir donnée la chance de faire partie du projet PICASSO pour la première fois en débutant comme étudiante d'été. Je le remercie également pour sa confiance, ainsi que pour m'avoir guidée pendant tout le long de ma maîtrise. J'ai pu ainsi participer à un excellent projet de recherche et réaliser cette belle expérience en rencontrant des gens formidables. Je tiens aussi à remercier le professeur M. Tony Noble pour son accueil, son attention ainsi que pour m'avoir aidée lors de voyages de mission à Sudbury. Je remercie également les professeurs, M. Louis Lessard, M. Claude Leroy et M. Georges Azuelos pour leur aide à divers niveaux et qui ont également suivi mon parcours lors de ma maîtrise. Je remercie également le radiochimiste de l'université de Queen's Xiongxin Dai pour son aide au sujet de la méthode de purification et ces bons moments en salle blanche.

Un gros merci au professeur Paul Taras, qui me connaît depuis le début de mon baccalauréat de physique, pour son support, ses nombreux conseils qui m'ont permis de progresser dans mon travail. Je vous serai toujours reconnaissant.

Merci à la collaboration PICASSO que ce soit à Montréal ou à Kingston avec qui j'ai partagé des moments inoubliables qui resteront longtemps dans ma mémoire : je remercie tout d'abord Patrick Doane qui m'a permis de passer des moments tellement « agréables » durant mes premiers pas dans le projet; merci également à Razvan Gornea pour ces nombreux moments passés dehors peu importe le temps et autres...; merci à François, Martin, Guillaume, Rachel pour m'avoir aidée à maintes reprises sur les machines, ordinateurs, programmes, les traductions et avec qui les amusements sont toujours « rafraîchissants ». Merci pour ces bons moments passés ensemble.

Je remercie mes parents, pour m'avoir accompagnée tout au long de mes études, merci de croire en moi et de me faire confiance, merci d'être toujours là pour moi et de m'aider quand j'en ai besoin. Merci de m'avoir soutenue dans mes moments difficiles. Votre aide m'a été indispensable pour mener à bien mon travail et le sera encore pour mes projets futurs. Je remercie aussi mes sœurs Joanna et Anne-Élisabeth pour m'avoir changé les idées et de leur soutien également lors de panique! Merci mes chéries.

Je tenais également à remercier Tomoko Morlat avec qui j'ai passé des moments inoubliables au sein du projet PICASSO. Grâce à elle, j'ai beaucoup appris. Un gros merci pour ses nombreux conseils, sa joie de vivre et l'espoir ainsi que pour le temps accordé pour la correction de ce mémoire. Merci pour tout et j'espère avoir la chance à l'avenir de retravailler avec elle. Je lui dédie ce mémoire, en même temps que tous ces moments passés ensemble pour le travail et autres...

Merci également à tout le personnel du bunker, au Groupe Technologique avec Nicolai Starinsky, ainsi que les membres de l'atelier de mécanique, qui ont toujours été très gentils avec moi et qui m'ont toujours aidée quand j'en avais besoin; merci au personnel du département qui m'ont toujours facilité la vie du point de vue administratif et je remercie mes amis ainsi que mon groupe du CASI qui m'a permis de me changer les idées et de changer de domaine. Merci à vous tous!

Contributions de l'auteur

Ce mémoire représente la majeure partie de mon travail dans le cadre du projet PICASSO tels que la responsabilité de la fabrication des détecteurs de gouttelettes en surchauffe purifiés ainsi que des montages expérimentaux à Montréal pour la prise de données des mesures de bruit de fond et d'étalonnage. Mon projet était d'améliorer le protocole de fabrication d'une nouvelle génération de 4.5L (litres), dans le but d'obtenir de très bas taux de comptage. J'ai développé plusieurs techniques pour faciliter la fabrication et minimiser au maximum les contaminations internes. J'ai fabriqué plus d'une vingtaine de détecteurs dont la majorité fait partie du montage PICASSO à SNOLAB dans la mine de Sudbury en Ontario. Pour chaque détecteur fabriqué, j'ai rédigé des certificats de naissance « Birth Certificate » répertoriés sur le site web de la collaboration sur lequel chaque membre de l'expérience peut avoir accès. Ils décrivent les méthodes de fabrication et de purification utilisées, ainsi que les propriétés propres aux détecteurs. Ils ont tous été conçus dans la salle blanche de classe 10000 du Laboratoire René J.-A. Lévesque. Je veillais personnellement à l'entretien de cette installation pour la maintenir à son niveau de propreté maximum. Je m'occupais également du bon fonctionnement du système d'eau ultra pure à osmose inverse en surveillant régulièrement sa qualité (résistivité).

J'avais la responsabilité de tester à Montréal chaque détecteur conçu avant de l'installer à SNOLAB. Pour cela, j'effectuais sur chacun d'eux, plusieurs mesures de bruit de fond afin de connaître leur taux de comptage en fonction de la température et également de nombreuses mesures d'étalonnage avec une source de neutron « AcBe ». Ces dernières me permettaient de connaître leur véritable masse active, c'est-à-dire la fraction de gouttelettes dans le gel : donnée indispensable au suivi de l'expérience. J'ai rédigé de nombreux rapports (PS-TR) donnant les résultats que j'ai obtenus pour chacune de ces mesures répertoriés sur le site de la collaboration. Avant leur expédition à SNOLAB, j'équipais

chaque détecteur de 9 senseurs piézo-électriques que je testais préalablement à l'aide d'un oscilloscope et un générateur de fréquence. L'inventaire de ces 9 senseurs pour chacun des détecteurs est également répertorié sur chaque PS-TR.

Au cours de ces deux ans, j'ai participé à l'installation de plusieurs détecteurs à la mine et à celle de l'électronique du montage (préamplificateur, câbles reliant les senseurs piézo-électriques au système d'acquisition de données, les fusibles etc.). J'ai aussi effectué plusieurs voyages à l'Université de Queen's à Kingston en Ontario dans le but d'apprendre un nouveau prototype de détecteurs ainsi que participé à leur fabrication sous la supervision du radiochimiste X.X. Dai.

J'ai analysé visuellement les signaux de très nombreuses sessions de mesures de bruit de fond effectuées à la mine ce qui a permis d'aider les codes d'analyse mis en place par les autres membres de l'équipe afin de définir des critères de sélection dans la discrimination d'événements autant que dans la comparaison des taux de comptage obtenus avec les différentes méthodes d'analyse.

Introduction

Les observations astronomiques et cosmologiques, liées à la masse manquante de l'univers, sont nombreuses et constituent les preuves de son existence. Celle-ci suscite un grand intérêt pour la communauté scientifique qui cherche à détecter un signal. Pour la détection directe de cette particule exotique, prédite par les extensions supersymétriques du modèle standard, le neutralino χ^0 , particule stable est la plus légère LSP (« Lightest Supersymmetric Particle»). Le projet PICASSO (Projet d'Identification des Candidats Supersymétriques à la matière Sombre), a mis en place des détecteurs de gouttelettes de fréon (C_4F_{10}) en surchauffe de 4.5L. Les mesures des détecteurs au bruit de fond ainsi qu'aux neutrons permettent de connaître leur sensibilité, leur réponse face à différentes sources de rayonnement. Étant donné que les WIMP interagissent faiblement avec la matière, le signal attendu pour le neutralino est très faible selon les modèles théoriques. Ceci nécessite des détecteurs à bas bruit de fond avec une grande masse active et une contamination radioactive interne extrêmement réduit.

Ce mémoire est divisé en plusieurs parties. Il exposera tout d'abord au premier chapitre, les différentes preuves de l'existence de la matière sombre ainsi que la présentation du candidat idéal proposé dans le cadre du modèle supersymétrique minimal : le neutralino. Nous verrons par la suite, les différentes interactions indépendantes (SI) et dépendantes (SD) du spin qui peuvent se produire entre le neutralino et le noyau de recul. Sera présenté également le modèle utilisé pour extraire les limites sur la section efficace dans le secteur dépendant du spin, puisque les détecteurs PICASSO utilisent une cible de C_4F_{10} , avec un noyau de ^{19}F de spin $\frac{1}{2}$.

Le deuxième chapitre présentera ces détecteurs de gouttelettes en surchauffe, leur principe de fonctionnement ainsi que la nature et les propriétés thermodynamiques du liquide utilisé. La méthode du protocole de fabrication des détecteurs sera ensuite détaillée avec l'énumération complète de chaque ingrédient utilisé. Les différents tests effectués visant

l'amélioration du protocole, ainsi que les modifications dans la conception des détecteurs seront énoncés.

Nous continuerons avec un chapitre sur les tests d'étalonnage et de bruit de fond des détecteurs effectués à Montréal qui nous permettront non seulement de connaître leur véritable masse active mais également le bruit de fond intrinsèque avant d'être installés au laboratoire souterrain de SNOLAB à Sudbury (Ontario). Le système d'acquisition de données (DAQ) sera ensuite présenté avec l'analyse détaillée de la méthode de discrimination des signaux collectés par celui-ci, en mettant l'accent sur les différents critères de sélection des événements.

Nous enchaînerons sur les différentes sources de bruit de fond du détecteur à savoir les neutrons, les bruits extérieurs, émetteurs internes alpha. Les moyens mis en place afin de les réduire au maximum, voire les éliminer seront exposés tels que, le blindage utilisé ainsi qu'une description complète sur la méthode de purification utilisée pour chaque ingrédient faisant partie du protocole de fabrication. Les résultats obtenus à Montréal et à SNO, grâce à cette méthode de purification seront également présentés ainsi que la comparaison de ceux-ci avec les résultats obtenus pour les détecteurs de IL avec l'ancienne méthode de purification. Ce qui aboutira à l'installation actuelle du projet PICASSO au laboratoire souterrain à 2 km sous terre, le montage sera entièrement détaillé ainsi que l'électronique utilisé pour collecter les événements. Les plus récents résultats obtenus à SNO seront comparés à ceux obtenus à Montréal, et une récapitulation comparative de toutes les mesures effectuées à Montréal et à SNO sera exposée.

CHAPITRE 1 : Matière sombre de l'univers : Théorie

Depuis quelques années, plusieurs projets de recherche visent à détecter, que ce soit de manière directe ou indirecte, un éventuel signal de la matière sombre de l'univers. Plusieurs observations astronomiques et cosmologiques ont prouvé l'évidence d'une masse manquante associée à la matière sombre. Ce chapitre traitera des preuves menant à l'existence de cette masse cachée ainsi que les moyens mis en place par divers projets de recherche, dont PICASSO, pour tenter de détecter le signal du candidat le plus prometteur prédit par l'extension supersymétrique (SUSY) du modèle standard : le neutralino χ^0 .

1.1. PREUVES DE L'EXISTENCE DE MATIÈRE SOMBRE

1.1.1. Les courbes de rotation des galaxies

Plusieurs indices basés sur l'observation de l'univers montrent qu'il y a un profond désaccord entre la masse directement observable et la masse gravitationnelle [1]. C'est l'astronome Fritz Zwicky, en étudiant un groupe de sept galaxies dans l'amas de Coma qui, en 1933, fut le premier à soulever l'hypothèse d'une masse manquante [5]. Son but était de calculer la masse totale de cet amas en étudiant la dispersion des vitesses de ces galaxies directement liée à la masse présente dans l'amas. À l'aide des lois de Newton, notamment le théorème du Viriel, il pouvait déduire la masse gravitationnelle, déduite de la dynamique c'est-à-dire les vitesses des galaxies individuelles, pour la comparer avec la masse lumineuse, déduite de la quantité de lumière émise par l'amas. Il fut surpris de constater que la masse dynamique était 400 fois plus élevée que la masse lumineuse. Ce qui suggère fortement l'existence d'une masse non observable.

Un autre point en faveur de la matière sombre a été mis en évidence en étudiant les courbes de rotation des galaxies spirales qui décrivent les vitesses de rotation des galaxies en fonction de la distance au centre de celles-ci. La masse lumineuse étant concentrée au centre dans la région interne des galaxies. Selon la théorie Newtonienne, on devrait s'attendre à ce que la vitesse de rotation décroisse à de grands rayons. En effet, l'équilibre entre la force gravitationnelle F_g et la force centrifuge F_c donne la vitesse de rotation d'un objet de masse m et se situant à une distance r du centre de la galaxie :

$$F_c = \frac{m(V_{rot})^2}{r} = \frac{GM_r m}{r^2} = F_g \quad (1.1)$$

où M_r est la masse contenue dans le rayon r , distance où se trouve l'objet. La vitesse de rotation de la galaxie est donc donnée par :

$$V_{rot} = \left(\frac{GM_r}{r} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

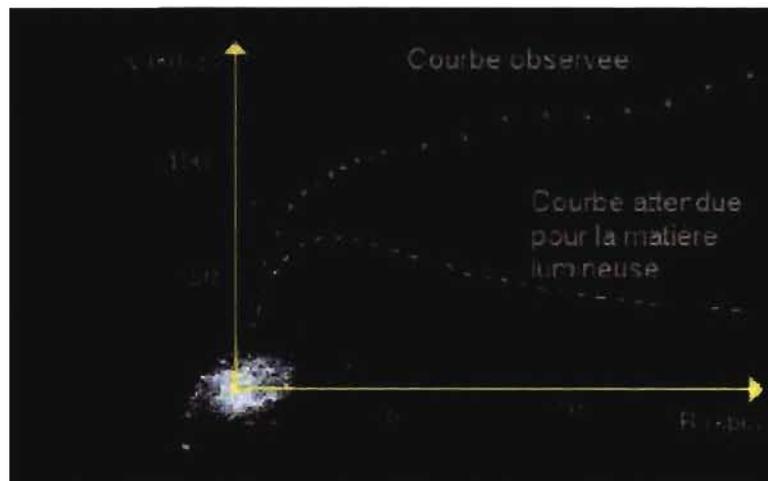


Fig. 1-1 : Comparaison entre la courbe de rotation observée et celle que l'on devrait obtenir selon la théorie Newtonienne pour la galaxie M33 [4].

Ainsi, en supposant que M_r est égale à la masse totale de la galaxie pour les étoiles assez éloignées du centre de la galaxie, la vitesse de rotation des étoiles devrait décroître comme $\sqrt{1/r}$. Cependant, ce n'est pas ce qu'on observe.

La vitesse de rotation des galaxies observées semble rester constante au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre. Ce qui signifie inévitablement que pour expliquer la cinématique observée, la masse totale doit augmenter linéairement avec r . Une explication possible serait d'imaginer l'existence d'un gigantesque halo de matière non visible qui représenterait jusqu'à 90% de la masse totale de la galaxie à la contribution de matière lumineuse observée, pour obtenir une courbe de rotation compatible avec les données expérimentales telle que montrée sur la figure 1-2 pour la galaxie NGC 3198 [3].

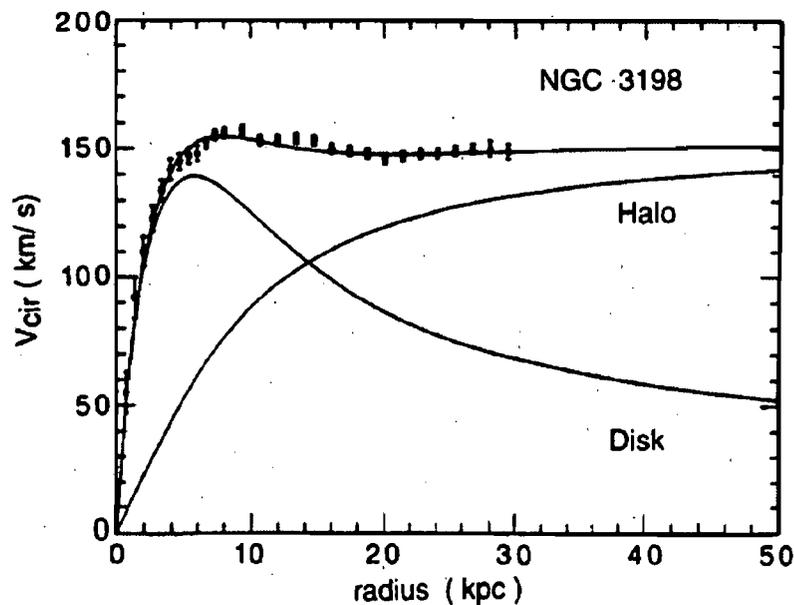


Fig. 1-2 : Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198 en incluant le halo de matière sombre à la contribution de matière lumineuse.

D'autres observations similaires ont été effectuées sur de nombreuses galaxies, cependant pour renforcer cette hypothèse, la meilleure preuve de l'existence de cette fameuse matière serait de l'observer directement, ce qui n'a toujours pas été accompli à ce jour.

1.1.2. Observations récentes

En août 2006, de nouveaux résultats sont publiés faisant état de l'existence de la matière sombre [20]. Des observations effectuées sur la collision entre deux amas galactiques voisins pour former l'amas du Boulet, ou encore nommé « Bullet cluster » ont révélé que les propriétés observées étaient compatibles avec l'hypothèse que les particules de la matière sombre interagissent très faiblement. L'analyse de cette collision a montré distinctement la présence des deux matières, à savoir la matière baryonique et la matière sombre de l'univers. Elle était basée sur l'effet de lentille gravitationnelle créé par cet amas et son émission en rayon X. Les amas sont constitués d'un grand nombre de galaxies éloignées les unes des autres et de faible densité, mais aussi d'un nuage de gaz intergalactique.

Afin de connaître la distribution totale de masse, le potentiel gravitationnel de cet amas a été reconstruit en se basant sur les effets de lentilles gravitationnelles faibles. Ces effets permettent de sonder les masses en présence, indépendamment de leur nature, grâce à la déviation de la lumière lorsque celle-ci passe à proximité d'un objet massif. Deux situations sont possibles :

- L'effet de lentille gravitationnelle *faible*, (weak lensing), pour lequel les images sont déformées et contractées dans la direction de l'objet massif

- L'effet de lentille gravitationnelle *forte*, (strong lensing), pour lequel les images sont dédoublées, des arcs apparaissent pour une seule source.

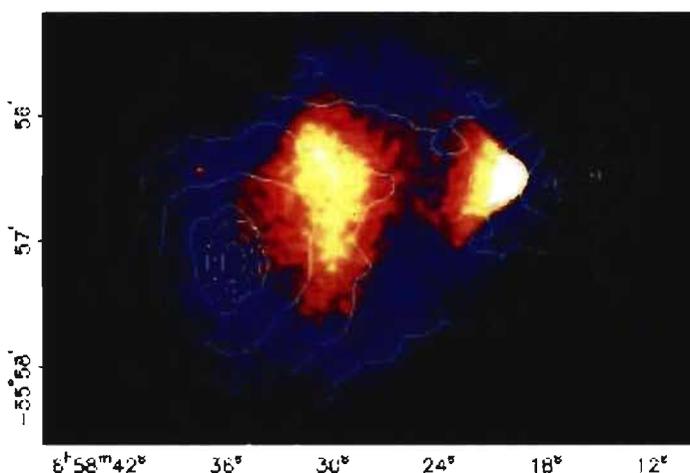


Fig. 1-3 : Superposition des images qui montre l'émission de rayon X des gaz chaud et les contours de densité obtenus par les lentilles gravitationnelles après la collision des amas. La photo est prise de [20].

Normalement les résultats de ces analyses ainsi que l'étude de l'émission des rayons X du gaz chaud sont cohérents. Cependant, en ce qui concerne l'amas du Boulet, la distribution de matière baryonique, est décalée par rapport aux centres des puits de potentiel gravitationnel.

Les amas, étant constitués de galaxies ayant de faibles densités, se traversent sans interaction. Tandis que les gaz intergalactiques interagissent fortement, leur température augmente de l'ordre de 10^6 K lors de la collision et sont freinés dans l'espace par rapport aux galaxies. Ces gaz sont détectés par leur émission aux rayons X, les galaxies par des ondes électromagnétiques dans le domaine du visible et le halo de matière sombre par effet de lentille gravitationnelle. Ces analyses montrent que la quantité de

matière sombre nécessaire pour valider ces observations est de 49 fois la masse observée.



Fig. 1-4 : Amas du Boulet observé dans le domaine du visible montrant en rouge l'émission des rayons X par la matière ordinaire et en bleu, la distribution de matière sombre observée par l'effet de lentille gravitationnelle après la collision des amas. [16]

Ainsi, comme vu précédemment, l'hypothétique existence de la matière sombre est le résultat de différentes observations indépendantes et à des échelles différentes. À l'heure actuelle, les valeurs les plus précises concernant la quantité de matière totale dans l'univers ont été avancées par le satellite WMAP, « Wilkinson Microwave Anisotropy Probe », dont les observations se basent sur le rayonnement cosmologique fossile anisotrope. En effet selon ces valeurs, la quantité de matière baryonique représenterait seulement 4% environ des composantes de l'univers tandis que 23% serait la quantité de matière sombre et 73% l'énergie sombre [17]. Grâce aux théories du Big Bang, la contribution de la matière baryonique à savoir celle d'hélium 4, d'hydrogène, lithium et deutérium formés lors de la nucléosynthèse primordiale a pu être calculé très précisément. De plus, le modèle de

Friedmann décrivant l'évolution l'Univers, exprimée en termes de densité de masse-énergie, fait intervenir le paramètre de Hubble, $H(t) = \frac{1}{a} \left(\frac{da}{dt} \right)$ avec a le facteur d'échelle.

Au temps de référence t_0 , ce facteur d'échelle est donnée par : $a = \frac{r(t_0)}{r_0} = 1$ où r_0 est la position de la galaxie aujourd'hui et $r(t)$ est la position de la galaxie au temps t , et $H(t)$ devient la constante de Hubble aujourd'hui $H(t_0) = H_0 = \left. \frac{da}{dt} \right|_{t_0}$. L'équation de Friedmann est donnée par :

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} (\rho_R + \rho_M) - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.3)$$

où G est la constante gravitationnelle, k la courbure de l'espace-temps, Λ la constante cosmologique, ρ_R et ρ_M sont les densités de rayonnement et de matière au temps t . Pour $k = -1$, l'Univers est ouvert et en expansion infinie, pour $k = 0$ l'Univers est plat et son expansion est asymptotique, pour $k = 1$, l'Univers est fermé et se contractera sur lui-même. L'équation (1.3) peut être exprimée en termes de fraction de densité critique en la divisant par H^2 et en introduisant la densité critique de l'Univers $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$, qui est la densité dans le cas où l'Univers est plat ($k = 0$) et la constante cosmologique Λ est nulle. D'où :

$$1 = \frac{8\pi G}{3H^2 c^2} \rho_R + \frac{8\pi G}{3H^2 c^2} \rho_M - \frac{kc^2}{a^2 H^2} + \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (1.4)$$

Ainsi pour chaque contribution i à l'énergie de l'Univers est associé un paramètre défini en terme de $\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}$, d'où l'équation 1.4 devient :

$$1 = \Omega_R + \Omega_M - \Omega_k + \Omega_\Lambda \quad (1.5)$$

Comme on peut le voir sur la figure 1-5 qui représente les résultats des observations du rayonnement fossile par la collaboration WMAP, la proportion de matière baryonique est environ 4% de la densité critique Ω , la matière totale de l'univers représentant 30% de la densité critique, les 70% restant étant l'énergie sombre, pour avoir un univers considéré comme plat $\Omega = 1$, il nous manque donc 26% de matière non baryonique. Cette masse cachée représenterait plus de 85% environ de la masse totale de l'univers. Plusieurs solutions ont été proposées telles que les MACHOs (« Massive Astronomical Compact Halo Objects ») [76], la matière sombre chaude [77], les théories de MOND (« MODified Newtonian Dynamics ») [78], cependant celle qui demeure la plus plausible au sein de la communauté scientifique reste la particule supersymétrique la plus légère (LSP, Lightest Supersymmetric Particle), ce qui nécessite l'élaboration d'une théorie au-delà du modèle standard : la matière sombre froide supersymétrique, froide car non-relativiste.

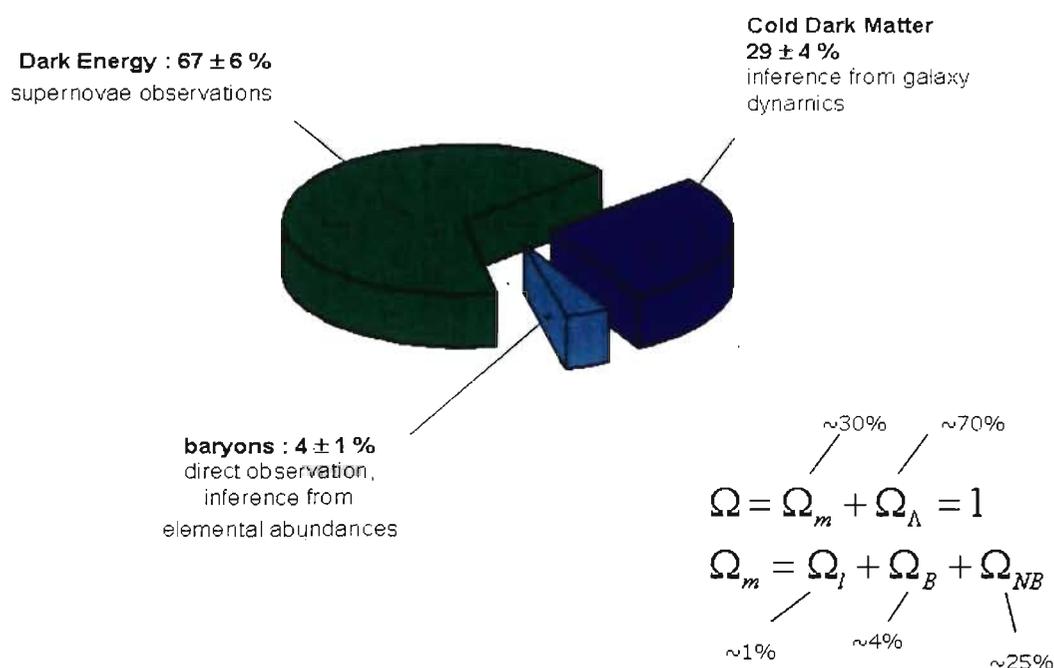


Fig. 1-5 : Abondance des composantes de l'univers obtenue avec WMAP [17,18].

1.2. MATIÈRE SOMBRE FROIDE SUPERSYMETRIQUE

La matière sombre froide est constituée de particules massives interagissant faiblement, ce sont les WIMPs, « Weakly Interacting Massive Particles » et selon les observations, les WIMPs seraient les candidates idéales pour la détection directe de matière sombre. La particule la plus légère (LSP), massive, neutre et donc la plus stable proposée est le neutralino χ^0 , une particule prédite par le modèle supersymétrique minimal.

1.2.1. Modèle supersymétrique minimal

La supersymétrie (SUSY) est une extension du modèle standard, qui n'a pas encore été observée dans la nature. Cependant, c'est une théorie introduite initialement pour tenter de résoudre plusieurs problèmes du modèle standard à savoir, la hiérarchie des masses, la grande unification. Étant donné que SUSY permet la symétrie entre fermions-bosons, cela signifie que chaque particule de spin j a un super-partenaire (appelé avec un « s » au début pour les fermions et « ino » à la fin pour les bosons) de spin $j - \frac{1}{2}$ qui a la même masse, la même charge électrique, le même isospin faible et mêmes degrés de liberté de couleur [19].

Le superpartenaire d'un fermion est un boson et vice-versa. Cependant on n'observe pas de dégénérescence fermion-boson dans la nature. Ainsi SUSY n'est pas une symétrie exacte, ce qui signifie qu'elle est brisée et les superpartenaires sont plus massifs que leur particule associée. Ce sont donc de nouvelles particules qui n'ont pas encore été produites à l'aide d'accélérateurs. Cependant, le LHC (Large Hadron Collider), en phase finale de construction et dans le cadre des expériences ATLAS et CMS ont été conçus pour permettre la découverte de la supersymétrie : théorie au-delà du modèle standard. L'algèbre

de la supersymétrie contient des commutateurs et des anti-commutateurs, soit Q un générateur de l'algèbre de supersymétrie, on a :

$$Q |fermion\rangle = |boson\rangle \quad \text{et} \quad Q |boson\rangle = |fermion\rangle \quad (1.6)$$

Cet opérateur est un spineur qui a pour effet de changer le spin en le diminuant de $\frac{1}{2}$, et qui obéit aux relations de commutations suivantes :

$$\text{l'anti-commutateur :} \quad \{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 2\gamma_{\alpha\beta}^\mu p_\mu \quad (1.7)$$

$$\text{le commutateur :} \quad [Q_\alpha, p_\mu] = 0 \quad (1.8)$$

$$[p_\mu, p_\nu] = 0 \quad (1.9)$$

où γ^μ représente les matrices de Pauli et p_μ , les quadrivecteurs impulsion [24].

Avec la supersymétrie, on a l'introduction de la parité-R qui est conservée dans la plupart des modèles supersymétriques qui vaut +1 pour les particules du Modèle Standard et -1 pour leurs superpartenaires associés. Elle se définit comme :

$$R = (-1)^{L+3B+2J} \quad (1.10)$$

où, L est le nombre leptonique, B le nombre baryonique, et J est le spin. Étant donné la conservation de la parité R , trois scénarios sont possibles : tout d'abord, les superpartenaires, produits à partir de particules normales, seront produits en paires pour

respecter cette conservation. Ensuite, la désintégration d'une particule supersymétrique implique toujours une autre particule supersymétrique dans les produits de la réaction, ainsi les plus lourdes peuvent se désintégrer en plus légères. Et enfin, il existe un superpartenaire de masse minimale stable, la plus légère est stable (LSP) car il ne peut pas se désintégrer à cause de la conservation de la parité R [3]. Ce qui aurait pour conséquence l'accumulation de ces particules « sombres » depuis la création de l'Univers donnant ainsi un candidat hypothétique idéal pour la matière sombre. Sachant qu'il n'a jamais été détecté, et qu'il doit être abondant, ce ne peut être qu'une particule neutre, de nature exotique, c'est-à-dire non baryonique, qui interagit faiblement avec la matière. Ainsi la sparticule la plus légère et la plus stable (LSP) prédie par SUSY est le neutralino neutre χ^0 , une particule de Majorana de type fermion.

1.2.2. Candidat idéal : Le neutralino

Grâce aux extensions supersymétriques du modèle standard, un candidat s'est proposé pour tenir compte de la masse manquante de l'univers, le neutralino

$$\chi = \alpha_1 \tilde{H} + \alpha_2 \tilde{Z} + \alpha_3 \tilde{\gamma} \quad (1.11)$$

Stable, électriquement neutre, et interagissant très faiblement avec la matière, elle est une combinaison linéaire de partenaires supersymétriques de charge nulle et de spin $\frac{1}{2}$: le photino $\tilde{\gamma}$, le zino \tilde{Z} , et le higgsino \tilde{H} . [19, 21, 22] De plus, d'après les limites données par les accélérateurs tels le LEP, sa masse se situerait entre 30 GeV et 10 000 GeV et se serait refroidi avec l'expansion de l'univers jusqu'à être des particules non-relativistes aujourd'hui [23]. Étant donné sa grande masse, le neutralino formerait un halo autour des

galaxies où il est piégé gravitationnellement avec une distribution maxwellienne de vitesse [23]:

$$f(\vec{v}, \vec{v}_T) = \frac{1}{(\pi v_0^2)^{3/2}} \exp \left(-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2} \right) \quad (1.12)$$

où $v_T = 244$ km/s est la vitesse moyenne de la Terre par rapport au halo de matière sombre qui varie de 20 km/s pendant l'année due à sa rotation autour du soleil. Cette variation permet un nombre prévisible d'interaction avec le neutralino et donc une voie ouverte sa détection; $v_0 = 230$ km/s est la vitesse moyenne donnée par la vitesse de rotation autour de la galaxie.

Lorsque les neutralinos possèdent une vitesse d'échappement par rapport à la galaxie de $v_{éch} = 600$ km/s, ils s'échappent de la galaxie et la distribution des vitesses devient nulle [25]. Le nombre d'événements prédit par la théorie est très faible et est en-dessous de 1 événement par jour pour un détecteur de 1kg de masse active donc en-dessous de 1/kgd (kilogramme jour). Des détecteurs de grande masse et à bas bruit de fond sont donc nécessaires pour ces expériences de matière sombre.

1.2.3. Conditions et principe de détection du neutralino

En traversant la matière, ces particules non-relativistes subissent des collisions élastiques avec les noyaux d'atomes constituant un détecteur via la force électrofaible. La forme générale pour le Lagrangien décrivant la collision élastique d'un WIMP avec un nucléon, le Lagrangien effectif, est donnée par [26]:

Diffusion scalaire, SI

$$L = 4\sqrt{2}G_F \left[\underbrace{\chi^+ \bar{\sigma} \chi (a_p p^+ \bar{\sigma} p + a_n n^+ \bar{\sigma} n)}_{\text{Diffusion axiale, SD}} + \chi^+ \chi (f_p p^+ p + f_n n^+ n) \right] \quad (1.13)$$

Diffusion axiale, SD

où p , n , et χ sont les fonctions d'onde des proton, neutron et neutralino, p^+ , n^+ , et χ^+ sont leur complexe conjugué respectif. La matrice de Pauli est donnée par $\bar{\sigma}$, a_p et a_n sont les constantes de couplage du proton et neutron dans le secteur dépendant du spin, f_p et f_n sont les constantes de couplage du proton et neutron dans le secteur indépendant du spin, G_F est la constante de Fermi. Ainsi, dans le cas où l'on considère des particules WIMPs de type Majorana et non-relativistes de spin $1/2$, deux types d'interactions [41] entrent en compte dans le Lagrangien effectif pour le cas de collision élastique : la diffusion scalaire, où il y a participation cohérente des quarks : interaction indépendante du spin (SI), et la diffusion axiale, où le couplage dépend du spin : interaction dépendante du spin (SD). Ces deux contributions sont montrées à la figure 1-6.

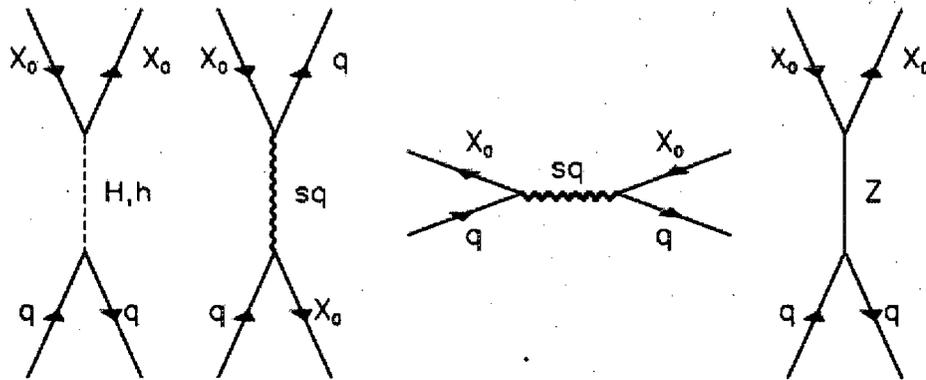


Fig. 1-6 : Diagrammes de Feynman pour les deux types d'interaction. Les deux premiers diagrammes représentent les interactions indépendantes du spin (SI) à gauche et les deux autres représentent les interactions dépendantes du spin (SD) à droite.

Les particules échangées lors de l'interaction $\tilde{\chi} - quark$ sont soit un boson de jauge, soit un boson de Higgs, soit un squark [27]. La contribution SI résulte d'un échange d'un squark ou d'un Higgs, avec h le Higgs le plus léger se comportant comme le Higgs du Modèle Standard, et H le Higgs neutre le plus lourd du modèle SUSY. Et la contribution SD vient d'un boson Z ou d'un squark. Ces deux types d'interaction ont l'avantage d'être traitées séparément. En effet, ceci est dû au fait que la diffusion neutralino-noyau est différente dépendant du type d'interaction. La section efficace de la collision de type élastique entre un neutralino χ^0 et un noyau atomique dans le détecteur s'écrit [22]:

$$\sigma_A = 4 G_F^2 \mu_A^2 C_A F(q^2), \quad (1.14)$$

où G_F est la constante de Fermi, $F(q^2)$, le facteur de forme du noyau, $q = (2 M_N E_R)^{1/2}$ le transfert d'impulsion, avec M_N la masse du noyau cible, E_R l'énergie de recul. Nous allons mettre $F(q^2)$ égal à 1 pour $q \rightarrow 0$ dans le but d'extraire les limites d'exclusion pour la section efficace de diffusion du neutralino sur l'atome de fluor dans notre cas. La masse réduite μ_A , entre le WIMP et le noyau atomique de la cible de nombre de masse A s'écrit dans le cas du neutralino :

$$\mu_A = m_\chi m_A / (m_\chi + m_A), \quad (1.15)$$

où m_χ et m_A représentent la masse du neutralino et du noyau atomique respectivement. Le terme C_A de l'équation (1.14) représente le facteur de valorisation, « enhancement » du type d'interaction du χ^0 que l'on considère, que ce soit indépendant du spin (SI) ou dépendant du spin (SD).

1.2.4. Interaction Indépendante du Spin (SI)

Dans le cas de l'interaction indépendante du spin, le couplage scalaire entre le neutralino et le noyau atomique est donné par le facteur :

$$C_A = \frac{1}{\pi G_F^2} (f_p Z + f_n N)^2 \quad (1.16)$$

où f_p et f_n sont les couplages effectifs, donc amplitudes de diffusion du neutralino avec les proton et neutron respectivement, A le nombre atomique de masse, $A-Z = N$ le nombre de neutrons. À la limite où le moment de transfert q tend vers 0, la section efficace de la particule χ , avec $f_p \approx f_n$, dans le secteur indépendant du spin s'écrit :

$$\sigma_A \propto \frac{4}{\pi} G_F^2 \mu_A^2 (f_p Z + f_n N)^2 \propto A^2 \quad (1.17)$$

La section efficace devient donc proportionnelle à la masse atomique A^2 ; pour avoir un maximum d'efficacité, les noyaux de masse atomique élevée seront donc privilégiés pour les expériences visant les interactions de type indépendant du spin. Pour l'expérimentateur, l'Iode, le Xénon, le Germanium présentent des propriétés intéressantes car leur masse atomique est relativement élevée ($A > 50$).

Nucleus	Z	Odd Nucleon	J	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	C_A^p/C_p	C_A^n/C_n
^{19}F	9	p	1/2	0.441	-0.109	7.78×10^{-1}	4.75×10^{-2}
^{23}Na	11	p	3/2	0.248	0.020	1.37×10^{-1}	8.89×10^{-4}
^{27}Al	13	p	5/2	-0.343	0.030	2.20×10^{-1}	1.68×10^{-3}
^{29}Si	14	n	1/2	-0.002	0.130	1.60×10^{-5}	6.76×10^{-2}
^{35}Cl	17	p	3/2	-0.083	0.004	1.53×10^{-2}	3.56×10^{-5}
^{39}K	19	p	3/2	-0.180	0.050	7.20×10^{-2}	5.56×10^{-3}
^{73}Ge	32	n	9/2	0.030	0.378	1.47×10^{-3}	2.33×10^{-1}
^{93}Nb	41	p	9/2	0.460	0.080	3.45×10^{-1}	1.04×10^{-2}
^{125}Te	52	n	1/2	0.001	0.287	4.00×10^{-6}	3.29×10^{-1}
^{127}I	53	p	5/2	0.309	0.075	1.78×10^{-1}	1.05×10^{-2}
^{129}Xe	54	n	1/2	0.028	0.359	3.14×10^{-3}	5.16×10^{-1}
^{131}Xe	54	n	3/2	-0.009	-0.227	1.80×10^{-4}	1.15×10^{-1}

Tab. 1.1 : Représentation de divers noyaux cibles avec leurs principales propriétés [11].

