

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

**Analyse des données et étude systématique de la réponse des détecteurs dans le
cadre du projet PICASSO**

par
Guillaume Giroux

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

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

août, 2008

© Guillaume Giroux, 2008.



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Analyse des données et étude systématique de la réponse des détecteurs dans le
cadre du projet PICASSO**

présenté par:

Guillaume Giroux

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Georges Azuelos,	membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

De multiples observations astronomiques nous amènent à spéculer la présence de matière sombre froide non-baryonique dans l'Univers. Le projet PICASSO (*Projet d'Identification des CAndidats Supersymétriques à la matière Sombre*) a pour but d'accomplir la détection directe d'une particule candidate à la matière sombre prédite par les théories supersymétriques : le neutralino. Pour ce faire, l'expérience PICASSO utilise des détecteurs à gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} , situés dans le laboratoire souterrain de SNOLAB à Sudbury. Le recul d'un noyau de fluor causé par une collision élastique avec le neutralino peut déposer suffisamment d'énergie dans la gouttelette pour briser sa métastabilité et provoquer sa nucléation. L'onde sonore engendrée par la vaporisation est ensuite captée par de multiples senseurs piezoélectriques situés sur les parois du détecteur.

Ce mémoire décrit les étapes conduisant à un résultat observable démontrant à la sensibilité de l'expérience PICASSO au neutralino, de la fabrication et de la caractérisation des détecteurs jusqu'à l'analyse des données brutes. Il inclut la description d'un effet permettant la discrimination des événements engendrés par les particules alpha et les reculs nucléaires. Enfin, le calcul des limites d'exclusion du neutralino avec les données de bruits de fond est effectué et donne un minimum de sensibilité de 0.33 pb à 26 GeV, à 90% de niveau de confiance, avec une exposition de 22 kg.j.

Mots clés: Astrophysique des particules, matière sombre, neutralino, détecteur à gouttelettes surchauffées, analyse des données, discrimination, limites d'exclusion du neutralino.

ABSTRACT

Several astronomical observations lead us to postulate the presence of cold non-baryonic dark matter in the Universe. The PICASSO projet (*Project In CANada to Search for Supersymmetric Objects*) aims to achieve the direct detection of a particle predicted by supersymmetric theories to be the essence of dark matter: the neutralino. In order to do this, the PICASSO experiment uses superheated C_4F_{10} droplet detectors located in the underground laboratory of SNOLAB in Sudbury. The recoiling fluorine nucleus caused by an elastic collision with the neutralino can leave enough energy to destroy the droplet's metastable state and lead to its nucleation. The acoustic wave created during vaporisation is then picked up by piezoelectric transducers located on the detector walls.

This work presents the steps leading to a physics results on the sensitivity of the PICASSO experiment to the neutralino and covers the fabrication of the detectors and their characterisation, followed by a discussion on the raw data analysis. An new effect allowing the discrimination of events caused by alpha particles and nuclear recoil is also discussed. Finally, a calculation of the neutralino exclusion limits with background data is presented, which leads to a minimum sensitivity of 0.33 pb at 26 GeV, at 90% confidence level with an exposure of 22 kg·day.

Keywords: Particle astrophysics, dark matter, WIMP, neutralino, superheated droplet detectors, data analysis, discrimination, neutralino exclusion limits.

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à remercier mon directeur M. Viktor Zacek et mon co-directeur de l'époque M. Georges Azuelos pour m'avoir fait confiance et donné la chance de faire mes études à la maîtrise dans le projet PICASSO. Je tiens aussi à remercier tous les collaborateurs du projets pour leur coopération dans la recherche : M. Claude Leroy, M. Louis Lessard, M. Tony Noble, M. Ubi Wichoski, M. Carsten Krauss.

Je remercie aussi mes collègues et amis : Martin, Marie-Cécile, François, Razvan et Rachel. Ce fût très agréable, autant au labo, qu'au pub ou ailleurs. Merci aussi au fan club du projet PICASSO pour votre présence dans nos soupers et autres activités thématiques : John, Amélie, Catherine et Andrew.

Je veux aussi remercier mes parents pour leur soutien inconditionnel dans mes projets. Un merci spécial à ma mère pour les corrections de français de ce mémoire.

CONTRIBUTION DE L'AUTEUR

Dans le cadre de ma maîtrise dans le projet PICASSO, j'ai eu la chance de participer à plusieurs volets de l'expérience. J'ai fabriqué avec Marie-Cécile Piro une vingtaine de détecteurs et participé activement à la recherche pour améliorer la radiopureté. J'ai aussi contribué au développement du système de production et de purification de solution de grande échelle. J'ai participé à la caractérisation de ces détecteurs en réalisant différentes expériences de bruit de fond et d'étalonnage neutron. J'ai effectué plusieurs voyages dans la mine à Sudbury, où j'ai pu contribuer à l'installation du détecteur PICASSO. En collaboration avec Martin Auger, j'ai créé un programme d'analyse des données brutes en *Matlab*. J'ai également créé un programme en *pyRoot* qui calcule les limites d'exclusion du neutralino à partir des données de taux de comptage du détecteur PICASSO. Enfin, j'ai observé pour la première fois une différence entre les amplitudes des signaux causés par les particules alpha et les reculs nucléaires, ce qui permet une discrimination entre ces deux types d'événements. La découverte de cet effet a permis la publication d'un article dans le *New Journal of Physics* (en annexe).

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
REMERCIEMENTS	v
CONTRIBUTION DE L'AUTEUR	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES ANNEXES	xix
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : COSMOLOGIE ET MATIÈRE SOMBRE	3
2.1 Évidences astronomiques	3
2.1.1 Vitesse orbitale des galaxies dans les amas	3
2.1.2 Courbes de rotation des galaxies	4
2.1.3 Lentilles gravitationnelles	5
2.1.4 Anisotropie du rayonnement fossile	5
2.2 Candidats potentiels	8
2.2.1 Matière sombre baryonique	8
2.2.2 MOND	9
2.2.3 Matière sombre supersymétrique	10
CHAPITRE 3 : L'EXPÉRIENCE PICASSO	12
3.1 La détection directe du neutralino	12

3.2	Le détecteur à gouttelettes surchauffées	13
3.3	Signal attendu du neutralino	14
3.4	Le module de détection PICASSO	16
3.5	L'expérience PICASSO à SNOLAB	16
CHAPITRE 4 : FABRICATION DU MODULE DE DÉTECTION PICASSO		20
4.1	Le module de 4.5L	20
4.1.1	La solution de CsCl	20
4.1.2	La solution de monomères	21
4.1.3	Injection du liquide actif	21
4.1.4	L'agent surfactif	22
4.1.5	Initiation de la polymérisation	22
4.1.6	Détermination de la masse active	23
4.2	Purification et radiopureté	23
4.2.1	Nettoyage du matériel	23
4.2.2	Extraction des actinides avec la purification au HZrO	24
4.3	Fabrication de modules sans CsCl	26
CHAPITRE 5 : CARACTÉRISATION DU DÉTECTEUR		27
5.1	Sensibilité aux neutrons	27
5.2	Sensibilité aux particules alpha	29
5.2.1	Emetteurs alpha dans le gel	29
5.2.2	Emetteurs alpha dans les gouttelettes	30
5.3	Localisation des événements	33
CHAPITRE 6 : ANALYSE DES DONNÉES BRUTES		36
6.1	Le système d'acquisition de données	36
6.2	Sélection des événements	37
6.2.1	Filtration des signaux	37
6.2.2	Coupure sur la puissance	41
6.2.3	Coupure sur les bruits électroniques	42

6.2.4	Coupure sur le temps	43
6.3	Résultats de l'analyse	44
6.3.1	Valeur de la coupure sur la puissance	45
6.3.2	Comparaison	46
CHAPITRE 7 : DISCRIMINATION ENTRE LES RECVLS NUCLÉAIRES ET LES PARTICULES ALPHA		51
7.1	Amplitudes brutes	51
7.2	Amplitudes filtrées	53
7.2.1	Effet de la variation des paramètres du filtre	54
7.3	Valeur de la coupure sur la puissance	55
7.4	Distributions uniformisées avec l'algorithme de localisation	55
7.5	Dépendance dans le temps	56
7.6	Neutrons et alphas dans une même session	58
7.7	Interprétation des résultats	59
7.8	Efficacité de la coupure	59
CHAPITRE 8 : MESURES DE BRUIT DE FOND À SNOLAB		61
8.1	Méthode	61
8.2	DAQ 1 ^{ère} génération	62
8.3	DAQ 2 ^e génération	62
CHAPITRE 9 : EXCLUSION DU NEUTRALINO		66
9.1	Sélection des données pour l'exclusion	66
9.1.1	Phase-1	66
9.1.2	Phase-2	67
9.2	Ajustement des données	68
9.3	Détermination du niveau de confiance à 90%	69
9.4	Combinaison de données	71
9.5	Résultats	72
9.5.1	Phase-1	72

9.5.2 Phase-2	73
CHAPITRE 10 : CONCLUSION	79
BIBLIOGRAPHIE	82

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Paramètres cosmologiques mesurés par WMAP après 5 ans de mesure. . .	8
4.1	Acrylamides utilisés pour la formation du gel.	21
4.2	Efficacité d'extraction des actinides avec la co-précipitation du HZrO dans une solution de CsCl à 60%.	24
5.1	Chaîne de désintégration de la famille du neptunium 237, en partant par l'américium 241.	31
5.2	Chaîne de désintégration de la famille de l'uranium 238 en partant par le radium 226.	32
6.1	Valeur par défaut des paramètres du filtre passe-haut.	38
6.2	Temps mort en fonction de la coupure sur le temps estimé en considérant un détecteur avec un taux de comptage de 0.01 coups/h/g.	45
7.1	Valeur et efficacité de la coupure sur les données de bruit de fond du détecteur 71.	60
7.2	Valeur et efficacité de la coupure sur les données de bruit de fond du détecteur 93.	60
8.1	Détecteurs ayant participé aux mesures de bruit de fond avec le DAQ de 1 ^{ere} génération, masse active, résultats du taux de comptage et exposition.	63
8.2	Détecteurs ayant participé aux mesures de bruit de fond avec le DAQ de 2 ^e génération, masse active, résultats du taux de comptage et exposition.	63
9.1	Détecteurs et expositions pour l'exclusion du neutralino avec les don- nées du DAQ de 1 ^{ere} génération.	68
9.2	Détecteurs et expositions pour l'exclusion du neutralino avec les don- nées du DAQ de 2 ^e génération.	68
9.3	Valeurs des intervalles δ pour différents niveaux de confiance 1 - σ	70

LISTE DES FIGURES

2.1	Courbes de rotation d'une galaxie spirale typique, prédite (A) et observée (B).	4
2.2	Amas du Boulet. Les régions en rouge correspondent au gaz chaud qui entre en collision ; ces observations proviennent du spectre des rayons-X. Les régions en bleu correspondent à la distribution de la matière sombre, déduite par l'observation de lentilles gravitationnelles grâce aux galaxies en arrière-fond.	6
2.3	Fluctuations dans le rayonnement de fond cosmique observées par le satellite WMAP sur une période de 5 ans. Les différences de couleur correspondent à des fluctuations de température de l'ordre de 0.0002K.	7
2.4	Spectre de puissance des fluctuations de température du bruit de fond cosmique tel qu'observé par le satellite WMAP sur une période de 5 ans.	7
3.1	Énergie de seuil pour le recul du fluor en fonction de la température.	15
3.2	Efficacité de détection du neutralino en fonction de la température d'opération et de la masse du neutralino.	16
3.3	Réponse attendue du détecteur au neutralino en fonction de la température pour diverses masses du neutralino.	17
3.4	Schéma du module de détection à gouttelettes surchauffées PICASSO.	18
3.5	Vue à l'intérieur d'un TPCS, où les 4 modules de détection sont visibles avec leurs senseurs acoustiques et thermiques.	18
3.6	Vue de l'ensemble du détecteur PICASSO couvert de son blindage de cubes d'eau. Le système de régulation et de distribution du courant est situé sur le sommet du détecteur.	19
5.1	Spectre en énergie de la source Am-Be utilisée pour les étalonnages neutron dans la mine.	28

5.2	Résultats de l'étalonnage des détecteurs du TPCS1 à SNOLAB avec la source de neutrons Am-Be pour les détecteurs 71 (rouge), 72 (bleu), et 93 (vert). La réponse attendue par les simulations Monte-Carlo est donnée par les lignes pleines.	28
5.3	Ajustement de la réponse alpha sur les données du détecteur 39, dopé à l'américium 241. On utilise ici une courbe sigmoïde asymétrique. . . .	30
5.4	Ajustement de la réponse alpha sur les données du détecteur 74, dopé au radium 226. On utilise ici une courbe sigmoïde.	31
5.5	Reconstruction spatiale des événements d'une session de bruit de fond du détecteur 75 avec l'algorithme de localisation, vue supérieure (à gauche) et vue latérale (à droite).	34
5.6	Reconstruction spatiale des événements d'une session d'étalonnage neutron du détecteur 75 avec l'algorithme de localisation, vue supérieure (à gauche) et vue latérale (à droite). Le point vert correspond à la position de la source.	35
6.1	Courbe de réponse amplitude-fréquence du filtre passe-haut utilisé par défaut.	38
6.2	Filtration d'un événement causé par la nucléation d'une gouttelette. On reconnaît ce type de signaux par leur contenu en hautes fréquences. . .	39
6.3	Filtration d'un événement causé par un bruit acoustique. L'amplitude du signal filtré tombe au niveau du bruit de fond électronique.	39
6.4	Filtration d'un événement causé par un sursaut électronique. L'amplitude du signal filtré tombe au niveau du bruit de fond électronique. . . .	40
6.5	Filtration d'un événement causé par un sursaut électronique. La forme et l'amplitude du signal filtré imitent un événement causé par la nucléation d'une gouttelette.	41
6.6	Illustration de la coupure sur la puissance du signal filtré d'un événement causé par la nucléation d'une gouttelette.	42

- 6.7 Illustration de la coupure sur la puissance du signal filtré d'un événement causé par un bruit acoustique. 43
- 6.8 Évolution du taux de comptage d'une session où survient une rafale d'événements. L'application de la coupure en temps de 3.1 secondes permet la suppression de cette chaîne d'événements. 44
- 6.9 Histogrammes comparant, pour 3 températures différentes, la valeur moyenne du logarithme de la valeur de la coupure sur la puissance des canaux du détecteur 72. Les données proviennent de sessions d'acquisition d'étalonnage avec la source neutron (Cf), prises avec le système d'acquisition de données de 1^{ere} génération. La ligne rouge pointillée correspond au seuil d'acceptance que doivent dépasser la moitié des canaux. 46
- 6.10 Histogrammes comparant, pour 4 températures différentes, la valeur moyenne du logarithme de la valeur de la coupure sur la puissance des canaux du détecteur 93. Les données proviennent de sessions d'acquisition de bruit de fond à SNOLAB, prises avec le système d'acquisition de données de 2^e génération. La ligne pointillée rouge correspond au seuil d'acceptance que doivent dépasser la moitié des canaux. 47
- 6.11 Histogrammes comparant, pour 4 températures différentes, la valeur moyenne du logarithme de la valeur de la coupure sur la puissance des canaux du détecteur 93. Les données proviennent de sessions d'acquisition d'étalonnage avec la source neutron (AmBe), prises avec le système d'acquisition de données de 2^e génération. La ligne rouge pointillée correspond au seuil d'acceptance que doivent dépasser la moitié des canaux. 48
- 6.12 Comparaison des résultats de sélection d'événements entre le programme mtl_analysis (en rouge), isBubble (en bleu) et le programme Razvan (en vert), pour le détecteur 72. Système d'acquisition de données de 1^{ere} génération. 49
- 6.13 Comparaison des résultats de sélection d'événements entre le programme isBubble (en bleu) et le programme mtl_analysis (en rouge), pour le détecteur 93. Système d'acquisition de données de 2^e génération. 49

7.1	Distributions d'amplitudes brutes pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 71 à diverses températures.	52
7.2	Distributions d'amplitudes brutes pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 93 à diverses températures.	52
7.3	Distributions d'amplitudes filtrées pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 71 à diverses températures.	53
7.4	Distributions d'amplitudes filtrées pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 93 à diverses températures.	54
7.5	Effet de la variation de la valeur de la bande passante du filtre sur les amplitudes du détecteur 93 à 35°C pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert).	54
7.6	Distributions des valeurs de coupure sur la puissance pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 71 à diverses températures.	55
7.7	Distributions des valeurs de coupure sur la puissance pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 71 à diverses températures.	56
7.8	Distributions d'amplitudes du détecteur 72 lors de sessions d'étalonnage neutron à 35°C en considérant tous les événements (en bleu) et avec une sélection d'événements spatialement uniformes (en rouge).	57