1.2.5. Interaction Dépendante du Spin (SD)

Dans le cas de l'interaction axiale dépendante du spin du neutralino-noyau, le couplage avec le facteur de valorisation C_A devient :

$$C_A = \frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (1.18)$$

On peut également le trouver sous la forme :

$$C_A = \frac{8}{\pi} (|a_p \langle S_p \rangle| \pm |a_n \langle S_n \rangle|)^2 \frac{J+1}{J} \quad (1.19)$$

où $a_{p,n}$ sont les couplages effectifs entre les proton, neutron et le neutralino, et J le spin total du noyau. $\langle S_{p,n} \rangle$ représente les valeurs moyennes de spin de l'ensemble des protons, et neutrons respectivement dans le noyau cible décrit tel que :

$$\langle S_{p,n} \rangle = \langle N | S_{p,n} | N \rangle \quad (1.20)$$

Le tableau 1.1 montre les valeurs obtenues pour $\langle S_{p,n} \rangle$ pour différents noyaux cibles qui ont été calculées à partir du modèle de couche nucléaire (SM) [10]. Pour faire en sorte de maximiser la section efficace d'un WIMP sur la matière dans un détecteur, on privilégie le choix du noyau cible portant un proton et neutron non-pairés ce qui permet d'avoir une seule des deux contributions soit au niveau du proton, soit au niveau du neutron : le fluor ^{19}F est donc vraiment favorisé pour ce type d'expérience car contient un proton non-pairé. Dépendamment du matériel actif utilisé par les différentes expériences, la sensibilité peut être différente à savoir soit au niveau du neutron, soit au niveau du proton. Pour pouvoir comparer leur résultat, la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un noyau est exprimée en section efficace d'interaction WIMP-proton ou WIMP-neutron, normalisé par celle WIMP-noyau. Après plusieurs étapes présentés en annexe A on obtient :

$$\sigma_{p,n}^{\text{lim}(A)} = \sigma_A^{\text{lim}} \frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \frac{1}{C_A / C_{p,n}} \quad (1.21)$$

avec l'expression du facteur de valorisation C_A donné par (1.18) qui tient compte des deux contributions proton et neutron et le rapport $C_A / C_{p,n}$ équivalent à :

$$\frac{C_A}{C_{p,n}} = \frac{\frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 (J+1)}{\frac{6}{\pi} a_{p,n}^2} \quad (1.22)$$

$$\propto \frac{8}{6} \left(\langle S_p \rangle + \frac{a_n}{a_{p,n}} \langle S_n \rangle \right)^2 \frac{(J+1)}{J} \quad (1.23)$$

Les valeurs de $a_n/a_{p,n}$ dépendent de la nature du neutralino qui lui est une combinaison linéaire de Higgsino et Gaugino. Dépendamment de la nature du neutralino, ce facteur peut varier. En effet, comme observé sur le graphique, si le neutralino est essentiellement de type Higgsino, alors le rapport :

$$\begin{aligned} \log(\sigma_p/\sigma_n) &\propto \log(a_n/a_{p,n})^2 = \text{constante} \\ \Rightarrow a_n &\propto a_{p,n} \Rightarrow a_n/a_p = \text{constante} \end{aligned}$$

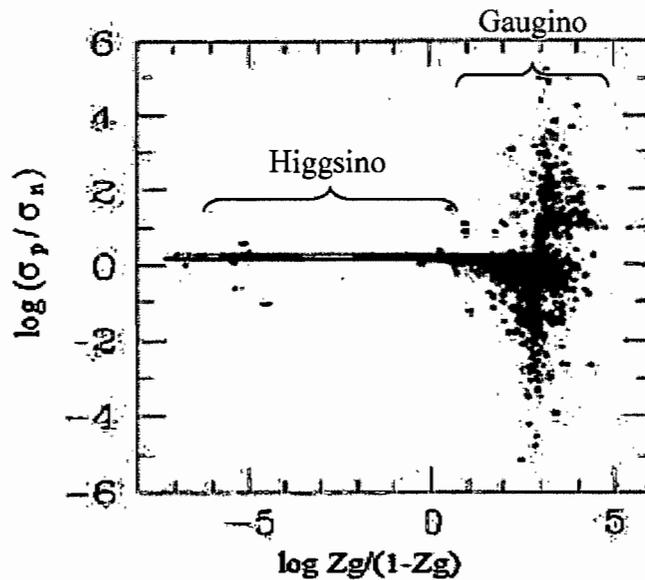


Fig. 1-7: Rapport sur les sections efficaces en fonction de la nature du neutralino, combinaison linéaire de Higgsino et Gaugino. La figure est prise de [12].

Par contre, si le neutralino est essentiellement Gaugino alors le rapport $a_n/a_{p,n}$ n'est plus une constante et est représenté comme sur la figure par un nuage de point donnant différentes valeurs pour celui-ci [42]. Il y a donc une difficulté qui s'impose pour sa détermination. Cependant, une méthode alternative a été proposée par Tovey [12]. C'est un procédé mathématique qui ne considère pas la nature du WIMP et qui réécrit le facteur C_A de telle sorte que les deux contributions sont bien distinctes c'est-à-dire une méthode où le neutralino ne voit soit que des protons, soit que des neutrons (voir annexe A). La séparation des contributions du proton et neutron au facteur de valorisation totale C_A à savoir C_A^p et C_A^n se décrit comme suit :

$$\text{Pour le proton : } C_A^p = \frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (1.24)$$

$$\text{Pour le neutron : } C_A^n = \frac{8}{\pi} (a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (1.25)$$

1.2.6. Spectre de recul et taux de comptage

Dans le référentiel du centre de masse WIMP-noyau, l'interaction du choc élastique d'un WIMP de masse M_χ et d'énergie cinétique E_χ , avec un noyau de fluor de masse M_N induit un recul nucléaire ayant pour énergie :

$$E_r = 2E_\chi \frac{M_N M_\chi}{(M_N + M_\chi)^2} (1 - \cos\theta) \quad (1.26)$$

où $E_\chi = \frac{1}{2} M_\chi v^2$, et θ est l'angle de diffusion. La distribution du spectre d'énergie de recul pour un WIMP monoénergétique issu d'une diffusion isotropique due à l'angle de diffusion est une fonction marche. La convolution de cette distribution avec celle maxwellienne des vitesses pour le halo formé entièrement de neutralinos vue précédemment, permet d'obtenir le taux différentiel d'évènement par unité de masse du noyau cible sous forme exponentielle :

$$\frac{dR}{dE_r} \propto e^{-\frac{E_r}{\langle E_r \rangle}} \quad (1.27)$$

où $\langle E_r \rangle$ correspond à l'énergie moyenne de recul, et est donné par :

$$\langle E_r \rangle = 2 \left(\frac{M_N}{\text{GeV}} \right) \left[\frac{M_\chi}{M_\chi + M_N} \right]^2 (\text{keV}) \quad (1.28)$$

En considérant les paramètres de notre halo galactique ainsi que les masses typiques pour le neutralino situé entre 10 et 100 GeV, on obtient une plage d'énergie de recul comprise entre quelques keV et une centaine de keV. Il faut donc des détecteurs avec un seuil suffisamment bas capables de mesurer les reculs dans cette gamme d'énergie. L'énergie de seuil des détecteurs PICASSO est situé autour de 10 keV. En intégrant l'équation (1.29), on trouve le taux de comptage attendu [42] pour la détection du neutralino, grâce aux paramètres standard du halo galactique :

$$R = \frac{403}{A} \left(\frac{\text{GeV}}{M_\chi} \right) \left(\frac{\rho_\chi}{\rho_{\text{halo}}} \right) \left(\frac{\langle v_\chi \rangle}{v_0} \right) \left(\frac{\sigma_A^{SD,SI}}{\text{pb}} \right) \left(\frac{\text{évènements}}{\text{kg. jour}} \right) \quad (1.29)$$

où, A représente la masse atomique du noyau cible, ρ_χ la densité locale de neutralino de M_χ , $\rho_{halo} = 0,3 \text{ GeV/cm}^3$ est la densité locale du halo de WIMP, $\langle v_\chi \rangle$ la vitesse relative moyenne du neutralino avec v_o la vitesse de dispersion du halo de matière sombre, et $\sigma_A^{SD,SI}$ est la section efficace d'interaction WIMP-noyau de la partie dépendante ou indépendante du spin qui peut être exprimé en termes de sensibilité soit au niveau du proton ou neutron (équation 1.21). Ce taux de comptage attendu qui dépend encore de l'efficacité du détecteur, est inférieur à 1 événement/kg.jour, ce qui nécessite des détecteurs à très bas bruit de fond.

Il est donc possible, à partir de ce taux de comptage attendu, d'extraire les limites d'exclusion converties en termes de section efficace en fonction des masses possibles du neutralino. En effet, en se basant sur l'équation 1.29 donné par [42] et d'après les propriétés des détecteurs, la section efficace dépend de la masse du neutralino, du taux de comptage attendu mais également de l'efficacité des détecteurs. La figure 1-8 présente les résultats obtenus en 2004 dans le secteur dépendant du spin des sections efficaces de diffusion du neutralino sur le proton et neutron en fonction sa masse. La forme de la courbe dépend essentiellement de l'efficacité des détecteurs qui est fonction de la masse des neutralinos ainsi que l'énergie de seuil des détecteurs. Étant donné l'énergie de seuil des détecteurs, pour des petites masses du neutralino l'efficacité diminue progressivement, ce qui donne des limites pour la section efficace de plus en plus grandes d'où la forme asymptotique des courbes pour ces masses. Par contre pour de plus grandes masses du neutralino, les courbes ont une allure linéaire car l'efficacité est pratiquement une constante et la section efficace devient proportionnelle à la masse du neutralino.

Pour la phase actuelle du projet PICASSO, des limites projetées d'exclusion en termes de section efficace en fonction des masses possibles de neutralino seront présentées au dernier chapitre ainsi que pour les prochaines phases du projet.

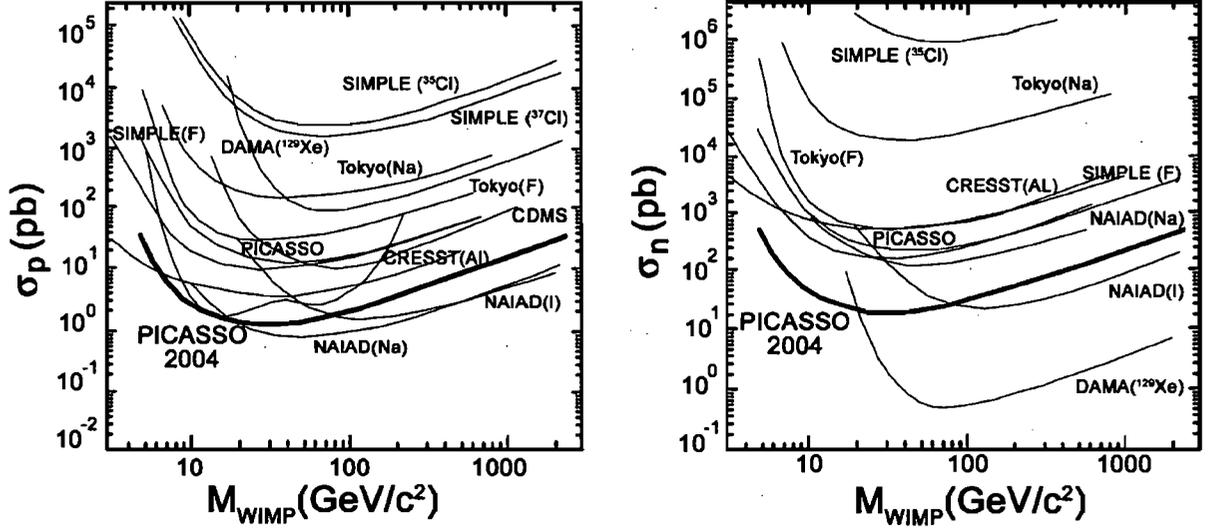


Figure 1-8 : Les limites d'exclusion dans le secteur dépendant du spin obtenues à partir de la réponse au bruit de fond à SNOLAB en 2004 avec des détecteurs de 1L, converties en sections efficaces de diffusion du neutralino sur le proton et neutron. [79].

Il est également possible d'obtenir des limites d'exclusion en traçant des ellipses dans l'espace paramétrique $a_p - a_n$ en utilisant les équations 1.24 et 1.25. Grâce à cette alternative, nous obtenons une équation pour la section efficace en fonction seulement de la contribution des protons et la contribution des neutrons. Le calcul est entièrement expliqué dans l'annexe A. Ainsi, en considérant $m_n = m_p$, nous obtenons $\mu_n = \mu_p$ et ainsi l'équation des ellipses dans le secteur SD telle qu'énoncée dans l'article de Tovey est :

$$\left(\frac{a_p}{\sqrt{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}} \pm \frac{a_n}{\sqrt{\sigma_n^{\text{lim}(A)}}} \right)^2 < \frac{\pi}{24G_F^2 \mu_F^2} \quad (1.30)$$

Grâce à cette équation, il est possible d'extraire les limites d'exclusion pour le neutralino pour une expérience donnée, qui prennent la forme des ellipses dans l'espace des constantes de couplage a_p et a_n . En effet, celles-ci nous permettent de définir une plage de valeurs pour la section efficace du neutralino. La figure 1-9 montre des exemples de limites d'exclusion pour différentes expériences, car dépendamment du matériau actif utilisé pour la détection de la matière sombre, les sensibilités sont soit au niveau du proton, soit au niveau du neutron.

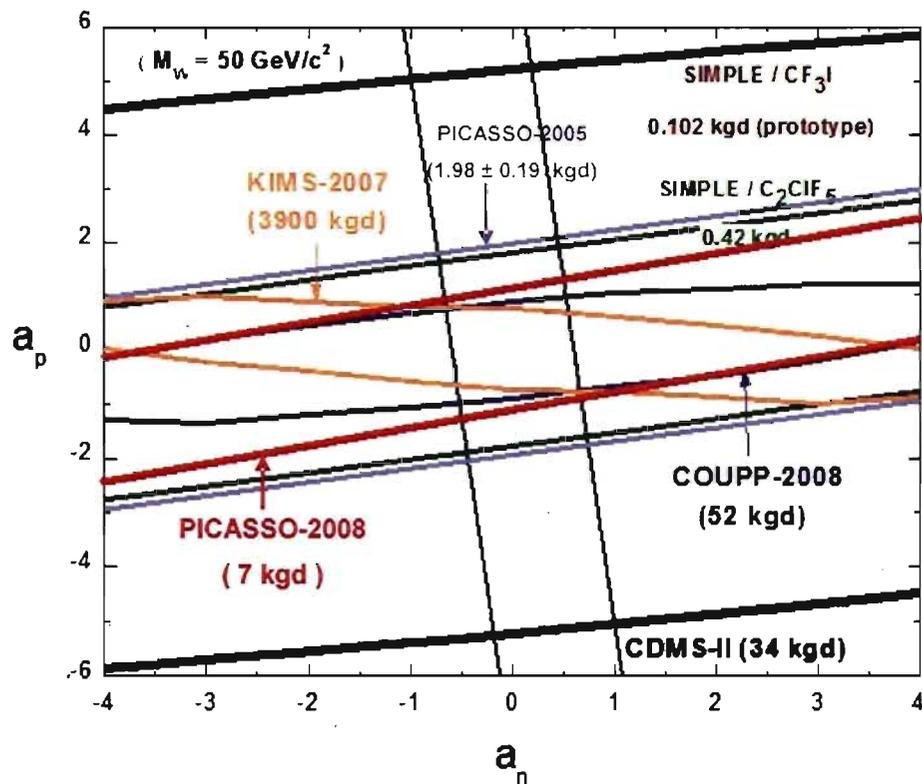


Fig. 1-9 : Les rapports a_n et a_p donnés par les différentes expériences en fonction de leur sensibilité soit au niveau des protons, soit au niveau des neutrons pour une masse du WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$. Les résultats pour PICASSO-2008 sont basés sur les valeurs données dans la thèse de Razvan Gornea [28] pour 1 seul détecteur et ceux de PICASSO-2005 a été publié dans [79]. La figure est une version modifiée de [67].

Par exemple, CDMS-II [68] est une expérience conçue pour SI, qui utilise le Germanium; celui-ci a une sensibilité au niveau du neutron (voir également tableau 1-1) donc $\langle S_n \rangle \neq 0$ et est sensible pour le couplage a_n . D'où l'ellipse donnée par cette expérience sera centrée autour de a_n ; sur la figure, on voit pour CDMS-II : $0,2 < a_n < 1$.

Dans le cas des expériences telles que SIMPLE [67, 71] ou PICASSO [28] qui utilisent le Fluor, la sensibilité est au niveau du proton car $\langle S_p \rangle \neq 0$ et les expériences sont sensibles au couplage a_p . Cependant, dus aux propriétés du fluor (voir tableau 1-1), il y a également une sensibilité au niveau du neutron car $\langle S_n \rangle \neq 0$, mais de signe inversé ce qui change la pente de l'ellipse par rapport à KIMS [69]. Cette expérience est sensible au niveau du proton car le matériau utilisé est le CsI. Ainsi, nous avons pour l'iode :

$$\Rightarrow \langle S_p^I \rangle > 0 \text{ et } \langle S_n^I \rangle > 0$$

tandis que pour le fluor des expérience SIMPLE et PICASSO nous avons :

$$\Rightarrow \langle S_p^F \rangle > 0 \text{ et } \langle S_n^F \rangle < 0$$

C'est pourquoi, il y aura un changement de pente des ellipses à cause des signes différents de l'équation (1.26). Ainsi nous trouvons :

- Le « + », si le rapport $\langle S_p \rangle / \langle S_n \rangle > 0$, et pente négative.
- Le « - », si le rapport $\langle S_p \rangle / \langle S_n \rangle < 0$, et pente positive.

Le dernier cas est celui du fluor.

Cependant, pour une expérience telle que COUPP [70], par exemple qui utilise le matériau actif, CF_3I aux doubles contributions c'est-à-dire SI et SD, il faut utiliser pour l'équation de l'ellipse la sommation :

$$\sum_{A_i} \left(\sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_p^{\text{lim}(A_i)}}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_n^{\text{lim}(A_i)}}} \right)^2 \quad (1.31)$$

étant donné qu'il y a 3 atomes de fluor et 1 atome d'iode.

Les ellipses renseignent également sur l'exposition qui est défini comme étant le produit de la masse active et du temps de mesure. En effet, sur la figure, on s'aperçoit que CDMS-II n'a que 34 kgd (kilogramme jour) tandis que KIMS, par exemple a besoin de 3900 kgd pour obtenir des limites semblables. Par conséquent, l'expérience CDMS-II, avec peu d'exposition 34 kgd obtient des résultats compétitifs sur le couplage a_n , comparé à KIMS qui lui nécessite beaucoup plus d'exposition pour un même résultat cette fois-ci sur a_p .

Cette observation s'explique par les différentes capacités de discrimination du bruit de fond des deux expériences. CDMS-II utilise un bolomètre et a développé un système d'analyse qui lui permet de distinguer sur tous les événements recueillis, quels sont ceux liés aux noyaux de reculs de ceux liés aux rayons x , γ , μ , e^- , n , α alors que l'expérience KIMS, utilise un scintillateur dont la méthode de discrimination n'est pas aussi performante que celle des bolomètres utilisés par les expérience CDMS-II ou encore EDELWEISS. Par contre, l'expérience KIMS utilise une masse active de 34.8 kg [69] beaucoup plus grande comparée à celle de CDMS-II qui est de 3.75 kg [68].

Pour obtenir de meilleurs résultats, on peut en déduire les différentes stratégies optées par les expériences. D'une part, par exposition :

- on augmente la masse active des détecteurs, et/ou on augmente le temps d'exposition.

Ou bien, par discrimination de bruit de fond :

- plus les méthodes de discrimination sont performantes, moins l'expérience a besoin d'exposition.

Ainsi, chaque expérience choisit sa technique pour atteindre les plus basses limites, son matériau et donc sa contribution dans le canal indépendant du spin (SI), avec une sensibilité au niveau du neutron ou dans celui dépendant du spin (SD), avec une sensibilité au proton. L'avantage dans le secteur SD, c'est que l'on peut en plus différencier entre l'interaction avec le proton et avec les neutrons.

Les détecteurs PICASSO utilisent le C_4F_{10} pour détecter le neutralino. À cause de la présence du ^{19}F , ils ont l'avantage d'avoir une section efficace relativement grande dans le canal dépendant du spin. De plus, la technique de détection, basée sur la métastabilité de gouttelettes de liquide surchauffé, permet des noyaux de recul issu du choc élastique entre un neutralino en provenance du halo de notre galaxie et les noyaux de fluor (1-100 keV) du détecteur.

Les chapitres suivants présenteront les détecteurs PICASSO, leur fabrication ainsi que les efforts apportés pour l'optimisation du plus bas taux de comptage escompté pour la recherche de la particule de la matière sombre : le neutralino, étant donné le taux attendu de l'ordre de 10^{-5} #/ kg/ j.

CHAPITRE 2 : Présentation des détecteurs PICASSO

2.1. LES DÉTECTEURS À GOUTTELETTES EN SURCHAUFFE

2.1.1. Description

Le projet PICASSO était pionnier dans l'utilisation des détecteurs de gouttelettes métastables en surchauffe dans le but de détecter des particules hypothétiques candidates à la matière sombre, à savoir les neutralinos. La technique employée par le projet est semblable à celle des liquides surchauffés utilisés à grande échelle dans la physique des hautes énergies dans les chambres à bulles. La conception actuelle des détecteurs PICASSO est basée sur l'ajustement pour nos besoins des dosimètres à neutrons développé par l'entreprise Bubble Technology Industries (BTI) à Chalk River (Ontario).

2.1.2. La chambre à bulle

La chambre à bulle (figure 2-1) est un détecteur de particules de hautes énergies, mis au point par le physicien Donald Glaser, au début des années 50. Elle permet de visualiser la trace des particules, grâce à la formation de bulles dans un liquide en surchauffe [51]. Un liquide est dans un état de surchauffe quand la pression ambiante est en dessous de la pression de vapeur : il est donc métastable. Le principe est le suivant : on place le liquide en surchauffe, comme par exemple de l'hydrogène, du xénon, un fréon etc. dans la chambre à bulle. Celle-ci est munie d'un piston qui contrôle la pression et d'une caméra pour photographier la trace des particules. On fait une décompression pour rendre le liquide

sensible et en état de surchauffe. Au passage du faisceau, le liquide se vaporise sur la trace de la particule et on photographie. La chambre est ensuite recomprimée pour une autre prise de donnée.

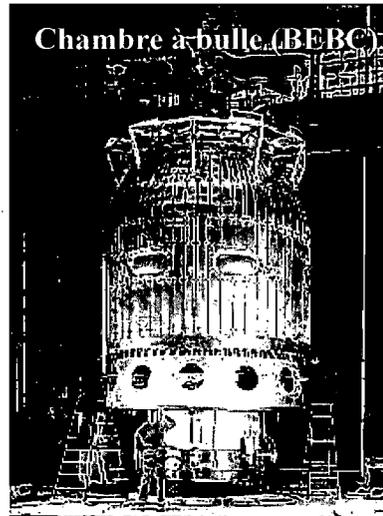


Fig. 2-1 : Photographie d'une chambre à bulle prise de [6].

À cause de la densité élevée du milieu de détection, la chambre à bulle est un détecteur ayant une grande masse active, ce qui est un avantage de taille pour la détection d'une particule de matière sombre comme vu au chapitre précédent. Cependant, un désavantage majeur d'une grande chambre à bulle réside dans les nombreuses nucléations spontanées du liquide en surchauffe dues à l'hétérogénéité des parois ; cet effet entraîne une grande quantité d'événements parasites, ce qui demande une recompression immédiate et fréquente pour éviter une ébullition massive de tout le liquide en surchauffe. Un concept a donc été mis en place pour contourner ce problème : les détecteurs à gouttelettes en surchauffe. Ainsi, ce même principe est employé pour les détecteurs PICASSO qui utilisent des gouttelettes de liquide métastable dispersées dans un gel polymérisé de sorte que chacune de ces gouttelettes est une petite chambre à bulle indépendante.

2.1.3. Détecteurs à gouttelettes surchauffées et détecteurs à neutrons

Des dosimètres à neutron ont été développés par R. Apfel [31] et H. Ing [BTI] qui étaient les premiers à utiliser un gel ou un liquide visqueux pour créer une suspension de gouttelettes en surchauffe dans un autre liquide non miscible afin d'assurer une surface bien lisse tout autour de la gouttelette évitant ainsi des nucléations de type hétérogènes. Ces détecteurs sont utilisés dans la radioprotection particulièrement en dosimétrie neutron car ils permettent de lire facilement à l'œil la dose de radiation dans le milieu où ils sont exposés (figure 2-2).



Fig. 2-2 : Dosimètre à neutron fabriqué par Bubble Technology Industry (BTI) montrant deux exemplaires avant et après l'irradiation. La figure est prise de [7].

Ces dosimètres ayant une taille de quelques millilitres sont trop petits pour pouvoir détecter la matière cachée. Ainsi, des efforts ont permis le développement de détecteurs plus volumineux de 4.5 litres, adaptés pour la recherche de la matière sombre dans le canal dépendant du spin. Le protocole de fabrication de ces détecteurs PICASSO a été développé

en collaboration avec BTI (Bubble Technology Industry) et par la suite était adapté aux besoins de l'expérience. Ce sont en effet les détecteurs plus grands jamais développés avec cette technique (un vrai record mondial!).

2.1.4. Les Détecteurs PICASSO

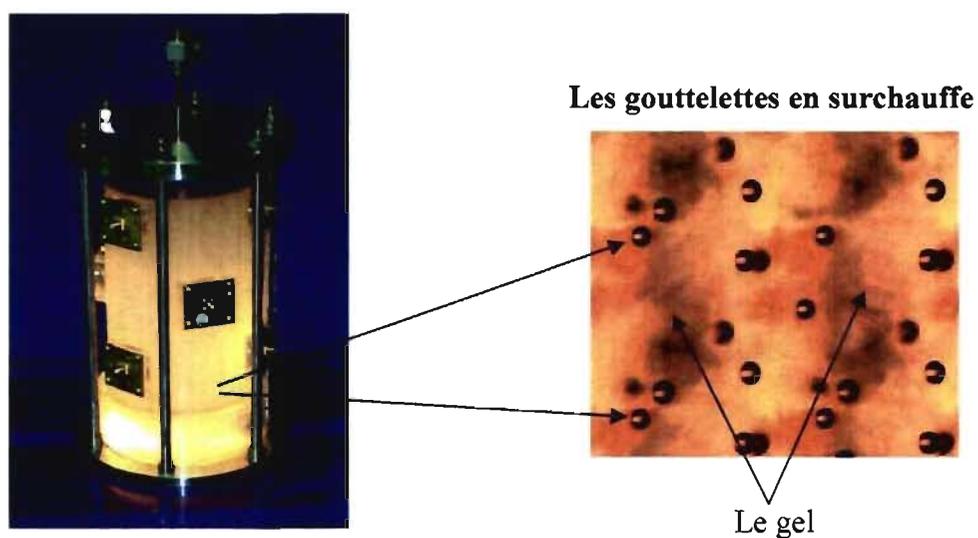


Fig. 2-3 : Module de la dernière génération des détecteurs PICASSO avec un volume de 4.5L. La taille des gouttelettes est autour de $200\mu\text{m}$ de diamètre.

Les détecteurs qui sont conçus actuellement chez PICASSO sont des modules de 4.5L, comparativement aux anciens détecteurs des phases précédentes qui étaient, tout d'abord des prototypes de 10mL puis de 1L et où la masse active ne dépassait pas 8g par détecteur.

Grâce à ce nouveau concept, les détecteurs ont maintenant une masse active autour de 90g. (Facteur de remplissage accru par un facteur 10-100 car avec des détecteurs à bulle de 10ml fournis par BTI nous avons obtenu seulement des facteurs de remplissage de 0,01 à 0,1%). D'ailleurs, la procédure de fabrication a été ajustée pour ces nouveaux modules de 4.5L car il a fallu prendre en compte différents paramètres nouveaux pour obtenir la distribution de gouttelettes escomptée, de $100\mu\text{m}$ de rayon en moyenne. Après de nombreux tests, cette nouvelle méthode a pu être mise en place qui sera détaillée dans les prochaines sections.

2.1.5. Liquide en surchauffe (C_4F_{10})

Une suspension de gouttelettes en surchauffe ne peut se faire sans le contrôle précis de la température et de la pression. Puisqu'un gaz ou liquide dans un état de surchauffe est métastable, cela signifie également, que si n'importe quelle perturbation vient de déposer assez d'énergie à l'intérieur d'un certain volume dit critique de la gouttelette liquide, celle-ci se vaporisera pour retrouver son état stable à savoir une bulle de vapeur. Dans le cadre du projet PICASSO, le liquide actif utilisé est un fréon, le perfluorobutane C_4F_{10} , qui à pression ambiante ainsi qu'à température ambiante est à l'état gazeux.

Pour préparer la dispersion des gouttelettes de C_4F_{10} , il y a selon son diagramme de phase, c'est-à-dire la courbe de température versus la pression, deux possibilités :

- soit un système dit « frigorifique » est utilisé pour contrôler l'état liquide. Dans ce cas là, le liquide est gardé à une basse température de environ -20°C mais on reste à pression atmosphérique
- soit un système dit « hyperbarique » c'est-à-dire que l'on augmente la pression pour maintenir l'état liquide mais on reste à température ambiante. Chez PICASSO, pour

faciliter la fabrication, nous avons choisi de travailler à pression ambiante ce qui implique que la fabrication du détecteur, elle, se fait à $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

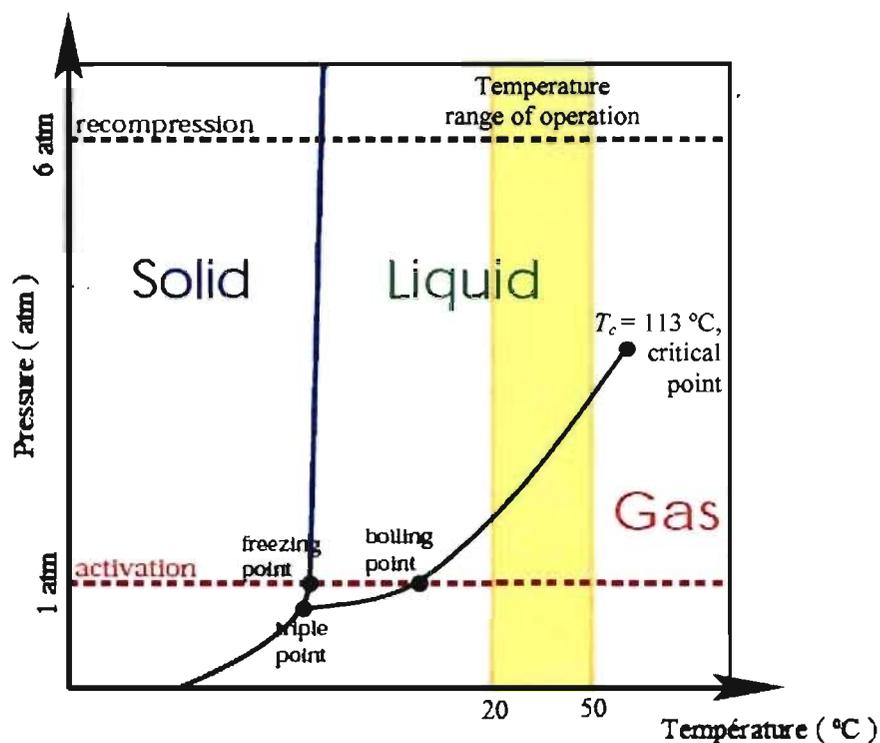


Fig. 2-4 : Diagramme de phase des détecteurs de gouttelettes en surchauffe PICASSO. Les températures d'ébullition T_b et la température critique T_c sont des paramètres importants pour la description du fonctionnement des détecteurs à surchauffe.

Tel que montré sur le diagramme de phase, la pression à laquelle sont opérés les détecteurs est à pression ambiante à Montréal c'est-à-dire à 1 atm et 1.22 atm au laboratoire souterrain de SNOLAB dans la mine de Creighton situé à 2 km sous terre. En se basant sur ce diagramme, il est possible de trouver l'intervalle le plus intéressant pour la détection de la matière sombre en choisissant les conditions d'opération des détecteurs. Comme expliqué

plus tard, pour chaque température d'opération correspond un seuil d'énergie précis pour la détection des particules. De plus, la gamme d'opération peut être ajustée de telle sorte que le détecteur soit insensible aux particules à ionisation minimale (MIPs) et aux rayons γ , mais sensible aux reculs nucléaires.

2.2. PRINCIPE DES DÉTECTEURS

Les détecteurs PICASSO étant des détecteurs à liquide surchauffé, leur réponse à la radiation, et donc aux particules incidentes, dépend des propriétés thermodynamiques du liquide actif : ses conditions de pression et température ambiante, la température critique T_c , la température d'ébullition T_b , la tension de surface, ainsi que de l'efficacité du transfert d'énergie de l'événement ionisant au liquide. Les propriétés principales thermodynamiques sont présentées au tableau suivant :

Masse Molaire	238.08
Température du point triple [°C]	- 84.15
Température d'ébullition [°C]	- 2.09
Température critique [°C]	113.18
Pression critique [bar]	23.23
Densité critique [kg/cm³]	599.8
Tension de surface à 21⁰C [N/m]	0.01

Tab. 2. : Paramètres importants du C₄F₁₀.

La température d'ébullition T_b , est la température au-dessus de laquelle la phase liquide devient métastable et le liquide peut vaporiser (figure 2-4). La température critique T_c , est la température au-dessus de laquelle l'état gazeux ne peut plus redevenir liquide par application de la pression. Opéré dans la gamme de températures entre T_b et T_c , une fois que la pression est ajustée en dessous de la pression de vapeur, des bulles sont formées par une particule ayant assez d'énergie pour franchir la barrière de potentiel. Cette transition de phase, de l'état liquide à l'état gazeux peut provenir soit, de l'énergie déposée par recul nucléaire (neutron, neutralino) ou soit de l'énergie déposée par dépôt direct (rayon γ , particules β , particules α). Étant donné qu'il suffit d'un dépôt minimal d'énergie pour la vaporisation de la gouttelette, les détecteurs de gouttelettes en surchauffe sont des détecteurs à seuil. Par contre, en balayant la température d'opération un spectre d'énergie peut être obtenu.

Avec une pression au-dessus de la pression de vapeur saturante et entre la température d'ébullition et la température critique, les gouttelettes sont stables et insensibles à toute forme de rayonnement. Ainsi après chaque temps de mesure à pression ambiante, les détecteurs sont mis sous pression à 6 bars. Les bulles dans le gel redeviennent ainsi des gouttelettes et le détecteur peut être par la suite réutilisé [52].

2.2.1. Théorie de Seitz

Le processus de vaporisation d'une gouttelette surchauffée est un phénomène complexe en dynamique des fluides. Pour décrire la nucléation, on utilise la théorie de Seitz [9] qui est une théorie empirique de pics de chaleur. Selon cette théorie, l'énergie d'ionisation déposée par des particules chargées produit des pics de chaleur, c'est-à-dire les molécules dans la gouttelette sont agitées localement et transmettent une partie de leur énergie aux molécules voisines, créant ainsi un réchauffement intense dans un petit volume du liquide surchauffé.

Lorsque ce dépôt d'énergie dépasse une certaine énergie critique E_c dans une région avec une longueur critique, celui-ci génère une région où les molécules se déplacent rapidement et une proto-bulle se forme. Elle continuera de s'étendre et prendre de l'expansion jusqu'à franchir la barrière d'énergie potentielle pour la vaporisation complète de la gouttelette surchauffée à condition que sa dimension soit supérieure au rayon critique R_c correspondant aux conditions où la pression de vapeur interne compense les forces exercées par le milieu à savoir la pression externe et la tension de surface. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si la proto-bulle reste plus petite, elle s'effondrera sur elle-même. La barrière d'énergie potentielle est donnée par l'équation du potentiel de Gibbs [29]:

$$E_c = \frac{16\pi \sigma(T)^3}{3(p_i - p_0)^2} \quad (2.1)$$

Où p_i est la pression de vapeur de la gouttelette, p_0 et T la pression et température de fonctionnement et $\sigma(T)$ est la tension de surface définie telle que :

$$\sigma(T) = \frac{\sigma_0 (T_c - T)}{(T_c - T_0)} \quad (2.2)$$

Où T_c est la température critique et σ_0 la tension de surface à une température T_0 de référence, généralement à la température d'ébullition T_b . En effet, la tension de surface diminue au fur et à mesure que la température du liquide surchauffé augmente, et la pression de vapeur augmente, ce qui augmente la probabilité de passage de la barrière de potentiel pour la proto-bulle et donc la vaporisation de la gouttelette. Une énergie minimale E_{min} doit donc être déposée au dessus de l'énergie critique mais également sur une distance inférieure au diamètre critique $l_c \approx a_l \times R_c$ pour la formation d'une bulle, où a_l est un paramètre libre qui serait évalué selon de récentes données expérimentales de la collaboration PICASSO à environ $a_l \approx 18$ [30] et R_c le rayon critique donné par :

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{p_i - p_0} \quad (2.3)$$

Il était trouvé expérimentalement que la probabilité de déclenchement, c'est-à-dire la probabilité qu'une énergie déposée $E_{dép}$ dans le liquide en surchauffe avec l'énergie de seuil E_{min} , crée une transition de phase, n'est pas un seuil franc mais une fonction de sigmoïde de forme :

$$P = 1 - \exp\left(\frac{-a(E_{dép} - E_{min})}{E_{min}}\right) \quad (2.4)$$

où a est un paramètre libre ajusté en fonction des données expérimentales; la majorité de l'énergie déposée est transformée en chaleur.

La condition de déclenchement pour la transition de la phase liquide à la phase gazeuse en fonction de l'énergie déposée sur la distance l_c est donc :

$$E_{dép} \geq E_{min} \Rightarrow E_{dép} > E_c \text{ sur la distance } l_c < a_l \times R_c \quad (2.5)$$

Si cette double condition n'est pas respectée, il n'y a pas expansion de la protobulle dans tout le volume du liquide surchauffé amenant à la formation d'une bulle visible. En considérant l'énergie déposée $E_{dép}$ comme étant :

$$E_{dép} = 18R_c \frac{dE}{dx} \quad (2.6)$$

avec dE/dx , la perte d'énergie spécifique de l'énergie de la particule dans le milieu, on en déduit le facteur d'efficacité η :

$$\eta = \frac{E_c}{E_{dép}} \quad (2.7)$$

défini comme la fraction d'énergie déposée à l'intérieur du diamètre critique et de l'énergie déposée. Les valeurs de η ont été mesurées par plusieurs auteurs et se situent entre $2\% < \eta < 6\%$ [31, 32, 33]. L'origine de ce facteur d'efficacité peut être expliquée par le fait qu'une partie de l'énergie déposée n'est pas convertie en chaleur mais est par exemple irradiée sous forme d'ondes acoustiques etc. En reprenant l'équation (2.5) des conditions de déclenchement nous avons que :

$$\eta \frac{dE}{dx} > \frac{E_c}{R_c} \quad (2.8)$$

donc, plus l'énergie transférée est supérieure à l'énergie minimale, plus la probabilité de transition de phase est grande et augmente avec l'énergie transférée. Ce qui équivaut à un réchauffement à l'intérieur de la gouttelette au dessus de la température de seuil.

En résumé, le seuil de détection dépend des propriétés thermodynamiques du fluorocarbure. Il dépend donc des conditions de température et pression d'opération ainsi que du transfert d'énergie du rayonnement incident et l'opération du détecteur requiert un bon contrôle de la stabilité et de la précision de la température et de la pression. La figure 2-5 montre l'énergie de seuil pour le recul du fluor ^{19}F en fonction de la température. À partir de 15°C , les détecteurs PICASSO sont particulièrement sensibles aux particules α provenant de la contamination interne U/Th et qui constitue la majorité du bruit de fond. À partir de 30°C , les reculs provoqués par les WIMPs peuvent être détectés. Pour être sensible aux rayons γ , δ et μ , les détecteurs doivent être opérés à plus haute température, soit à partir de 55°C . Les températures d'opération choisies, entre 20°C et 50°C , permettent de discriminer ce dernier type de rayonnement à un niveau de 10^{-7} à 10^{-8} .