7.9	À gauche : position du pic de la distribution d'amplitudes filtrées par tranches de 200 événements pour les sessions d'étalonnage neutron du détecteur 93 à 30°C. À droite : position du pic des 200 premiers événements pour les sessions d'étalonnage neutron (en bleu), les sessions de bruit de fond (en vert), et les sessions de bruit de fond en considérant seulement le deuxième pic de plus haute amplitude (en rouge), pour le même détecteur et la même température. Les barres d'erreur correspondent à la largeur à mi-hauteur des pics.	58
7.10	Distributions d'amplitudes filtrées pour le détecteur 93 à diverses températures lors de sessions d'étalonnage neutron avec la source loin du détecteur.	59
8.1	Température du TPCS 1 en fonction du numéro de la session d'acquisition, avec le DAQ de 1 ^{ère} génération.	62
8.2	Résultats de l'analyse du taux de comptage lors de mesures de bruits de fond avec le DAQ de 1 ^{ère} génération pour le détecteur 72 (en rouge), le détecteur 71 (en bleu) et le détecteur 76 (en vert).	64
8.3	Température du TPCS 1 en fonction du numéro de la session d'acquisition, avec le DAQ de 2 ^e génération. La période sans mesures de bruit de fond entre les sessions 1650 et 1750 correspond à une expérience d'étalonnage neutron [8].	65
8.4	Résultats de l'analyse du taux de comptage lors de mesures de bruits de fond avec le système d'acquisition de données de 2 ^e génération pour le détecteur 72 (en rouge), le détecteur 71 (en bleu), le détecteur 93 (en vert) et le détecteur 94 (en noir).	65
9.1	Illustration de la méthode employée pour déterminer graphiquement la valeur de 1σ du paramètre de l'ajustement à partir de la variation du χ^2	69

9.2	Intervalles de confiance à 90% en unités de 1σ , pour une gaussienne contrainte à être non-négative, calculés par Feldman-Cousins. L'axe des x correspond à la valeur mesurée en unité de 1σ et l'axe de y la limite supérieure et inférieure du niveau de confiance en unité de 1σ	71
9.3	Ajustement de la réponse alpha sur les données de la phase-1.	72
9.4	Valeur de meilleur ajustement de la réponse du neutralino en fonction de sa masse pour les détecteurs SBD40 (en bleu), SBD46 (en vert), SBD47 (en rouge), ainsi que la combinaison des trois (en noir).	73
9.5	Limites d'exclusion à 90% de niveau de confiance dans le secteur dépendant du spin calculées pour la phase-1 de l'expérience PICASSO. La ligne bleue correspond au calcul effectué avec la méthode décrite dans ce texte. La ligne rouge correspond aux limites d'exclusions de la phase-1 telles que publiées dans le PLB en 2005 [18].	74
9.6	Ajustement de la réponse alpha sur les données de la phase-2.	75
9.7	Valeur de meilleur ajustement de la réponse du neutralino en fonction de sa masse pour les 4 jeux de données de la phase-2.	76
9.8	Valeur du meilleur ajustement du neutralino en fonction de sa masse pour la combinaison des données de la phase-2.	77
9.9	Limites d'exclusion calculées pour la phase-2. La ligne bleue correspond au calcul effectué pour corriger les valeurs négatives en les ramenant vers zéro. La ligne rouge correspond au calcul effectué en utilisant la méthode de Feldman-Cousins.	78
9.10	Comparaison entre les limites d'exclusions dans le secteur dépendant du spin à 90% de niveau de confiance, calculées pour la phase-1 et la phase-2 de l'expérience. À droite, les limites sont représentées dans le plan des paramètres a_n et a_p	78

10.1 (A) Limites d'exclusion du neutralino dans le secteur dépendant du spin pour différentes expériences. (B) Limites d'exclusions représentées dans le plan de constante de couplage $a_n - a_p$ pour une masse de neutralino de 50 GeV.	79
10.2 Projection des limites d'exclusion du neutralino dans le secteur dépendant du spin pour les phases futures de l'expérience PICASSO.	81

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids	xx
Annexe II :	Convention pour nommer les détecteurs	xxv
Annexe III :	Liste des sessions utilisées pour l'exclusion du neutralino	xxvii

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'origine et la composition de la matière sombre restent toujours inconnues à la science à l'heure actuelle. D'un côté, les observations astronomiques nous suggèrent fortement son existence, y compris dans notre propre Galaxie. De l'autre côté, les extensions théoriques du modèle standard des particules élémentaires nous proposent un candidat intéressant : le neutralino. Cette particule supersymétrique, stable, massive et électriquement neutre répond bien aux critères requis pour constituer la matière sombre de l'Univers.

Le projet PICASSO (*Project In Canada to Search for Supersymmetric Objects*) a pour but d'accomplir la détection directe du neutralino à l'aide d'un détecteur à gouttelettes surchauffées de décafluorobutane. Le recul des noyaux de fluor causé par la collision élastique avec un neutralino est détecté par la vaporisation des gouttelettes métastables, tandis que l'onde sonore générée par cette vaporisation est mesurée grâce à des senseurs acoustiques. Ces interactions entre le neutralino et la matière sont des processus rares qui nécessitent un bruit de fond extrêmement faible conjointement à un détecteur de grande masse.

Ce mémoire porte sur les étapes nécessaires menant à la production d'un résultat fiable quant à la sensibilité du détecteur PICASSO au neutralino. Le chapitre 2 aborde les motivations astronomiques et cosmologiques de l'existence de la matière sombre ainsi que des candidats potentiels. Au chapitre 3, l'expérience PICASSO est présentée dans son ensemble, comprenant la description du module de détection PICASSO ainsi que la physique de la détection du neutralino. Le chapitre 4 décrit la fabrication et la purification des modules de détection de 4.5L, y compris toutes les mesures à appliquer pour obtenir un détecteur à faible bruit de fond. Le chapitre 5 comprend les résultats de caractérisation du détecteur, entre autres sa réponse à différentes sources de rayonnement. Le

chapitre 6 fournit une explication détaillée des différentes parties du cadre d'analyse des données brutes développé à Montréal, ainsi que les résultats obtenus. Le chapitre 7 démontre la possibilité de discriminer les événements causés par les particules alpha et les reculs nucléaires grâce à un effet relié à l'amplitude des signaux. Les données recueillies et analysées lors des sessions d'acquisition de bruit de fond avec le détecteur PICASSO dans le laboratoire souterrain de SNOLAB sont présentées au chapitre 8. Enfin, le chapitre 9 expose en détails les différentes étapes menant au calcul des limites d'exclusion du neutralino à partir des données du chapitre 8.

CHAPITRE 2

COSMOLOGIE ET MATIÈRE SOMBRE

Le concept de matière sombre date de 1937, quand l'astronome F. Zwicky l'introduit pour tenter d'expliquer le mouvement des galaxies au sein des amas galactiques. Depuis cette époque, de multiples observations astronomiques et considérations cosmologiques se sont ajoutées en faveur de la matière sombre. Elles seront discutées dans ce chapitre. Également, quelques candidats potentiels à la matière sombre seront présentés sommairement.

2.1 Évidences astronomiques

Interagissant avec la matière seulement de façon gravitationnelle et électrofaible, la matière sombre ne peut pas être observée directement grâce à des observations astronomiques. On peut toutefois l'observer indirectement grâce aux effets qu'elle produit sur son environnement, causés par l'interaction gravitationnelle. Ces observations portent entre autres sur la rotation des galaxies sur elles-mêmes, le mouvement radial des galaxies au sein des amas, le lentillage gravitationnel et l'anisotropie du rayonnement de fond cosmologique.

2.1.1 Vitesse orbitale des galaxies dans les amas

Zwicky est le premier à utiliser le théorème du viriel en 1937, qui relie l'énergie cinétique et potentielle dans un système, pour prouver l'existence d'une masse non lumineuse au sein des amas de galaxies. En observant les vitesses radiales de galaxies en périphérie de l'amas du Coma, il obtient une énergie cinétique pour le système qui impliquerait une masse totale 400 fois plus importante que celle observée en considérant la matière lumineuse [50]. Afin de rendre compte des observations, il introduit l'idée qu'il doit se trouver, au sein de l'amas, une quantité suffisante de masse non visible pour permettre au système d'être gravitationnellement lié. Des observations plus modernes ont

révisé le facteur trouvé par Zwicky à une valeur plus modeste, mais il demeure néanmoins que la plus grande partie de la masse total de l'amas du Coma existe sous forme non lumineuse.

2.1.2 Courbes de rotation des galaxies

En émettant l'hypothèse que la plus grande partie de la masse des galaxies est localisée près du centre dans le noyau, les lois de la physique newtoniennes nous indiquent que la vitesse orbitale des étoiles loin du centre doit décroître comme l'inverse de la racine carrée de la distance au centre. Toutefois, dès les années 1960, on observe sur pratiquement toutes les galaxies que les courbes de rotation semblent plutôt indiquer une vitesse constante pour les étoiles loin du centre (figure 2.1) [49]. Cette évidence est connue sous le nom de problème des courbes de rotation des galaxies et est probablement l'une des meilleures évidences de la matière sombre de l'Univers. En effet, pour rendre compte des observations, on doit supposer une quantité de matière non visible au moins dix fois plus importante que la matière visible dans le halo des galaxies.