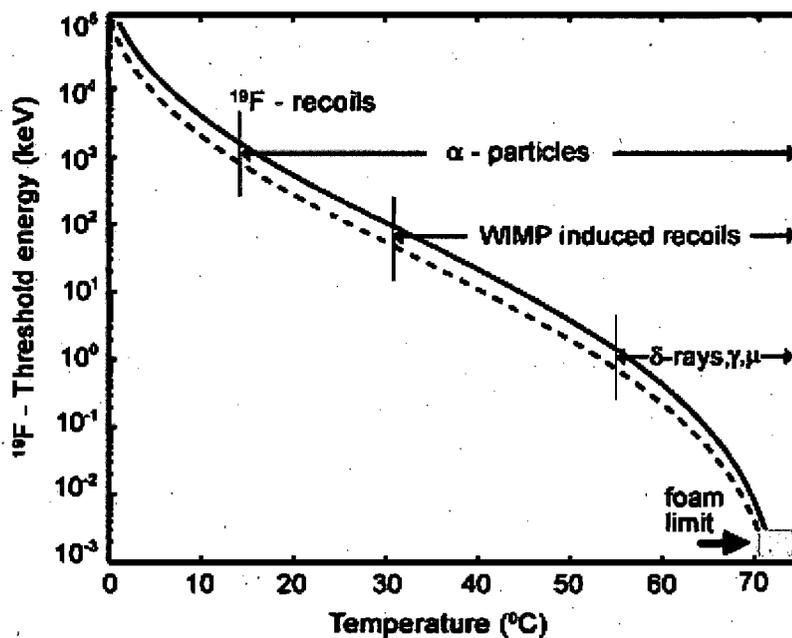


Fig. 2-5 : Énergie de seuil du Fluor ^{19}F en fonction de la température pour les détecteurs. La ligne en pointillé représente une efficacité de détection de 50% tandis que celle pleine indique une efficacité de 80%. La figure vient de [11].

Ces différents types de rayonnements se retrouvent dans la réponse du détecteur en fonction de la température comme montrée sur la figure 2-6. En effet, la réponse attendue pour les particules α localisées dans le gel est le tracé bleu, celles localisées dans les gouttelettes en vert. La concordance se retrouve puisqu'effectivement le détecteur devient sensible aux particules α à partir de 15°C comme vu précédemment. La courbe rouge représente la réponse d'un neutralino pour une masse de $50 \text{ GeV}/c^2$. La réponse des détecteurs aux rayons γ , représentée en jaune, ne commence qu'à partir de 55°C et est réduite par un facteur 10^{-7} .

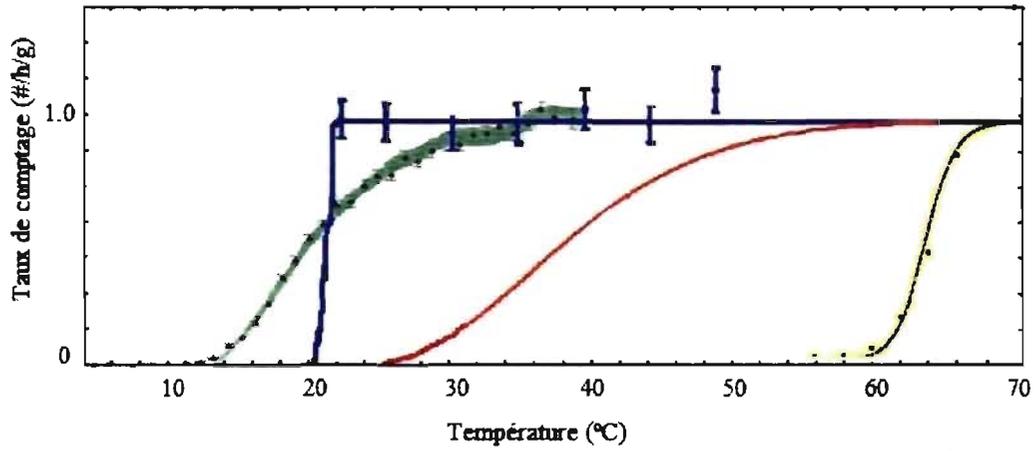


Fig. 2-6 : Réponse attendue par un détecteur pour différents types de rayonnement en fonction de la température : les particules α en bleu et vert, les neutralinos χ en rouge, les rayons γ en jaune.

2.2.2. Surchauffe réduite

Comme nous l'avons dit précédemment, la nature du liquide actif ainsi que la température et la pression d'opération déterminent le seuil effectif de détection des détecteurs. Le degré de surchauffe réduit s , permet de comparer les réponses de détecteurs fabriqués avec différents types de fréon car il décrit les seuils des fluorocarbones et halocarbones d'une façon unifiée. Il a été introduit par d'Errico [13, 14] et est définie par :

$$s = \frac{T - T_b}{T_c - T_b} \quad (2.9)$$

où T_b est la température d'ébullition, T_c la température critique et T la température du détecteur. Actuellement, nous utilisons le fréon C_4F_{10} , comparativement à avant où était utilisé en plus du C_4F_{10} , un mélange comprenant 50% de C_3F_8 et 50% de C_4F_{10} , qui était

appelé les BD-100. Avec les détecteurs actuels avec un composant, nous avons l'avantage d'avoir un seuil bien défini, car le seuil des systèmes binaires dépendait sensiblement de la composition précise des gaz utilisés. Pour tous gaz, la surchauffe réduite devient [15]:

$$s = \begin{cases} 0, & \text{lorsque } p_0 = p_i \text{ ou } T = T_b \\ 1, & \text{lorsque } T = T_c \end{cases} \quad (2.10)$$

La figure 2-7 montre la réponse de deux détecteurs BD-100 et BD-1000 ayant des liquides actifs différents, en fonction du paramètre de surchauffe réduite. Les mesures effectuées sur ces deux types de détecteurs montrent qu'il faut utiliser $0,9T_c$ pour obtenir un bon accord entre ces détecteurs. Ainsi T_c dans la formule 2.9 sera remplacé par $0,9T_c$ ce qui sera utilisé dans ce cas pour calculer la valeur effective de s [11].

Plusieurs autres réfrigérants auraient pu être utilisés, cependant leurs propriétés thermodynamiques les rendent, soit difficilement manipulables, soit complètement inapproprié pour l'expérience.

Comme par exemple, le Xénon [39]; Sa nature massive et la présence de ces différents isotopes, ayants un spin non nul, en ferait un excellent milieu actif pour un détecteur de matière sombre puisqu'il couvre le secteur à la fois des interactions spin dépendant (SD) et spin indépendant (SI). Mais ses propriétés thermodynamiques sont telles que la mise en surchauffe de ce liquide s'avère difficile. En effet, à $T = 0$ °C, la pression correspondante est d'environ 40 bar, et la mise en surchauffe est autour d'une trentaine de bars.

L'eau aurait pu être une possibilité également, quoi que plus abordable par rapport au Xénon, il reste que sa nature, trop légère, n'en fait pas exactement un bon candidat de la matière sombre.

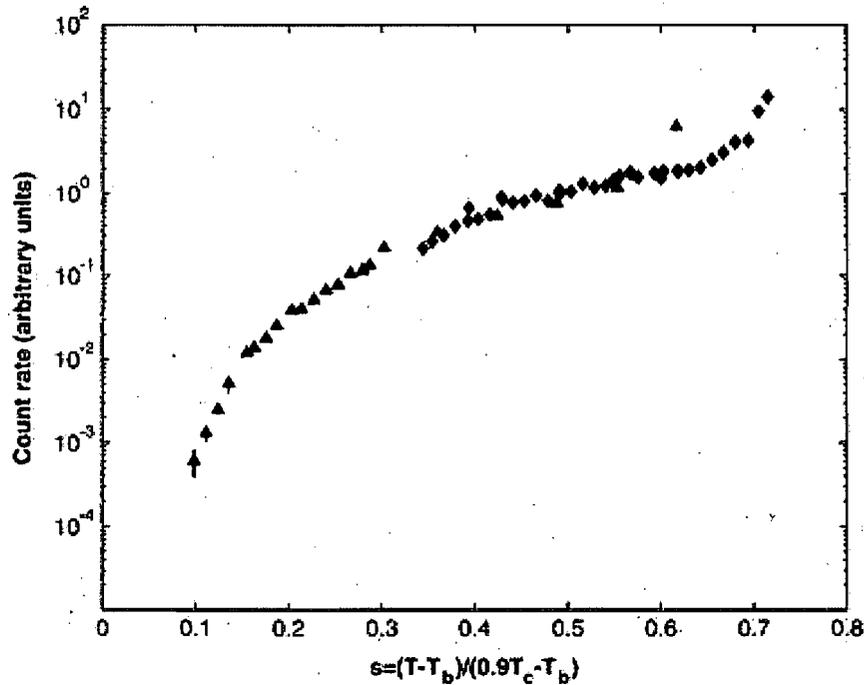


Fig. 2-7 : Réponse au neutron d'une source d'Ac-Be de flux connu, pour deux détecteurs BD-1000 et BD-100 avec différents liquides de surchauffe. La figure est tirée de [11].

Les fréons, C_3F_8 [40], C_4F_8 , C_4F_{10} , R12, R115, CF_3I ..., sont très avantageux tant par l'abondance des atomes de fluor, qui permet de couvrir le secteur dépendant du spin, que par leur propriétés thermodynamiques comme, leur pression de vapeur saturante modérée à température et pression ambiantes. De plus, certains réfrigérants tels que le CF_3I ou bien encore le CF_3Br peuvent non seulement couvrir le canal dépendant du spin mais aussi le canal indépendant du spin et éventuellement seraient des candidats intéressants dans une étape future de PICASSO.

2.2.3. Types de nucléation

Le processus de vaporisation d'une gouttelette est provoqué normalement par un dépôt d'énergie selon les conditions de déclenchement et décrit la *nucléation homogène* de la gouttelette. Cependant, ce n'est pas toujours le cas. En effet, il existe d'autres types de nucléation non souhaitables à savoir les nucléations *hétérogène* et *spontanée*.

2.2.3.1. Nucléation hétérogène

Les nucléations hétérogènes sont provoquées par des impuretés comme des cristaux, des poussières, à l'intérieur ou à la surface de la gouttelette en réduisant sa tension de surface. Étant donné que c'est une nucléation non souhaitée, le moyen d'empêcher ce type de nucléation est de bien filtrer les composants d'un détecteur et laver tous les instruments à utiliser. La nucléation hétérogène peut également être provoquée par des défauts sur les parois à l'intérieur du contenant en rendant cette paroi interne non lisse. Par exemple, l'intérieur d'un de nos contenants a été dessablé, ce qui a entraîné des stries sur les parois internes du contenant (figure 2-8). Le temps de dégazage de la solution a dû être augmenté car des bulles d'air restaient agrippées sur celles-ci.

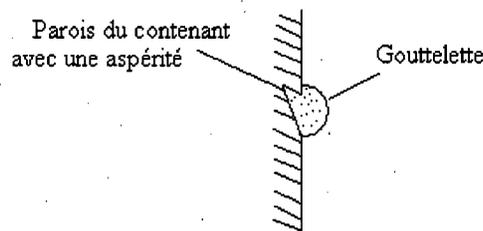


Fig. 2-8 : Représentation de la paroi interne du contenant avec une aspérité.

Cependant, avec la nouvelle technique de purification mise en place dans ce travail ainsi que les précautions adoptées, ce type de nucléation est devenu très improbable.

2.2.3.2. Nucléation spontanée

La nucléation spontanée est causée par des fluctuations locales de densité dans le liquide en surchauffe [34] qui induisent l'apparition de proto-bulles de rayon supérieur à R_c . Lorsque la température maximale de surchauffe correspond à environ 90% de la température critique T_c , l'agitation moléculaire due à la température élevée suffit pour créer elle-même des proto-bulles qui peuvent s'étendre et vaporiser la gouttelette sans dépôt d'énergie. Ce type de nucléation limite la sensibilité du détecteur pour des énergies de seuil inférieures à 5 eV (voir figure 1-8) et le rend instable intrinsèquement.

Le taux de nucléation spontanée $J(T)$ est donné par [35] :

$$J(T) = N \sqrt{\frac{3\sigma(T)}{\pi m}} \cdot \exp\left(-\frac{G(R_c)}{kT}\right) \quad (2.11)$$

Où m est la masse des molécules, R_c le rayon critique, σ est la tension superficielle du fréon, et avec G la variation d'enthalpie donnée par :

$$G(R_c) = \frac{16\pi}{3} \times \frac{\sigma^3}{(P_v(T) - P_{ext})^2} \quad (2.12)$$

où $P_v(T)$ est la pression de vapeur saturante du fréon, P_{ext} , la pression externe, c'est-à-dire la pression d'opération du détecteur. La figure 2-9 montre le tracé du taux de nucléation spontanée $J(T)$, pour différents réfrigérants et montre pour le cas du fréon C_4F_{10} , utilisé par le projet PICASSO, l'ébullition violente se trouve autour de 76°C , ce qui est fort avantageux puisque cette température ne correspond pas aux températures habituelles d'opération qui elles se situent plus autour de 30°C . Les données pour le C_4F_{10} et C_3F_8 sont

prises de [10, 40] respectivement. Les données du R-12 sont prises de [65] et celles du CF₃I de [66].

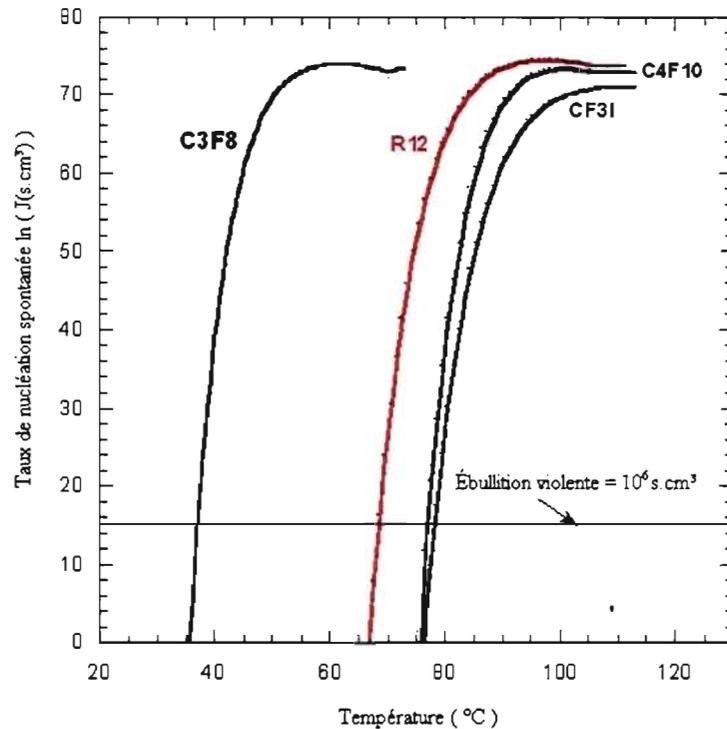


Fig. 2-9: Taux de nucléation spontanée en fonction de la température pour plusieurs réfrigérants où R-12 est CCl₂F₂.

2.3. CONCEPT DES DÉTECTEURS PICASSO

De nombreuses améliorations ont été apportées dans le concept des détecteurs par rapport aux anciennes phases. La figure 2-10 fait l'historique des différentes phases qu'il y a eut au sein du projet PICASSO ainsi que les résultats sous forme de projections des courbes de limites inférieures sur la section efficace pour la composante dépendante du spin. La courbe de la phase Ia, est obtenue avec trois détecteurs de 1L dont la taille des gouttelettes était de

10 μ m environ et dont la masse active totale était de $19,4 \pm 1,0$ g [11, 36, 37]. La phase Ib représente la phase actuelle comprenant 32 modules de 4.5L avec un totale de masse active de 3kg. L'amélioration apportée par rapport à l'ancienne phase a été la purification dite « géométrique » qui fait intervenir la taille des gouttelettes. En effet, elle passe de 10 μ m à 100 μ m de rayon. L'augmentation de la taille des gouttelettes permet de faire diminuer la contamination interne par les α dans les gouttelettes. Une nouvelle technique de purification a aussi été effectuée sur ces détecteurs et sera présentée dans un prochain chapitre.

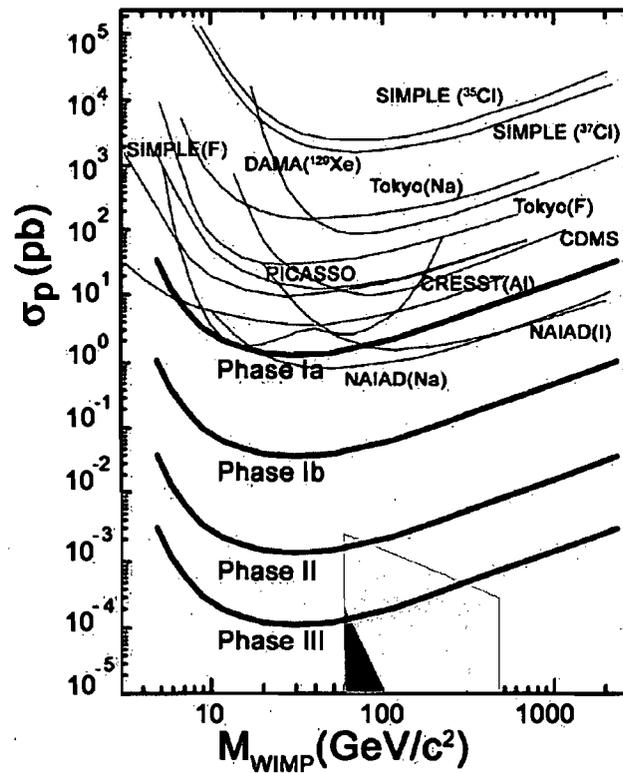


Fig. 2-10 : Courbes des limites supérieures d'exclusion de section efficace obtenues lors des anciennes phases ainsi que celles prévues pour les prochaines étapes du projet PICASSO. La figure est prise de [11].

Les phases II et III représentent les phases futures du projet avec respectivement 25 kg et 100 kg de masse active au total. Pour ces phases, des détecteurs de 30L seront mis en place avec une masse active de 400 kg environ. Des modules au nombre de 64 sont prévus pour la phase II tandis que la phase III prévoit un total de 256 détecteurs. La région grise représente selon les considérations physiques et cosmologiques, la section efficace attendue pour le neutralino [11].

2.3.1. Contenants en acrylique

Les contenants utilisés pour les détecteurs sont faits en acrylique. Ce matériau a été choisi car l'acrylique est un matériau non seulement très solide, très propre mais il est aussi étanche par rapport à la diffusion du Radon (Rn). Ces contenants peuvent supporter une pression de 10 bars environ pour des températures variant entre 20°C et 50°C [48]. De plus, l'acrylique est un matériau transparent qui facilite la fabrication en étant un bon indice visuel pour la distribution des gouttelettes comparativement aux anciens modèles qui étaient en polypropylène et opaque, ce qui rendait impossible toutes observations dans le détecteur (figure 2-11). Ils sont de forme cylindrique de 14 cm de diamètre et 40 cm de hauteur et sont hermétiquement fermés sur le dessus par un couvercle en acier inoxydable, étanche avec un joint torique en polyuréthane.



Ancien modèle



Nouveau modèle avec l'emplacement pour les senseurs piézo-électriques

Fig. 2-11 : Représentation des différents modèles de contenants des détecteurs PICASSO.

2.3.2. Emplacements spéciaux pour senseurs piézo-électriques

Sur le contenant en acrylique, des emplacements spéciaux moulés dans l'acrylique de 5,5 cm de longueur, 5 cm de hauteur et 1 cm de largeur, ont été conçus pour accueillir neuf senseurs piézo-électriques (figure 2-12). Ils sont répartis sur trois hauteurs différentes avec un angle de 120° entre chacun. Les senseurs piézo-électriques sont des disques en céramique (Pz27 Ferroperm) avec un diamètre de 16 mm et de 8,7 mm d'épaisseur. Ils sont collés à l'intérieur d'une boîte cylindrique en laiton de 3 cm de diamètre sur une fine membrane métallique de 0,2 mm, permettant ainsi l'amplification des vibrations de surface, et le tout reposant sur un support rectangulaire en laiton de 5cm×5,6cm. Ils permettent de capter le signal sonore de la nucléation de la gouttelette et de le transformer en signal électrique pour le système d'acquisition de données.



Fig. 2-12 : Senseur piézoélectrique développés par le Groupe PICASSO de l'université de l'Indiana et son emplacement en acrylique servant à soutenir celui-ci sur les parois du détecteur.

2.3.3. Système de compression hydraulique

Les détecteurs sont recomprimés avec une pression de 6 bars, à l'aide d'un système hydraulique dans le but de maintenir les gouttelettes dans un état liquide stable c'est-à-dire à une pression supérieure à la pression saturante du C_4F_{10} . La pression de recompression des détecteurs est d'environ 6 bars. Ce système hydraulique utilise de l'huile minérale et permet d'accroître la durée de vie des détecteurs. En effet, avant nous utilisions un système à l'azote qui, avec les nombreux cycles de compression et décompression, se dissolvait dans le gel et créait des fractures, dues aux cavités gazeuses formés. Non seulement, ce système endommageait le détecteur à long terme mais faussait également notre analyse en produisant certains signaux ayant les mêmes caractéristiques que ceux provoqués par la nucléation d'une gouttelette.

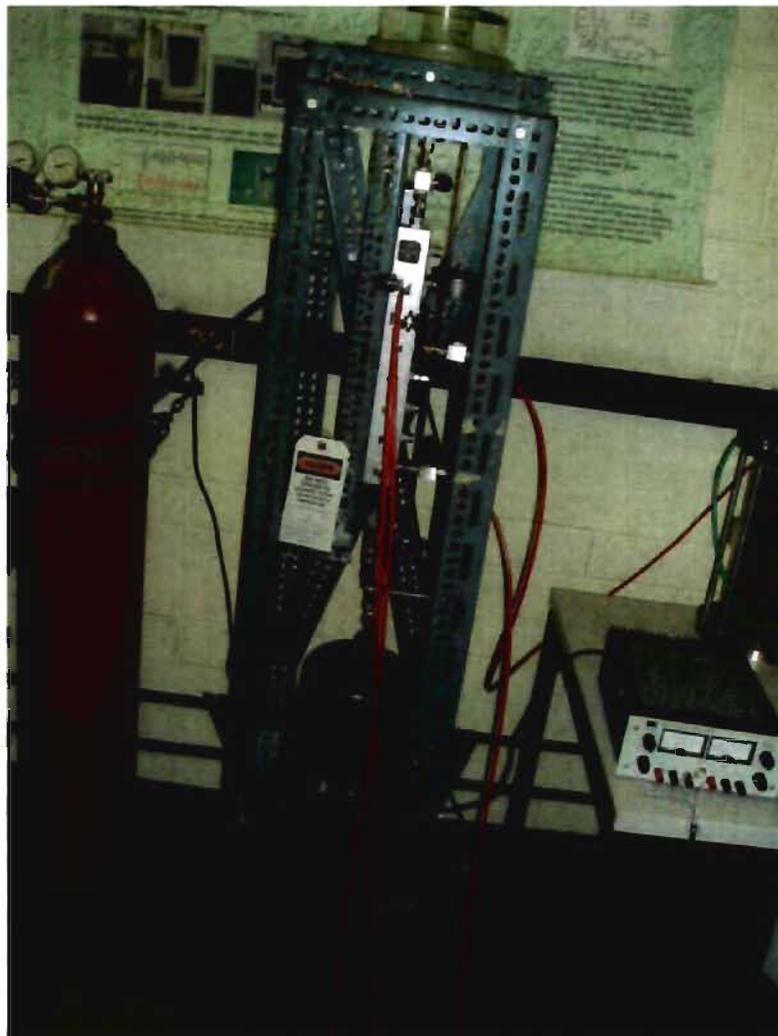


Fig. 2-13 : Système de pression hydraulique utilisé par le projet PICASSO pour comprimer les détecteurs.

CHAPITRE 3 : Fabrication des détecteurs

En vue de la fabrication de la nouvelle génération des détecteurs PICASSO à très bas bruit de fond, plusieurs paramètres sont à prendre en compte et certaines procédures sont à respecter. Ce chapitre décrira les étapes de la fabrication, ainsi que les ingrédients utilisés dans son protocole. Ce dernier est entièrement détaillé à la fin, en annexe B. Une description précise sera présentée tant au niveau de la procédure de fabrication, qu'à celui du concept des détecteurs. Nous aborderons également les différentes procédures de prévention afin de diminuer au maximum toute source de contamination provenant des émetteurs α comme l' ^{238}U , ^{232}Th , ou le ^{222}Rn .

3.1. L'ENVIRONNEMENT DE FABRICATION

3.1.1. La Salle Blanche

Afin de minimiser au maximum toute source de contamination, les détecteurs sont fabriqués en salle blanche de classe 10 000, ce qui signifie, selon la norme FS 209, moins de 10000 particules de taille de $0.5 \mu\text{m}$ par pied cube et moins de 70 particules de $5 \mu\text{m}$ (figure 3-1). Elle est également munie d'un système de ventilation filtrée, ainsi qu'une hotte pour la manipulation de produits toxiques.



Fig. 3-1 : Salle blanche utilisé dans le projet PICASSO De classe 10 000.

3.1.2. Système d'eau ultra-pure

En plus de la salle blanche, nos détecteurs sont fabriqués avec de l'eau Ultra-Pure. C'est un système à osmose inverse (figure 3-2) qui permet d'avoir une résistivité de l'eau de $18 \text{ M}\Omega\text{-cm}$ à 25°C . Plusieurs types de filtres sont utilisés. Le premier permet d'éliminer le calcium et magnésium de l'eau, puis un deuxième filtre au charbon qui enlève le chlore ainsi que les matières organiques de l'eau, le troisième est un filtre $0,5 \mu\text{m}$ pour s'assurer qu'il n'y a pas de charbon qui entre dans le système. L'eau filtrée passe ensuite à travers 4 filtres membranes qui permettent d'éliminer les matériaux radioactifs tels que U/Th contenus dans celle-ci. Trois autres filtres bombonnes contenant des résines retiennent le reste des impuretés. Avant de pouvoir être distribuée jusqu'à la salle blanche, un dernier filtre de $0,2 \mu\text{m}$ est placé pour s'assurer de la pureté de l'eau (Fig. 3-2).

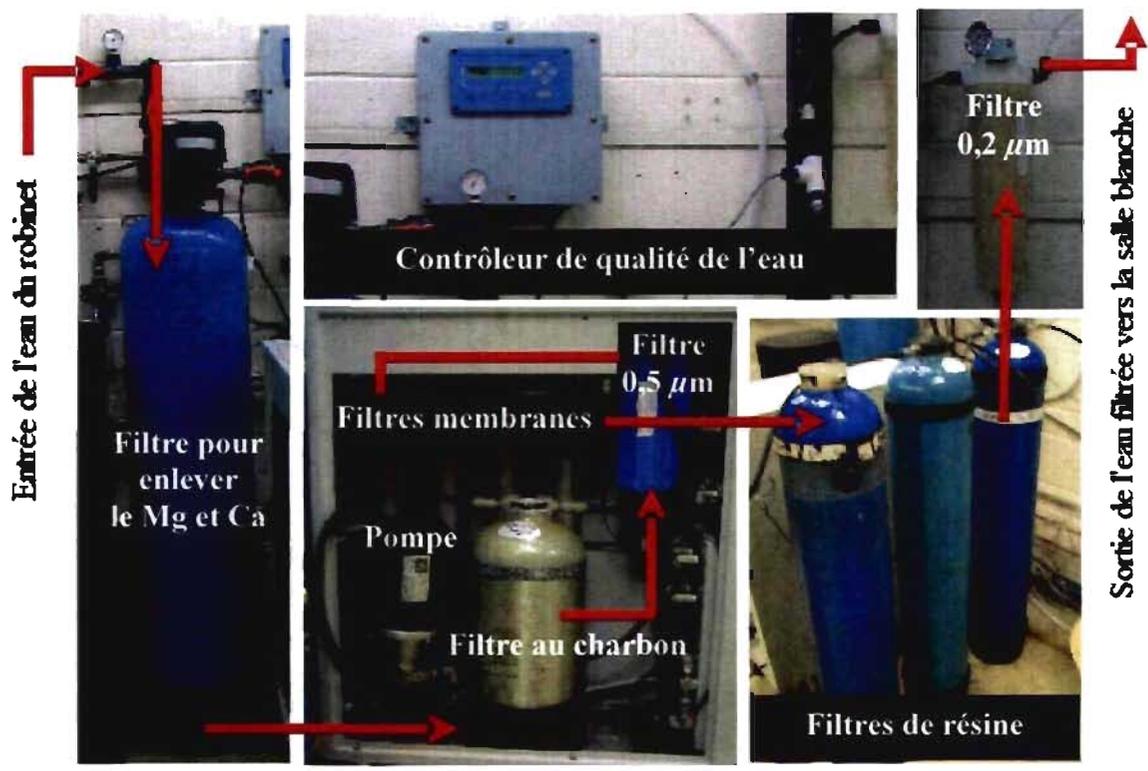


Fig. 3-2 : Détails techniques du système d'eau ultra pure.



Fig. 3-3 : Système d'eau ultra pure fourni par Biolab.

C'est également, grâce à ce système d'eau que nous pouvons nous assurer de la propreté du matériel utilisé durant l'étape de la fabrication. En effet, on utilise un bain ultrasonique (figure 3-3) pour laver tous les composants physiques des détecteurs avant de les fabriquer : leur contenant, les O-rings, les couvercles etc. Un lavage est tout d'abord effectué avec du « Radiacwash », qui a pour but d'attirer les métaux lourds ainsi que les autres impuretés, puis un rinçage est fait avec uniquement de l'eau ultra pure. Une fois que le matériel est soigneusement lavé, on peut procéder à l'étape de la fabrication du détecteur tel quel.

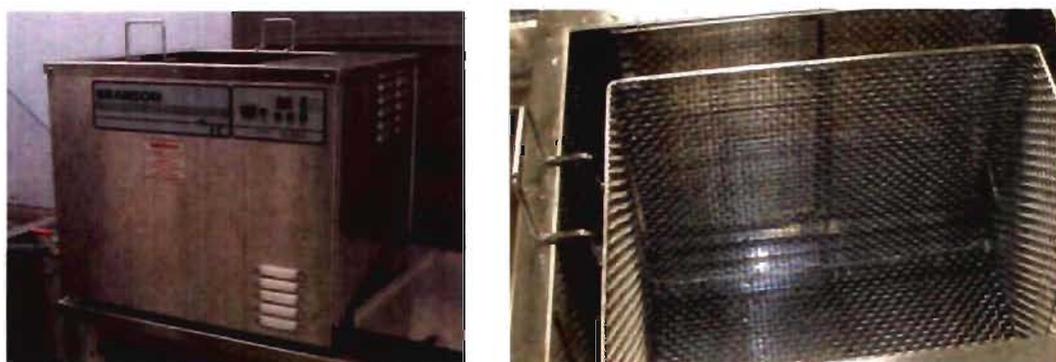


Fig. 3-4 : Photographie du bain ultrasonique utilisé.

3.2. ÉTAPES DE FABRICATION DES DÉTECTEURS

Au début de la fabrication, tous les ingrédients du détecteur sont présents en phase liquide : une solution monomère qui sera par la suite polymérisée devenant ainsi la matrice du gel, et le milieu actif du gel, le C_4F_{10} qui sera dispersé en gouttelettes. Pour arriver à une suspension uniforme de ces gouttelettes dans les détecteurs, il est important de passer par différentes étapes résumées dans la figure (3-1) :

- Tout d'abord, on descend la solution à -20°C à pression ambiante; le gaz étant liquide, il est possible de créer une suspension de gouttelettes en utilisant un brasseur magnétique en téflon.

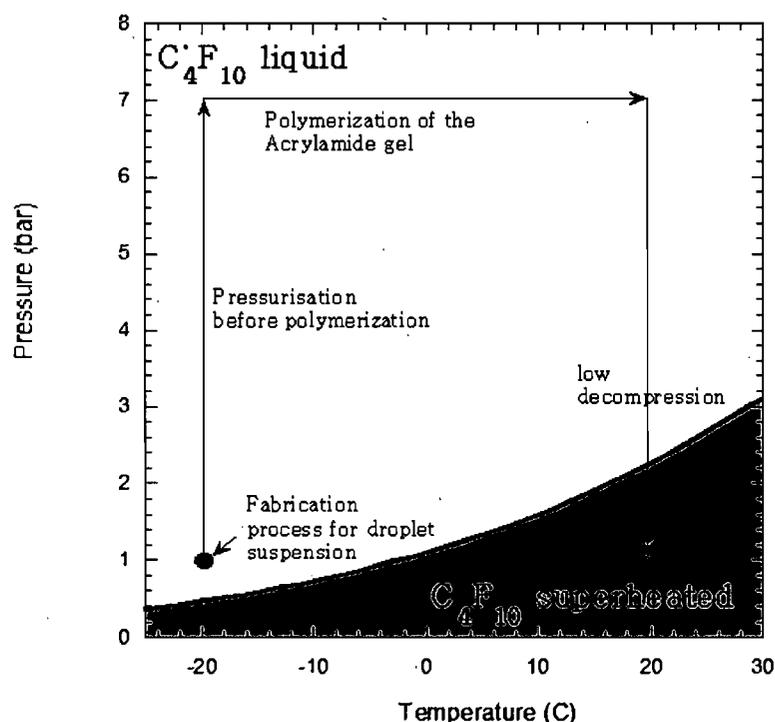


Fig. 3-5 : Processus de fabrication de la suspension des gouttelettes en surchauffe.

- Lorsque l'on a obtenu la distribution de gouttelettes de C_4F_{10} escomptée, on ajoute les réactants pour déclencher la polymérisation. Parallèlement on augmente la température de la solution en la mettant dans un bain d'eau chaude pour accélérer ce processus. Cependant, la polymérisation est une réaction chimique exothermique qui développe elle-même de la chaleur et fait aussi augmenter la température de la solution. Pour maintenir les gouttelettes à l'état liquide stable, il faut donc augmenter la pression jusqu'à 7 bars. De cette manière, on s'assure également de

garder un maximum de masse active lors de l'injection du C_4F_{10} qui peut se dissoudre dans la solution de gel ou encore s'évaporer.

- Une fois le gel polymérisé, on le décomprime lentement et on le couvre d'une couche d'huile minérale pour éviter tout contact du gel avec l'air ambiant. Les gouttelettes sont à ce stade-ci du protocole dans un état métastable (voir figure 3-1). Pour maintenir le détecteur dans un état stable, on le recomprime via un système hydraulique élaboré spécifiquement par le projet PICASSO jusqu'à son utilisation.

3.2.1. Importance de la densité

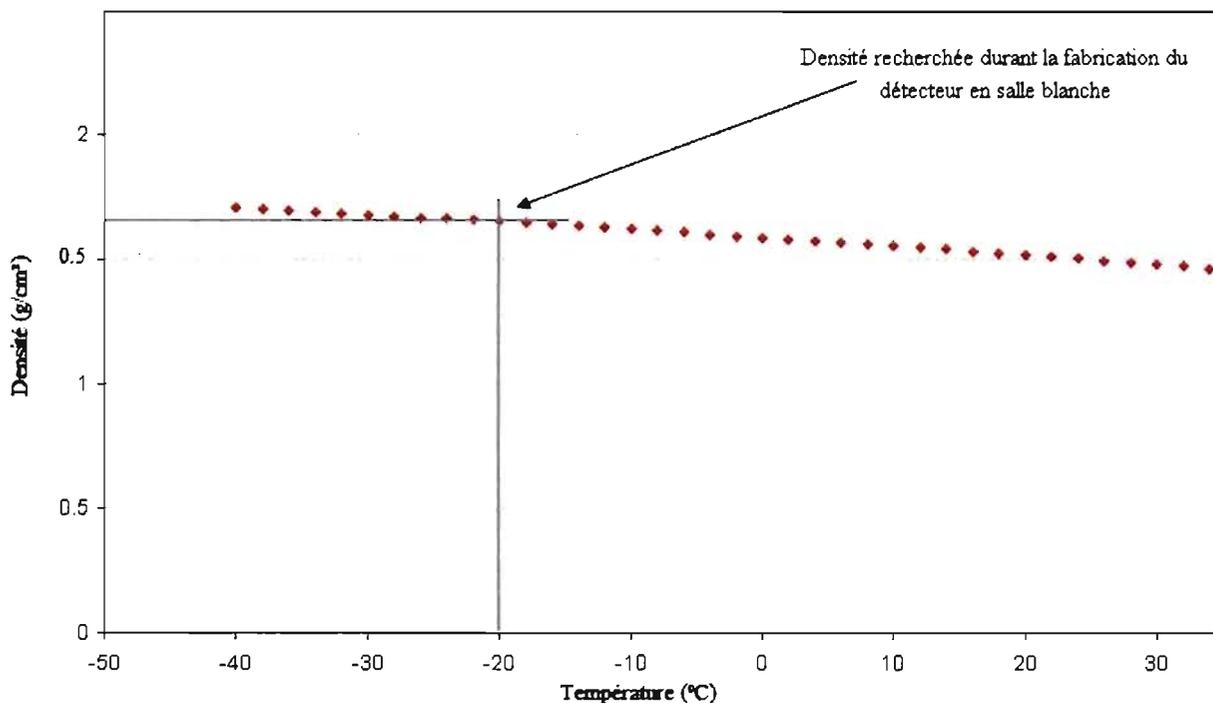


Fig. 3-6 : Représentation graphique de la densité du fréon en fonction de la température. Les données du traçage ont été prises de [45].

Étant donné le gaz utilisé, il faut adapter le protocole de fabrication du gel pour tenir compte de sa densité élevée à savoir $1,6 \text{ g/cm}^3$. C'est un paramètre important pour obtenir la suspension des gouttelettes dans la solution de gel (Figure 3-2). En effet, si la matrice est moins dense, les gouttelettes de C_4F_{10} sédimenteraient ou encore elles se retrouveraient en suspension en surface si la matrice est trop dense. L'équilibre des densités est capital pour permettre une distribution homogène des gouttelettes et doit être pris en considération dans le protocole expérimental de fabrication.

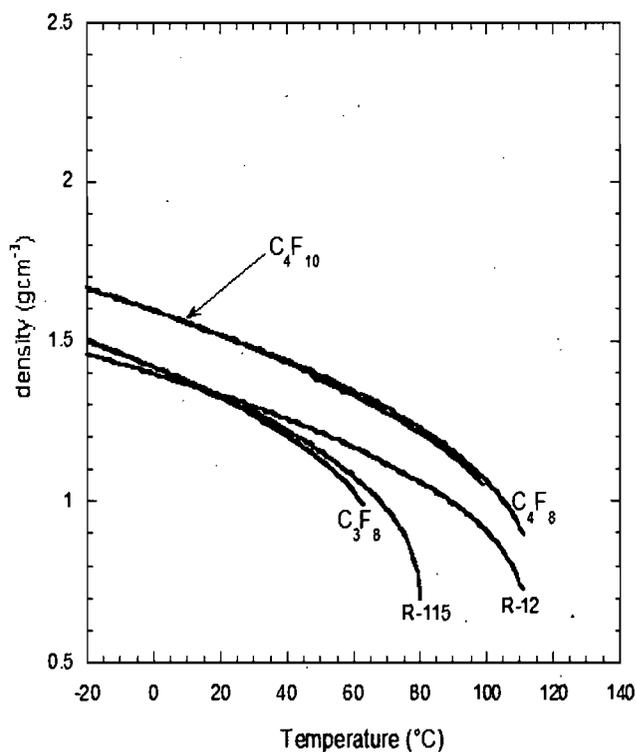


Fig. 3-7 : Comportement de la densité de différents types de fréons en fonction de la température. Les données du traçage ont été prises de [40, 65, 66].

Pour obtenir l'équidensité avec les gouttelettes de C_4F_{10} , la matrice a besoin d'un solvant capable d'atteindre sa densité élevée. À titre de comparaison, la figure 3-7 montre le comportement des densités de plusieurs types de fréons en fonction de la température qui seraient aussi des candidats valables pour détecter des neutralinos, comme le C_4F_{10} utilisé par le projet PICASSO. Ainsi pour fabriquer un détecteur à base de gouttelettes de C_4F_{10} , il nous faut :

- un solvant pour l'équidensité.
- un gélifiant pour stabiliser les gouttelettes dans la matrice.
- de l'eau ultra pure pour éviter des contaminations radioactives (e.g. traces d'U/Th).
- des additifs pour déclencher, accélérer la polymérisation et pour contrôler la taille des gouttelettes.

3.3. FORMATION DU GEL

Un gel est une forme intermédiaire de matière entre le solide et le liquide. Il se compose de polymères, ou longues chaînes de molécules inter-reliées en un réseau enchevêtré et immergé dans un milieu liquide. Ce dernier empêche le polymère de former une masse compacte et le réseau garde les chaînes liées sans cela, le gel serait dans un état liquide visqueux seulement. Les propriétés du gel dépendent de sa composition chimique qui sera discutée dans les prochaines sections. Celles-ci permettent qu'il soit plus ou moins élastique, dur ou mou. Au début de sa fabrication, le gel est à l'état liquide visqueux formé de longues chaînes de molécules. Il devient solide en ajoutant des réactants qui créent des ponts entre ces chaînes : c'est le processus de réticulation ou polymérisation. Il existe différents types de gels à savoir, des gels utilisant un procédé par polymérisation.

irréversible, ou encore un procédé par transition de phase réversible. Celui utilisé pour les détecteurs PICASSO, est un gel de polyacrylamide qui est un gel chimique irréversible.

3.3.1. Composition du gel de polyacrylamide des détecteurs PICASSO

Le gel de polyacrylamide, fabriqué pour nos détecteurs PICASSO, est formé suite à une réaction de polymérisation de monomères d'acrylamide. Les composantes de base de ce gel sont :

- Une solution aqueuse de chlorure de césium (CsCl) : le solvant qui constitue 98% du gel dans sa totalité.
- l'acrylamide et le Bis-Acrylamide, N, N'-méthylène bisacrylamide : les gélifiants.
- Le TEMED, -tétra-méthyle-éthylénédiamine et l'APS, ammonium persulfate, les réactifs nécessaires à la réticulation du gel.
- l'anhydride maléique et le Triton X-100 : les additifs.

3.3.2. Le solvant : la solution aqueuse de chlorure de césium (CsCl)

La solution de chlorure de césium est l'ingrédient de base du détecteur et permet le réglage précis de la densité du solvant pouvant atteindre 1.9 g/ml à 7.5 mol/L à 2°C. Cependant, la solution de CsCl introduits deux inconvénients : outre son coût élevé, il constitue une source de contamination qui limite la sensibilité des détecteurs à cause de la contamination du sel avec des métaux lourds émetteurs α . Une technique de purification a été développée

à cet effet pour réduire au maximum les actinides émetteurs α et qui sera détaillée dans les sections suivantes. Mais le césium (Cs) est aussi une source de rayonnement γ ! Suite aux essais des bombes nucléaires, le ^{133}Cs qui est en abondance naturelle dans l'environnement est lui-même contaminé par des traces de l'isotope ^{137}Cs qui est un émetteur de rayons γ . Même si les détecteurs ont une efficacité très faible dans la région d'opération pour détecter les neutralinos, ils commencent à être sensibles aux rayons γ à températures élevées au-delà de 45°C , comme vu à la figure 2-5. De plus, il s'avère que le sel CsCl est aussi contaminé par des traces de ^{40}K , un autre émetteur γ . Pour éliminer le problème des émetteurs γ , une toute nouvelle méthode de fabrication est en train d'être testé par la collaboration PICASSO où le solvant à la base de CsCl est remplacé par un gel de glycérol polymérisé.

3.3.3. L'acrylamide et le bis acrylamide

L'acrylamide $\text{CH}_2=\text{CH}-\text{CO}-\text{NH}_2$ constitue le monomère dont la réaction de polymérisation forme la chaîne ; cependant, cette réaction doit se faire à l'aide d'agents réticulant, dans notre cas c'est le bis-acrylamide $(\text{CH}_2=\text{CH}-\text{CO}-\text{NH})_2-\text{CH}_2$ qui va permettre la formation de ponts entre les chaînes d'acrylamide. Car sans cela, le gel d'acrylamide ne serait que des chaînes linéaires sans liens entre elles, comme on peut le voir sur la figure 3-4. Le gel formé ne serait qu'un liquide épais et visqueux, impossible à manipuler.

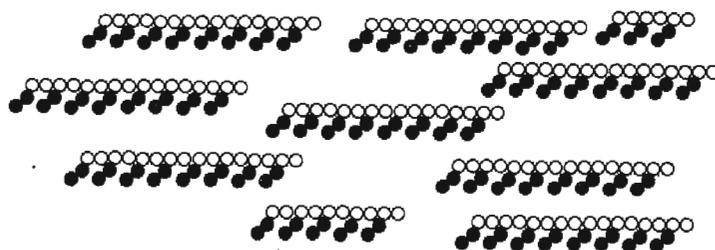
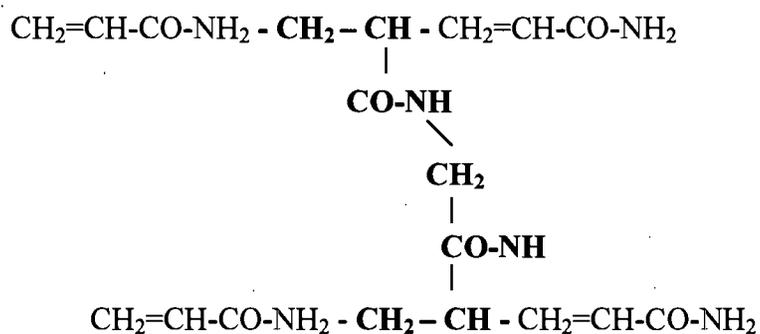


Fig. 3-8 : Chaîne d'acrylamide polymérisé *sans* agent réticulant. La figure est prise de [43].

Le bis-acrylamide est une molécule qui a deux doubles liens C-C, généralement un à chaque extrémité de la molécule, ce qui lui permet de former les liaisons entre les chaînes linéaires d'acrylamide de la forme :



où, la chaîne en gras représente l'agent réticulant et l'autre l'acrylamide. La structure de l'acrylamide et du bis-acrylamide est décrite dans la figure 3-5.

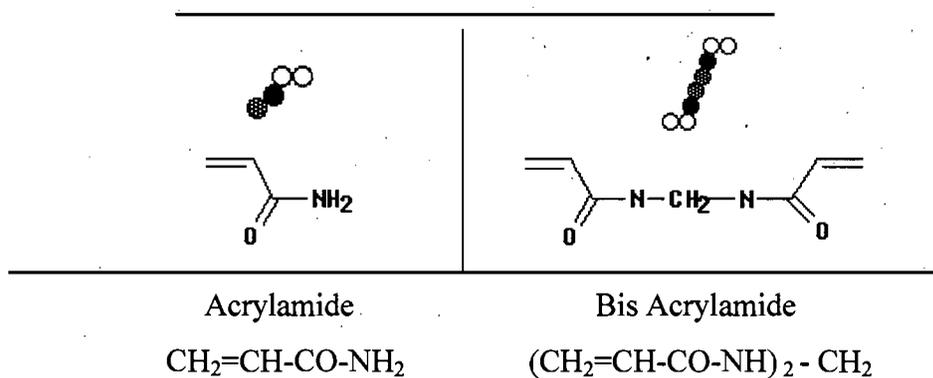


Fig. 3-9 : Illustration des molécules d'Acrylamide et bis Acrylamide.[43]

Ce sont donc les quantités d'acrylamide et bis-acrylamide qui donnent les propriétés rhéologiques (G) du gel, à savoir élastiques (G') et visqueuses (G'') où $G = G' + iG''$. Ainsi, dépendamment de leurs quantités, les mailles formées entre les différentes molécules seront plus ou moins petites.

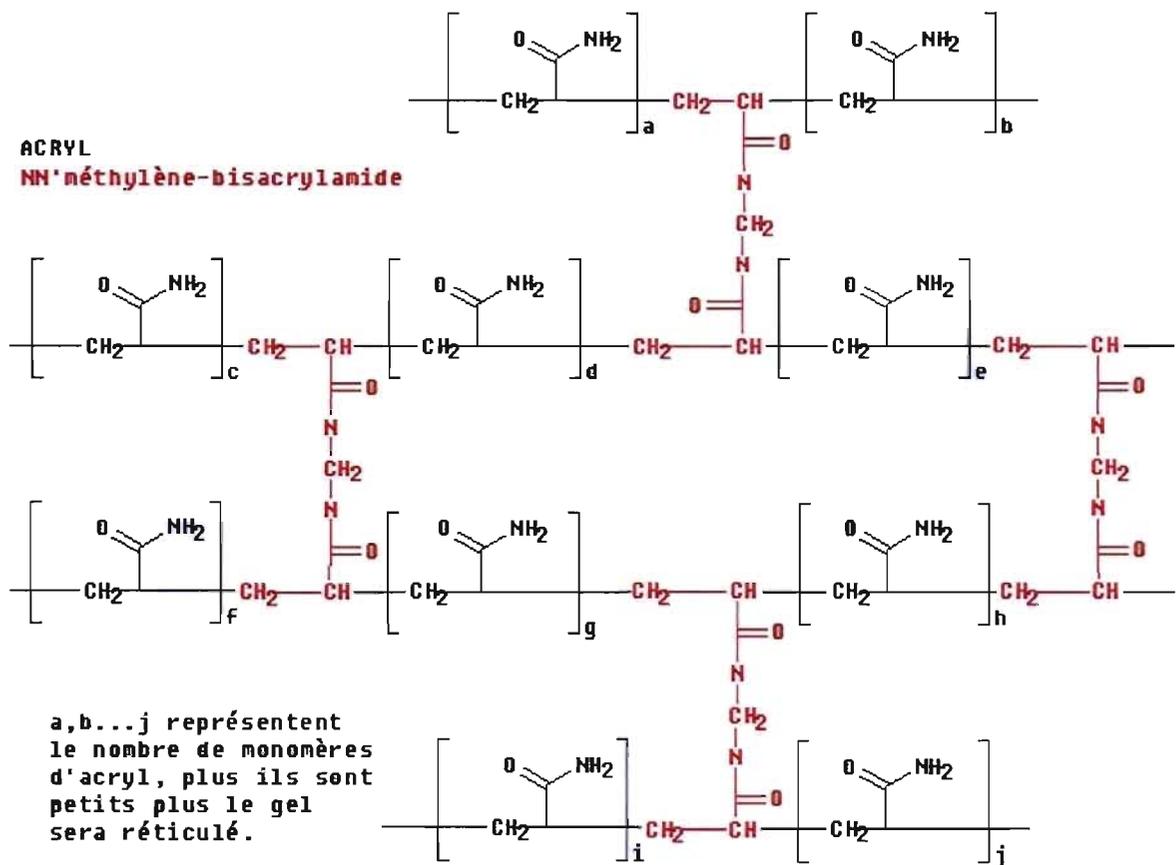
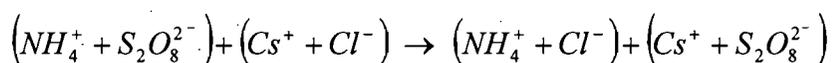


Fig. 3-10 : Gel polymérisé *avec* un agent réticulant.

3.3.4. L'ammonium persulfate : APS

Pour créer le processus de polymérisation, il faut un initiateur l'APS, Ammonium Persulfate $S_2O_8(NH_4)_2$ qui va permettre la formation de radicaux libres et ainsi permettre la réaction en chaîne de la polymérisation. Un inconvénient est par contre qu'il se dégrade facilement ; c'est pourquoi, il faut le conserver dans un endroit sec et hermétiquement fermé. On le prépare seulement quelques minutes avant de l'introduire dans la solution pour éviter sa dégradation rapide. Dans les premiers tests, pendant la fabrication du gel, aussitôt que l'on rajoutait l'APS, on pouvait voir apparaître un précipité de cristaux non solubles dans la solution monomère. Ce précipité était à éviter à tout prix puisqu'il serait une source de bruit de fond dangereuse. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, toute non-uniformité ou aspérité dans le gel qui entrerait en contact avec une gouttelette métastable constitue un centre de nucléation hétérogène.

Plusieurs tests ont été effectués pour connaître la nature de ce précipité ainsi que les causes de son apparition (tableau 3.1). De petits échantillons ont été préparés à cet effet, composés essentiellement de solution de CsCl, acrylamide (AA) et bis-acrylamide (BIS) avec l'APS que l'on rajoutait d'après le protocole de fabrication. On n'injectait pas de maléic anhydride puisque celui-ci est une solution tampon et donc ne peut créer de précipité avec l'APS. Les quantités ont été calculées dans les proportions des échantillons et les concentrations de l'APS ont été soit diminuées ou augmentées par rapport à la concentration standard. D'après les tests et selon la stœchiométrie chimique, la formation du précipité provient de la réaction suivante :



La nature de celui-ci sera alors soit du $NH_4^+ + Cl^-$ ou alors du $Cs^+ + S_2O_8^{2-}$. Pour identifier laquelle des deux formes est le précipité, nous avons utilisé du sodium persulfate NaPS ($Na^+ + S_2O_8^{2-}$) au lieu de l'APS ($NH_4^+ + S_2O_8^{2-}$) pour savoir quels ions réagissaient avec le

CsCl. Effectivement, on a pu observer une petite quantité de précipité et nous avons pu conclure que les ions qui forment le précipité sont le Cs^+ du CsCl et le $\text{S}_2\text{O}_8^{2-}$ de l'APS ou NaPS.

Temp.	Test	Composé de l'échantillon	Résultats
-18°C	A	CsCl + AA/BIS + APS (même concentration donc 6g dans 60mL, mais on injecte 2 fois plus par rapport à la quantité normale.)	Formation d'un précipité floconneux dès l'injection de la première goutte.
-18°C	B	CsCl + AA/BIS + APS (on diminue la concentration donc 3g dans 60mL et on injecte la quantité normale.)	Formation de quelques flocons mais beaucoup moins par rapport aux quantités normales.
-18°C	C	CsCl + AA/BIS + APS (on diminue la concentration $c = 0,1\text{mol/L}$ donc 1,5g dans 60mL et on injecte la quantité normale.)	Formation de petits cristaux.
-18°C	D	CsCl + APS (concentration et quantité normales.)	Formation d'un précipité.
-18°C	E	AA/BIS + APS (concentration et quantité normales.)	Aucun précipité.
T_ambiant	F	CsCl + AA/BIS + APS (concentration et quantité normales.)	Formation d'un précipité.
40-50°C	G	CsCl + AA/BIS + APS (concentration et quantité normales.)	Aucun précipité.
40-50°C	H	CsCl + AA/BIS + APS (concentration normale mais on injecte 4 fois plus.)	Formation d'un précipité très léger, après moins d'une minute tout avait disparu.

Tab. 3.1 : Résultats de différents échantillons pour connaître la nature du précipité formé avec l'ammonium persulfate (APS).

Pour le test F, nous avons rajouté de l'eau ultra pure et tout le précipité avait disparu. Donc, pour remédier le problème et dissoudre le précipité, il nous faut rajouter de l'eau ultra pure, ce qui nous arrange également puisque lors de l'ajustement de densité, on ajoute de toute façon de l'eau ultra pure. Les tests G et H à haute température, ne forme presque pas voir

pas du tout de précipité à cause de l'agitation thermique qui empêche la formation des cristaux ou du précipité car celle-ci par définition, ne favorise pas l'interaction entre molécules et ions. Grâce à ces différents tests, la nature ainsi que les causes de la présence du précipité sont connues maintenant et sous contrôle.

3.3.5. Le TEMED

Afin que le processus de polymérisation puisse s'effectuer, il faut un initiateur mais également un catalyseur pour accélérer la réaction, le TEMED, N, N, N', N'-tétraméthylènediamine, qui doit être présent sous forme basique pour être efficace. Son rôle est de stimuler la propagation de radicaux libres pour accélérer la réaction et il catalyse la décomposition des ions persulfates de l'APS pour donner un radical libre. Il est un élément important à la fois pour la polymérisation de l'acrylamide mais également pour la réticulation du gel. Sa formule chimique est $(\text{CH}_3)_2\text{-NCH}_2\text{-CH}_2\text{-N}(\text{CH}_3)_2$,

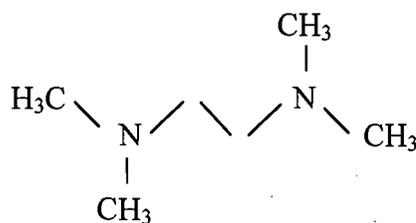


Fig. 3-11 : Formule topologique de la molécule du TEMED.

Les détecteurs ont besoin d'être à un pH neutre pour que le gel soit stable à long terme mais le TEMED, une fois injecté dans la solution de gel, fait monter le pH à 10 et au-delà, lors de la polymérisation. Il faut qu'il soit neutralisé et pour cela on rajoute de l'acide chlorhydrique (HCl). En pratique on ajoute des solutions tampons dans la composition du

gel qui permettent de compenser toute variation de pH afin de conserver la neutralité de la solution par l'adjonction d'ingrédients.

3.3.6. Solution tampon

La solution tampon utilisée dans notre protocole de fabrication est l'anhydride maléique de formule chimique $C_4H_2O_3$. C'est un « additif » qui permet d'améliorer la qualité du gel en régulant les variations de pH et obtenir une polymérisation efficace. Sa formule topologique est présentée à la figure 3-8.

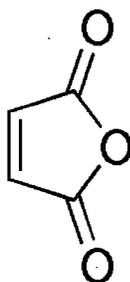


Fig. 3-12 : Formule topologique pour l'anhydride maléique.

Elle ralentit le processus de polymérisation en rendant les chaînes plus complexes ainsi qu'en mobilisant une partie de l'initiateur (APS) pour briser ses liaisons C=C. En effet, la polymérisation est un processus exothermique qui peut endommager, même briser le détecteur dans sa phase finale de fabrication, si elle s'effectue trop rapidement ou trop violemment.

3.3.7. Le surfactant : Triton X-100

Le surfactant est un tensioactif c'est-à-dire un type de savon, ayant une partie hydrophile et une partie hydrophobe. Grâce à cette caractéristique, il peut s'accrocher aisément aux gouttelettes de C_4F_{10} injecté préalablement. Il crée ainsi une membrane inter-faciale pour

celles-ci, qui limite le mûrissement de Ostwald (limite le transfert de masse des gouttelettes vers le gel / gonflement de la bulle) et fait une région qui les couvre comme une membrane en les rendant plus stables au sein de la solution liquide de la matrice. Il facilite également leur distribution. En effet, lorsque l'on ajoute le surfactant au protocole expérimental de fabrication, 1 heure suffit à obtenir la distribution de gouttelettes escomptée (autour de $100\mu\text{m}$) sans quoi, 4 heures même 5 heures ne seraient pas suffisants pour parvenir à une telle distribution. Cependant, de par sa double propriété, soit hydrophile et hydrophobe, le surfactant est enclin à attirer plus facilement des contaminants qui sont de nature plus hydrophiles qu'hydrophobes. Par conséquent, il est fort probable qu'il s'agrippe à toutes sortes de particules non désirées faisant partie de la solution de la matrice, créant cette fois-ci une membrane pour la gouttelette chargée de contaminants. Ces derniers se retrouveraient à la surface des gouttelettes. Pour limiter ce phénomène de transport des contaminants à la surface des gouttelettes ainsi que dans la solution du gel, le temps de brassage a été réduit et le surfactant est ajouté seulement après l'injection du C_4F_{10} . Le surfactant, Triton X-100, permet aussi de contrôler la distribution voulue des gouttelettes à l'aide d'un barreau magnétique.

3.3.8. Création de la suspension des gouttelettes

Un barreau magnétique permet de créer le vortex responsable de l'émulsion des gouttelettes dans le gel. C'est un ferro-aimant couvert entièrement de téflon pour éviter toute sorte de contamination. Il est plongé dans le liquide même et le contenant de fabrication est posé sur l'agitateur qui produit un champ magnétique en rotation à vitesse contrôlée (figure 3-14). La taille des gouttelettes dépend de la vitesse v ainsi que du temps de brassage t du barreau magnétique mais aussi de la viscosité η du milieu. En fixant ces paramètres dans une série de tests, on obtient la distribution de gouttelettes voulue, dans notre cas des rayons autour de $100\mu\text{m}$. Pour obtenir cette distribution homogène, nous avons choisi d'agiter pendant 1

heure après l'injection du C_4F_{10} avec une vitesse de brassage à 170 rpm (rotations per minute). La viscosité de la solution reste la même en suivant les proportions standards du protocole de fabrication (Annexe B).

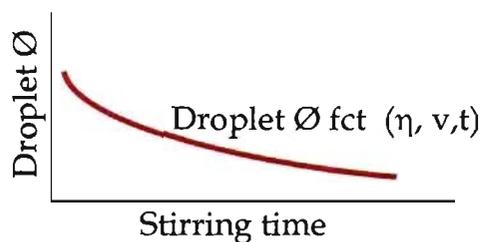


Fig. 3-13 : Représentation empirique de la taille des gouttelettes en fonction du temps de brassage. \emptyset correspond au diamètre des gouttelettes.

Le système par brassage magnétique a plusieurs avantages par rapport au système utilisé avant, soit un brasseur bi-axial qui nécessitait la présence d'un objet solide dans la solution de gel pour réussir à créer le vortex et qui ne permettait pas la création de gouttelettes plus grandes qu'une dizaine de μm .



Brasseur bi-axial



Brasseur Magnétique

Fig. 3-14 : Présentation des différents brasseurs utilisés pour la fabrication des détecteurs.

3.3.9. Aspects à surveiller concernant la polymérisation

Pour permettre la réaction de polymérisation, plusieurs facteurs sont à prendre en compte car certaines composantes chimiques et conditions physiques peuvent encore influencer ou empêcher même la réticulation de la matrice. Par exemple, l'oxygène O_2 présent dans l'air ambiant peut réagir avec les radicaux libres sans s'intégrer dans la chaîne de la solution monomère, ce qui bloquerait la réaction d'une molécule d'acrylamide à l'autre. Ainsi le protocole de fabrication requiert un dégazage avec soin de la solution avant d'injecter le fréon et pour éviter l'infiltration de l'air par le vortex créé par le brassage magnétique, on diminue son temps d'agitation ainsi que sa vitesse. Comme on l'a vu précédemment, le TEMED aussi peut affecter la polymérisation du gel. La température est également un facteur qui peut ralentir ou accélérer la polymérisation. En général, plus la température est élevée et plus les réactions chimiques sont accélérées. La réticulation n'échappe pas à la règle et est plus efficace à haute température qu'à basse température. Dans notre cas, le choix d'une température proche de celle ambiante est un choix à la fois conservateur et convenable. La figure 3-15 résume les différentes étapes de la fabrication des détecteurs. Pour arriver à obtenir des détecteurs à très bas taux de comptage, il faut inclure la purification dans le protocole de fabrication des détecteurs [46] ce qui fera l'objet du prochain chapitre.



Fig. 3-15 : Représentation des différentes étapes lors de la fabrication de détecteurs.

CHAPITRE 4: La purification

La purification soigneuse de tous les ingrédients et le choix des conditions optimales de fabrication, c'est-à-dire de fournir un environnement sain au détecteur pour diminuer tout risques de contamination extérieure, sont primordiaux pour la production des détecteurs. Tout d'abord il est important de rappeler que tous les ingrédients des détecteurs doivent être les plus purs possibles au niveau radioactif pour pouvoir réduire au maximum toute source de bruit de fond indésirable et ainsi pour obtenir le plus bas taux de comptage intrinsèque des détecteurs. C'est en respectant ces conditions que l'on pourra se rapprocher du signal attendu des modèles théoriques pour le neutralino.

4.1. LES ÉMETTEURS α

La source de bruit de fond intrinsèque la plus importante pour PICASSO reste et demeure la contamination interne de source α dans les détecteurs. Elle provient de l'ensemble de tous les émetteurs α des séries de désintégration de l'uranium et du thorium présents en traces dans les ingrédients utilisés pour fabriquer des détecteurs mais aussi du radon présent dans l'air ambiant qui rentrerait en contact avec la solution. La contamination interne des détecteurs peut être localisée soit dans le gel, soit à la surface des gouttelettes, soit à l'intérieur des gouttelettes [59]. L'efficacité de détection des émetteurs alpha répartis uniformément dans le gel, appelé aussi efficacité « géométrique » est donné par :

$$\varepsilon_{\alpha} \propto L \frac{R_{\alpha}}{R_d} \quad (4.1)$$

où L est le « loading » qui constitue la proportion de masse active dans le gel des détecteurs par rapport au volume total de gel ($L = \frac{V_{C_4F_{10}}}{V_{gel}}$), R_α est la portée des émetteurs α et R_d est le rayon des gouttelettes. La portée des α est environ de $30\mu\text{m}$, et ses énergies sont situées autour de 4-5 MeV [58]. Selon l'équation 4.1, si on augmente le rayon des gouttelettes, l'efficacité de détection diminue. Ainsi, en ayant des gouttelettes de $100\mu\text{m}$ pour nos modules de 4.5L au lieu de $10\mu\text{m}$ pour les 1L, avec $L \approx 1\%$, l'efficacité diminue d'un facteur 10. C'est la « purification géométrique » : pour un même volume de masse active de C_4F_{10} , la probabilité de détection pour une grosse gouttelette est beaucoup plus faible que plusieurs petites gouttelettes (figure 4-1).

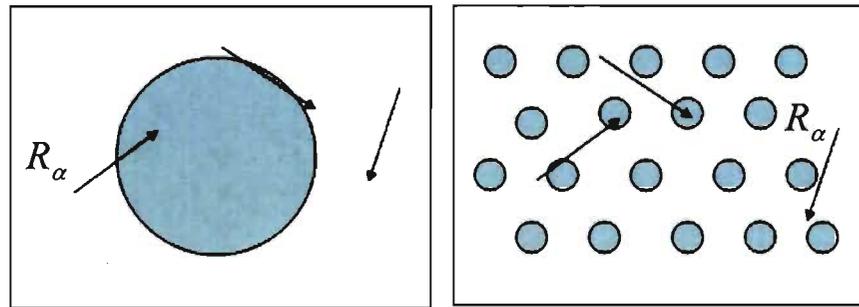


Fig. 4-1 : Illustration de la probabilité de détection pour un même volume de gel mais avec différents rayons de gouttelettes.

L'efficacité géométrique englobe également la contamination à la surface des gouttelettes qui peut être due à un effet de surfactant tel qu'expliqué dans [56] et dans la section 3.3.7. L'efficacité de détection à la surface ε_{surf} pour les émetteurs α est donné par :

$$\varepsilon_{surf}^{\alpha} = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{R_\alpha}{R_d}\right) \quad (4.2)$$

Celle-ci prend en compte les considérations d'angle solide entre l'émission des α et le rayon des gouttelettes. Elle est donné par le rapport entre le cône sphérique d'angle d'ouverture θ et le volume de la sphère autour des émetteur α tel qu'illustré sur la figure 4-2.

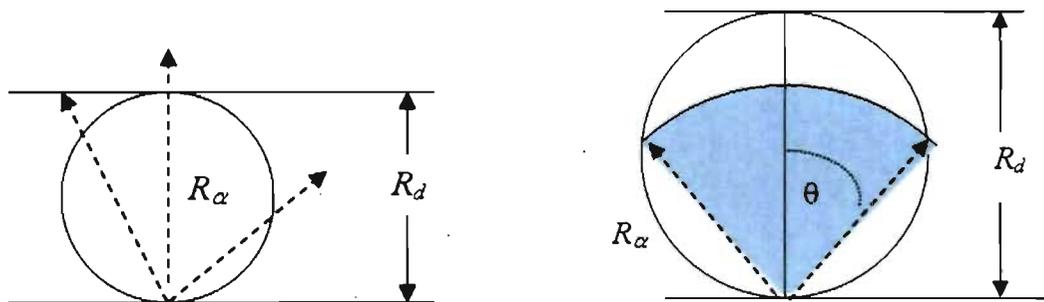


Fig. 4-2 : À gauche, illustration d'une gouttelette de taille plus petite que la portée des émetteurs α . À droite, illustration d'une grosse gouttelette de taille comparable à la portée des α .

En effet, si le diamètre des gouttelettes est plus petit que la portée des α , l'efficacité de détection sera nulle pour des émetteurs α concentrés à la surface d'une gouttelette, tandis que si le diamètre est plus grand, l'efficacité de détection est donné par (4.2) et sera de 50% au maximum, ce qui a été développé également dans le modèle de l'effet de surfactant [56]. Selon ce modèle, les particules α auraient tendance à s'agripper facilement au surfactant lors de la création de la distribution des gouttelettes durant la fabrication (section 3.3.7).

La contamination à l'intérieur des gouttelettes est amenée par processus de diffusion lorsqu'il y a un gradient de concentration d'émetteurs α entre l'interface de la gouttelette et le gel. Si la probabilité de détection d'un émetteur α est de 100% une fois qu'il se trouve à l'intérieur de la gouttelette, alors l'efficacité de détection serait $\varepsilon_{diff} \approx 0.01$ [57] en

considérant que le « loading » L est de 1%. La purification des ingrédients des détecteurs est donc essentielle pour pouvoir minimiser la contamination interne par les émetteurs α provenant surtout de la solution de CsCl qui constitue la majorité de la masse totale du détecteur, à savoir 70% [8] de toute la solution du gel. Ainsi une nouvelle technique de purification a été mise en place afin de réduire les contaminants naturels internes tels qu'Uranium (U), Thorium (Th), Radium (Ra), et Plomb (Pb) provenant des produits chimiques utilisés pour la fabrication du gel. Les chaînes de désintégration du ^{232}Th et ^{238}U sont placées dans l'annexe C.

4.2. TECHNIQUE DE PURIFICATION DES MATÉRIAUX

Pour la purification des ingrédients, on utilise une technique mise en place par le radiochimiste Xiongxin Dai, collaborateur PICASSO de l'Université de Queen's, qui utilise les molécules de HZrO (Hydroxyde de Zirconium) qui ont une grande affinité avec les atomes lourds non désirables tels que le Radium, Thorium, Uranium. En effet, un échange s'effectue lors de la mise en solution du HZrO et la solution à purifier. La molécule de HZrO échange son atome d'hydrogène H avec tout atome lourd présent dans la solution à purifier créant ainsi une molécule soit de RaZrO, ou encore, UZrO, ThZrO. Puisque ces dernières ainsi que reste des molécules de HZrO sont suspendues comme particules colloïdales dans la solution, elles se laissent enlever par filtration. Cependant, c'est une purification à double tranchant et certaines précautions doivent être prises pour permettre son efficacité, sans cela la purification deviendrait elle-même une réelle contamination. Nous aborderons ce sujet dans les sections suivantes.

4.2.1. Préparation du HZrO (1% Zr)

La préparation d'hydroxyde de zirconium consiste tout d'abord à préparer une solution du chlorure de zirconium $ZrCl_4$ de 25% de concentration. Pour 100mL, on ajoute 25g de $ZrCl_4$ dans un bécher propre et on ajoute 75g d'eau ultra pure, on mélange le tout jusqu'à dissolution complète de la solution. Il faut faire très attention, car le $ZrCl_4$ réagit violemment avec l'eau. On minimise les effets de la réaction en plaçant le bécher dans un bain d'eau froide. Une fois la solution de chlorure de zirconium préparée, on en prélève 50mL et on lui ajoute 200mL d'eau ultra pure dans un contenant de centrifugeuse de 500mL. On ajoute une certaine quantité NaOH à 5M (~ 47mL) pour obtenir un pH de 9. Un précipité blanc alors se forme, c'est le HZrO. On centrifuge le tout, à 3000 rotations par minute (rpm) pour une durée de 5 minutes; un dépôt solide blanc alors se forme au fond de la bouteille. On rince le surplus et l'on recommence deux fois encore en rajoutant de l'eau ultra pure au dépôt blanc. Une fois la solution de HZrO préparée, on peut commencer la purification de chaque solution que l'on va utiliser pour la fabrication du gel. Plusieurs méthodes sont d'ailleurs utilisées en fonction des différentes solutions à purifier.

4.2.2. Purification du CsCl

La solution de chlorure de césium est la solution qui nécessite un soin particulier durant le protocole de purification. Quatre purifications sont effectuées pour retirer les contaminants issus du césium. Deux techniques sont utilisées, une méthode de co-précipitation pour les deux premières purifications, qui consiste à faire le précipité de HZrO dans la solution de CsCl elle-même par l'intervention du $ZrCl_4$, et l'autre fait intervenir directement la solution de HZrO déjà préparée, que l'on rajoute dans la solution de CsCl, et ce pour les deux autres purifications. Lorsque la solution de CsCl est préparée et bien dissoute, la première étape

est d'évaluer sa densité pour connaître sa quantité nécessaire pour chaque détecteur (voir protocole de fabrication en annexe B).

On prépare donc en générale une solution de 10L de CsCl à 60% de concentration qui permet de fabriquer deux détecteurs et demi car plus les quantités sont grandes et plus la purification est efficace. Une fois la densité évaluée pour les 10L, on commence la première purification par co-précipitation.

Première et deuxième purification du CsCl à 60% :

- On ajoute 12g de $ZrCl_4$ concentrée à 25% dans les 10L de CsCl à 60%, et mélanger à l'aide du brasseur magnétique pendant 10 minutes.
- Puis on ajoute la quantité voulue de NaOH à 5M (~100mL) pour arriver à un pH supérieur à 9, le précipité de $HZrO$ se forme et on mélange le tout pendant 10 minutes.
- On ajoute du $ZrCl_4$ pour retourner à un pH de 7, on mélange pendant 5 minutes.
- On laisse la solution reposer pour une durée d'environ 10 minutes pour que le précipité se dépose.
- À l'aide d'une pompe péristaltique, on filtre l'ensemble de la solution, les particules colloïdales ($RaZrO$, $ThZrO$,...) restent ainsi emprisonnées dans le filtre media-kap ($0,2\mu m$) utilisé. La solution filtrée est purifiée une fois et va directement dans un contenant de 10L très propre.
- On récupère le dépôt, qui est le précipité de $XZrO$ où $X = Ra, Th, U, \dots$, on le centrifuge et on filtre le reste du précipité que l'on verse dans la solution déjà purifiée.
- On répète donc cette méthode de purification deux fois.

Des tests ont été effectués avec la méthode de co-précipitation pour connaître son efficacité. Comme on peut le voir sur le tableau 4.1, cette technique permet d'atteindre une efficacité supérieure à 95% pour le Ra et Pb. [73]

Concentration de CsCl	60%
Concentration de HZrO	0.13g Zr/L
Capacité d'extraction	
^{228}Th	99.1 ± 1.5 %
^{224}Ra	97.0 ± 1.2 %
^{226}Ra	97.1 ± 0.6 %
^{212}Pb	96.1 ± 0.8 %
^{212}Bi	92.8 ± 1.6 %

Tab. 4.1 : Tests de purification avec la méthode de co-précipitation, effectués pour le chlorure de césium pour la première purification [62].

Troisième et dernière purification :

Dans la solution de 10L de CsCl (60%) purifiée deux fois :

- On ajoute 138mL d'une solution de HZrO de 1% préparée préalablement et on mélange pendant 15 minutes à l'aide d'un brasseur magnétique.
- Puis on laisse reposer la solution pendant 10 minutes pour que le précipité de HZrO se dépose.
- On filtre la solution, on centrifuge le reste pour le filtrer et le mettre avec la solution déjà purifiée.

On répète également cette méthode pour la dernière purification.

4.2.3. Purification du monomère

Pour la solution monomère, on utilise une autre technique plus pratique, celle des filtres gorgés de HZrO : « coated filter ». Cette technique consiste à préparer une solution à base

de 486mL d'eau ultra pure avec 15mL de HZrO que l'on a mélangé préalablement pendant 15 minutes à l'aide d'un barreau magnétique. Puis on la fait passer à travers un filtre mediakap de $0.2\mu\text{m}$: on a ainsi un filtre gorgé de HZrO. Pour que le filtre soit bien gorgé, on le retourne toutes les deux minutes environ pendant que l'on filtre la solution. Puis, on fait passer la solution monomère à travers trois filtres gorgés placés en série à très petite vitesse, 5mL/min pour un maximum d'efficacité car plus le débit est lent et plus la purification est efficace [62]. Des tests ont montré que cette méthode avait une efficacité d'extraction de 98.7% pour le ^{212}Pb . Par mesure de sécurité, on place un quatrième filtre en série pour s'assurer qu'aucune molécule de HZrO ne s'infiltré dans la solution purifiée.

4.2.4. Purification des autres ingrédients

Pour les autres ingrédients, à savoir, les solutions de Triton X-100, APS et TEMED, on mélange pendant 15 minutes une petite quantité de HZrO, soit :

- 1mL pour le surfactant
- 1mL pour l'APS
- 2mL pour le TEMED,

On filtre le surfactant à l'aide de filtres seringues ($0,2\mu\text{m}$), l'APS et TEMED avec des filtres *mediakap* et on purifie de cette manière chaque ingrédient trois fois.

Grâce à cette technique de purification par HZrO, les traces de contaminations internes ont pu être réduites très efficacement. Le tableau 4.2 résume les efficacités d'extraction obtenues pour Ra contenu dans les ingrédients utilisés dans le protocole de fabrication ainsi que le taux de désintégration par jour pour ^{228}Th et ^{226}Ra . Ces résultats nous rendent confiants qu'un niveau de pureté de 7×10^{-13} g U/g CsCl peut être obtenu avec la méthode par co-précipitation.

	^{228}Th	^{226}Ra	Ra Efficacité d'extraction
CsCl, brute	< 400	6500 ± 2300 dpd	96.5 ± 1.7 %
1 × HZrO co-prep.	< 200	230 ± 50 dpd	
2 × HZrO co-prep.	< 4dpd	< 28 dpd	
+ 1 × HZrO mélangé	< 4dpd	< 29 dpd	
Monomer, brute	< 7 dpd	60 ± 21 dpd	> 59 %
1 × HZrO filtration	< 5 dpd	< 17 dpd	
APS + Triton-X, brute	< 4 dpd	77 ± 19 dpd	75 ± 24 %
1 × HZrO mélangé	< 4 dpd	19 ± 18 dpd	
2 × HZrO mélangé	< 4 dpd	17 ± 14 dpd	
TEMED, brute	9 ± 8 dpd	81 ± 15 dpd	> 85 %
1 × HZrO mélangé	< 4 dpd	< 10 dpd	
HZrO background	< 15 dpd/g Zr	60 ± 40 dpd/g Zr	---

Tab. 4.2 : Effets de la purification en fonction des doses de contaminants (dpd, desintegrations per day) pour un détecteur de 4.5L, le tableau est pris de [62].

4.2.5. Comparaison avec la purification par HTiO

Le HTiO, Hydroxyde de titane, est une molécule semblable à celle de HZrO et utilisé aussi en tant qu'échangeur d'ions pour l'extraction d'ions lourds. Cette technique a été développée et exploitée par la collaboration SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [8, 63]. Cependant, elle prend beaucoup plus de temps de préparation. Elle consiste à mélanger le HTiO avec la solution brute pendant 30 minutes, et à attendre au moins 5 heures pour qu'il y ait un dépôt du précipité. De plus, l'efficacité d'extraction du HTiO est faible pour des concentrations salines élevées, il faut donc réduire la concentration de la solution de CsCl à

10% en la diluant, puis la re-concentrer en la chauffant pour atteindre les 60% du début. Selon les résultats obtenus, c'est une méthode moins efficace que celle avec le HZrO. Le tableau 4.3 suivant expose les résultats obtenus avec les deux méthodes, lors des différentes phases du projet PICASSO discutées déjà précédemment.