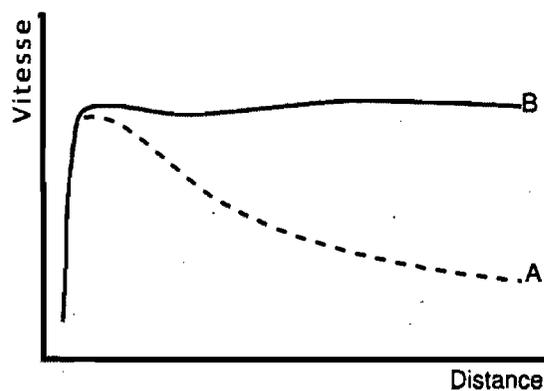


Figure 2.1 – Courbes de rotation d'une galaxie spirale typique, prédite (A) et observée (B).

2.1.3 Lentilles gravitationnelles

L'une des prédictions de la relativité générale est l'effet de lentille gravitationnelle [9]. Un objet massif déforme l'espace-temps dans son entourage et la lumière provenant d'une source extérieure verra sa trajectoire déviée par cette distorsion. Le lentillage gravitationnel est un outil puissant pour déterminer la masse d'un objet ou d'un groupe d'objets tel que des galaxies ou des amas de galaxies. Ceci permet dans certaines occasions d'observer indirectement la matière sombre. Un cas célèbre est l'amas du Boulet, qui consiste en une collision de deux amas de galaxies (figure 2.2). Les observations combinées des trois composantes majeures du système permettent de fournir un argument de poids en faveur de l'existence de la matière sombre [20]. Dans le spectre de la lumière visible, on observe les galaxies dont les trajectoires sont presque inchangées par la collision, puisque leur densité dans les amas est faible. D'un autre côté, les observations dans le domaine des rayons-X mettent en évidence les nuages de gaz très chauds qui interagissent fortement et dont la trajectoire est retardée par collision. La dernière composante, observée grâce au lentillage gravitationnel, est constituée de matière sombre. Comme les galaxies des deux amas, sa trajectoire demeure inchangée par la collision.

2.1.4 Anisotropie du rayonnement fossile

Environ 400 000 ans après le Big Bang, la température de l'Univers devient assez basse pour que les électrons et les protons du plasma primordial, qui étaient en équilibre thermique, se découplent de la radiation et forment des atomes. Cet instant est appelé *période de dernière diffusion* et correspond au moment où une radiation avec un spectre du corps noir à 3000K est libérée isotropiquement. Cette radiation s'est ensuite refroidie avec l'expansion de l'Univers et se trouve maintenant dans le spectre des micro-ondes à 2.725K. Cette relique du Big Bang est le rayonnement fossile et remplit l'Univers. Sa distribution de température est isotrope avec des fluctuations de l'ordre de $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$.

Les anisotropies de la température du rayonnement de fond cosmologique sont attri-

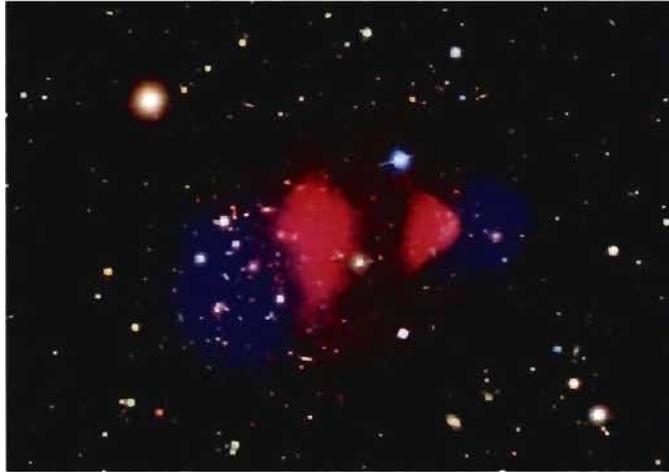


Figure 2.2 – Amas du Boulet. Les régions en rouge correspondent au gaz chaud qui entre en collision ; ces observations proviennent du spectre des rayons-X. Les régions en bleu correspondent à la distribution de la matière sombre, déduite par l'observation de lentilles gravitationnelles grâce aux galaxies en arrière-fond.

buables à de petites fluctuations quantiques qui, après la période d'inflation, on grandi jusqu'à l'échelle macroscopique. La compétition entre la force gravitationnelle qui tente d'accentuer les zones de plus grande densité, avec la force électromagnétique qui tend à homogénéiser le plasma conduit à des oscillations correspondant à des ondes sonores. La caractérisation des anisotropies de température permet donc d'extraire des paramètres importants quant à la quantité de matière baryonique et non-baryonique et de radiation avant la période de dernière diffusion.

Le projet WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) [11, 12] a permis de mesurer avec précision les anisotropies de la température dans le rayonnement fossile. La figure 2.3 illustre la carte des variations de températures, où les différences de couleur expriment des fluctuations de l'ordre de 0.0002K. Dans le spectre de puissance angulaire des fluctuations (figure 2.4), la position des pics permet le calcul précis de paramètres cosmologiques fondamentaux (tableau 2.1).

WMAP conclut donc que seulement 4% de l'Univers est composé de matière baryonique, tandis que 22% est formé de matière sombre froide et 74% d'énergie sombre.

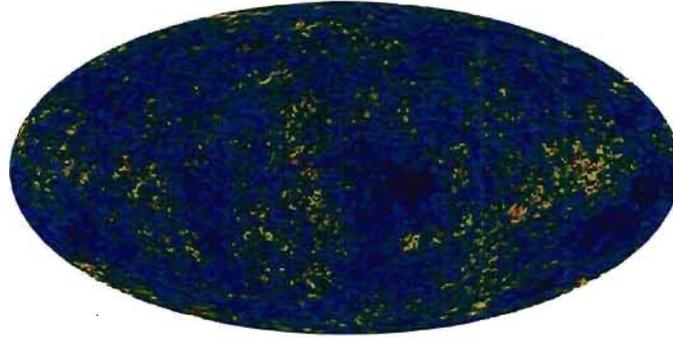


Figure 2.3 – Fluctuations dans le rayonnement de fond cosmique observées par le satellite WMAP sur une période de 5 ans. Les différences de couleur correspondent à des fluctuations de température de l'ordre de 0.0002K.

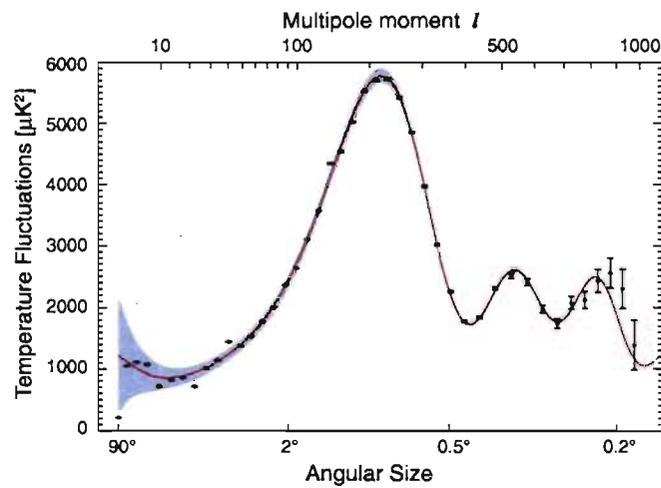


Figure 2.4 – Spectre de puissance des fluctuations de température du bruit de fond cosmique tel qu'observé par le satellite WMAP sur une période de 5 ans.

Tableau 2.1 – Paramètres cosmologiques mesurés par WMAP après 5 ans de mesure.

Paramètre	Valeur
Paramètre de Hubble h	$0.719^{+0.26}_{-0.27}$
Matière baryonique Ω_b	0.0441 ± 0.0030
Matière sombre froide Ω_c	0.214 ± 0.0027
Énergie sombre Ω_Λ	0.742 ± 0.030
Âge de l'Univers	$13.69 \cdot 10^9 \pm 0.13$ ans
Densité totale Ω_{tot}	$1.099^{+0.100}_{-0.085}$

2.2 Candidats potentiels

Afin de répondre à la question de la masse manquante de l'Univers, différents scénarios sont envisagés. La matière sombre baryonique sous forme d'objets célestes compacts, de la matière non-baryonique relativiste comme les neutrinos, de la matière non-baryonique supersymétrique comme le neutralino, ou même des théories n'impliquant pas de matière cachée dans l'Univers.