	Technique de purification	Bruit de fond (cts/g/d)	Contamination du CsCl (g ²³⁸U/g)
CsCl brute	None	30	2.6×10^{-9}
2nd génération	HTiO + évaporation	2.5	2.2×10^{-10}
Phase Ia	HTiO + évaporation	0.2	1.2×10^{-11}
Phase Ib	HZrO	~0.03 Grosses gouttelettes	$< 6 \times 10^{-12}$

Tab. 4.3 : Comparaison des deux méthodes de purification. [62, 73]

4.2.6. Résultats obtenus avec la purification

Afin de pouvoir visualiser les effets de la purification entre le CsCl et les autres ingrédients utilisés durant la fabrication, quatre types de détecteurs ont été créés avec différents degrés de purification. Pour le premier, aucun ingrédient n'a été purifié et pour le deuxième tout a été purifié excepté la solution de CsCl. Pour le troisième, seule la solution de CsCl a été purifiée et le dernier a été entièrement purifié. Ces résultats sont présentés sur la figure 4-3 dans l'ordre tel qu'énoncé ci-haut, et le tableau 4.4 donne les valeurs des taux de comptage obtenus.

**Mesures de bruit de fond à Montréal
pour des détecteurs de différents degrés de purification**

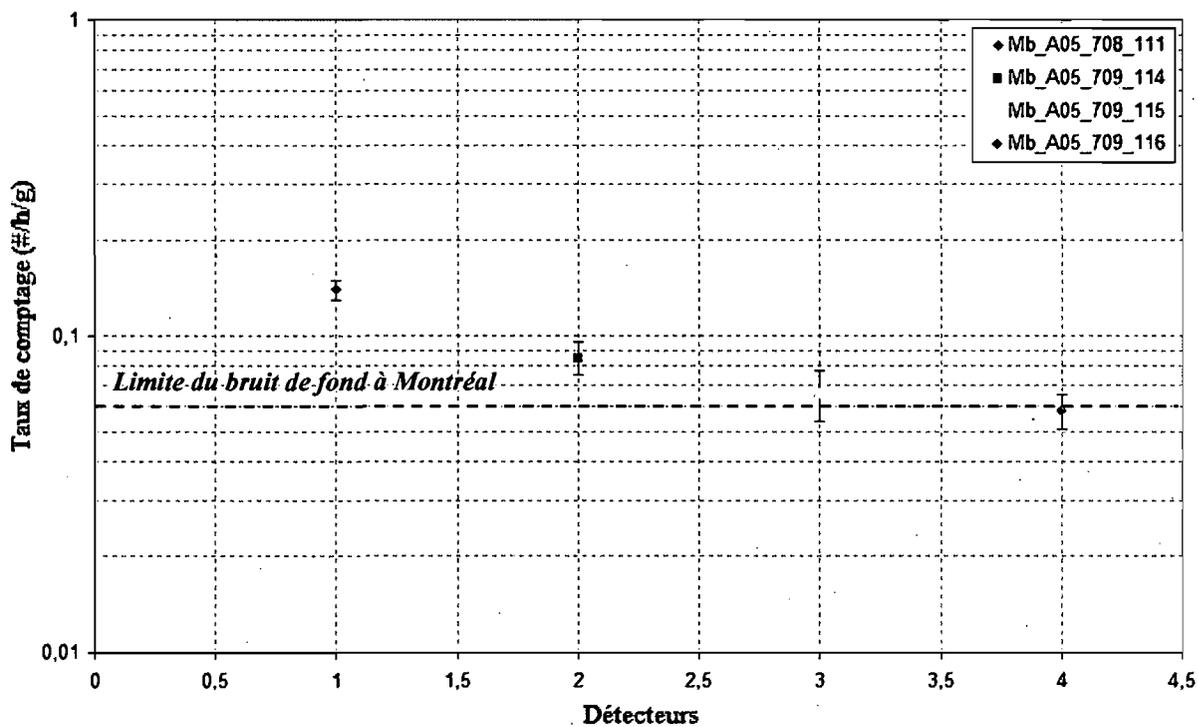


Fig. 4-3 : Mesures de bruit de fond pour quatre détecteurs à différents degrés de purification, détaillés au tableau 4.4

Détecteurs	Purification HZrO	Taux de comptage (/h/g)
Mb_A05_708_111	Pas de purification	$0,1404 \pm 0,0101$
Mb_A05_709_114	Tout purifié sauf CsCl	$0,0851 \pm 0,0102$
Mb_A05_709_115	CsCl seulement purifié	$0,0660 \pm 0,0122$
Mb_A05_709_116	Purifié entièrement	$0,0581 \pm 0,0074$

Tab. 4.4 : Valeurs obtenues pour quatre détecteurs à 30°C à Montréal de différents degrés de purification.

Comme on s'y attendait, sans la purification de la solution de CsCl, les taux de comptage pour les différents types de détecteurs sont plus élevés que les autres. Jusqu'à maintenant les améliorations de nos techniques de purification ont permis une réduction du bruit de fond α par un facteur 6 à 10 par rapport à la dernière phase de l'expérience et la contamination actuelle dans les détecteur se situe au niveau de 6×10^{-12} gU/g. Comme les tests l'ont montré, nous devrions être capables d'atteindre un niveau de 10^{-13} gU/g avec la méthode présente. Cette technique est très efficace pour la purification des détecteurs, cependant elle peut aussi les contaminer.

4.2.7. Précautions à prendre et conclusion

Comme nous avons appris au cours de nos travaux, il faut faire très attention lorsqu'on filtre les solutions car les molécules de XZrO sont très « grosses », et nous utilisons des filtres de $0,2 \mu\text{m}$. Si jamais ces particules colloïdales se rendent d'une façon à l'autre dans notre solution, elles deviennent une source de contamination dangereuse. Le taux de comptage sera aussi élevé qu'avec un détecteur non-purifié sinon plus puisque les cristaux de XZrO ont tendance à être localisées à la surface des gouttelettes augmentant aussi l'efficacité de nucléation $\varepsilon = 50\%$ [56] et de tels effets étaient effectivement observés. Afin de s'assurer qu'aucune contamination du précipité ne passe, on ajoute des filtres de sécurité. Par exemple, on en utilise un pour la quatrième purification du CsCl, également pour le monomère à la suite des trois filtres gorgés. Pour les autres ingrédients, on prend soin de changer de gants après chaque purification, étant donné que l'on utilise des seringues. Si une seule goutte contaminée de XZrO se retrouve dans la solution de gel du détecteur, il se retrouvera contaminé : C'est la purification à double tranchant!

La figure 4-4 suivante montre les taux de comptage obtenus pour deux détecteurs sous l'effet de contamination au XZrO par rapport à deux détecteurs purifiés. L'écart est de plus de deux ordres de grandeurs.

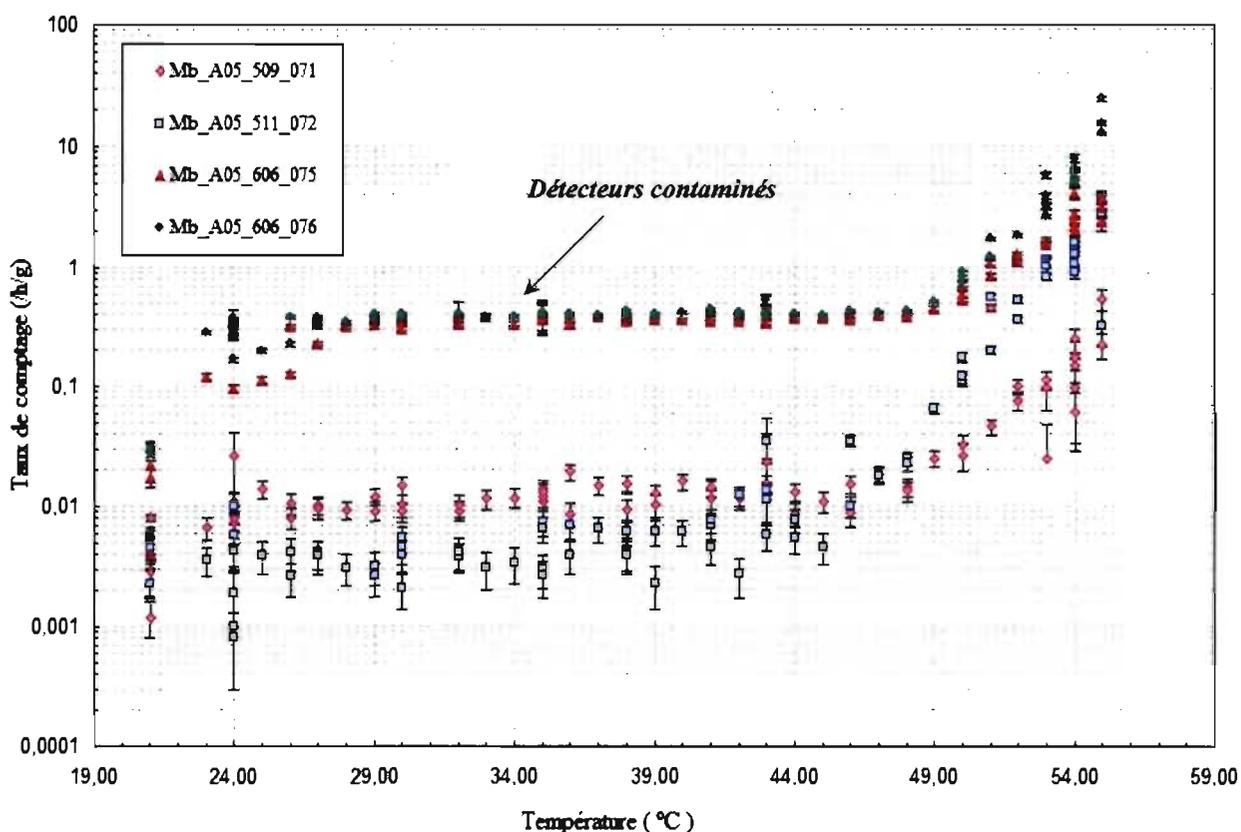


Fig. 4-4 : Représentation des effets de la « purification » lorsque le détecteur contient du XZrO et la contamination se rend à la surface des gouttelettes; comme on voit, les détecteurs 75 et 76 sont fortement contaminés.

Même si tout passage du précipité du HZrO dans la solution peut être éliminé par filtrage complet, pour aller au delà, cette technique a des limites causées par la pureté du HZrO lui-même, qui au début déjà est contaminé lui-même avec des traces de UZrO etc. Ce qui signifie que si nous voulons obtenir de meilleures valeurs en-dessous de 10^{-13} gU/g, il faudra trouver une méthode pour purifier la solution de HZrO, en purifiant par exemple le ZrCl₄ qui en a fait partie dans la réaction de production. Mentionnons qu'il est également prévu de travailler dans le futur avec un système fermé pour éviter toute contamination avec le ²²²Rn provenant de l'air ambiant.

CHAPITRE 5 : Test d'étalonnage et de bruit de fond

Lorsque la fabrication d'un détecteur est accomplie, on effectue une série de tests pour connaître le comportement des détecteurs face au bruit de fond principalement formé par les neutrons et les particules α . Cependant, il faut avant tout la confirmation de sa masse active, c'est-à-dire la mesure aussi précise que possible de la quantité de C_4F_{10} injectée dans le détecteur lors de sa fabrication. C'est une quantité indispensable car les résultats de physique sont exprimés en termes de coups par kilogramme par jours et dépendent alors de cette valeur lors des prises des données de l'expérience PICASSO à SNOLAB.

5.1. TESTS D'ÉTALONNAGE DES DÉTECTEURS

Une première détermination de la masse active est effectuée à la pesée pendant la fabrication. Elle consiste de la mesure précise de la masse de chaque ingrédient injecté dans la solution de gel. Nous obtenons la masse du détecteur sans le C_4F_{10} injecté, puis en fin de fabrication, nous mesurons la masse totale du détecteur, le C_4F_{10} y compris. La soustraction des deux masses donne la quantité de masse active injectée. La précision est de l'ordre de ± 1 g due à la balance. Cette méthode présente un avantage de taille puisqu'elle est directe, non invasive, et requiert peu de temps. Cependant elle n'est pas suffisante pour confirmer de manière sûre la masse active. La précision est limitée à cause d'une certaine fraction (%) du C_4F_{10} qui est perdue par diffusion dans le gel, des instruments utilisés notamment lors de son prélèvement avec la seringue stérilisée et l'erreur sur la balance. L'incertitude totale de cette méthode est d'environ 2%.

Avant d'envoyer chaque détecteur dans la mine à Sudbury, la mesure de la masse active effectuée par la pesée doit être confirmée. Pour ce faire, diverses méthodes ont été développées et seront présentées à travers cette section. Une des méthodes principalement utilisée, est la mesure de la réponse du détecteur à une source de neutrons d'actinium béryllium (AcBe) : c'est le test d'étalonnage.

5.1.1. Description

Les mesures d'étalonnage sont effectuées avec une source AcBe calibrée, émettrice de neutrons et de rayons γ , dont le flux est connu. Le tableau 4.1 présente ses différentes caractéristiques utiles à connaître pour calculer la masse des détecteurs.

Temps de demi-vie	$T_{1/2} = 21,8$ ans
Age de la source	37 ans
Émission neutron	$1 \text{ MeV} < E_n < 10 \text{ MeV}$
Flux de neutrons à T=0	$\Phi_n(0) = 3,2 \times 10^5$ n/s
Flux de neutrons aujourd'hui à 1 mètre	$\Phi_n = 0,7838$ n/s/cm ²
Flux de neutrons aujourd'hui à 5 mètres	$\Phi_n = 0,0313$ n/s/cm ²
Émission des rayons gamma	$200 \text{ keV} < E_\gamma < 1 \text{ MeV}$
Flux des rayons gamma à T=0	$\Phi_\gamma(0) = 6 \times 10^9$ γ /s

Tab. 5.1 : Caractéristiques de la source d'actinium-béryllium

Étant donné que l'on souhaite connaître la réponse du détecteur aux neutrons, la source est placée dans un blindage de plomb pour éviter la contribution des γ (figure 5-1). Le détecteur est placé à 5 mètres de celle-ci dans un « TPCS » (Température/Pressure Control System) à partir duquel on peut contrôler la température et la pression. C'est un contenant bien isolé où l'on place les détecteurs, dans notre cas, à une température de 45°C.



Fig. 5-1 : Source d'AcBe dans le blindage de plomb ouvert.

On expose le détecteur à pression ambiante, généralement pour une durée d'environ 15 à 20 minutes pour ne pas trop endommager le détecteur. En effet, la source est puissante et il est possible que la matrice du détecteur se fracture s'il y a formation d'un trop grand nombre de bulles. C'est une des raisons pour lesquelles, on a choisi de placer celui-ci à 5 mètres de la source (figure 5-2).

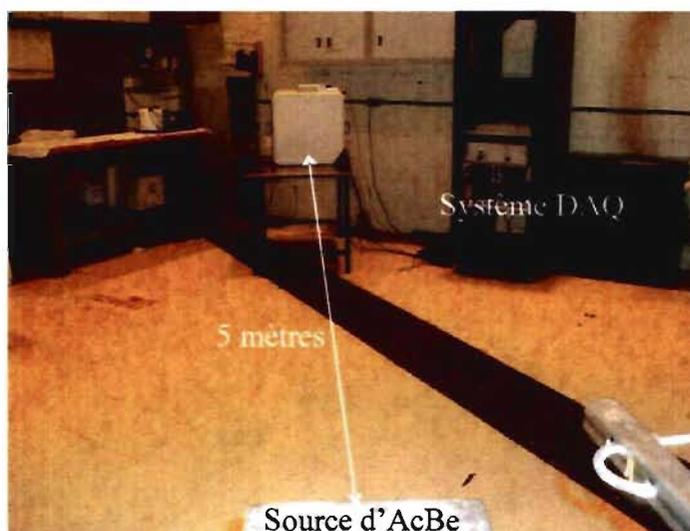


Fig. 5-2. : Montage des tests d'étalonnage effectués à Montréal.

Un grand espace autour du montage est important pour permettre au champ des neutrons d'être influencé le moins possible. De cette façon, on s'assure que le détecteur n'est pas irradié par des neutrons dont l'énergie a été atténuée par différentes interactions avec l'environnement. Ces effets pourraient fausser le résultat de la masse active. Le spectre des neutrons de la source est bien connu et est montré sur la figure 5-3. Le détecteur est donc exposé à une source dont l'énergie de neutron la plus probable est autour de 5 MeV avec pour énergie maximale 12 MeV. L'influence de l'environnement ainsi que l'effet du blindage du plomb sur la propagation des neutrons a été étudiée systématiquement avec des simulations Monte-Carlo. Une fois le montage effectué, les mesures peuvent être prises. Grâce au système d'acquisition de données (DAQ) connecté aux différents piézo-électriques, posés préalablement sur le détecteur, on compte le nombre d'événements du détecteur.

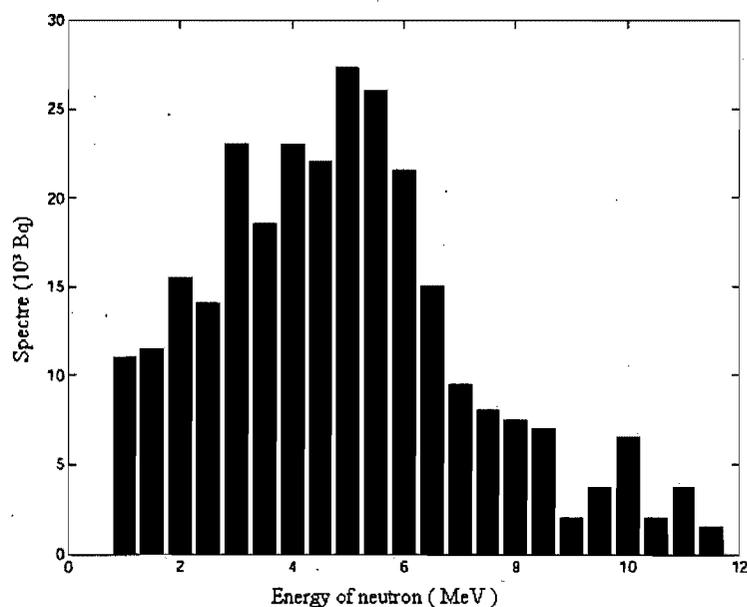


Fig. 5-3. : Spectre d'énergie des neutrons émis par la source d'AcBe.

En connaissant, le nombre d'événements trouvé après analyse, ainsi que le temps de la mesure, on peut calculer le taux de comptage R donné en nombre d'événements par seconde (#/s).

Les différents paramètres pour le calcul de la masse active sont :

- le flux de neutron à 5 mètres : $\Phi_n = 0,0313 \text{ n/s/cm}^2$
- la constante d'étalonnage à 45°C : $C = 0,11 \pm 0,01 \text{ \#.cm}^2/\text{g.n}$
- le taux de comptage R (#/s)

Nous obtenons la masse active :

$$M(\text{g}) = \frac{R(\text{\#/s})}{C(\text{\#.cm}^2/\text{g.n}) \times \Phi_n(\text{n/s/cm}^2)} \quad (5.1)$$

La constante d'étalonnage à cette température est connue et est indispensable au calcul de la masse active [11]. Celle-ci est différente pour chaque température. Le tableau 5.2 montre les résultats des masses obtenus durant la fabrication ainsi que par le calcul déduit de la réponse aux neutrons du détecteur. Dans leurs erreurs des mesures, les valeurs trouvées sont généralement en excellent accord. Une autre façon de visualiser graphiquement la concordance des résultats obtenus pour les deux masses est de tracer la constante d'étalonnage en fonction de la masse obtenue durant la fabrication pour les différents détecteurs. S'il y a accord entre les résultats alors pour chaque détecteur la valeur doit converger vers la constante de calibrage utilisée pour le calcul de la masse obtenue par l'étalonnage. La figure 5-4 suivante montre les résultats obtenus pour quelques détecteurs vus au tableau 5.2 ci-dessus [49, 50].

Détecteurs	M_{CR}	M_C
Mg_A05_706_101	78.0 ± 7.0 g	65.0 ± 3.4 g
Mg_A05_708_110	95.0 ± 5.0 g	86.5 ± 4.3g
Mg_A05_708_112	24.0 ± 1.0 g	23.6 ± 2.2 g
Mb_A05_709_114	75.2 ± 0.5 g	72.4 ± 4.2 g
Mb_A05_709_116	56.5 ± 1.0 g	58.2 ± 3.4 g
Mb_A05_710_117	53.2 ± 1.0 g	40.8 ± 3.0 g
Mb_A05_710_118	73.4 ± 1.0 g	67.4 ± 3.9 g
Mb_A05_710_119	45.0 ± 1.0 g	36.4 ± 2.9 g
Mb_A05_710_120	55.3 ± 2.0 g	51.0 ± 3.4 g
Mb_A05_710_121	52.5 ± 2.0 g	58.7 ± 3.6 g
Mb_A05_710_122	55.9 ± 2.0 g	53.6 ± 3.5 g
Mg_A05_711_123	80.2 ± 2.0 g	83.9 ± 4.4 g
Mb_A05_712_124	86.4 ± 1.0 g	86.4 ± 1.0 g
Mb_A05_712_125	87.5 ± 1.0 g	84.4 ± 5.0 g
Mb_A05_712_126	76.8 ± 1.0 g	75.3 ± 4.8 g
Mb_A05_712_127	84.6 ± 1.0 g	77.4 ± 3.8 g

Tab. 5.2 : Comparaison des deux masses obtenues pour différents détecteurs lors de la fabrication en salle blanche (M_{CR}) et du test d'étalonnage (M_{Calib}).

Test d'étalonnage à Montréal pour quatre détecteurs purifiés
à 45°C de température

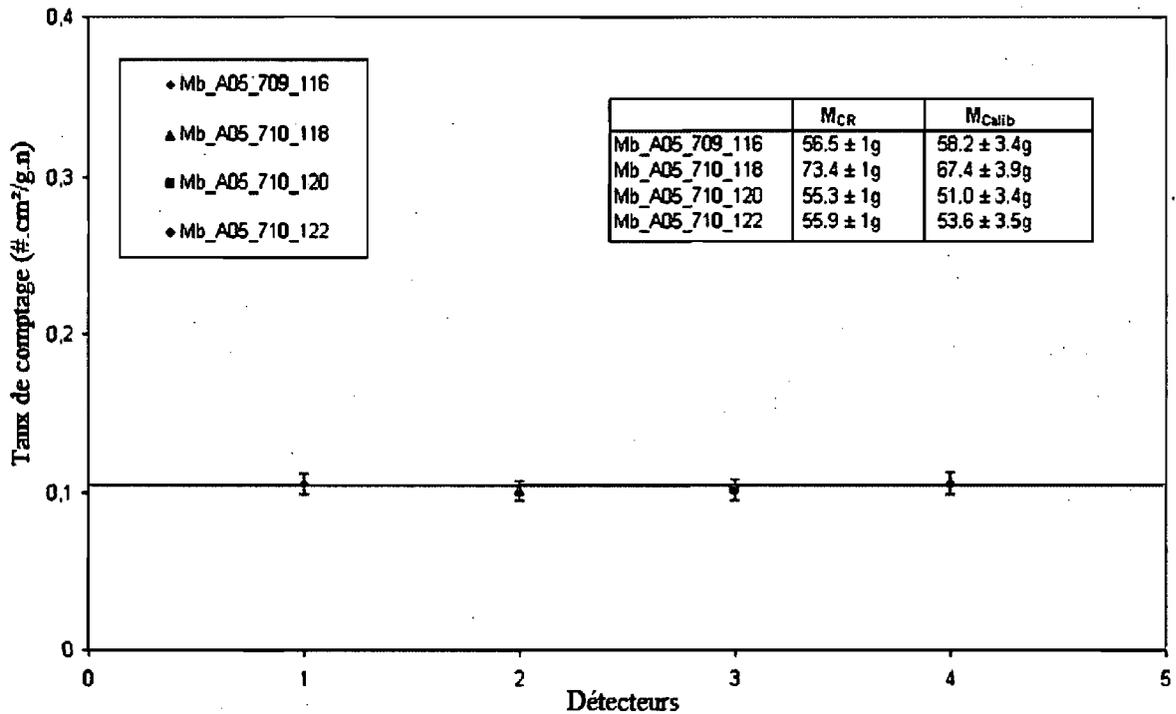


Fig. 5-4 : Exemple pour quatre détecteurs afin de visualiser les deux méthodes de détermination de la masse active : comparaison entre les deux méthodes.

5.1.2. Autres méthodes

Pour s'assurer de la cohérence des résultats obtenus précédemment, d'autres méthodes ont également été utilisées pour déterminer la masse active, soit :

- La mesure au microscope permet la visualisation directe des gouttelettes en prélevant des tranches de gel à différents endroits du détecteur. Elles sont ensuite observées à l'aide d'un microscope préalablement calibré et relié à une caméra digitale connectée directement à un ordinateur pour enregistrer les photos. Avec un

programme sur Labview, les différents échantillons nous permettent d'extraire la taille des gouttelettes photographiées. Ainsi, en connaissant le volume total des échantillons ainsi que le volume de liquide actif observé, on en déduit la quantité de volume actif dans tout le détecteur. C'est une méthode qui a beaucoup été utilisée pour les premiers détecteurs de 8mL [11] cependant elle présente un désavantage important car elle nécessite la destruction du détecteur.

- La détermination de la masse active par la méthode Monte Carlo, qui est une méthode comparative tel le test d'étalonnage. Elle consiste à simuler le détecteur dans exactement les mêmes conditions que lors des tests d'étalonnage en présence d'une source d'AcBe avec un flux de neutron connu et en tenant compte de l'environnement. Cependant elle ne tient pas compte des rayons gamma de la source ni des neutrons de basse énergie qui peuvent provenir de l'interaction entre l'environnement et la source [38].

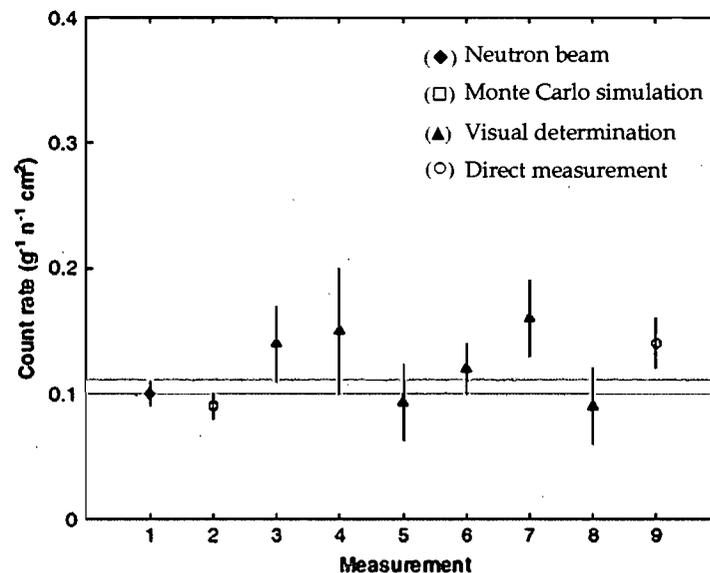


Fig. 5-5 : Comparaison entre les diverses méthodes de détermination de la masse active des détecteurs [11].

Ces diverses méthodes ont permis de confirmer la masse active répartie sous forme de gouttelettes lors de la fabrication et sont résumées sur la figure 5-5 ci-dessus.

5.2 MESURE DE BRUIT DE FOND DES DÉTECTEURS

Une fois les mesures d'étalonnage faites et que nous avons la confirmation de la masse active du détecteur, on peut procéder aux mesures de bruit de fond des détecteurs, qui nous donnent une première idée de la radio-pureté c'est-à-dire du niveau de bruit de fond interne des détecteurs. Le taux de comptage est affiché comme « le nombre de bulles par gramme par heure ».

5.2.1. Description

Tout comme les mesures d'étalonnage, le détecteur est placé dans un « TPCS » à une certaine température. Le tout est installé dans un blindage d'eau de 30 cm d'épaisseur pour éviter la contribution des neutrons, créés par les muons cosmiques à travers leur réaction avec les roches et gravier. La salle utilisée pour la prise de mesure a été choisie de sorte que l'on ait une épaisseur importante d'environ 7 mètres de béton et de terre (figure 5-6), autour du montage ainsi que le rocher du Mont royal derrière les parois en arrière pour réduire le flux des muons cosmiques par un facteur 2 d'après [38]. Le flux des muons a été estimé à $7 \times 10^{-3} \mu/\text{cm}^2/\text{s}$ [8]. Avant de prendre une mesure, on ferme le blindage et on libère la pression du détecteur. Le montage est présenté sur la figure 5-7. Contrairement au test d'étalonnage, la mesure pour le bruit de fond dure beaucoup plus longtemps; un minimum de 5 à 10 heures est requis pour avoir suffisamment de statistiques et plus de précision sur les valeurs obtenues.

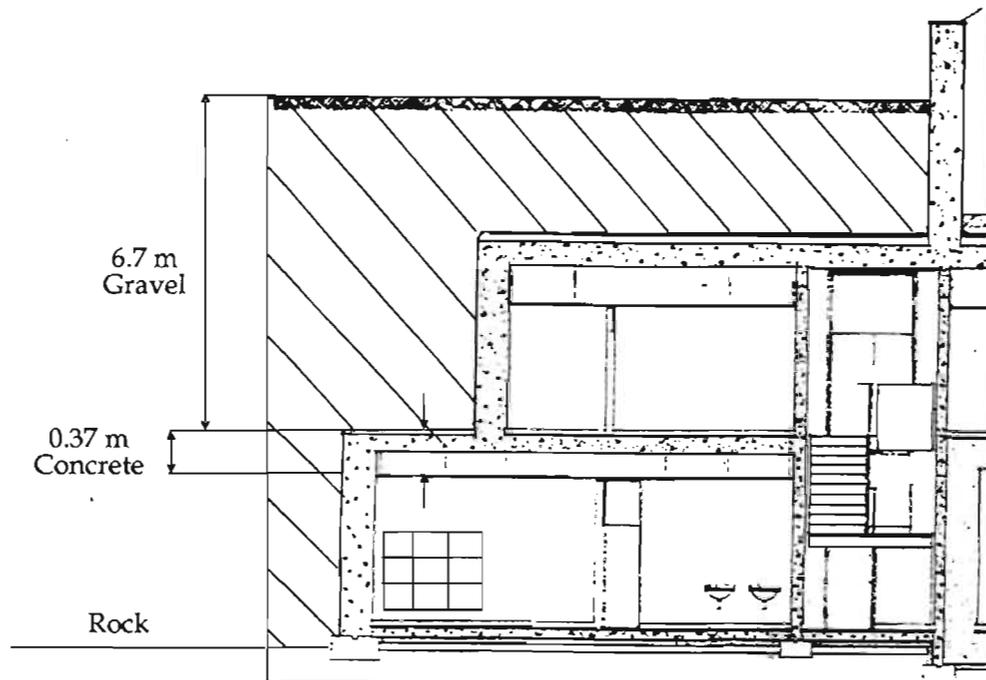


Fig. 5-6 : Coupe transversale montrant la pièce du laboratoire R.J.A Levesque où sont effectuées les mesures de bruit de fond.



Fig. 5-7 : Montage pour les mesures de bruit de fond avec à droite le blindage d'eau fermé.

Le tableau 5.3 montre les résultats obtenus pour des mesures de bruit de fond à 30°C pour des détecteurs purifiés de 4.5L. Le taux de comptage autour de 0.06 – 0.07 #/h/g est le minimum qu'on peut atteindre dans les conditions de blindage dans notre montage. La principale source de ce niveau de bruit fond sont des neutrons suite aux interactions de muons avec l'environnement. Si un détecteur affiche un taux de cette grandeur il est considéré comme un bon candidat pour être envoyé à SNOLAB.

Détecteurs	Taux de comptage (#/h/g)
Mb A05 709 116	0,0580 ± 0,0084
Mb A05 710 117	0,0605 ± 0,0072
Mb A05 710 118	0,0608 ± 0,0084
Mb A05 710 119	0,0633 ± 0,0105
Mb A05 710 120	0,0528 ± 0,0067
Mb A05 710 121	0,0780 ± 0,0063
Mb A05 710 122	0,0634 ± 0,0074
Mb A05 511 072	0,0752 ± 0,0030

Tab. 5.3 : Taux de comptage en #/h/g obtenu à Montréal pour plusieurs détecteurs purifiés dans le blindage d'eau à 30°C [49, 50].

Sur la figure 5-8, les taux mesurés sont comparés à la réponse attendue par la simulation Monte Carlo avec Geant4 de Marie-Hélène Genest représenté par la ligne pointillée bleu, qui ne prend en compte que le flux des neutrons provenant de l'environnement [38].

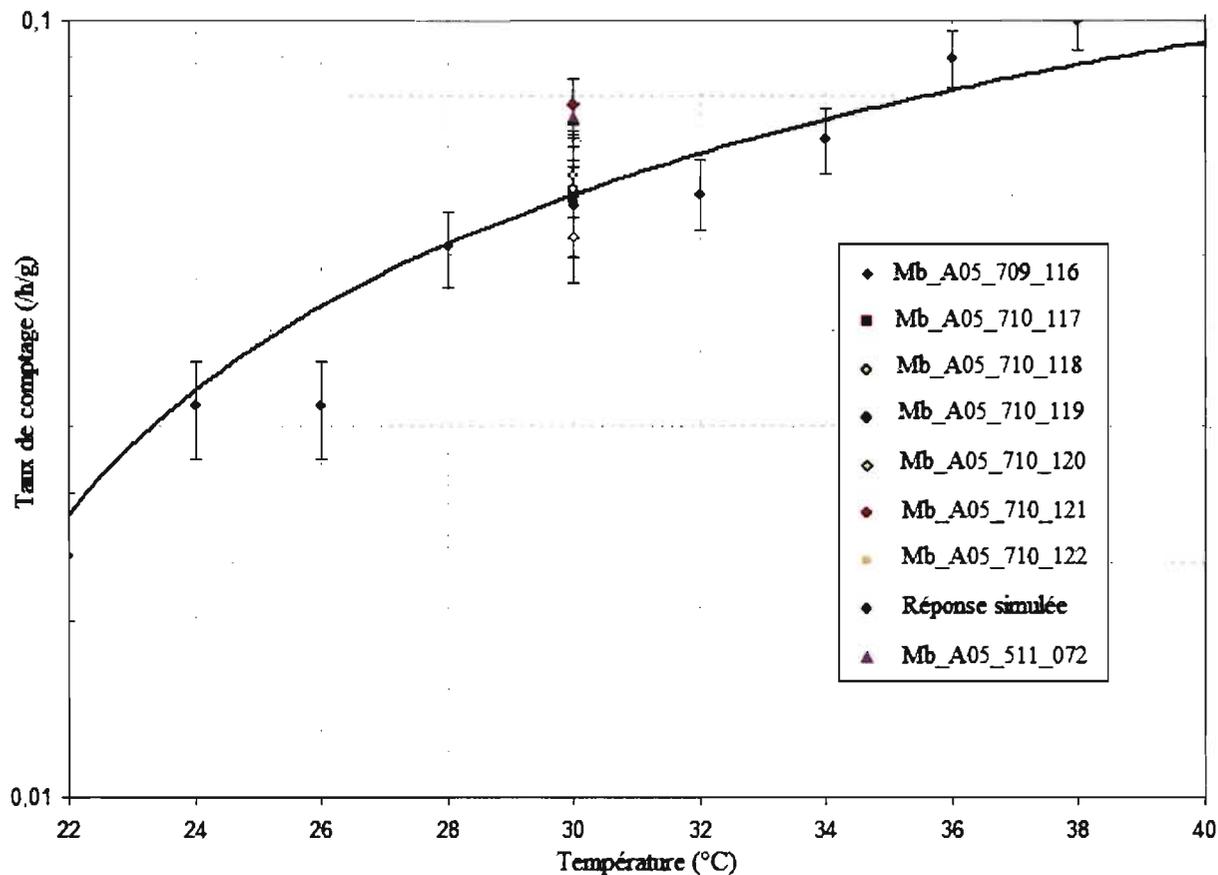


Fig. 5-8: Résultats obtenus lors des mesures de bruit de fond effectués à Montréal pour différents détecteurs purifiés.

En résumé, après la fabrication des détecteurs purifiés, soit à l'Université de Montréal ou à celle de Queen's, les détecteurs passent les tests d'étalonnage et de bruit de fond à Montréal. Si les détecteurs affichent le bon taux de comptage tel que vu précédemment, ils peuvent-être installés au laboratoire de SNOLAB autrement ils sont vidés et recyclés pour retourner à la fabrication.

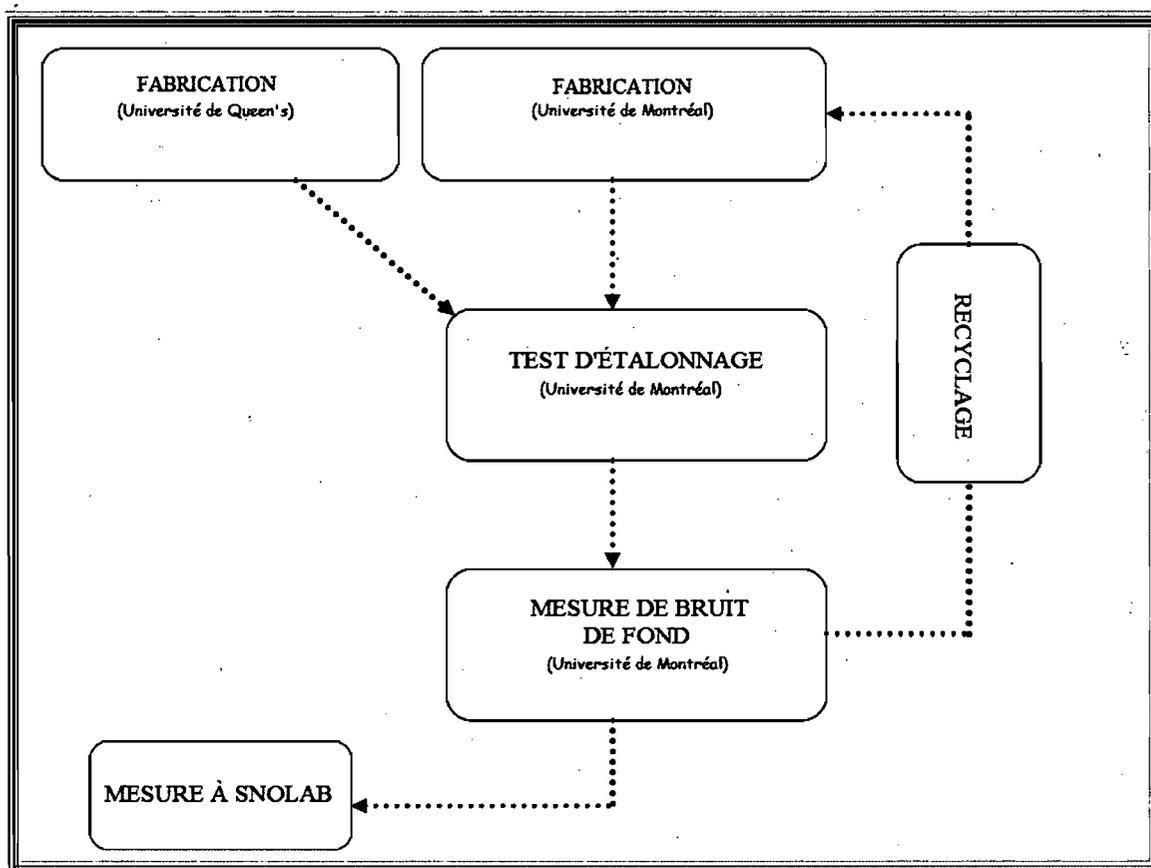


Fig. 5-9 : Cycle de vie des détecteurs PICASSO.