2.2.1 Matière sombre baryonique

Les MACHOs (*MAssive Compact Halo Objects*) sont une classe d'objets célestes compacts situés dans le halo des galaxies et qui pourraient hypothétiquement former une densité de masse suffisante pour expliquer la dynamique observée des galaxies. Des objets tels que les trous noirs massifs, les étoiles à neutrons ainsi que les naines brunes font partie des MACHOs. Ces corps sont sombres dans le sens où ils émettent très peu de radiation électromagnétique et sont donc difficiles à observer. Certains projets ont tout de même tenté de relever la densité de ces objets dans le halo de la Galaxie grâce aux effets de micro-lentillage gravitationnel [10]. Ces projets ont conclu que la quantité observée de MACHOs était insuffisante pour constituer la matière manquante [21]. Une autre contrainte à l'hypothèse de la matière sombre baryonique est le modèle de nucléosynthèse après le Big Bang. L'abondance relative des éléments observée dans l'Univers pose une limite sur la quantité totale de matière baryonique créée après le Big Bang [7]

qui, de plus, est en accord avec WMAP. Les MACHOs sont donc discrédités à l'heure actuelle pour expliquer le problème de la masse manquante de l'Univers.

2.2.2 MOND

En 1982, Mordehai Milgrom publie un article où il propose une nouvelle solution pour résoudre le problème de la rotation des galaxies sans introduire le concept de matière sombre [41]. Avec sa théorie de dynamique newtonienne modifiée MOND (*Modified Newtonian Dynamics*), il émet l'hypothèse que la loi fondamentale de l'attraction gravitationnelle n'est pas valide dans toutes les situations. Bien que la force gravitationnelle en $1/r^2$ soit vérifiée avec précision en laboratoire et dans le système solaire, l'accélération gravitationnelle à laquelle les étoiles sont soumises dans le disque des galaxies est plus faible de plusieurs ordres de grandeur. Ainsi, pour de très petites accélérations, la dynamique newtonienne pourrait être erronée.

La modification proposée par Milgrom réside dans l'ajout d'un facteur dans la deuxième Loi de Newton :

$$F = m\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)a \quad (2.1)$$

où a_0 est une constante et $\mu(x)$ est une fonction qui prend la forme :

$$\mu(x \gg 1) \approx 1, \mu(x \ll 1) \approx x \quad (2.2)$$

Dans le cas des étoiles au sein des galaxies, mues par l'action de la force gravitationnelle, on obtient :

$$F = \frac{GMm}{r^2} = m\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)a \quad (2.3)$$

$$\frac{GM}{r^2} = \frac{a^2}{a_0} \quad (2.4)$$

$$a = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} \quad (2.5)$$

Dans une orbite circulaire on a :

$$a = \frac{v^2}{r} \quad (2.6)$$

$$v = (GMa_0)^{1/4} \quad (2.7)$$

La vitesse de rotation des étoiles ne dépend donc pas du rayon ; de cette façon, les courbes de rotation sont ainsi expliquées. Grâce à l'équation 2.7, Milgrom a pu estimer la constante a_0 et obtenir une valeur de $a_0 = 1.9 \cdot 10^{-8} \text{ h}^2 \text{ cm s}^{-2}$ avec $h = H_0 / (50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ [42]. Bien que cette théorie arrive à bien décrire le mouvement des étoiles au sein des galaxies et celui des galaxies au sein des amas, elle ne fournit pas d'explication quant au phénomène observé avec l'amas du Boulet. De plus, la théorie MOND peine à décrire la dynamique de certaines galaxies ayant des courbes de rotation qui décroissent en $1/r^2$.

2.2.3 Matière sombre supersymétrique

La théorie de la supersymétrie (SUSY) est une extension du modèle standard qui stipule une symétrie fondamentale entre les bosons et les fermions. Dans le cadre de cette hypothèse, chaque boson (spin entier) a un super-partenaire de nature fermionique, le bosino, et chaque fermion (spin demi-entier) a un super-partenaire de nature bosonique [40], le sfermion. Ces particules supersymétriques, ou sparticules, ne sont toutefois pas observées. Ceci suggère que cette symétrie est brisée à une échelle d'énergie supérieure aux limites actuelles des collisionneurs de particules ($\gtrsim 100 \text{ GeV}$). Lors de la brisure spontanée de la supersymétrie, les sparticules acquièrent une masse importante (100 GeV - 10 TeV).

La R-parité est un nombre quantique défini comme $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$, où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin. Si cette valeur est conservée dans les interactions, cela implique que les sparticules sont créées uniquement en paires, et que la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable. Dans plusieurs

modèles supersymétriques tel que le MSSM (*Minimal Supersymmetric Model*), la LSP est neutre et est communément appelée *neutralino*. Le neutralino est une combinaison linéaire du Bino, du Wino, et des deux Higgsinos neutres (Eq. 2.8), où les N_{ij} sont les paramètres de la matrice de mélange.

$$\tilde{\chi}_1^0 = N_{11}\tilde{B}^0 + N_{12}\tilde{W}^0 + N_{13}\tilde{H}_d^0 + N_{14}\tilde{H}_u^0 \quad (2.8)$$

Le neutralino est une particule neutre et massive, qui n'interagit pas électromagnétiquement. Il s'agit donc du candidat idéal pour former la matière sombre. Le projet PICASSO a pour but d'accomplir la détection directe du neutralino grâce à son interaction électrofaible avec la matière baryonique, avec une section efficace de l'ordre de 10^{-9} pb.

CHAPITRE 3

L'EXPÉRIENCE PICASSO

Ce chapitre présente les bases de l'expérience PICASSO, telles que la détection directe et la réponse attendue du détecteur à gouttelettes surchauffées au neutralino. Il comporte également une description du module de détection PICASSO et du montage expérimental dans le laboratoire souterrain de SNOLAB à Sudbury.

3.1 La détection directe du neutralino

Le neutralino interagit avec la matière baryonique par des collisions élastiques, grâce à l'interaction électrofaible. La section efficace du neutralino avec les noyaux prend la forme :

$$\sigma_A = 4G_F^2 \mu_A^2 C_A F(q^2), \quad (3.1)$$

où G_F est la constante de Fermi, μ_A la masse réduite du noyau et du neutralino :

$$\mu_A = \frac{m_\chi m_A}{(m_\chi + m_A)}, \quad (3.2)$$

$F(q^2)$ le facteur de forme du noyau et C_A un facteur d'interaction qui peut prendre deux formes différentes. Dans le cas de l'interaction indépendante du spin (SI), on a :

$$C_A^{SI} = \frac{1}{4\pi} (f_p Z + f_n (A - Z))^2, \quad (3.3)$$

où f_p et f_n sont les forces de couplage du neutralino au proton et au neutron, Z le nombre atomique du noyau et A le nombre de masse du noyau. Les valeurs de f_p et f_n sont inconnues et dépendent de la nature du neutralino. Dans certains cas, les forces de couplage pourraient être opposées et créer une interférence négative, réduisant la section efficace attendue à 10^{-13} pb [33]. En général, on suppose que l'interaction indépendante du spin est proportionnelle à A^2 , ce qui rend les noyaux massifs tels que l'iode, le xénon

et le germanium favorables à ce type d'interaction.

Dans le cas de l'interaction indépendante du spin, on a :

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J}, \quad (3.4)$$

où $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ sont les valeurs moyennes du spin du proton et du neutron dans le noyau, a_p et a_n les forces de couplage du neutralino au proton et au neutron dans le secteur dépendant du spin et J le spin du noyau. La section efficace de l'interaction dépendante du spin est favorisée pour des noyaux qui ont un nucléon non païré. L'expérience PICASSO est donc sensible à l'interaction dépendante du spin grâce au fluor, qui a un facteur $(a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2$ élevé. On peut relier la section efficace du noyau à la section efficace des protons et des neutrons individuels en utilisant la méthode décrite dans [13] :

$$\sigma_{p,n} = \sigma_A \frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \frac{C_{p,n}}{C_{p,n(A)}}, \quad (3.5)$$

où les $\frac{C_{p,n}}{C_{p,n(A)}}$ ont été calculés dans [43] et donnent :

$$\frac{C_p}{C_{p(F)}} = 0.778, \quad \frac{C_n}{C_{n(F)}} = 0.0475. \quad (3.6)$$

3.2 Le détecteur à gouttelettes surchauffées

La surchauffe est un état métastable qui consiste en un liquide avec une température supérieure à son point d'ébullition et une pression inférieure à sa pression de vapeur. Cette métastabilité peut être brisée soit par la réduction de la tension de surface par une impureté dans le liquide, soit par le dépôt d'énergie à l'échelle microscopique par le passage d'une particule ionisante. L'utilisation de liquide en surchauffe comme détecteur de particule a longtemps été exploitée dans les chambres à bulles. Dans un détecteur à gouttelettes surchauffées, chaque petite gouttelette de liquide en surchauffe constitue une chambre à bulle indépendante [46]. Les conditions de nucléation dans une chambre à bulle sont données par la théorie de Seitz [47], qui stipule qu'il doit y avoir dépôt d'une

énergie suffisante par une particule dans le liquide :

$$E_c = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_v(T) - p_0)^2} \quad (3.7)$$

où $\sigma(T)$ est la tension de surface du liquide, $p_v(T)$ la pression de vapeur et p_0 la pression d'opération. Une autre condition stipule que E_c doit être déposée dans un rayon inférieur à :

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{p_v(T) - p_0} \quad (3.8)$$

La tension de vapeur est définie comme :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \frac{T_c - T}{T_c - T_0}, \quad (3.9)$$

où T_c est la température critique du liquide et σ_0 la tension de surface à T_0 , habituellement choisi à $T_0 = T_b$, la température d'ébullition. Grâce à ces conditions, le détecteur à gouttelettes surchauffées est un détecteur à seuil. La figure 3.1 illustre l'énergie de seuil pour le recul du fluor en fonction de la température ainsi que les plages de sensibilité à différents types de rayonnement.

3.3 Signal attendu du neutralino

Les neutralinos dans le halo de la Galaxie ont une densité estimée à $0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$ et une distribution maxwellienne de vitesse ayant la forme :

$$f(v) = v^2 e^{-(v+v_T)^2/v_0^2}, \quad (3.10)$$

où $v_0 = 230 \text{ km/s}$ correspond à la dispersion de la vitesse des neutralinos dans le halo et $v_T = 244 \text{ km/s}$ est la vitesse de la Terre par rapport au halo. Il faut toutefois noter que cette distribution est tronquée à $v_{esc} = 600 \text{ km/s}$, ce qui correspond à la vitesse d'échappement de la Galaxie. En convoluant le spectre de recul avec la distribution de vitesse, on obtient :

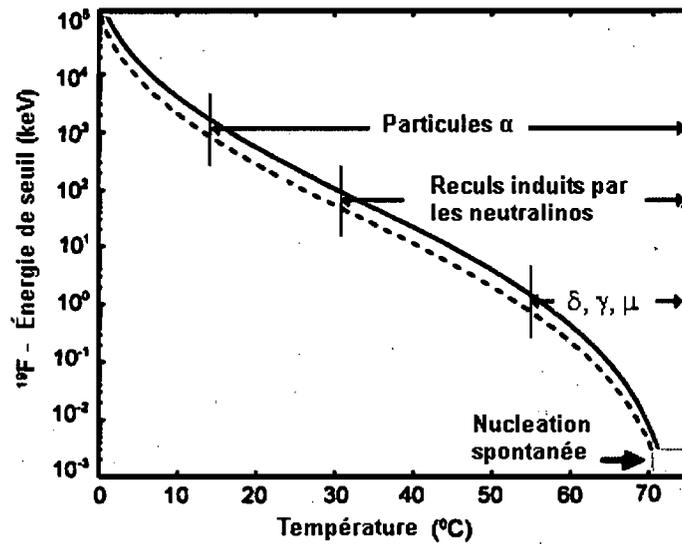


Figure 3.1 – Énergie de seuil pour le recul du fluor en fonction de la température.

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{\langle E_R \rangle} e^{-E_R/\langle E_R \rangle} F(E_R)^2, \quad (3.11)$$

où l'énergie moyenne de recul pour une collision élastique de plein fouet est :

$$\langle E_R \rangle = 4 \frac{M_F M_\chi}{(M_F + M_\chi)^2} \frac{1}{2} M_\chi \langle v_0^2 \rangle, \quad (3.12)$$

$F(E_R)^2$ peut être estimé à 1 pour les noyaux légers et R_0 est le taux total d'interactions, que l'on peut calculer en utilisant la méthode décrite en [26] :

$$R_0 = \frac{403}{AM_\chi} \left(\frac{\sigma^{SD}}{1pb} \right) \left(\frac{\rho_\chi}{0.3 \text{Gev} \cdot \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_\chi}{230 \text{km/sec}} \right) \cdot \beta \cdot \varepsilon(T, M_\chi), \quad (3.13)$$

où β est le nombre d'atomes par molécules (10 pour le C_4F_{10}) et $\varepsilon(T, M_\chi)$ est l'efficacité de détection d'un neutralino de masse M_χ à température T (figure 3.2). Le taux de comptage attendu du neutralino en fonction de la température est représenté dans la figure 3.3 pour différentes masses du neutralino avec une section efficace de 1 pb.

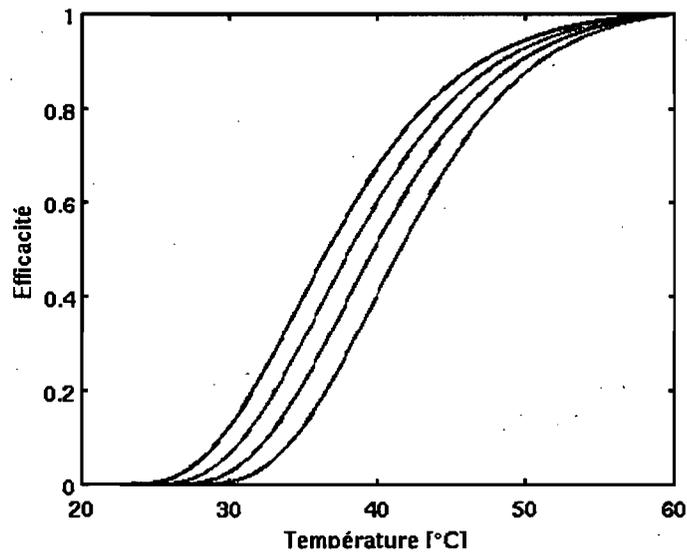


Figure 3.2 – Efficacité de détection du neutralino en fonction de la température d’opération et de la masse du neutralino.

3.4 Le module de détection PICASSO

Le module de détection PICASSO consiste en une suspension de gouttelettes surchauffées de perfluorobutane (C_4F_{10}) d’un diamètre d’environ $200\mu m$, suspendues dans un gel de polyacrylamides. Le chapitre 4 décrit en détails la composition, la fabrication du gel et de la dispersion des gouttelettes. Le gel est contenu dans un cylindre d’acrylique renforcé d’un cadre en acier inoxydable afin de supporter la pression nécessaire pour la recompression des gouttelettes vers leur état liquide (figure 3.4). Les parois du détecteur sont munies de 9 senseurs piézoélectriques permettant la détection de l’onde sonore produite par la nucléation d’une gouttelette.

3.5 L’expérience PICASSO à SNOLAB

Le détecteur PICASSO est situé dans le laboratoire souterrain de SNOLAB, à 2070m au fond de la mine Creighton à Sudbury. Cette profondeur, correspondant à 6010m en équivalent d’eau, permet d’avoir un flux de neutrons rapides induits par les muons cos-

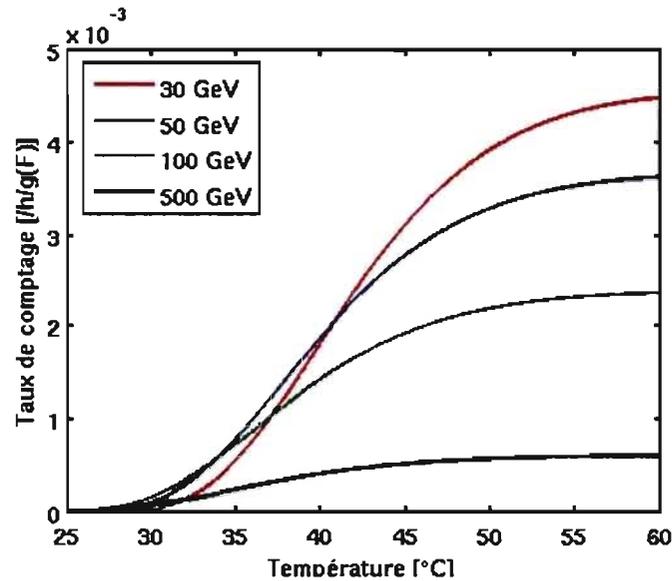


Figure 3.3 – Réponse attendue du détecteur au neutralino en fonction de la température pour diverses masses du neutralino.

miques aussi faible que $4000 \text{ neutrons}/m/\text{jours}$ et garantit ainsi à l'expérience un bruit de fond externe négligeable. Le détecteur est conçu pour accueillir 32 modules de détection. Les modules sont disposés par groupes de quatre dans des enceintes où la température et la pression des détecteurs peuvent être contrôlées indépendamment (TPCS : *Temperature/pressure control system*)(figure 3.5). La température dans les TPCS est contrôlée avec une précision de 0.1°C . Sur chaque TPCS se trouvent les préamplificateurs et les cartes électroniques d'acquisition de données nécessaires.