Le taux de comptage affiché pour chaque détecteur est une fraction du nombre total (triggers) collecté par le système d'acquisition de donnée (DAQ). En effet, les données enregistrées par le système peuvent provenir de la vaporisation d'une gouttelette mais également de bruits acoustiques et/ou électroniques que le senseur piézoélectrique peut capter. Diverses méthodes ont été mis en œuvre pour pouvoir distinguer les signaux d'une vaporisation d'une gouttelette provenant de l'intérieur du détecteur : les « bons » événements, de ceux provenant essentiellement de l'extérieur du détecteur tel que le bruit électronique ou vibrations : les « faux » événements, à rejeter. Cet aspect sera discuté plus au détail au chapitre 6.

CHAPITRE 6 : Système d'acquisition de données

6.1. ANALYSE DES SIGNAUX COLLECTÉS PAR LE SYSTÈME DAQ

6.1.1. Système DAQ (Électronique du DAQ)

Tous les résultats présentés dans la section précédente ont été obtenus par l'intermédiaire du système d'acquisition de données, système DAQ. Celui-ci permet de récolter directement les données du détecteur. Neuf senseurs piézo-électriques (section 2.3.2), montés sur les parois externes du détecteur, captent le signal acoustique des explosions des gouttelettes et transforme celui-ci en signal électrique. Pour garantir la meilleure efficacité de couplage acoustique on utilise de la graisse à vide pour la jonction entre le senseur piézoélectrique et le contenant. Celle-ci doit être régulièrement vérifiée. En effet, après de nombreux cycles à différentes températures, les expansions et contractions thermiques de la jonction dessèchent la graisse à long terme et causent une diminution de l'efficacité de couplage ainsi qu'une dégradation du signal. La sensibilité des senseurs piézo-électriques en fonction de la fréquence était étudiée et est présenté sur la figure 6-1. La gamme de fréquence pour un bon signal se situe entre 25 et 120 kHz, où le senseur piézo-électrique donne un maximum de sensibilité [75].

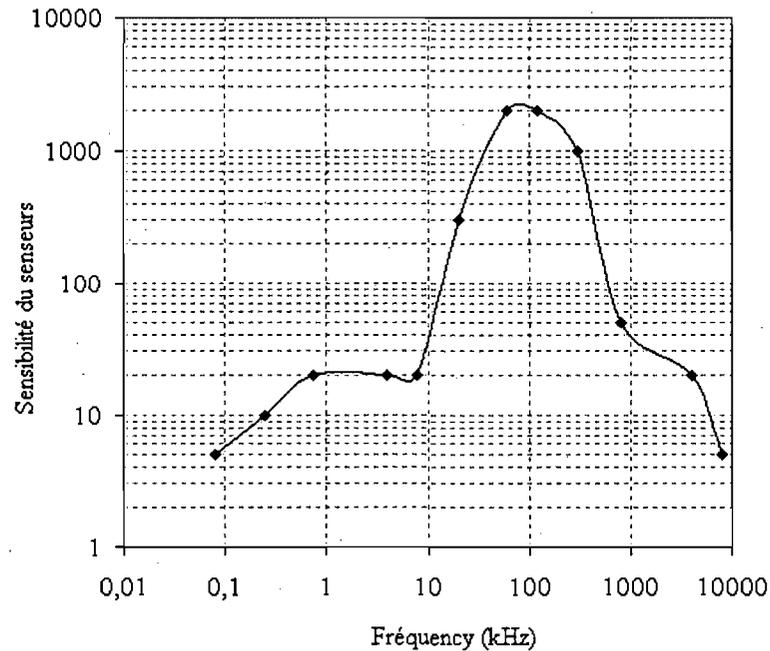


Fig. 6-1 : Sensibilité des senseurs piézo-électriques en fonction de la fréquence (Ferropem PZ27).

Il serait parfaitement possible de lire un détecteur entier avec un seul senseur. Cependant pour une analyse de localisation des événements qui permet de savoir où la nucléation a eu lieu dans le détecteur, les 9 senseurs permettent de mettre en place une technique de triangulation utilisant un algorithme développé par François Aubin durant sa maîtrise au sein de PICASSO [53]. Les signaux des senseurs piézo-électriques sont amplifiés par des préamplificateurs conçus. Le signal à la sortie du préampli est ensuite digitalisé par un système flash ADC monté dans un châssis VME (Versa Module Eurocard) et contrôlé par un ordinateur PC. Les événements peuvent être visualisés en ligne à l'aide d'un système basé sur une interface graphique en Labview pour une analyse rapide sur place. Les préamplificateurs et flash ADC étaient conçus par le Groupe Technologique de l'Université de Montréal.

6.1.2. Présentation de l'interface graphique en Labview du DAQ

Lorsque les données d'une prise de mesure ont été enregistrées sur le serveur, une session des données brutes peut être téléchargée dans notre programme en Labview du DAQ à interface graphique. Cette interface se compose de 4 fenêtres. La première appelée « general » donne les généralités de la session : son numéro, le nombre total de détecteur et d'événement durant la session, le temps total de la mesure. La deuxième fenêtre appelée « waveform » est celle qui permet d'effectuer l'analyse. Elle donne l'amplitude en FlashADC (avec une résolution équivalente à 2.44140625 mV) du signal enregistré en fonction du temps en ms pour chaque senseur piézo-électrique utilisé. Aussi le temps de l'événement en fonction du temps absolu de la mesure et l'intervalle de temps entre chaque événement enregistré sont affichés. Les deux dernières fenêtres représentent des outils d'analyse intégrés : « Bessel Filtered » et « FFT ». Le filtre Bessel fait ressortir les hautes fréquences du signal enregistré, et « FFT » donne la transformée de Fourier des signaux. Ces deux outils aident à l'analyse des données brutes obtenues lors des mesures d'étalonnage et de bruit de fond pour distinguer les événements « vrais » provoqués par la vaporisation d'une gouttelette, des événements « faux » à rejeter. Pour faire la différence entre un « bon » et un « mauvais » signal, des critères de sélection et des « coupures » ont été mis en place, ce qui fera l'objet de la section suivante.

6.1.3. Critères de sélection

6.1.3.1. Caractéristiques des signaux

L'acquisition des données commence lorsque l'amplitude du signal générée par le senseur piézo-électrique dépasse le seuil électronique défini préalablement. Plusieurs types de signaux peuvent être enregistrés : événement provoqué par une bulle, des bruits électronique et acoustique. Le signal typique de la nucléation d'une gouttelette est

caractérisé par une impulsion franche, accompagnée d'une oscillation de haute fréquence (25-120 kHz), et s'atténuant sur une durée de 1 à 8 ms (figure 6-2).

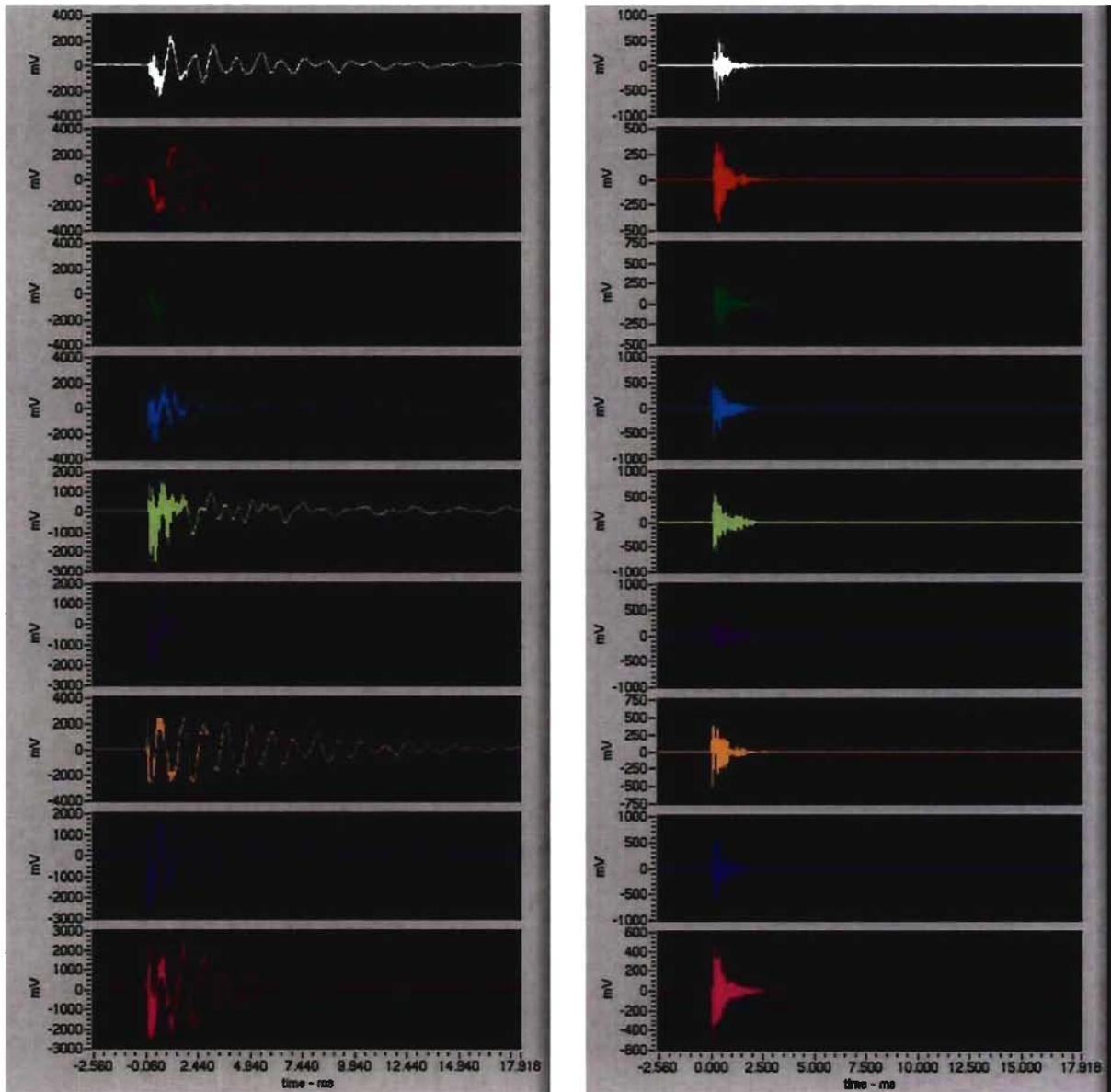


Fig. 6-2 : Présentation d'un signal typique de nucléation de gouttelettes avec à droite le filtre Bessel des hautes fréquences.

Il doit être présent sur les 9 canaux et son amplitude doit être supérieure à celle du bruit de fond électronique. Les signaux provoqués par les bruits électroniques et acoustiques sont de basses fréquences (< 25 kHz) et généralement ne passent pas le filtre Bessel. Ces signaux « parasites » peuvent être provoqués par les senseurs, les préamplis, l'électronique du système DAQ ou encore des bruits extérieurs environnants. Ils sont rapidement détectables soit par leur forme caractéristique (oscillation irrégulière), soit par l'inspection de leur spectre de Fourier (basses fréquences). Dans ce cas, ils sont ainsi faciles à rejeter lors de l'analyse. Les figures 6-3, 6-4, 6-5 montrent un exemple des trois types de signaux avec leur composante Bessel : la nucléation d'une gouttelette, les bruits électroniques et les bruits acoustiques.

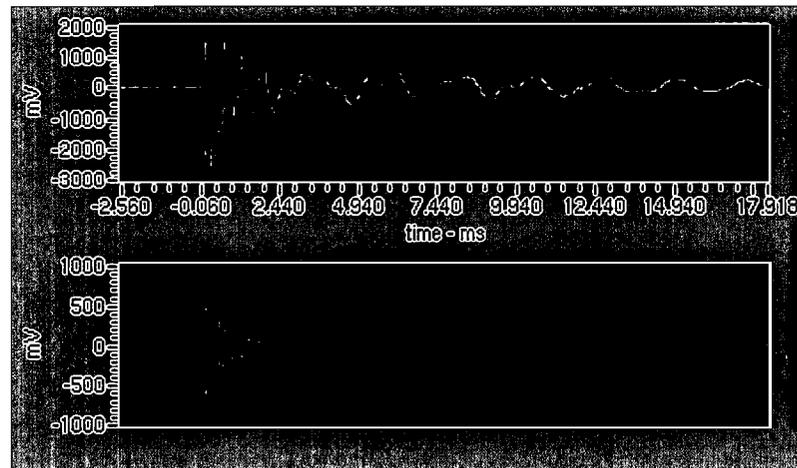


Fig. 6-3 : Présentation d'un signal typique de nucléation de gouttelettes avec sa composante Bessel associée des hautes fréquences.

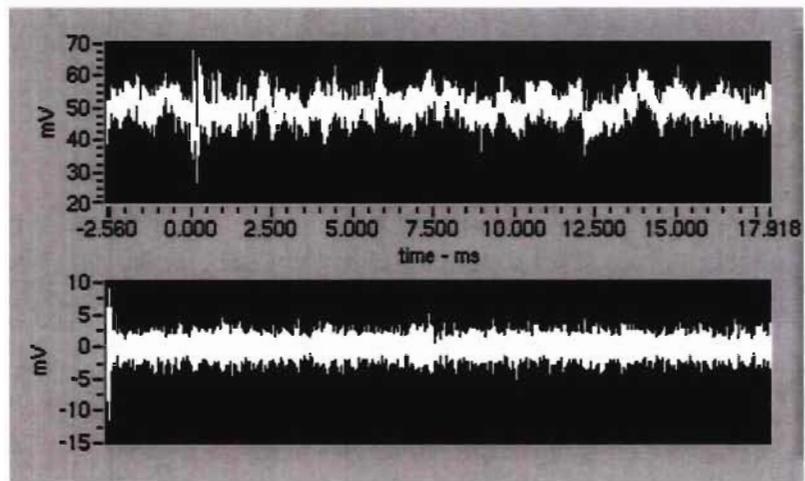


Fig. 6-4 : Présentation d'un signal de type bruit électronique avec sa composante Bessel associée des hautes fréquences.

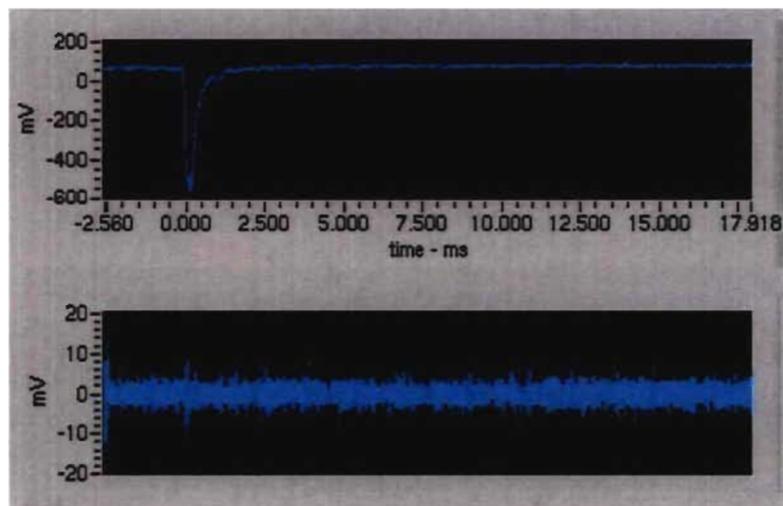


Fig. 6-5 : Présentation d'un signal de type bruit acoustique avec sa composante Bessel associée des hautes fréquences.

Cependant certains d'entre eux peuvent être similaires à la nucléation d'une gouttelette et dans ce cas deviennent difficile à rejeter. Des méthodes ont donc été mises en place afin de pouvoir discriminer ce type d'événement. Un moyen supplémentaire pour les discriminer est de faire une coupure dans le temps.

6.1.3.2. Distribution des événements dans le temps

La distribution des événements par rapport au temps est donnée par l'intervalle de temps entre chaque événement enregistré. Selon les statistiques, la distribution des événements déclenchés par la nucléation d'une gouttelette devrait suivre une distribution de Poisson tandis que les bruits de nature, soit acoustiques ou encore électroniques étant de faibles fréquences devraient se manifester par « paquets » ou suivent une certaine régularité (bruit électronique). La figure 6-6 donne un exemple d'une distribution d'événement pour une session donnée. Celle-ci est généralement bien espacée pour l'ensemble des événements collectés mis à part un groupe d'entre eux survenus dans un court laps de temps. La distinction est claire, ce qui fait de la distribution en temps un excellent indice de discrimination d'événements. Elle est également utilisée lorsqu'une session devient difficilement analysable de part la mauvaise qualité des signaux ou pour une session d'étalonnage lorsque l'intervalle de temps entre tous les événements est très court. La coupure dans le temps retenue, pour nos analyses de données brutes, est de 3.1 s entre chaque événement pour des sessions de bruit de fond et de 1 s pour des sessions d'étalonnage.

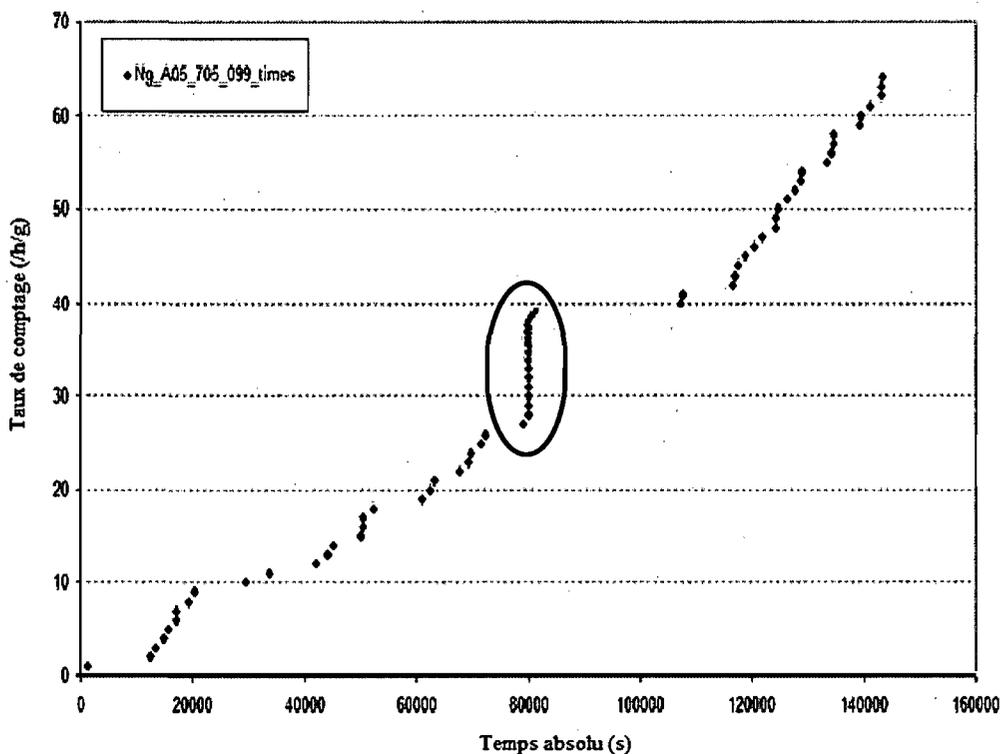


Fig. 6-6: Distribution en temps des événements pour une session difficilement analysable avec la méthode visuelle pour un de nos détecteurs.

Tous ces critères de sélection des événements ont pu être déterminés grâce à un gros travail par analyse visuelle de très nombreuses sessions de mesures pour être ensuite intégrés dans les programmes d'analyse automatique de la collaboration. En résumé, les critères de sélection des « bons » événements lors d'une prise de mesures sont :

- Une impulsion franche accompagnée d'une oscillation de haute fréquence (25-120 kHz)
- Le signal doit s'atténuer sur au moins 2 voir 3 millisecondes
- Être présent sur les 9 canaux du DAQ
- Un intervalle de temps d'au moins 3 s. entre deux événements pour les sessions de bruit de fond et 1 s. pour celles d'étalonnage.

Deux codes d'analyse automatique, basés sur ces critères ont été mis en place par l'université de Queen's (ON) et l'université de Montréal (QC). Pour une même session de mesure, les différents programmes donnent des résultats comparables, voir même similaires à l'analyse manuelle. La figure 6-7 montre la comparaison entre ces trois méthodes d'analyse.

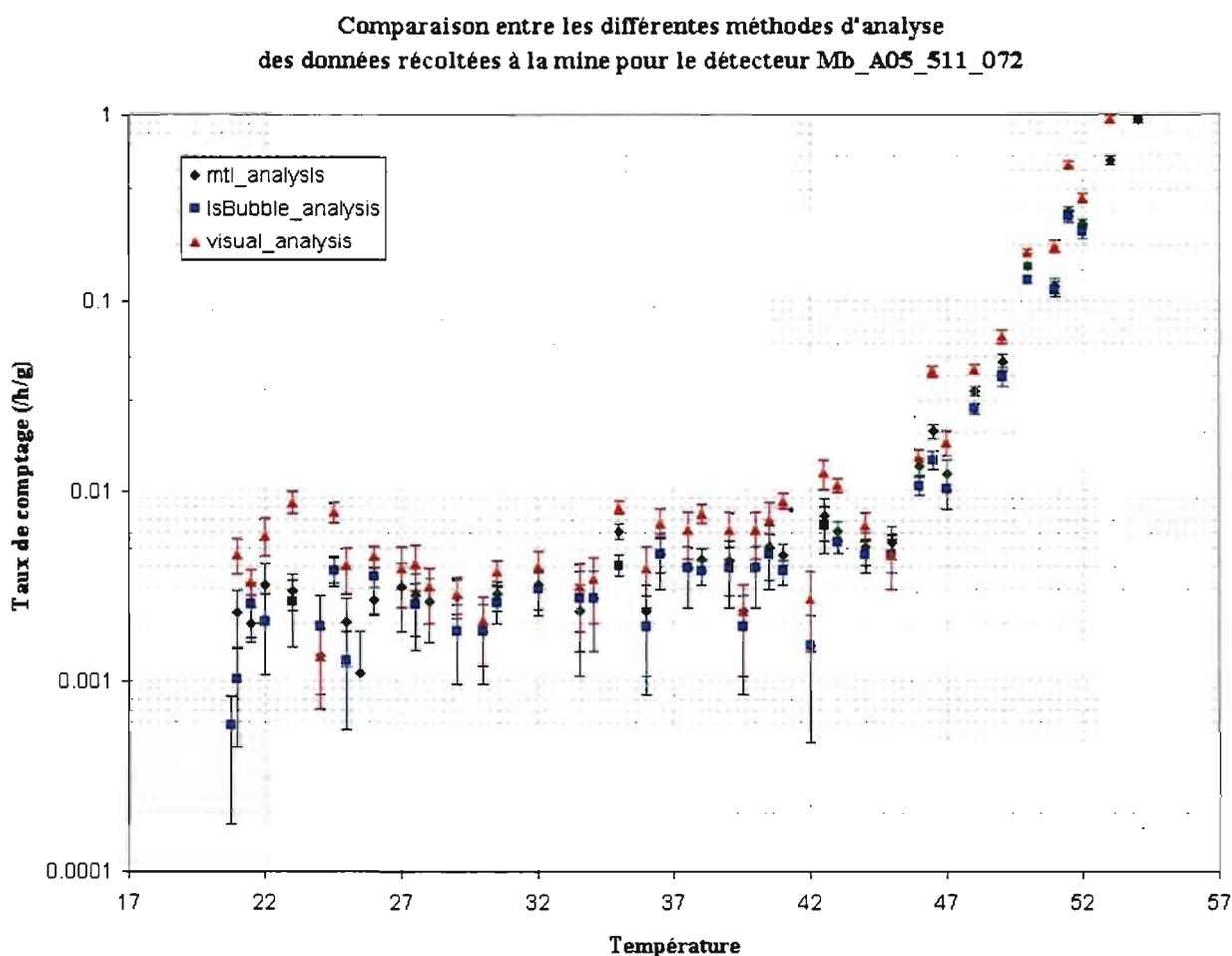


Fig. 6-7: Comparaison des trois méthodes de sélection des événements pour un même détecteur placé à la mine.

On voit généralement un bon accord entre les trois méthodes. Le code d'analyse de Montréal permet d'analyser rapidement les données de toutes les expériences effectuées à Montréal ou à SNOLAB. Il devient de plus en plus complet en y intégrant plusieurs fonctions pour afficher par exemple la distribution en temps des événements ou encore les amplitudes moyennes de signaux pour chaque canal. De gros efforts sont en train d'être fait pour pouvoir réunir ce code d'analyse avec celui de la localisation des événements.

6.1.4. Origine des sources de bruits extérieurs aux détecteurs

Ces études ont aussi permis de confirmer la présence de sources de bruit extérieur aux détecteurs variant dans le temps, selon les changements d'environnement de pression, de températures, liés même parfois à l'activité humaine. Ainsi pour plusieurs sessions de mesure, dans les mêmes conditions de fonctionnement, comme température et pression d'opération similaires, le niveau de bruit variait d'une session à l'autre.

Plusieurs mesures de bruits de fond effectués à Montréal ont montré que l'activité humaine dans le laboratoire était une source potentielle de bruits acoustiques indésirables. On ne connaît pas leur vraie nature. Mais il est inévitable que le système soit sensible à des bruits provenant de l'environnement et dont quelques uns sont certainement émis à des fréquences non audibles. Ainsi la comparaison des taux de comptage obtenue pour un même détecteur aux mêmes conditions de température et de pression a démontré des différences non négligeables pour des mesures effectuées pendant la nuit et durant le jour. Un autre exemple lié à l'activité humaine, des signaux répétitifs à intervalle de temps régulier étaient causés par le bruit produit par une pompe à eau utilisée par SNO dans la mine pour leur système de purification d'eau. D'autres observations ont montré que la température augmentait le niveau de bruit. Leur nature s'explique en partie par des bruits électroniques. En effet, à haute température, $T > 45^{\circ}\text{C}$, les composantes électroniques, tels que les

enseurs piézo-électriques, chauffent. Par leur principe de fonctionnement, l'extension thermique des senseurs piézo-électriques peut provoquer des signaux sporadiques ajoutant ainsi une source de bruit. Ces signaux sont le plus souvent reconnaissables : ils sont en forme de pic de très courte durée et sont appelés familièrement des « spikes ». Des exemples sont montrés sur la figure 6-8.

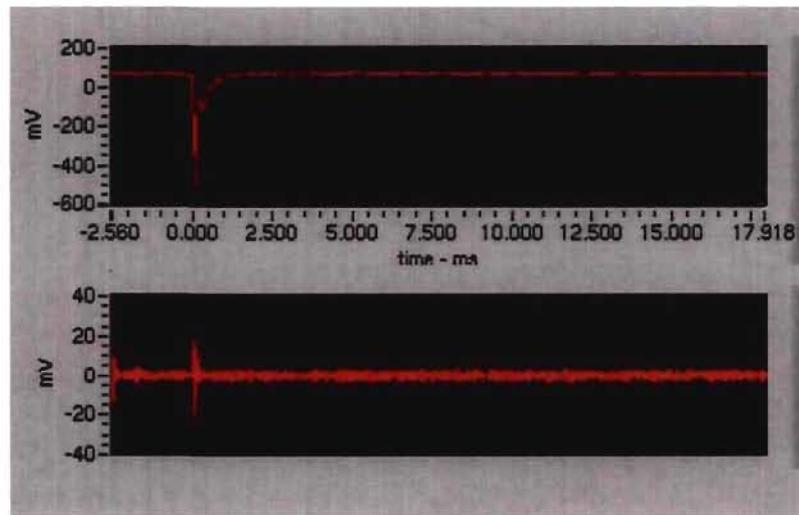


Fig. 6-8 : Présentation d'un signal de type « spike » avec sa composante Bessel associée des hautes fréquences.

CHAPITRE 7:

À la recherche d'un signal : Mesures à SNOLAB

La recherche d'un candidat de matière sombre, le neutralino χ^0 , nécessite de se protéger du rayonnement cosmique et des particules secondaires qui pourraient provoquer la nucléation des gouttelettes en surchauffe. Comme nos détecteurs sont sensibles aux neutrons de l'environnement, une telle étude requiert donc de travailler dans un milieu souterrain, qui a pour but de diminuer au minimum le flux de neutrons produits par la spallation des μ cosmiques. En effet, il est primordial de limiter la détection de cette contribution de bruit de fond externe car la réponse des détecteurs aux neutrons porte la même signature que celle du neutralino. À travers ce chapitre, nous regarderons les moyens mis en œuvre dans le montage expérimental pour réduire les principales sources de ce bruit de fond vues ainsi que les plus récents résultats obtenus.

7.1. MONTAGE EXPÉRIMENTAL À SNOLAB

L'option choisie par l'expérience PICASSO a été d'installer le montage à 2 km sous terre dans la mine de Sudbury afin d'obtenir une nouvelle limite d'exclusion sur la section efficace du neutralino. La figure 7-1 montre l'environnement dans lequel se trouvent les détecteurs.

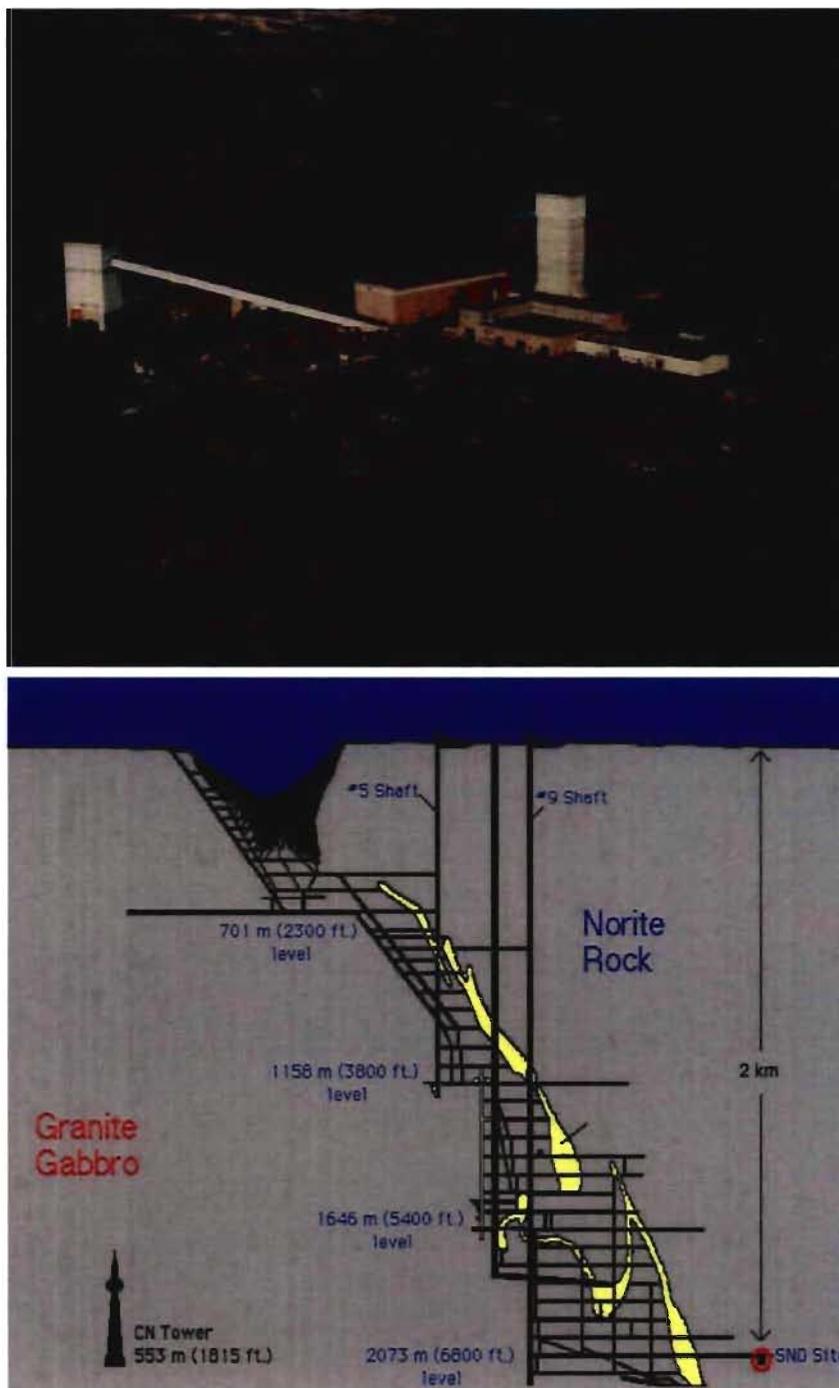


Fig. 7-1 : Site souterrain de SNOLAB à Sudbury prise de [64]. Le point rouge en bas gauche indique l'endroit où se trouve l'expérience PICASSO à une profondeur de 2000 m. au SNOLAB.

À SNOLAB situé une profondeur de 2000 mètres, le flux des muons a été estimé à $0,27 \mu/m^2/day$ [8]. Étant donné que les neutrons qui proviennent de l'environnement constituent une source importante de bruit de fond, le site souterrain a permis de réduire ou « filtrer » le rayonnement cosmique secondaire, provoqué par la spallation des muons cosmiques à un niveau négligeable pour notre expérience. La figure 7-2 montre le flux des muons cosmique mesuré à Sudbury atténué de plusieurs ordres de grandeur comparés aux autres expériences situées en milieu souterrain. À titre d'exemple, pour Soudan, on trouve pour le taux de comptage de neutrons attendu $0,05 n/kg\text{-day}$ alors qu'à Sudbury on a $0,2 n/ton\text{-year}$.

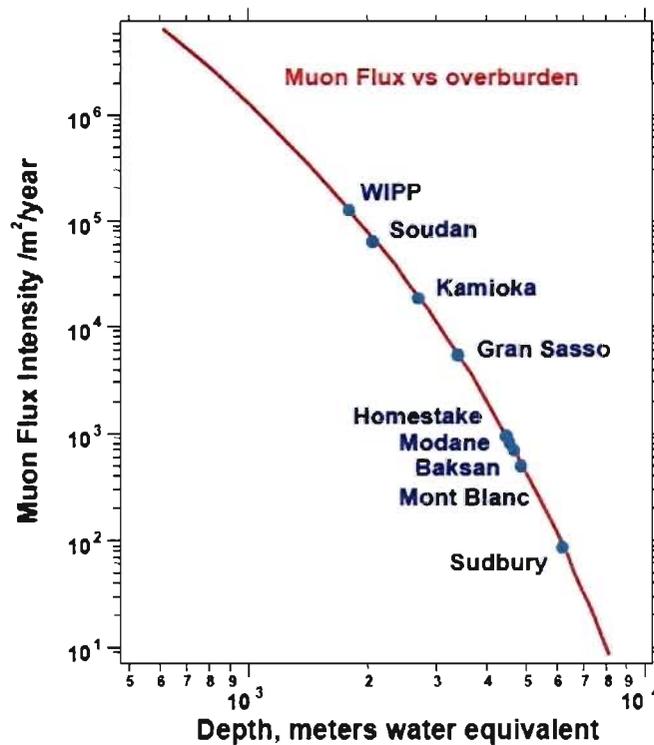


Figure 7-2 : Flux des muons cosmique exprimé par m²/an en fonction de la profondeur de différents laboratoires souterrains. La figure est prise de [54].

Cependant, le site souterrain étant composé de roche devient également une des sources principales de bruit de fond à cause de la désintégration de l'uranium, de ses filles et des réactions (α, n) dans le rocher produisant elles aussi un flux de neutrons. Celui-ci a été évalué à $4000 \text{ n/m}^2/\text{j}$ dans la mine par SNO [55]. Afin de diminuer leur contribution dans le bruit de fond, le montage a donc été placé dans un blindage d'eau d'une épaisseur de 30 cm. La figure 7-3 montre que le flux total des neutrons a été diminué d'un facteur d'environ 200 grâce au blindage.

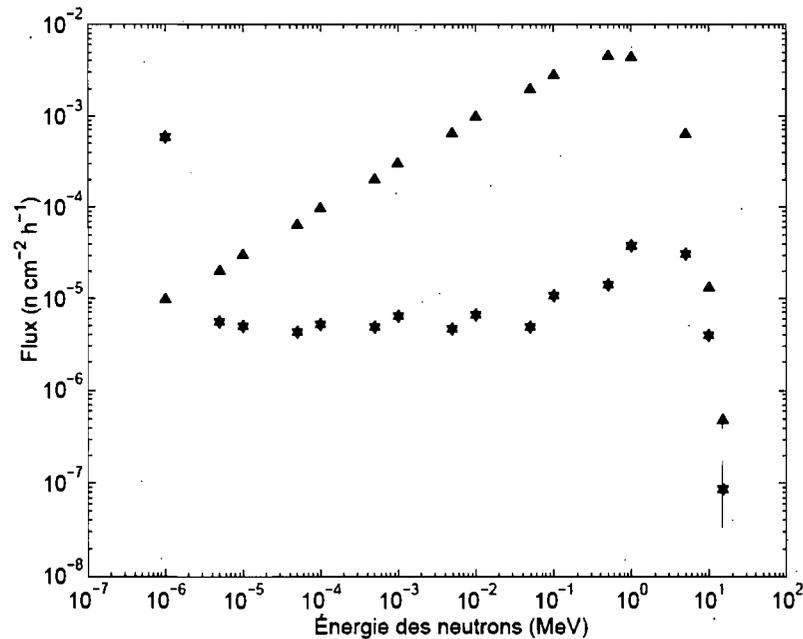


Fig. 7-3 : Effet du blindage d'eau de 30 cm d'épaisseur sur le flux de neutron ambiant obtenu dans la mine (▲) et celui passant à travers le blindage (★), obtenus par simulation Monte Carlo. Figure tirée de [38].

Ces moyens ont permis une diminution du flux et également la dégradation de l'énergie des neutrons en dessous du seuil de détection et l'absorption des neutrons dans l'eau. La figure 7-4 montre le montage expérimental avec le blindage d'eau de 30 cm d'épaisseur, entourant les détecteurs à la mine de Sudbury.

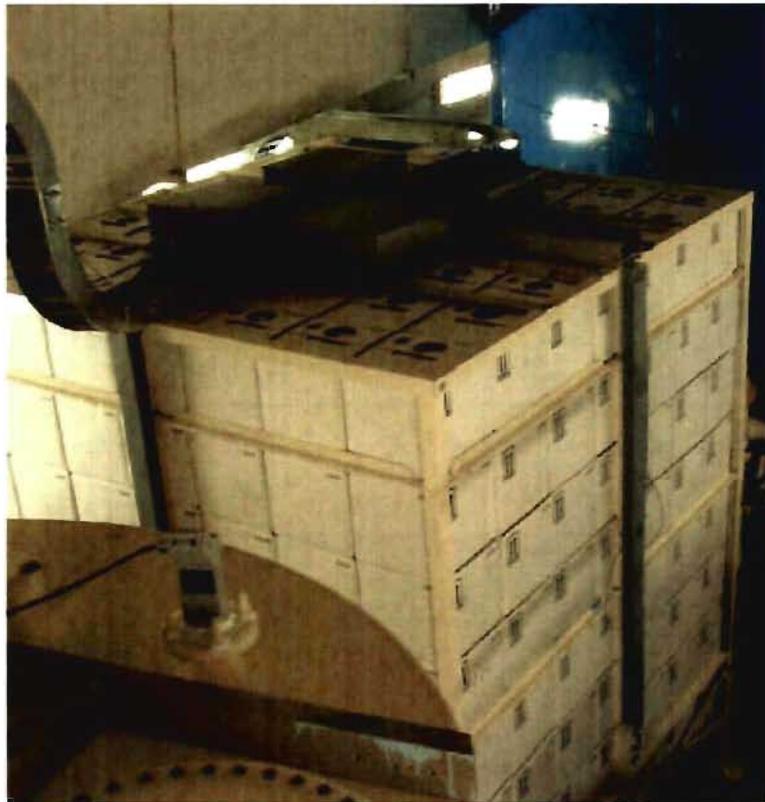


Fig. 7-4 : Blindage d'eau entourant le montage situé dans la mine de Sudbury.