Le détecteur est couvert d'un blindage de cubes d'eau de 30 cm d'épaisseur, conçu pour thermaliser les neutrons rapides dans le laboratoire, dont la présence est causée par les réactions de fission nucléaire qui se produisent dans la masse rocheuse derrière les murs (figure 3.6).

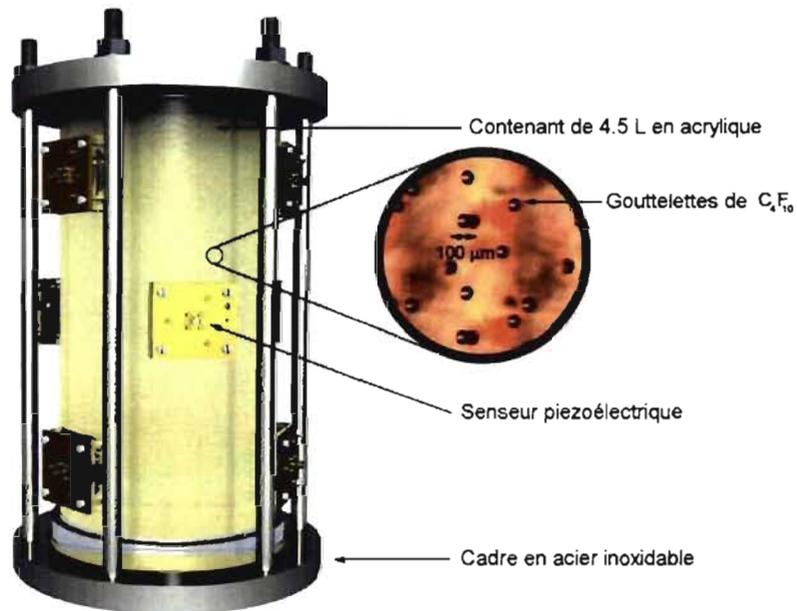


Figure 3.4 – Schéma du module de détection à gouttelettes surchauffées PICASSO.



Figure 3.5 – Vue à l'intérieur d'un TPCS, où les 4 modules de détection sont visibles avec leurs senseurs acoustiques et thermiques.



Figure 3.6 – Vue de l'ensemble du détecteur PICASSO couvert de son blindage de cubes d'eau. Le système de régulation et de distribution du courant est situé sur le sommet du détecteur.

CHAPITRE 4

FABRICATION DU MODULE DE DÉTECTION PICASSO

Le défi de la fabrication du module de détection PICASSO repose essentiellement sur deux points : fournir un milieu propice à la suspension des gouttelettes surchauffées et s'assurer de la radiopureté de tous les constituants du module afin d'éliminer le plus possible les sources de bruits de fond indésirables. Dans ce chapitre seront discutées les étapes menant à la fabrication du module de 4.5 litres telles que la préparation du gel, la purification des ingrédients, ainsi que la réalisation de la suspension des gouttelettes du liquide actif [44, 48].

4.1 Le module de 4.5L

La phase 2 du projet PICASSO consiste à installer dans le laboratoire souterrain de SNOLAB un détecteur comprenant 32 modules de détection de 4.5 litres. Chaque module est conçu pour contenir environ 85g de masse active sous forme de gouttelettes surchauffées de décafluorobutane (C_4F_{10}), suspendues dans un gel de polyacrylamides.

4.1.1 La solution de CsCl

Pour réaliser une dispersion de gouttelettes de qualité, il faut que le liquide dans lequel elles sont mélangées soit de densité égale. Dans le cas du C_4F_{10} , avec une densité de 1.61 g/ml, du chlorure de césium (CsCl) est ajouté. Ce sel est utilisé pour sa grande solubilité dans l'eau (162 g/100ml à 1°C). Environ 40% de la masse totale du détecteur final sera composée de CsCl pour obtenir la densité voulue. La première étape consiste donc à préparer une solution de CsCl à 60%. Les étapes de purification sont omises pour l'instant et seront discutées en détails dans la section suivante.

4.1.2 La solution de monomères

La prochaine étape de la fabrication consiste à préparer les ingrédients qui constitueront la matrice de suspension. Un gel de polyacrylamides est un polymère formé de chaînes d'acrylamides. Ce type de gel est communément employé dans la technique d'électrophorèse des molécules en biochimie [37]. La quantité d'acrylamides utilisés dans une préparation détermine la rigidité du gel final. Pour le détecteur PICASSO, les acrylamides employés ainsi que leur dose respective sont données dans le tableau 4.1.

Tableau 4.1 – Acrylamides utilisés pour la formation du gel.

Nom	Formule	Concentration
acrylamide	C_3H_5NO	3.56%
bis-acrylilamide	$C_7H_{10}N_2O_2$	0.21%

La solution de monomère est ensuite combinée avec la solution de CsCl dans le contenant en acrylique du futur module, façon à avoir une densité finale de 1.61 g/ml.

4.1.3 Injection du liquide actif

Puisque la dispersion du C_4F_{10} doit s'effectuer dans sa phase liquide, le contenant et son contenu sont placés dans un congélateur où la température est maintenue à -20 °C pour la durée d'une nuit. Le gaz actif est ensuite distillé et liquéfié à l'aide de glace sèche dans un système fermé pour prévenir toute forme de contamination. Environ 85g de C_4F_{10} sont prélevés et injectés dans la solution de monomères. La dispersion est assurée par un brasseur magnétique, où la vitesse de rotation de l'aimant brasseur ainsi que le temps de brassage sont des facteurs déterminants quant à la distribution en taille des gouttelettes finales [29]. Ces valeurs ont été choisies à 185 RPM pendant 1h pour obtenir une distribution de gouttelettes avec une médiane d'environ $200\mu m$.

4.1.4 L'agent surfactif

Peu après l'injection du C_4F_{10} , on ajoute au mélange du Triton X-100 ($C_{14}H_{22}O(C_2H_4O)_n$), un agent surfactif (tensioactif) non ionique qui a pour effet de diminuer la tension de surface entre la gouttelette et la solution aqueuse, ce qui favorise la dispersion des gouttelettes. Le Triton X-100 n'est ajouté qu'au moment de l'injection du liquide actif afin de diminuer au maximum le temps total où il sera en contact avec la solution de sel et monomères. De cette façon, on réduit significativement le processus indésirable de collection d'émetteurs alpha à la surface des gouttelettes, ce qui aurait un effet important sur le bruit de fond du module [réf alpha surf.]. L'effet de cette contamination radioactive à la surface des gouttelettes sera discuté en détails dans le chapitre 5.

4.1.5 Initiation de la polymérisation

Une fois la dispersion accomplie, la solution de monomères doit être polymérisée pour créer le gel qui permettra de soutenir les gouttelettes. Ceci est rendu possible grâce à l'injection d'APS (*persulfate d'ammonium*) ($(NH_4)_2S_2O_8$) et de TEMED (*tetramethylethylenediamine*) ($(CH_3)_2NCH_2CH_2N(CH_3)_2$). Ces deux ingrédients sont des catalyseurs dans la polymérisation des acrylamides. Au moment où les initiateurs de polymérisation sont bien mélangés dans la solution, le module est placé hors du congélateur dans un bain d'eau tiède afin d'augmenter lentement la température du mélange dans le but de favoriser la polymérisation. La vitesse de rotation du brasseur magnétique est diminuée pour éviter d'endommager le gel qui se forme subitement après une période d'attente typiquement de l'ordre de l'heure, temps qui peut varier selon la température du bain de réchauffement. La polymérisation étant une réaction exothermique pouvant créer des pointes de chaleur au sein du gel, le module est placé sous pression d'azote pour maintenir les gouttelettes dans leur phase liquide. Quand le gel est complètement formé, le module en acrylique est rempli avec de l'huile minérale et placé dans son cadre en acier inoxydable pour être enfin connecté au système de pression hydraulique.

4.1.6 Détermination de la masse active

Durant l'injection du liquide actif, le brassage et la polymérisation, il se peut qu'une certaine fraction de C_4F_{10} s'échappe et ne se retrouve pas sous forme de gouttelettes à la fin du processus. C'est pourquoi la détermination de masse active ne peut être déduite directement de la quantité injectée. Il est cependant possible d'estimer cette valeur en soustrayant à la masse finale du module la masse avant l'injection et la masse des initiateurs de polymérisation et de l'agent surfactif.

$$M_{ac} = M_{finale} - M_{initiale} - M_{TEMED} - M_{APS} - M_{TRITON} \quad (4.1)$$

4.2 Purification et radiopureté

Le faible bruit de fond du détecteur PICASSO sera accompli en s'assurant que tous les constituants qui entrent dans la fabrication des modules de détection soient exempts de contamination radioactive. Pour y arriver, le matériel de fabrication, les parties structurales du module et les ingrédients constituant le gel doivent tous être soumis à un contrôle rigide de la radiopureté. Tout d'abord, la totalité du processus de fabrication s'exécute dans une salle blanche de niveau 10000 située au Laboratoire René J. A. Lévêque à l'Université de Montréal. De plus, l'eau ultra-pure utilisée pour la fabrication du gel et pour le nettoyage des pièces provient d'un système de purification à osmose inverse avec des performances de résistivité d'environ $20M\Omega\cdot cm$ à la sortie.