L'expérience en cours, consiste à installer dans la mine de Sudbury 32 détecteurs de 4,5L pour atteindre une masse active de 3 kg. Ainsi, comparativement à l'ancienne phase où le montage se composait de 6 détecteurs de 1L, on vise à améliorer les limites d'exclusion dans le secteur dépendant du spin, et d'installer par la suite un autre montage encore plus

grand pour la prochaine phase. Les premières mesures ont été prises en automne 2006 avec 4 détecteurs. Des sessions à différentes températures de 40 heures sont prises pour les mesures de bruit de fond, suivies de sessions de recompression de 15 heures. Le système est entièrement contrôlé de distance (Montréal, Kingston, Edmonton) par réseau Internet et est continuellement en marche depuis le début des prises de données en 2006.

7.1.1. Dispositif d'installation

Les 32 détecteurs sont répartis dans 8 TPCS (rappelons : Temperature and Pressure Control System) par groupe de 4, mis au point par l'équipe de l'université de Queen's à Kingston. Le TPCS est un système de régulation de température où sont installés plus d'une quarantaine de senseurs qui contrôlent l'homogénéité ainsi que la bonne répartition de la température au sein de celui-ci. Cette unité de base de régulation de température est bien isolée pour permettre un minimum de variation de température ($\pm 0.1^{\circ}\text{C}$) et ainsi obtenir un contrôle quasi parfait de la température. À l'intérieur du TPCS, il y a un socle spécialement conçu pour accueillir une source de neutron (AmBe, Cf) pour prendre des mesures d'étalonnage. Le tout est supporté par une structure métallique disposée sur deux étages qui va soutenir les 8 TPCS entourés des cubes d'eau (figure 7-5). Pour atténuer les vibrations mécaniques qui pourraient augmenter le bruit de fond, les détecteurs sont placés sur des socles en caoutchouc. La pression est fournie grâce à un distributeur muni de valves à connexion rapide, placé en haut et au centre du TPCS, auquel sont raccordés les détecteurs au système de pression hydraulique avec des tuyaux en polypropylène, ce qui permet de les isoler d'éventuels bruits acoustiques.

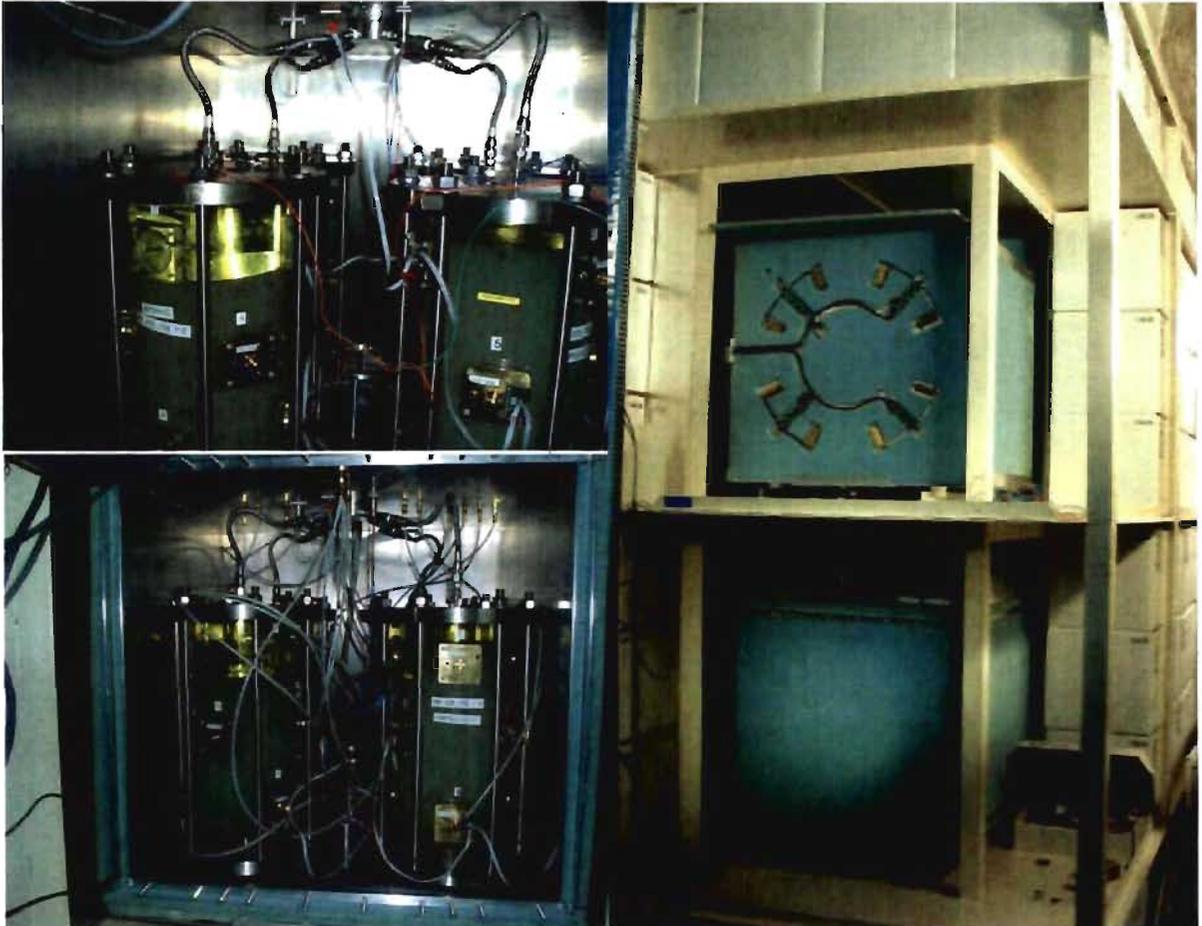


Fig. 7-5: Représentation de la structure métallique et de la disposition des TPCS.

7.1.2. Électronique et système de pression

Toute l'électronique, comme les préamplificateurs acoustiques, les fusibles, la carte mère sont placés dans une boîte métallique familièrement appelée « pizza box », et qui se trouve au dessus du TPCS. La figure 7-6 montre le montage de la pizza box ainsi que ses différentes composantes à l'intérieur de celle-ci.

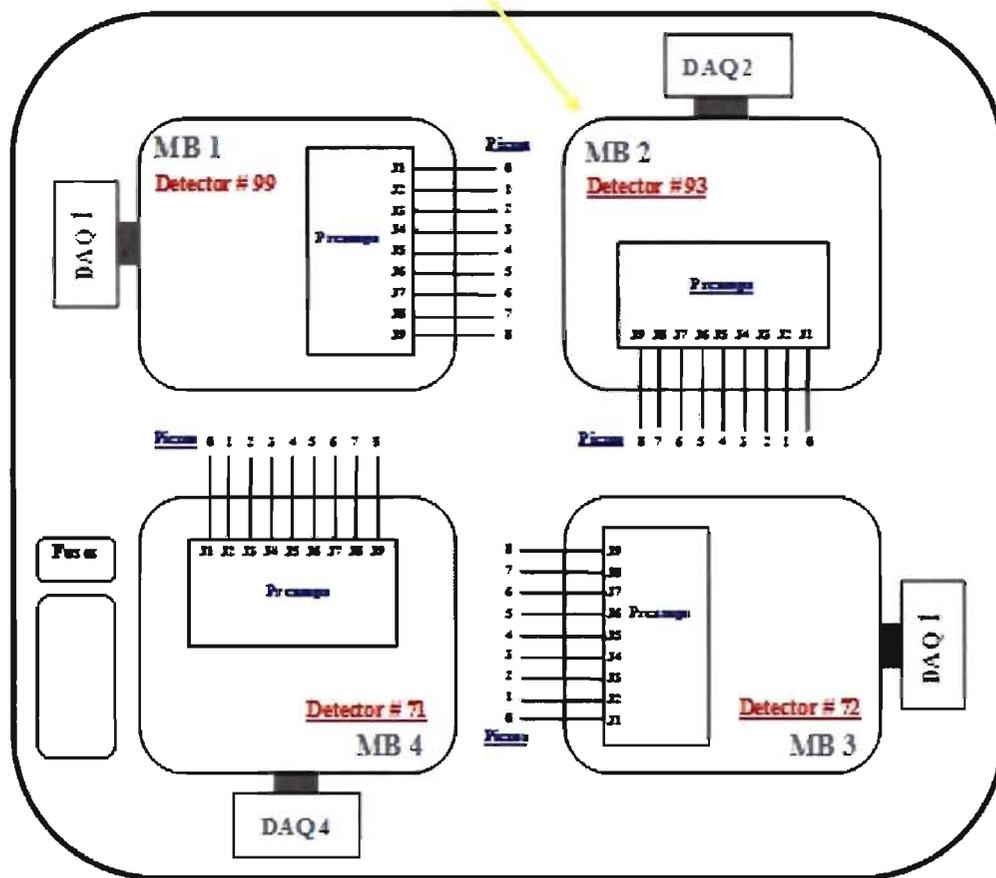
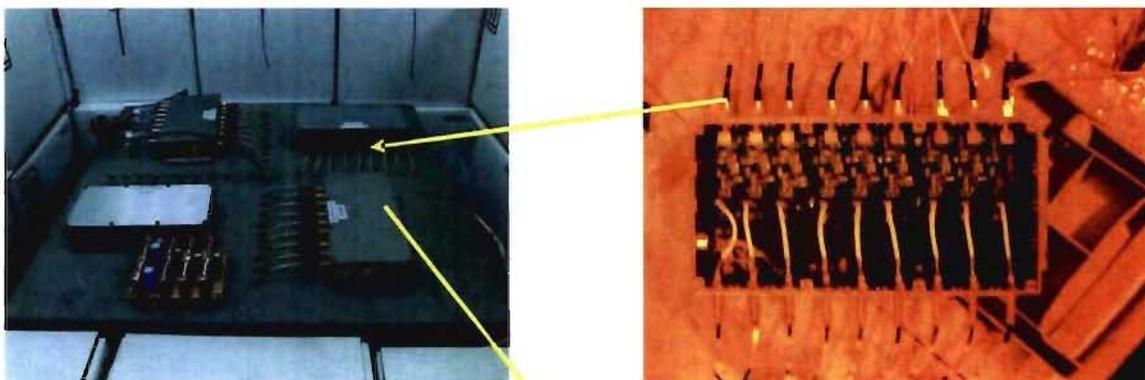


Fig. 7-6 : Montage d'une des pizza-box dans le TPCS 1 de la mine à Sudbury.

Ainsi les quatre détecteurs de 4,5L possèdent chacun 9 senseurs piézo-électriques disposés sur trois hauteurs différentes qui sont posés préalablement avec de la graisse à vide qui permet de faire un bon contact acoustique. Ils sont reliés aux préamplificateurs installés dans la pizza box, où siège également l'alimentation de la carte mère du système d'acquisition de données. Le reste du système DAQ, tout comme le système de pression hydraulique sont installés dans des châssis qui se situent à l'extérieur du montage (figure 7-7). Le système de recompression fonctionne au moyen d'une bouteille d'azote à haute pression relié à un diaphragme avec d'un coté, la partie pneumatique avec l'azote et de l'autre la partie hydraulique. Grâce à un algorithme de régulation, il est possible de contrôler la pression au niveau du détendeur connecté à la bouteille d'azote, de la membrane entre les deux parties, et même au niveau du distributeur hydraulique.

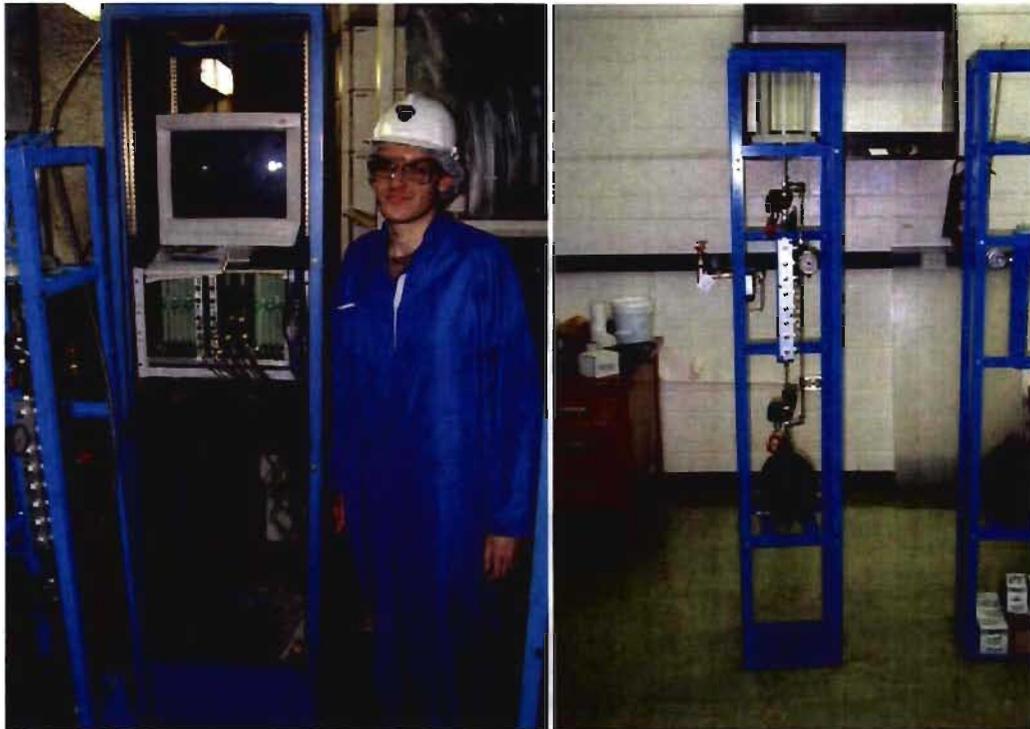


Fig. 7-7 : Photographie du système de pression à droite et du système DAQ faisant partie de l'extérieur du montage avec les TPCS à gauche.

7.2. « WIMP RUNS » ET BRUIT DE FOND À SNOLAB

Nous avons vu que le bruit de fond des détecteurs installés à SNOLab était essentiellement dû aux sources émetteurs α à l'intérieur du détecteur. Le tableau 7.1 montre les valeurs des taux de comptage obtenus pour un très bon détecteur de 4,5L et celles du meilleur détecteur de 1L de la phase précédente : le SBD40. Grâce aux efforts fournis non seulement au niveau du blindage d'eau pour ralentir les neutrons ainsi qu'au niveau de la purification pour la contamination interne des détecteurs, une nette amélioration par rapport aux anciennes phases se fait ressentir.

Temp (°C)	Mb_A05_511_072 Taux de comptage (/h/g) À Montréal	Mb_A05_511_072 Taux de comptage (/h/g) À SNO	SBD40 (1L) Taux de comptage (/h/g) À SNO
26	0,0597 ± 0,0017	0,0020 ± 0,0006	0,0064 ± 0,001
30	0,0752 ± 0,0030	0,0030 ± 0,0006	0,0144 ± 0,0037
35	0,1200 ± 0,0029	0,0051 ± 0,0013	0,0139 ± 0,0026
40	0,2149 ± 0,0062	0,0067 ± 0,0016	0,0144 ± 0,0034
45	0,4763 ± 0,0220	0,0088 ± 0,0024	0,0125 ± 0,0020
47	-	0,0122 ± 0,0036	0,0185 ± 0,0029
50	1,9600 ± 0,0916	0,2481 ± 0,0185	-
53	3,3042 ± 0,1975	0,5347 ± 0,0300	-

Tab. 7.1 : Taux de comptage obtenus pour les mesures de bruit de fond du détecteur 72 à Montréal et à SNO respectivement.

Le graphique suivant montre les récents résultats obtenus pour deux détecteurs installés à la mine. Il est intéressant d'observer également la comparaison entre les mesures préliminaires obtenues à Montréal et celles obtenues à SNOLAB qui montre la différence des taux de comptage entre les deux environnements, l'un au niveau du sol et l'autre en milieu souterrain.

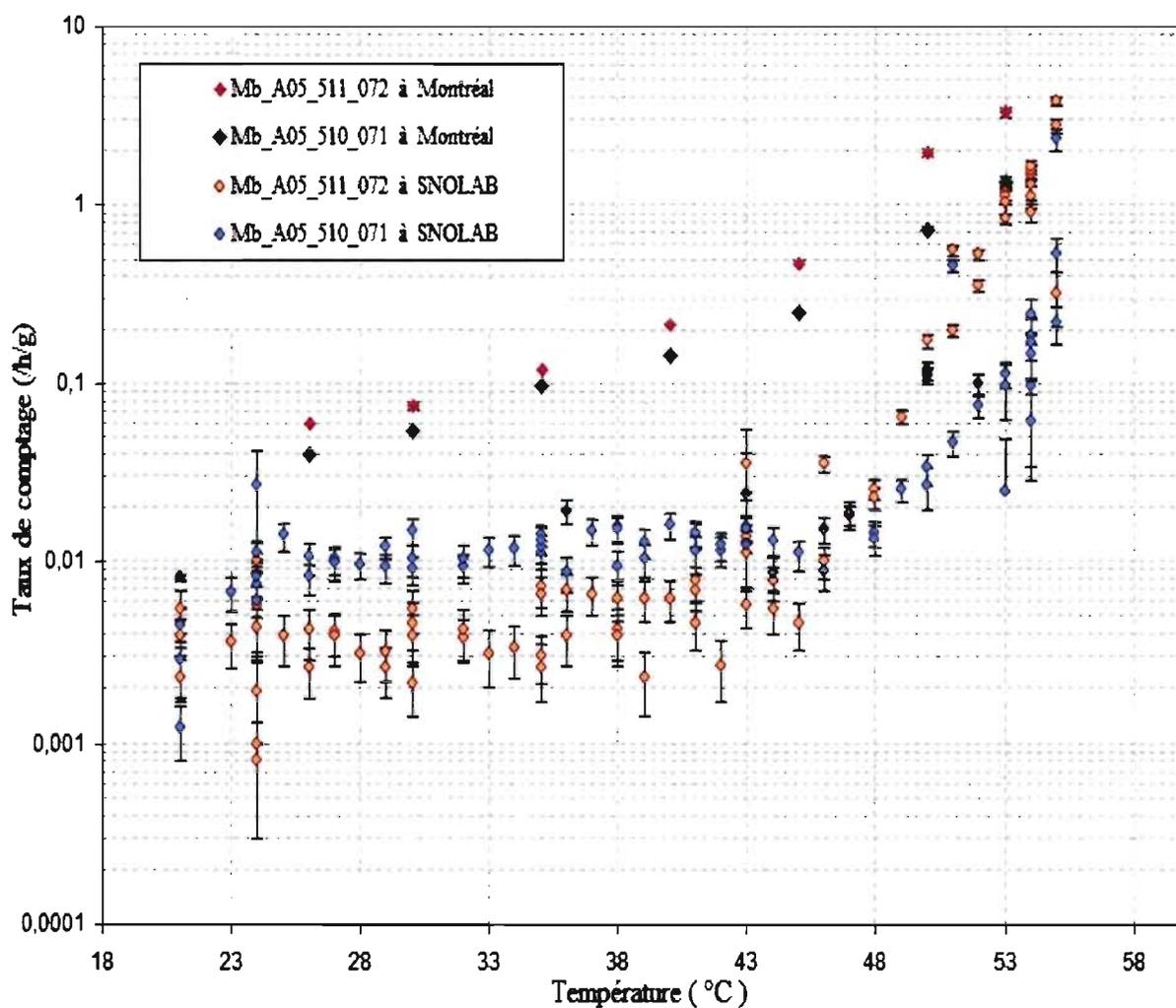


Fig. 7-8 : Récentes données obtenues à SNOLAB dans la mine et à Montréal de 2006 à 2007 pour les détecteurs 71 et 72 purifiés par la technique d'HZrO.

Étant donné que la majorité de bruit de fond observé est celui des émetteurs α internes entre 15 et 45°C, pour extraire les limites d'exclusion pour la section efficace du neutralino, on fait un ajustement de la réponse des alphas combinée avec celle du neutralino sur les taux de comptage obtenus dans la mine pour les détecteurs. Grâce aux efforts combinés non seulement dans le protocole de fabrication ainsi que dans la conception des détecteurs, les résultats sont meilleurs d'au moins un facteur 6 par rapport à la phase précédente (Fig. 7-9).

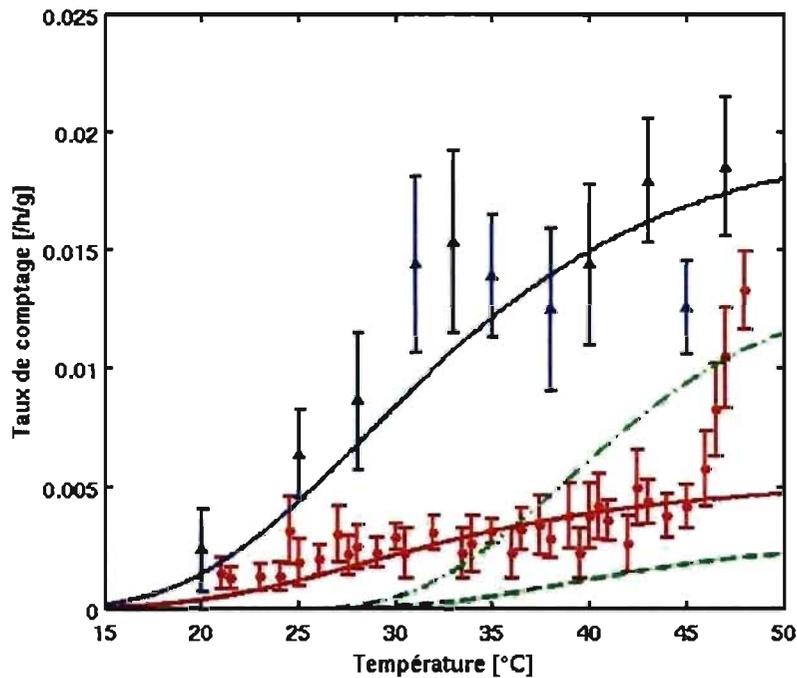


Fig. 7-9 : Comparaison des taux de comptage obtenus à la mine avec l'ancienne et nouvelle génération de détecteurs. Les points en rouge représentent le détecteur 72 de 4.5L, en bleu, c'est le SBD40 de 1L et les tirets verts représentent la réponse pour le neutralino avec $\sigma = 1$ pb (en bas) et $\sigma = 5$ pb (en haut) pour une masse de 50 GeV [72]. Les courbes rouge et bleu représentent la courbe des alphas ajustée à la réponse des détecteurs en fonction de la température.

La nouvelle méthode de purification a permis d'obtenir des détecteurs à bas bruit de fond et une nouvelle limite pour la section efficace du neutralino par rapport à la phase précédente. La figure 7-10 montre ces limites d'exclusion dans le secteur dépendant du spin basées sur les données obtenues grâce aux ajustements alpha de la figure 7-9. La première courbe rouge « PICASSO 2005 » est extraite des valeurs obtenues de 3 détecteurs de 1L comme le SBD40 de la première phase, pour un total de 20 g de masse active (en bleu sur la figure 7-9) et en-dessous la deuxième courbe rouge « December 2007 » extraite de toutes les valeurs obtenues depuis l'automne 2006 jusqu'en décembre 2007 pour les 4 premiers détecteurs de 4.5L installés à la mine correspondant à 0.328 kg de masse active totale et une exposition d'environ 30 kg-j. La première courbe bleue « April 2008 » présente les valeurs obtenues pour ces mêmes 4 détecteurs mais avec un temps d'exposition allant jusqu'en avril 2008. Les trois autres courbes montrent les limites d'exclusion obtenues en simulant le taux de comptage obtenus à SNOLAB pour les mesures de bruit de fond :

- La première courbe « Phase Ib » : on considère les 32 détecteurs de 4.5L mais avec la même qualité que les 4 premiers installés c'est-à-dire avec la même masse active de 2,6 kg et le même niveau de bruit de fond interne.
- La deuxième courbe « Phase Ib/100 » : on considère les limites d'exclusion prévues pour ces mêmes 32 détecteurs de la Phase Ib de même qualité mais avec des taux de comptage de bruit de fond interne réduits par un facteur 100 par rapport à ceux obtenus avec les 4 premiers.
- La troisième courbe « Phase II » : ceci correspond à 25 kg de masse active totale avec des modules de détection de 30 L et avec le même taux de comptage que la phase Ib/100.

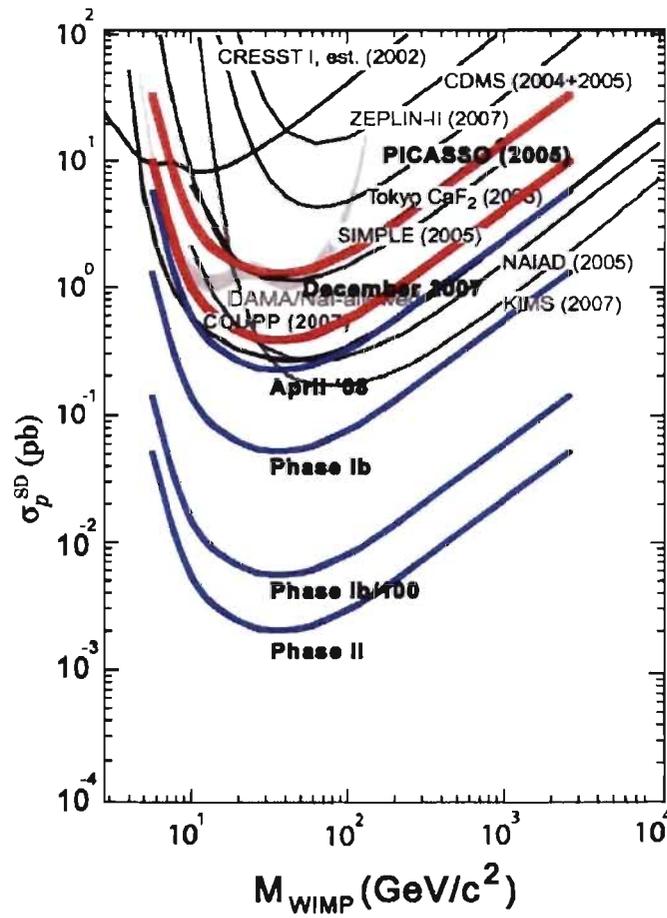


Fig. 7-10 : Présentation des limites d'exclusion dans le secteur dépendant du spin pour les différentes phases de l'expérience [80]. La figure montre également les limites récentes obtenues des autres expériences qui travaillent dans le secteur dépendant du spin (KIMS, COUPP) [69, 70].

CHAPITRE 8 : Conclusion

L'objectif de ce mémoire était de développer des techniques permettant d'obtenir des détecteurs de gouttelettes en surchauffe à plus bas bruit de fond. Ainsi, les efforts réalisés dans le protocole de fabrication des détecteurs pour la génération des 4.5L ainsi que les améliorations apportées dans leur conception, nous ont permis d'atteindre de meilleures limites dans le secteur dépendant du spin. La figure 8-1 fait un historique des taux de comptage obtenus grâce aux améliorations apportées au protocole de fabrication des détecteurs. Que ce soit à Montréal ou dans la mine, les résultats sont meilleurs que ceux de la phase précédente. La nouvelle technique de purification au HZrO des détecteurs et l'augmentation de la taille des gouttelettes ont pu réduire la contamination radioactive d'un facteur d'environ 40 par rapport à ceux qui n'étaient pas purifiés (figure 8-1).

Grâce à l'analyse effectuée ainsi que développée pour la sélection des événements, des critères ont pu être établis pour permettre la sélection de « bons » événements liés à la nucléation d'une gouttelette. Le code d'analyse devient de plus en plus complet et performant ce qui donne un avantage de taille pour les prochaines étapes du projet qui visent des modules de détection beaucoup plus massifs (30L).

Cependant plus la taille des détecteurs augmente et plus la réponse des détecteur aux particules au minimum d'ionisation et au rayonnement gamma est importante à haute température. Le sel utilisé pour les détecteurs devient ainsi aussi une source de bruit de fonds gamma à cause de la présence de traces de ^{40}K , ^{137}Cs , malgré les efforts dans la purification. Une des solutions proposées a été de fabriquer une nouvelle sorte de gel à base de polyéthylène glycol et glycérine sans CsCl appelé « Salt-less detector ». Seule la

viscosité du gel est utilisée pour suspendre les gouttelettes de C_4F_{10} sans ajustement de la densité. Non seulement, il ne contient pas de CsCl mais en plus, il a l'avantage d'être moins coûteux.

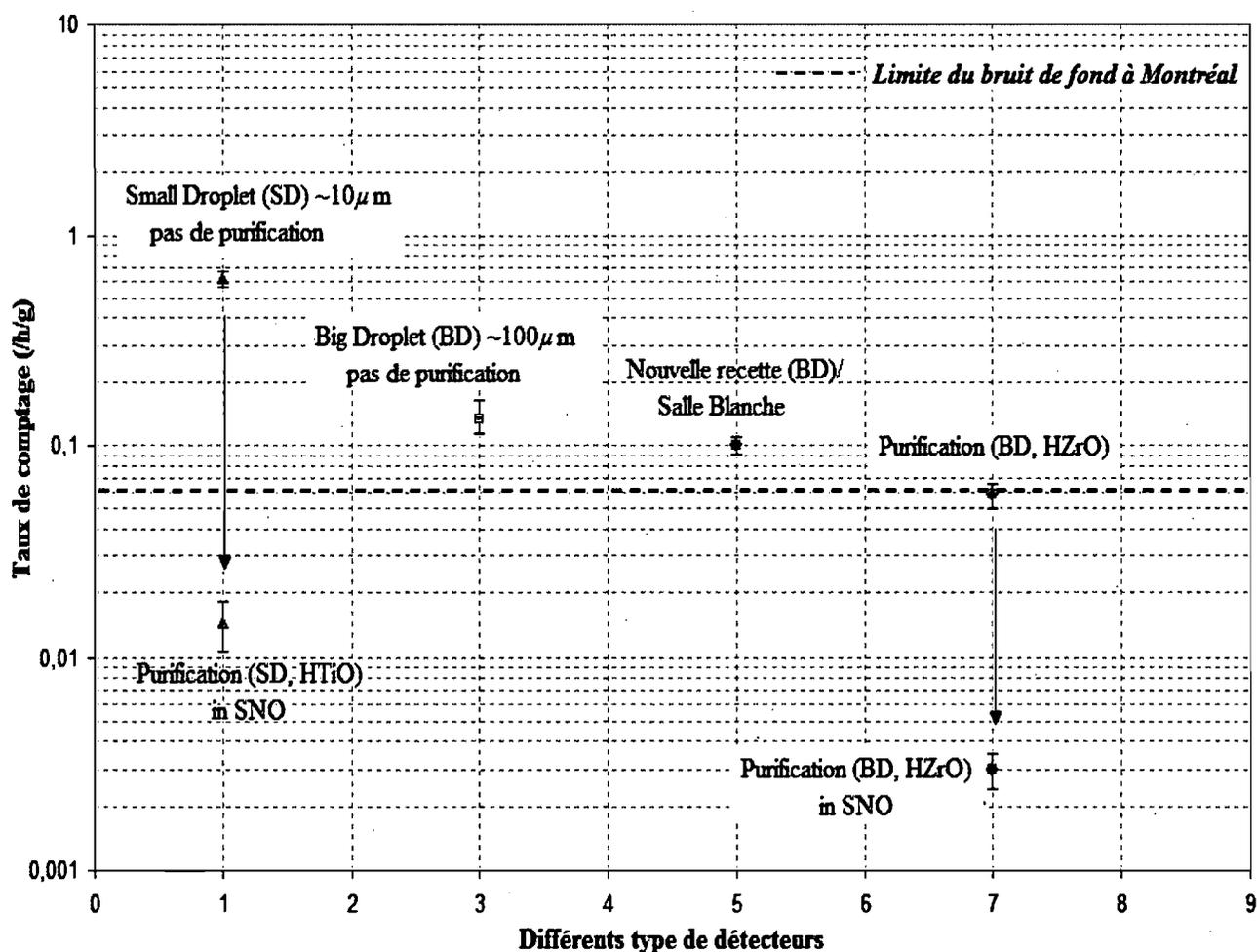


Fig. 8-1 : Historique de toutes les améliorations apportées aux détecteurs depuis la première phase. Les taux de comptages pour les points au-dessus de la limite du bruit de fond ont été obtenus à Montréal. Tous ces taux de comptage ont été obtenus à 30°C.

Ces premiers prototypes ont été élaborés par Xiongxin Dai, radiochimiste de l'université de Queen's à Kingston (Ontario). Ils ont été testés et les premiers résultats sont déjà très encourageants car ils donnent des taux de comptage similaires à ceux utilisant la solution purifiée de CsCl (figure 8-2).

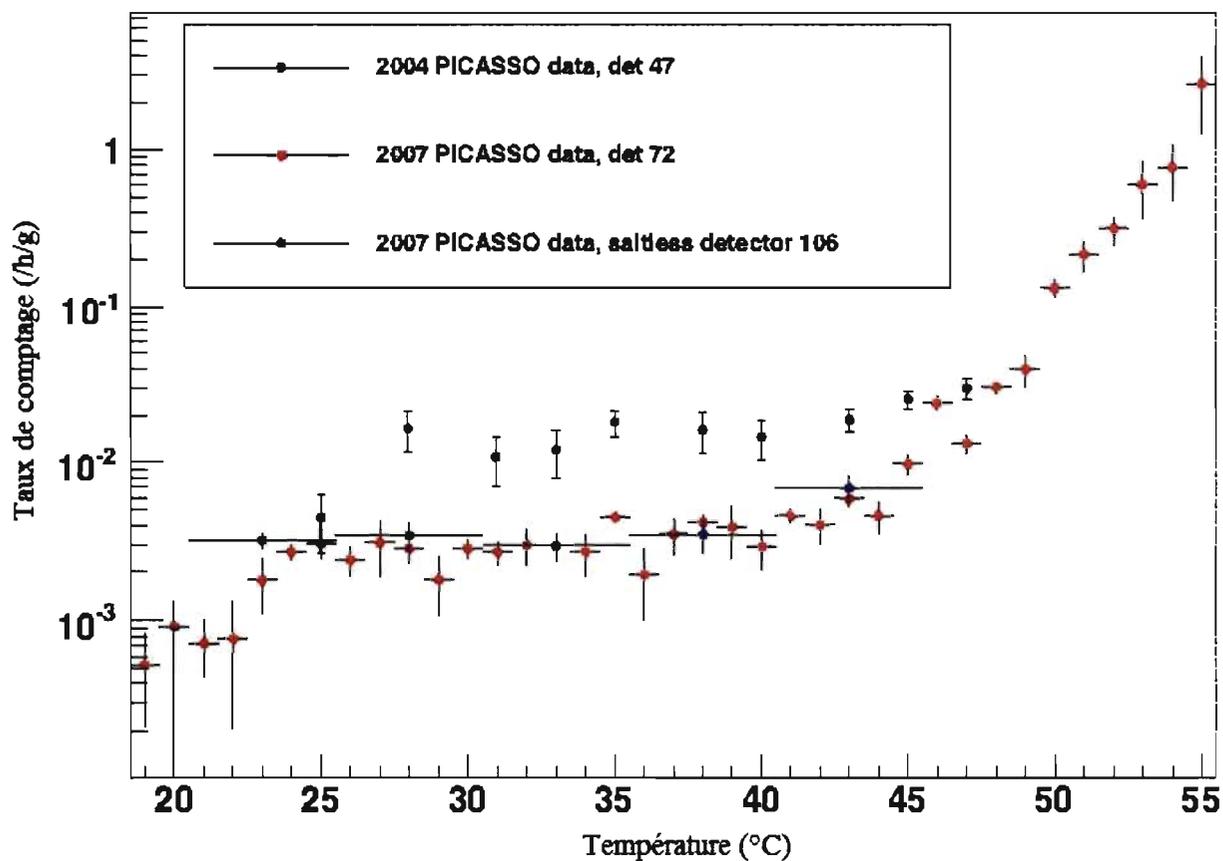


Fig. 8-2: Taux de comptage obtenus à la mine pour un détecteur de 1L de la première phase (SBD47), un détecteur de 4.5L (72), et un détecteur « sans sel » (106).[80]

Néanmoins, une étude plus approfondie doit être faite pour maîtriser complètement ce type de détecteur que ce soit dans le protocole de fabrication ou encore dans l'analyse des signaux. Étant donné que le gel est chimiquement différent, ses propriétés physiques le sont également comme par exemple son élasticité. Ces changements occasionnent des formes de signaux différents de ceux des détecteurs avec CsCl. Si nous voulons nous tourner vers ce nouveau type de détecteurs, il sera nécessaire de reprendre certains critères de sélection utilisés pour les détecteurs avec sel, les ajuster ou peut être même les changer en fonction de la réponse de celui-ci. Malgré tout, le développement de ce nouveau détecteur « sans sel » permettrait assurément d'obtenir des limites encore plus performantes que celles obtenues jusqu'à présent.

Grâce à ces nombreux résultats, le projet PICASSO prend de plus en plus d'ampleur au sein des expériences de détection directe de matière sombre en développant des modules de détection à bas bruit de fond beaucoup plus gros et beaucoup plus performant comme la phase II de l'expérience dans la figure 7-10 avec une masse active de 25 kg et un bruit de fond réduit par deux ordres de grandeur.

Bibliographie

- [1] A. Gould, *Dynamical evidence for dark matter*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 38, 371-378 (1995).
- [2] B. R. Martin et G. Shaw. *Particle Physics*. Wiley, 2e edition, 1997.
- [3] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et K. Zuber, *Particle Astrophysics*, Institute of Physics Publishing, Londres, 1997.
- [4] <http://www.pppa.group.shef.ac.uk/dm/darkMatter.php>.
- [5] F. Zwicky. *Helvetica Physic Acta*, 6:110, 1933.
- [6] <http://www.lapp.in2p3.fr/vulgarisation/initour/particule/particule.html>.
- [7] http://www.bubbletech.ca/radiation_detectors.html.
- [8] M. Di Marco. *Réduction du bruit de fond en vue de la détection de la matière sombre dans le projet PICASSO*. Thèse de doctorat, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2004, p.37 Fig.3.1.
- [9] F. Seitz. *On the theory of the bubble chamber*. Physics of Fluids, 1:2-13, (Janvier1958).
- [10] Pacheco, A.F. et Strottman, D., *Nuclear-structure corrections t estimates of the spin-dependent WIMP-nucleus cross section*, Physical Review D, Vol. 40, 1989, pp. 2131-2133.
- [11] M. Barnabé-Heider et al. *Response of Superheated Droplet Detectors of the Picasso Dark Matter Search Experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2005.
- [12] D. R. Tovey et al. *A new model-independent method for extracting spin dependent cross section limits from dark matter searches*. Physics Letters B 488, 2000.
- [13] F. D'Errico, *Fundamental properties of superheated drop detectors*, Rad. Prot. Dosimetry 84 (1999) p.55-62.

- [14] F. D'Errico, *Radiation Dosimetry and Spectrometry with Superheated Emulsions*, Nucl.Instr.Meth. B 184(1-2), 229-254 (2001).
- [15] J.G.Eberhart, W.Kremsner and M.Blander, *Metastability limits of Superheated liquids*, Journal of Colloid and Interface Science, Vol.50, No.2 (1975)369.
- [16] <http://www.chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/media/>.
- [17] C.L. Bennett et al., *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results*, Astrophysical Journal, 148, 2003.
- [18] A. B. Lahanas et D. V. Nanopoulos. *Wmapping out supersymmetric dark matter and phenomenology*. Physics Letters B, 568:55–62, 2003.
- [19] S. P. Martin. *A Supersymmetry Primer*. arXiv :hep-ph/9709356v4, Juin 2006.
- [20] D. Clowe et al., Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, Dennis Zaritsky, *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, Astrophysical Journal Letters, 648, 2006.
- [21] J.Ellis, R.Flores, *Elastic Supersymmetric relic-nucleus scattering revised*, Phys. Lett. B 263 (1991), 259.
- [22] G.Jungman, M.Kamionkowski, K.Griest, *Supersymmetric dark matter*, Phys. Rep 267 (1996), 195.
- [23] M. Spiro, 1995 *European School of High energy Physics Proceedings*, Dubna, Russia 27 août au 9 sept. 1995, CERN 96-04, 11 juin 1996.
- [24] M. E. Peskin, D. V. Schroeder *An Introduction to quantum field theory*, Persus Book (1995) 842 p.
- [25] J. D. Lewin et P. F. Smith, *Astroparticle Physics* 6, 87-112 (1996).
- [26] A. Kurylov and M. Kamionkowski, *Generalized analysis of the direct weakly interacting massive particle searches*, Phys. Rev. D 69, 063503 (2004).
- [27] Enjel, J., Pittel, S. et Vogel, P., *Nuclear physics of dark matter detection*, International Journal of Modern Physics E, Vol.1, No.1, 1992, pp. 1-37.

- [28] R. Gornea. *Détection directe de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO*. Thèse de doctorat, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal. 2007.
- [29] Ch. Peyrou, in *Bubble and Spark Chambers*, edited by R.P. Shutt (Academic Press, New York 1967).
- [30] M. Barnabé-Heider et al., *Simulation of the response of superheated droplet detectors used in the PICASSO experiment*, Radiation Protection Dosimetry (2005).
- [31] R.E. Apfel, *The Superheated Drop Detector*, Nucl. Instr. Meth. 162, 603 (1979).
- [32] M.J.Harper et J.C.Rich, *Radiation-induced nucleation in superheated liquid droplet neutron detectors*, Nucl. Instr. Meth. A336 (1993), 220-225.
- [33] N. Boukhira, I. Boussaroque, R. Gornea, M. Di Marco, L. Lessard, V. Pagé, J. Vinet, V. Zacek, *Suitability of superheated droplet detector for dark matter search*, Astroparticles Physics 14 (2000), pp. 227-237.
- [34] Harper, M.J., *A Theoretical Model of a Superheated Liquid Droplet Neutron Detector*, Thèse de doctorat, University of Maryland, 1991.
- [35] M. Blander, J. L. Katz, *Bubble nucleation in liquids*, American Institute of Chemical Engineers Journal V.21, No. 5, (1975), p. 833-848.
- [36] M. Barnabé-Heider. PICASSO : *Portrait de la sensibilité des détecteurs à gouttelettes surchauffées à diverses formes de rayonnement*. Mémoire de maîtrise, Département de physique, Faculté des arts et des sciences, Université de Montréal. 2005.
- [37] M. Barnabé, M.-H. Genest et R. Guénette. *Mesure de la distribution des gouttelettes dans cb_p01_205_204*. PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_03_005, Août 2003.
- [38] M.H. Genest. *Recherche du neutralino avec le détecteur ATLAS et PICASSO*. Thèse de doctorat, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal. 2007.
- [39] <http://www.pd.infn.it/~conti/LXe.html>

- [40] <http://detector-cooling.web.cern.ch/Detector-Cooling/CWGWeb/C3F8.HTM>
- [41] M.W. Goodman, E. Witten, *Detectability of certain dark-matter candidates*, Phys. Rev. D31 (1985) 3059-3063.
- [42] J.D. Lewin, P.F. Smith, *Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil*, Astroparticle Phys. 6 (1996) 87-112.
- [43] <http://www.chimie-biochimie.umoncton.ca/bch/dg/siitub/elepga.html>
- [44] M.-C. Piro, T. Morlat. *Procedure for the fabrication of purified 4.5L SBDs: New recipe of fabrication detector*. PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_07_002, September 2007.
- [45] <http://detector-cooling.web.cern.ch/Detector-Cooling/CWGWeb/C4F10.HTM>
- [46] M.-C. Piro, T. Morlat. *Detailed Fabrication recipe of purified detector*. PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_07_019, Octobre 2007.
- [47] Handbook of chemistry and physics, 67th edition, CRC Press, 1980.
- [48] P. Doane, *Container Pressure Test Report*. PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_06_002, Avril 2006.
- [49] M.-C. Piro, T. Morlat. *The last update of detectors #114, #117, #118, #119*. PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_07_003, Octobre 2007.
- [50] M.-C. Piro, T. Morlat. *Last update of the four last detectors #116, #120, #121, #122*. PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_07_011, Novembre 2007.
- [51] Glaser, D.A., *Some Effects of Ionizing Radiation on the Formation of Bubbles in Liquids*, Physical Review, Vol.87, 1952, p.665.
- [52] M. Barnabé-Heider et al., *Charaterization of the response of Superheated Droplet (Bubble) Detectors*, Proceedings of the 8th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, 6-10 october 2003, Como, Italie, pp. 574-586.

- [53] F. Aubin, *Caractérisation spatiale des événements dans les détecteurs PICASSO*, Mémoire de maîtrise, Département de physique, Faculté des arts et des sciences, Université de Montréal. 2007.
- [54] J. Gascon, *Direct Search for Wimp dark matter*, Astroparticles and cosmology, Édition Frontier Group, 2004, pp.91-107.
- [55] Sudbury Neutrino Observatory LABORatory (SNOLAB), Ontario, Canada.
- [56] L.K. Pan, C.-K.C. Wang, *Superheated-liquid-droplet technique for measuring alpha decays in uranium solutions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 420, 1999, pp. 345-355.
- [57] V. Zacek, *Alpha detection efficiency & droplet size distribution*, Collaboration meeting, August 2007.
- [58] Ziegler, J.F. et Biersack, J.P., *TRIM (Transport of Ions in Matter)*, version TRIM-96 in SRIM-2000 (*The Stopping and Range of Ions in Matter*), version 2000.39 coding by D.J. Mawrick et al., copyright 1998, 1999 by IBM Co.
- [59] M. Di Marco et T. Noble, *Version finale, Alpha efficiency*. PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_02_022, Octobre 2002, révisé en Novembre 2003.
- [60] T. Morlat et M.-C. Piro, *Alpha bubbling technique*, PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_08_003, Janvier 2008.
- [61] M. Barnabé-Heider, *Alpha response for SBD-1000*, PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_04_007, Janvier 2004.
- [62] X. Dai, *Detector purification and R&D on salt-less detector Vol.3*, PICASSO Talk, NSERC review talk on detector purification, ID-41, Novembre 2007.
- [63] M. Di Marco, T. Noble, *Version finale : synthèse des mesures d'extraction au HTiO*, PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_03_002, Juin 2003, révisé en Octobre 2003.
- [64] <http://www.snolab.ca/files/science/index.html>
- [65] B. Platzer, *Thermophysical Properties Of Refrigerants*, Ed: Springer-Verlag New York, Inc (April 20th 1990).

- [66] Duan Y.Y., Shi L., Sun L.Q., Zhu M.S., Han L.Z., *Thermodynamic Properties of Trifluoroiodomethane (CF₃I)*, International Journal of Thermophysics, Volume 21, Number 2, March 2000, pp. 393-404 (12).
- [67] T. Morlat et al., *A CF₃I-based SDD Prototype for Spin-independent Dark Matter Searches*, SIMPLE Collaboration.
- [68] Z. Ahmed, D.S. Akerib, S. Arrenberg, M.J. Attisha et al., *A Search for WIMPs with the First Five-Tower Data from CDMS*, arXiv 0802.3530 [astro-ph].
- [69] H.S. Lee, H.C. Bhang, J.H. Choi, et. al. *Linimits on WIMP-nucleon interactions with CsI(Tl) crystal detector*, Phys. Rev. Lett. 99: 091301, 2007.
- [70] E. Behnke, J.I. Collar, P.S. Cooper, K. Crum et al., *Spin-Dependent WIMP Limits from a Bubble Chamber*: Science 319 no. 5865, pp. 933-936, 2008.
- [71] F. Giuliani, T. Morlat and T.A. Girard, *Heavy Superheated Droplet Detectors as a Probe of Spin-Independent WIMP Dark Matter Existence*, Physics Review D75 (2007) 063503.
- [72] G. Giroux, Présentation pour conférence du NSERC, comité de subvention.
- [73] X. Dai, *Purification Technique using HZrO for the PICASSO experiment*, PICASSO Talks and Seminars, Juin 2006.
- [74] PICASSO collaboration , internal report.
- [75] Ilan Levine and Edward Behnke, *IUSB-assembled transducers with Ferroperm Piezo : Construction and Tests*, PICASSO collaboration, University of Indiana, USA, 30 april 2005.
- [76] C. Alcock et al. The macho project: 45 candidate microlensing events from the first year galactic bulge data. *The Astropartical Journal*, 479:119-146, Avril 1997.
- [77] R. Scarpa. *Modifies Newtonian Dynamics, an Introductory Review*. arXiv :astro-ph/0601478v1, Janvier 2006.
- [78] J. Primack. *Whatever Happened to Hot Dark Matter?* arXiv :astro-ph/0112336v1, Décembre 2001.

- [79] M. Barnabé-Heider et al., *Improved spin-dependent limits from the PICASSO dark matter search experiment*, Physics Letters B 624 (2005) 186-194.
- [80] A. Darvour, *The PICASSO Dark Matter Search Project*, PICASSO Talk and Seminars, June 2008.

Annexe A : Calculs menant à l'ellipse pour SD.

Pour trouver l'équation de l'ellipse dans le secteur dépendant du spin présentée au chapitre1, Tovey propose une autre manière d'écrire le facteur C_A [12] telle que :

$$C_A = \left(\sqrt{C_A^p} \pm \sqrt{C_A^n} \right)^2 \quad (\text{A-1})$$

Dans le cas des nucléons libres, nous aurons, $\langle S_{p,n} \rangle = 1/2$, $J = 1/2$. En remplaçant par ces valeurs pour chaque contribution nous obtenons :

$$C_p = \frac{6}{\pi} a_p^2, \quad C_n = \frac{6}{\pi} a_n^2 \quad (\text{A-2})$$

Et d'après l'équation (1.14), on peut écrire respectivement :

$$\sigma_p = \frac{24}{\pi} G_F^2 \mu_p^2 a_p^2, \quad \sigma_n = \frac{24}{\pi} G_F^2 \mu_n^2 a_n^2 \quad (\text{A-3})$$

Ce qui nous permet d'en déduire les limites sur les sections efficaces en fonction du noyau cible ainsi que chaque contribution, on arrive ainsi à :

$$\frac{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}{\sigma_A^{\text{lim}}} = \frac{4G_F^2 \mu_p^2 C_p}{4G_F^2 \mu_A^2 C_A} = \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \frac{1}{C_A/C_p} \Rightarrow \sigma_p^{\text{lim}(A)} = \sigma_A^{\text{lim}} \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \frac{1}{C_A/C_p} \quad (\text{A-4})$$

De la même façon pour les neutrons :

$$\Rightarrow \sigma_n^{\text{lim}(A)} = \sigma_A^{\text{lim}} \frac{\mu_n^2}{\mu_A^2} \frac{1}{C_A/C_n} \quad (\text{A-5})$$

Où σ_A^{lim} est donné par l'expérience.

Pour connaître la section efficace WIMP-nucléons en fonction de la section efficace dominée seulement par la contribution du proton et celle pour seulement le neutron, il nous faut d'après (1.14) :

$$\begin{cases} \sigma_A^p = 4G_F^2 \mu_{A-p}^2 C_A^p \\ \sigma_A^n = 4G_F^2 \mu_{A-n}^2 C_A^n \end{cases} \quad (\text{A-6})$$

Or nous avons d'après (1.19) :

$$\sigma_A = 4G_F^2 \mu_A^2 [C_A^p + C_A^n \pm 2\sqrt{C_A^p C_A^n}] \quad (\text{A-7})$$

$$\sigma_A = 4G_F^2 \mu_A^2 C_A^p + 4G_F^2 \mu_A^2 C_A^n \pm 4G_F^2 \mu_A^2 \cdot 2(\sqrt{C_A^p C_A^n}) \quad (\text{A-8})$$

$$\sigma_A = \sigma_A^p + \sigma_A^n \pm 2[(2G_F \mu_A \sqrt{C_A^p}) \cdot (2G_F \mu_A \sqrt{C_A^n})] \quad (\text{A-9})$$

D'après ces dernières équations :

$$\sigma_A = \sigma_A^p + \sigma_A^n \pm 2\sqrt{\sigma_A^p} \cdot \sqrt{\sigma_A^n} \quad (\text{A-10})$$

$$\sigma_A = (\sqrt{\sigma_A^p})^2 + (\sqrt{\sigma_A^n})^2 \pm 2\sqrt{\sigma_A^p} \cdot \sqrt{\sigma_A^n} \quad (\text{A-11})$$

Pour finalement trouver que :

$$\sigma_A = \left(\sqrt{\sigma_A^p} \pm \sqrt{\sigma_A^n} \right)^2 \quad (\text{A-12})$$

Maintenant, si on considère que $\sigma_A \approx \sigma_A^p$, c'est-à-dire qu'on assume que la section efficace WIMP-nucléon est dominée seulement par la contribution des protons, on peut écrire :

$$\sigma_p^{\text{lim}(A)} = \sigma_A^{\text{lim}} \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \frac{1}{C_A^p / C_p} \quad (\text{A-13})$$

De la même façon pour seulement la contribution des neutrons $\sigma_A \approx \sigma_A^n$:

$$\Rightarrow \sigma_n^{\text{lim}(A)} = \sigma_A^{\text{lim}} \frac{\mu_n^2}{\mu_A^2} \frac{1}{C_A^n / C_n} \quad (\text{A-14})$$

Regardons maintenant les rapports des facteurs de valorisation :

$$\Rightarrow \frac{C_A^p}{C_p} = \frac{\frac{8}{\pi} \left(a_p \langle S_p \rangle \right)^2 \frac{J+1}{J}}{\frac{6}{\pi} a_p^2} = \frac{8}{6} \langle S_p \rangle^2 \frac{J+1}{J} \quad (\text{A-15})$$

$$= \frac{4}{3} \langle S_p \rangle^2 \frac{J+1}{J}$$

$$\Rightarrow \frac{C_A^n}{C_A} = \frac{\frac{8}{\pi} (a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J}}{\frac{6}{\pi} a_n^2} = \frac{8}{6} \langle S_n \rangle^2 \frac{J+1}{J} \quad (\text{A-16})$$

$$= \frac{4}{3} \langle S_n \rangle^2 \frac{J+1}{J}$$

Exprimons σ_A^P en termes de σ_p et $\sigma_p^{\text{lim}(A)}$ et on remplace grâce aux équations (2.0) :

$$\Rightarrow \sigma_A^P = 4G_F^2 \mu_A^2 \left(\frac{\sigma_A^{\text{lim}}}{\sigma_p^{\text{lim}(A)}} \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} C_p \right) = \frac{\sigma_p \cdot \sigma_A^{\text{lim}}}{\sigma_p^{\text{lim}(A)}} \quad (\text{A-17})$$

$$\Rightarrow \sigma_A^n = 4G_F^2 \mu_A^2 \left(\frac{\sigma_A^{\text{lim}}}{\sigma_p^{\text{lim}(A)}} \frac{\mu_n^2}{\mu_A^2} C_n \right) = \frac{\sigma_n \cdot \sigma_A^{\text{lim}}}{\sigma_n^{\text{lim}(A)}} \quad (\text{A-18})$$

Ainsi, nous obtenons l'équation pour la section efficace à partir de l'équation (3.0) de forme :

$$\Rightarrow \sigma_A = \left(\sqrt{\frac{\sigma_p \cdot \sigma_A^{\text{lim}}}{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n \cdot \sigma_A^{\text{lim}}}{\sigma_n^{\text{lim}(A)}}} \right)^2 \quad (\text{A-19})$$

$$\Rightarrow \sigma_A = \left(\left(\sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_n^{\text{lim}(A)}}} \right) \sqrt{\sigma_A^{\text{lim}}} \right)^2 \quad (\text{A-20})$$

$$\Rightarrow \sigma_A = \left(\sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_n^{\text{lim}(A)}}} \right)^2 \cdot \sigma_A^{\text{lim}} \quad (\text{A-21})$$

Or on sait d'après les différentes expériences faites sur la matière sombre que : $\sigma_A < \sigma_A^{lim}$ avec un niveau confiance à 90% pour σ_A^{lim} , d'où :

$$\Rightarrow \frac{\sigma_A}{\sigma_A^{lim}} < 1 \quad (A-22)$$

Ainsi :

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_A^{lim}} = \left(\sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_p^{lim(A)}}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_n^{lim(A)}}} \right)^2 < 1 \quad (A-23)$$

Ce qui signifie que l'on considère l'ensemble des solutions à l'intérieur de l'ellipse pour la zone autorisée. Prendre par exemple,

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_A^{lim}} > 1 \quad (A-24)$$

veut dire exclure toutes les solutions en dehors de la région délimitée par l'ellipse.

Dans les deux cas, on peut construire l'ensemble des solutions. Ici nous allons considérer l'ensemble des solutions < 1 . Maintenant, on exprime l'équation de notre ellipse qui nous permettra de visualiser l'ensemble des solutions que l'on obtient sur la section efficace en fonction des couplages effectifs a_p et a_n :

$$\Rightarrow \sigma_p = 4G_F^2 \mu_p^2 C_p = 4G_F^2 \mu_p^2 \frac{6}{\pi} a_p^2 = \frac{24}{\pi} G_F^2 \mu_p^2 a_p^2 \quad (A-25)$$

$$\Rightarrow \sigma_n = 4G_F^2 \mu_n^2 C_n = 4G_F^2 \mu_n^2 \frac{6}{\pi} a_n^2 = \frac{24}{\pi} G_F^2 \mu_n^2 a_n^2 \quad (A-26)$$

On remplace maintenant ces équations de section efficace dans notre équation de l'ellipse telle que trouvée précédemment :

$$\Rightarrow \left(\sqrt{\frac{24}{\pi} \frac{G_F^2 \mu_p^2 a_p^2}{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}} \pm \sqrt{\frac{24}{\pi} \frac{G_F^2 \mu_n^2 a_n^2}{\sigma_n^{\text{lim}(A)}}} \right)^2 < 1 \quad (\text{A-27})$$

$$\Rightarrow \left(\sqrt{\frac{24}{\pi} G_F^2} \cdot \left(\sqrt{\frac{\mu_p^2 a_p^2}{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}} \pm \sqrt{\frac{\mu_n^2 a_n^2}{\sigma_n^{\text{lim}(A)}}} \right) \right)^2 < 1 \quad (\text{A-28})$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\mu_p a_p}{\sqrt{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}} \pm \frac{\mu_n a_n}{\sqrt{\sigma_n^{\text{lim}(A)}}} \right)^2 < \frac{\pi}{24 \cdot G_F^2} \quad (\text{A-29})$$

En considérant $m_n = m_p$, nous obtenons $\mu_n = \mu_p$ et ainsi l'équation des ellipses dans le secteur SD telle qu'énoncée dans l'article D.R Tovey est :

$$\left(\frac{a_p}{\sqrt{\sigma_p^{\text{lim}(A)}}} \pm \frac{a_n}{\sqrt{\sigma_n^{\text{lim}(A)}}} \right)^2 < \frac{\pi}{24 \cdot G_F^2 \cdot \mu_p^2} \quad (\text{A-30})$$

Annexe B : Protocole de fabrication des détecteurs

Plusieurs expériences ont été réalisées pour avoir un gel de qualité et donc résoudre certains problèmes lors de la fabrication du gel : la formation de précipité lors de l'ajustement de pH, la densité etc. Ce protocole décrit les différentes étapes de fabrication pour les détecteurs de 4.5L.

B.1. Protocole

Il y a essentiellement trois étapes importantes lors de la fabrication des détecteurs de 4.5L, on ne tiendra pas compte ici de l'étape de la purification qui a été clairement détaillée dans le chapitre 4.

Fabrication de la solution de gel d'acrylamide

1. Tout d'abord nous commençons par faire la solution de chlorure de césium de 60%, qui consiste à mélanger une certaine quantité d'eau ultra-pure et le CsCl. Pour 4.5L, on prend :

- 4,86 kg de CsCl
- 3.24 kg d'eau ultra-pure

2. Pour vérifier la densité de la solution on mesure à l'aide d'une balance, 10mL de solution prélevée préalablement à l'aide d'une pipette. Après avoir pris plusieurs mesures de 10mL on calcule la moyenne. On fait exactement la même chose avec l'eau ultra-pure. La densité de la solution de CsCl est donnée par le calcul suivant:

$$\rho (g / cm^3) = \frac{\text{Moyenne des 10mL de solution CsCl (g)}}{\text{Moyenne des 10mL de solution UPW (g)}} \times 0,998(g / cm^3) \quad (\text{B.1})$$

où 0.998 g/cm³ est la densité de l'eau à 20°C.

Ces mesures peuvent varier, c'est pour cela que pour être précis, il faut utiliser la même technique de prélèvement et de pesée des 10 mL pour minimiser au maximum ces variations de mesures.

3. Pour connaître la quantité de solution de CsCl qu'il nous faut pour un détecteur, on doit calculer la concentration de sel dans la solution :

$$C_s (g / L) = 1374,4 \times \rho (g / mL) - 1388.8 \quad (\text{B.2})$$

Cette formule est ajustée aux données fournies par le tableau ci-dessous [47] avec ρ (g/mL) la densité relative à 20°C.

ρ (g/mL)	1.4835	1.5158	1.5495	1.5846	1.6212	1.6596
C_s (g/L)	652.7	697.3	743.7	792.3	843.0	896.2

Puis le volume de solution de CsCl en mL, donné par:

$$V(mL) = \frac{826 \times 4000}{C_s} \quad (B.3)$$

On calcule la masse en grammes obtenue en multipliant le volume (B.3) par la densité trouvée avec B.1.

4. Une fois cette quantité obtenue, on la mesure à l'aide d'une balance en la versant dans le contenant de 4.5L, et on insère un brasseur magnétique.

5. Sous la hotte, on prépare la solution monomère dans un contenant de 1L qui consiste en:
 - 160g d'acrylamide
 - 9,4g de bis-acrylamide
 - 39,25g de maléique anhydride
 - 400mL d'eau ultra-pure

6. On ajoute en plus, environ 100mL d'eau ultra pure pour s'assurer de l'équidensité à 1,6 g/cm³ et ainsi diminuer la densité initiale qui est toujours de l'ordre de 1,7g/cm³.

7. On mélange à l'aide du brasseur magnétique les deux solutions, à savoir la solution de CsCl ainsi que la solution monomère dans le contenant de 4.5L, de sorte que le mélange soit parfaitement homogène.

8. On ajuste le pH à 6 du mélange des deux solutions en ayant pris soin avant de bien calibrer la sonde de pH en utilisant différentes solutions tampons, à savoir aux pH 4,7 et/ou 10. Pour calibrer la sonde, on utilise le manuel du pH-mètre donné en annexe, et on s'assure de bien rincer la sonde de pH avec de l'eau ultra-pure entre chaque solution tampon utilisée.

9. On place la sonde de pH dans la solution de CsCl et de monomère, qui continue d'être mélangé au moyen du brasseur magnétique, en s'assurant qu'elle ne se trouve pas dans le vortex. En effet, dans le vortex la mesure du pH est beaucoup moins précise.

10. On ajoute du NaOH à 6M 10mL par 10 mL jusqu'à ce que la solution atteigne le pH escompté à savoir 6,0. En général, nous avons besoin de 100mL de NaOH pour obtenir le pH égal à 6,0.

11. Une fois le pH ajusté, on s'assure de la densité de la solution, en reprenant de la même façon que l'étape 2. Si la densité de la solution est plus élevée que $1,6\text{g/cm}^3$ on ajoute de l'eau ultra-pure jusqu'à ce qu'on obtienne la bonne densité.

12. Puis on pose un *parafilm* sur le dessus du contenant pour éviter toute infiltration de poussières ou contaminations extérieures.

13. On place le contenant dans le frigo à -20°C à reposer pour la nuit.

Dégazage de la solution et distribution des gouttelettes

1. Le lendemain, on sort le contenant du frigo, on le place sur son support en acier inoxydable, et on le ferme hermétiquement au moyen d'un « couvercle » en acrylique composé de trois valves : la première pour faire le vide et les deux autres, utilisées pour l'injection des différents autres ingrédients constituant la recette.
2. Après s'être assuré de l'étanchéité du contenant, on l'essuie proprement et on le pèse au moyen d'une balance.
3. On replace le tout dans le frigo à -20°C sur le brasseur magnétique et on connecte la première valve à la pompe à vide située à l'extérieur de la salle blanche pour éviter toute émanation d'huile, fumée ou autres qui risquent de la salir. Le vide se fait en deux étapes : pendant une demi-heure environ en mélangeant au moyen du brasseur magnétique à une vitesse de 180 rpm., et une heure sans mélanger la solution.
4. On prépare le surfactant, en mettant 0,8g de triton X-100 dans 40g d'eau ultra-pure.
5. Une fois la solution dégazée, on injecte 60mL de C_4F_{10} liquide dans le contenant doucement. On active le brasseur magnétique à une vitesse de 170 rpm pendant 1 heure pour obtenir la distribution de gouttelettes escomptée.

6. 10 minutes après son injection, on ajoute 24,5mL de surfactant préparé à l'aide d'une pipette. On la pèse avant et après l'injection pour connaître la masse de surfactant que l'on a injecté.

7. On prépare la solution de TEMED qui consiste à mettre 48mL de TEMED dans 43,2mL d'eau ultra-pure. On place ce mélange dans le frigo à -20°C pendant 10 à 20 minutes ainsi que 28,8mL de HCl pour neutraliser la solution de TEMED. On les place à basse température pour diminuer les émanations gazeuses toxiques du mélange des deux qui produit une réaction exothermique. Le fait de refroidir les solutions permet de diminuer les émanations de la réaction. Lorsque les deux solutions sont mélangées, on replace le tout au frigo pour que la solution de TEMED soit bien refroidie.

Réticulation du gel et pesée de la masse active

1. Une fois que la distribution de gouttelettes est faite, on injecte 49mL d'APS fraîchement préparé, à peu près 10minutes avant injection. Pour préparer l'APS, on met 6g d'APS dans 60mL d'eau ultra-pure. Les 49mL sont préalablement prélevés au moyen d'une pipette que l'on pèse avant et après injection. On garde la même vitesse d'agitation c'est à dire à 170 rpm.

2. On ajoute 98mL de la solution de TEMED, 5 minutes après l'injection de l'APS en gardant la même vitesse d'agitation.

3. 5 minutes après l'injection du TEMED, on sort le détecteur du frigo, on le place dans un bain d'eau chaude à environ 30°C sous pression d'azote à 100psi et on réduit la vitesse d'agitation à 125rpm.

4. La polymérisation se fait tranquillement entre 30 et 60 minutes.

5. Lorsque le début de la polymérisation est enclenché, on stoppe immédiatement le brasseur magnétique, on enlève le détecteur du bain d'eau chaude, on l'essuie de sorte qu'il soit le plus sec possible pour ensuite pouvoir le peser. On enlève la pression lentement et on le pèse pour avoir la masse finale.

6. On enlève le « couvercle » de fabrication, on remplit d'huile le reste du contenant et on place le couvercle final en acier inoxydable. On comprime le détecteur à l'aide du système hydraulique à base d'huile minérale, jusqu'à 6 bars.

C'est le protocole de fabrication de base d'un détecteur à gouttelettes en surchauffe actuellement utilisé chez PICASSO, sans purification. Il a beaucoup évolué depuis la phase précédente et la section suivante donnera les modifications réalisées.

B.2. Modifications effectuées au protocole [44]:

Dans la première étape :

- Tout d'abord, lors de la première étape du protocole à savoir la fabrication de la solution du gel d'acrylamide, le premier changement effectué a été d'ajuster le pH de la solution de CsCl et celle du monomère ensemble ; en effet, dans l'ancien protocole, on ajustait seulement le pH de la solution monomère, et d'ailleurs on pouvait apercevoir un précipité blanchâtre et floconneux, lors de l'ajout du NaOH dans celle-ci. En effet, ce précipité ne peut disparaître qu'à la condition de rajouter de l'eau ultra-pure dans la solution pour le dissoudre ; étant donné que la solution de CsCl contient 40% d'eau, le mélange des deux solutions apporte le surplus d'eau nécessaire pour empêcher l'apparition du précipité lors de l'ajustement du pH. De plus, le chlorure de césium ne peut interférer en rien dans la mesure du pH, car celui-ci, ne contient que des ions Cl^- et Cs^+ , pas d'ions H^+ qui eux permettent la variation de pH, ainsi son pH est donné par celui de l'eau ultra-pure qui est en général situé entre 6 et 7.
- Deuxième modification, l'ajustement de la densité du mélange des deux solutions à savoir, les solutions de CsCl et monomère. Avant, seule la densité de solution de CsCl était ajustée ; or, il est bien plus prudent d'ajuster le mélange des deux solutions afin de s'assurer de la bonne densité avant l'injection de fréon.
- Dans l'ancien protocole, le dégazage s'effectuait la nuit dans le frigo à -20°C , en laissant également le brasseur magnétique fonctionner : ce qui avait pour but de permettre à la solution d'atteindre la température escomptée ainsi que de la dégazer. Cependant, le brasseur magnétique fonctionnait pendant toute une nuit. Or, on a vu précédemment que plus le temps de brassage est long et plus les chances d'infiltration d'air par le vortex sont grandes. Ainsi, afin d'exclure ce phénomène

d'infiltration et inévitablement celui du transport d'éventuels contaminants, on laisse reposer le mélange des deux solutions durant la nuit pour leur permettre d'atteindre la température voulue.

Dans la deuxième étape :

- On dégaze la solution pendant 2h30, c'est le temps en moyenne pour faire disparaître les bulles d'air de la solution ; le brassage permet de faire remonter les bulles, cependant il est ensuite arrêté pour la majorité du temps de dégazage.
- Après cette étape, dans l'ancien protocole, le surfactant, ainsi que l'APS étaient tous deux préparés ensemble dans une même et seule solution, puis injecté dans la solution dégazée puis, le tout était pesé 10 minutes avant l'injection du C_4F_{10} . Cependant une étude sur l'APS nous a appris qu'il agissait efficacement en tant qu'initiateur avec le Temed s'il est injecté aussitôt fait, ce qui évite également la formation de cristaux; de plus, il est préférable d'injecter le surfactant seul après l'injection de fréon évitant ainsi le phénomène de transport.
- Le prélèvement du fréon est différent de l'ancien protocole ; en effet, avant nous utilisions un cylindre gradué refroidi à l'azote liquide, dans lequel le C_4F_{10} se condensait. Il était ensuite placé dans le frigo $-20^{\circ}C$ jusqu'à l'injection. Maintenant, la bouteille de C_4F_{10} est directement mise dans le frigo à $-20^{\circ}C$, et un raccord muni d'une seringue de 60ml a été mis en place de telle sorte que l'on prélève directement la quantité voulue de C_4F_{10} déjà liquide.

Dans la Troisième étape :

- L'APS et le TEMED sont injectés successivement une heure après l'injection de C_4F_{10} alors que dans l'ancien protocole, l'APS était injecté avant l'injection de C_4F_{10} et le TEMED seul était injecté une heure après.
- Après avoir mis le détecteur dans le bain d'eau chaude, on le met sous pression d'azote à 100 psi. jusqu'à ce que la réticulation se fasse, ce qui permet de maintenir les gouttelettes liquides dans un état stable, et ce, peu importe les changements de température qui peuvent s'effectuer durant la polymérisation dû au dégagement de chaleur produit par celle-ci, ainsi que la mise au bain du détecteur à 30°C environ.
- Le système de compression est un système hydraulique comparativement à l'ancien qui était avec de l'azote.

Toutes ces modifications ont été effectuées dans le but d'obtenir les détecteurs les plus purs possibles pour avoir un bruit de fond minimum; en contrôlant tous ces paramètres, nous sommes capables de maîtriser la fabrication du détecteur.

Annexe C :

Chaîne de désintégration de l'uranium et du thorium.

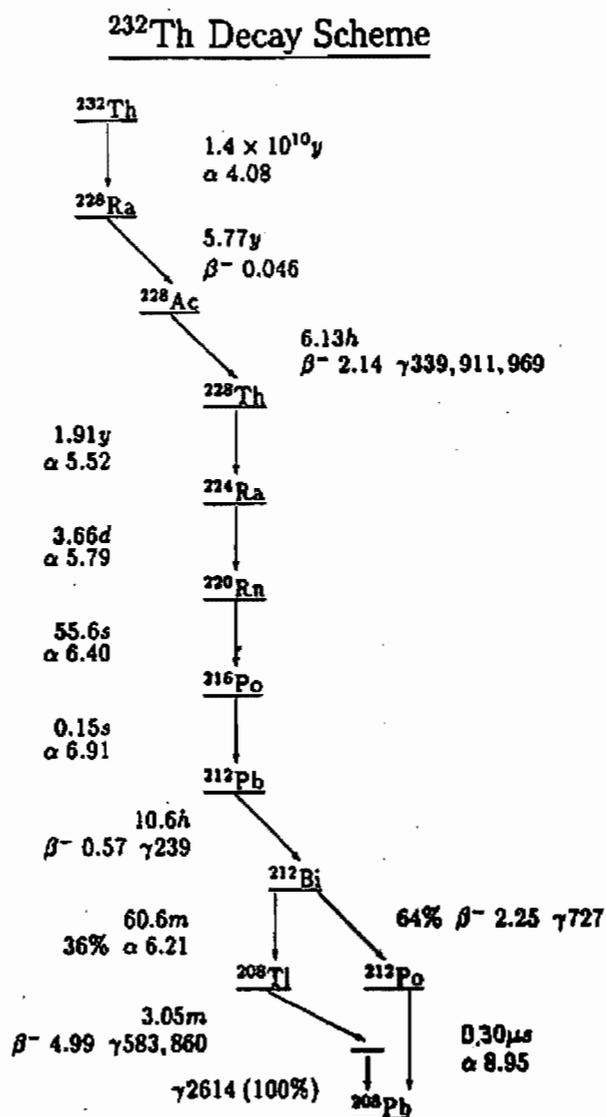


Fig. D-1 : Chaîne de désintégration du thorium 232.

Nuclide	Decay mode	Half life	Energy released (MeV)	Product of decay
^{232}Th	α	$1,405 \times 10^{10}$ a.	4,081	^{228}Ra
^{228}Ra	β^-	5,75 a	0,046	^{228}Ac
^{228}Ac	β^-	6,25 h	2,124	^{228}Th
^{228}Th	α	1,9116 a	5,520	^{224}Ra
^{224}Ra	α	3,6319 d	5,789	^{220}Rn
^{220}Rn	α	55,6 s	6,404	^{216}Po
^{216}Po	α	0,145 s	6,906	^{212}Pb
^{212}Pb	β^-	10,64 h	0,570	^{212}Bi
^{212}Bi	β^- 64,06%	60,55 min	2,252	^{212}Po
	α 35,94%		6,208	^{208}Tl
^{212}Po	α	299 ns	8,955	^{208}Pb
^{208}Tl	β^-	3,053 min	4,999	^{208}Pb
^{208}Pb	stable	-	-	-

Tab. D.1 : Produits de désintégration du thorium 232.

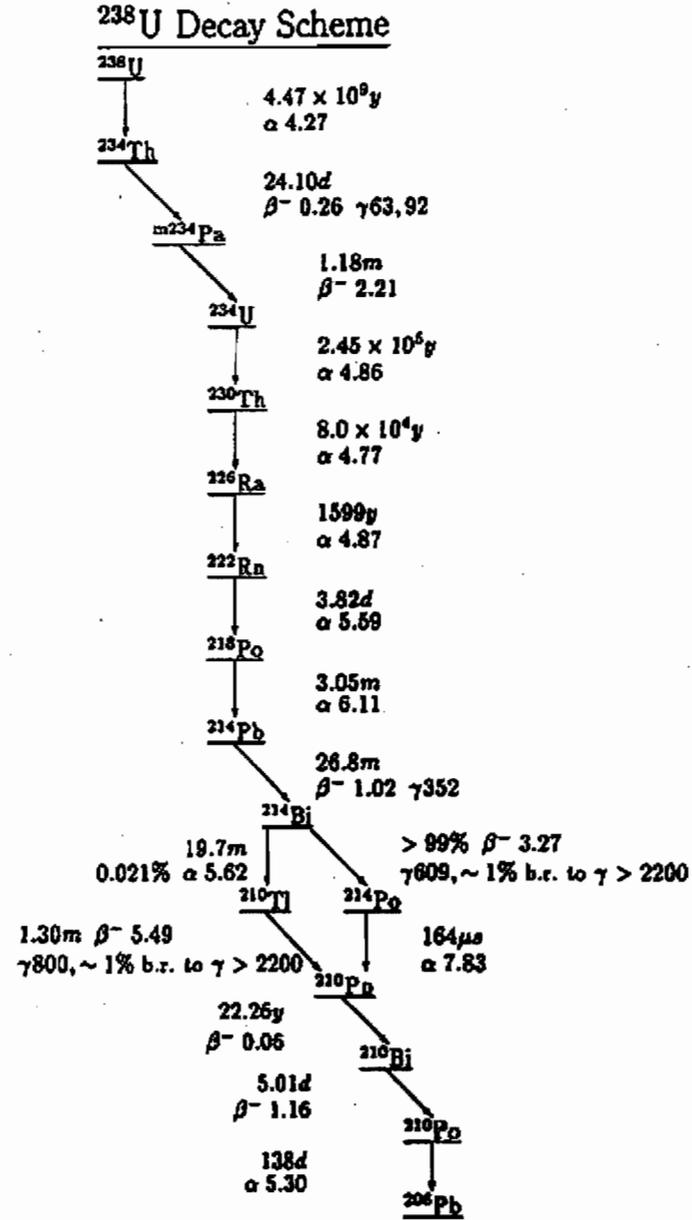


Fig. D-2 : Chaîne de désintégration de l'uranium 238.

Nuclide	Decay Mode	Half life	Energy (MeV)	Product of decay
^{238}U	α	$4.468 \cdot 10^9$ a	4.270	^{234}Th
^{234}Th	β^-	24.10 d	0.273	^{234}Pa
^{234}Pa	β^-	6.70 h	2.197	^{234}U
^{234}U	α	245500 a	4.859	^{230}Th
^{230}Th	α	75380 a	4.770	^{226}Ra
^{226}Ra	α	1602 a	4.871	^{222}Rn
^{222}Rn	α	3.8235 d	5.590	^{218}Po
^{218}Po	α 99.98 %	3.10 min	6.115	^{214}Pb
	β^- 0.02 %		0.265	^{218}At
^{218}At	α 99.90 %	1.5 s	6.874	^{214}Bi
	β^- 0.10 %		2.883	^{218}Rn
^{218}Rn	α	35 ms	7.263	^{214}Po
^{214}Pb	β^-	26.8 min	1.024	^{214}Bi
^{214}Bi	β^- 99.98 %	19.9 min	3.272	^{214}Po
	α 0.02 %		5.617	^{210}Tl
^{214}Po	α	0.1643 ms	7.883	^{210}Pb
^{210}Tl	β^-	1.30 min	5.484	^{210}Pb
^{210}Pb	β^-	22.3 a	0.064	^{210}Bi
^{210}Bi	β^- 99.99987%	5.013 d	1.426	^{210}Po
	α 0.00013%		5.982	^{206}Tl
^{210}Po	α	138.376 d	5.407	^{206}Pb
^{206}Tl	β^-	4.199 min	1.533	^{206}Pb
^{206}Pb	-	stable	-	-

Tab. D.2: Produits de désintégration de l'uranium 238