4.2.1 Nettoyage du matériel

Afin d'éviter la contamination d'un module avec des radio-contaminants présents sur la surface des outils et des matériaux entrant dans la fabrication, chaque pièce de matériel doit être dûment nettoyée. Ceci est effectué avec l'eau ultra-pure, un détergent spécialisé dans la collection des matières radioactives en surface (*Radiacwash*) ainsi qu'un bain ultra-sonique.

4.2.2 Extraction des actinides avec la purification au HZrO

La source principale du bruit de fond dans le détecteur PICASSO provient des émetteurs alpha dans le gel des modules. Ces contaminants, issus principalement de la chaîne de désintégration du thorium et de l'uranium, doivent être éliminés au maximum en purifiant les solutions qui entrent dans la composition du gel. La méthode utilisée est inspirée de celle développée pour la purification de l'eau lourde dans l'expérience SNO et consiste à une extraction des contaminants par une adsorption à l'oxyde de zirconium hydraté (HZrO) [25]. Le HZrO se présente sous forme précipitée dans l'eau avec un pH supérieur à 6 et forme des particules de l'ordre de $10\mu\text{m}$ de diamètre. Comme le zirconium présente une grande affinité avec les métaux lourds tels que les actinides, il tient lieu d'adsorbant pour ces éléments indésirables. Le précipité est ensuite filtré à l'aide de filtres $2\mu\text{m}$ pour en débarrasser la solution. La tableau 4.2 présente les résultats d'efficacité d'extraction des actinides dans une solution de forte densité en CsCl. Ces données ont été collectées grâce à la purification au HZrO de solutions volontairement contaminées. La membrane du filtre a ensuite été plongée dans de l'acide chlorhydrique pour en déloger les métaux, et l'activité a été mesurée avec un scintillateur liquide [5].

Tableau 4.2 – Efficacité d'extraction des actinides avec la co-précipitation du HZrO dans une solution de CsCl à 60%.

Contaminant	Efficacité d'extraction
^{228}Th	$99.1\pm 1.5\%$
^{224}Ra	$97.0\pm 1.2\%$
^{226}Ra	$97.1\pm 0.6\%$
^{212}Pb	$96.1\pm 0.8\%$
^{212}Bi	$92.8\pm 1.6\%$

Dans le cadre de la fabrication des modules de détection, la procédure comporte 4 purifications pour la solution de CsCl à 60% (2 co-précipitations et 2 pré-précipités), l'utilisation de filtres gorgés de CsCl pour la solution de monomères et 3 pré-précipités pour les autres solutions.

4.2.2.1 Purification par co-précipitation du HZrO

Cette méthode est la plus efficace et convient bien pour les deux premières purifications de la solution de CsCl. Elle consiste à ajouter du tétrachlorure de zirconium ($ZrCl_4$) à la solution. Une fois bien dilué, il est précipité grâce à l'ajout d'hydroxyde de sodium (NaOH) jusqu'à un pH de 12. Le pH est ensuite ramené à 7 avec soin en ajoutant un peu de $ZrCl_4$.



Après quelques minutes de brassage, le précipité est ensuite éliminé en passant la solution à travers un filtre $2\mu m$.

4.2.2.2 Purification avec du HZrO pré-précipité

Les deux autres purifications sont complétées avec une solution de HZrO précédemment précipitée. Cette méthode est un peu moins efficace que la première mais est plus propre dans son ensemble, puisque la contamination intrinsèque du $ZrCl_4$ est minimisée avec le rinçage du précipité de HZrO dans de l'eau ultra-pure. La méthode consiste à injecter dans la solution le HZrO pré-précipité et laisser brasser quelques minutes, avant de filtrer le précipité.

4.2.2.3 Purification avec des filtres gorgés de HZrO

La solution de monomères est plus propre à la base que la solution saline, principalement grâce à l'absence de CsCl. Une méthode convenable et qui minimise les manipulations pouvant recontaminer la solution est celle des filtres gorgés. Du précipité de HZrO est passé dans des filtres $2\mu m$, la solution qui y sera filtrée lentement sera donc purifiée du coup. On peut effectuer plusieurs purifications en un passage en plaçant plusieurs filtres gorgés en série.

4.3 Fabrication de modules sans CsCl

La forte présence de sel dans le gel favorise certainement la dispersion des gouttelettes en égalisant les densités, mais elle constitue aussi un problème, puisque le CsCl est une source importante de contamination. L'origine minérale de ce sel ainsi que sa grande concentration dans la solution de monomères rendent la purification difficile. Pour répondre à la nécessité d'avoir des modules de détection de plus en plus propres radioactivement, la recherche est en cours pour fabriquer des modules exempts de CsCl [6]. Dans ces prototypes, la dispersion est effectuée non pas en égalisant la densité, mais plutôt en augmentant la viscosité de la solution de monomères avec l'ajout de glycérine et de polyéthylène glycol. Ces modules ont déjà prouvé leur tendance à la radiopureté mais demeurent en développement, puisque l'homogénéité de la suspension est plus problématique sans l'égalisation des densités.

CHAPITRE 5

CARACTÉRISATION DU DÉTECTEUR

Afin d'améliorer notre connaissance du détecteur PICASSO, de multiples expériences ont été exécutées pour caractériser sa réponse à différents types de rayonnement. Les modules de détection sont fréquemment étalonnés avec des sources de neutrons, et des détecteurs dopés avec des émetteurs alpha ont été fabriqués. Ce chapitre présente également la possibilité de localiser spatialement les événements dans les détecteurs grâce aux différences de temps d'arrivée des ondes sonores sur chaque senseur piézo-électrique.

5.1 Sensibilité aux neutrons

La réponse du détecteur PICASSO aux neutrons a été étudiée lors de diverses expériences d'étalonnage. Les modules de détection sont systématiquement mesurés à Montréal avec une source d'Ac-Be avant d'être envoyés dans la Mine, afin de contrôler leur qualité. Ces étalonnages sont aussi une façon de confirmer la masse active des détecteurs, d'abord mesurée en salle blanche après la fabrication [44]. Une fois installés dans le montage souterrain à SNOLAB, les modules sont sporadiquement étalonnés avec une source de neutrons. Ceci permet un contrôle de qualité du détecteur, ainsi que du système d'acquisition de données.

Une source d'Am-Be est utilisée dans la mine pour les expériences d'étalonnage neutron. Son activité est de 68 n/s et la source est placée au centre des TPCS. Les modules sont donc soumis à un flux de $8.54 \cdot 10^{-3}$ neutrons/s/cm². Le spectre de la source en énergie neutron est illustré dans la figure 5.1. La figure 5.2 montre les résultats d'un étalonnage neutron dans le TPCS 1 dans la mine pour trois modules, dont les détails de l'analyse peuvent être trouvés dans [32]. Les résultats d'une simulation Monte-Carlo [27] sont superposés sur le graphique.

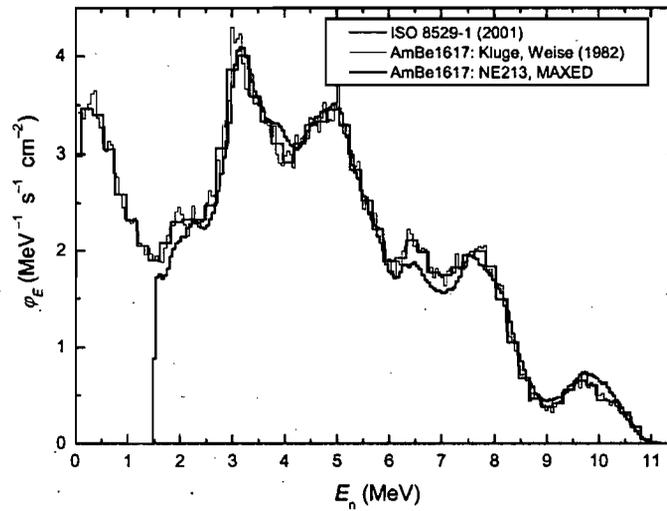


Figure 5.1 – Spectre en énergie de la source Am-Be utilisée pour les étalonnages neutron dans la mine.

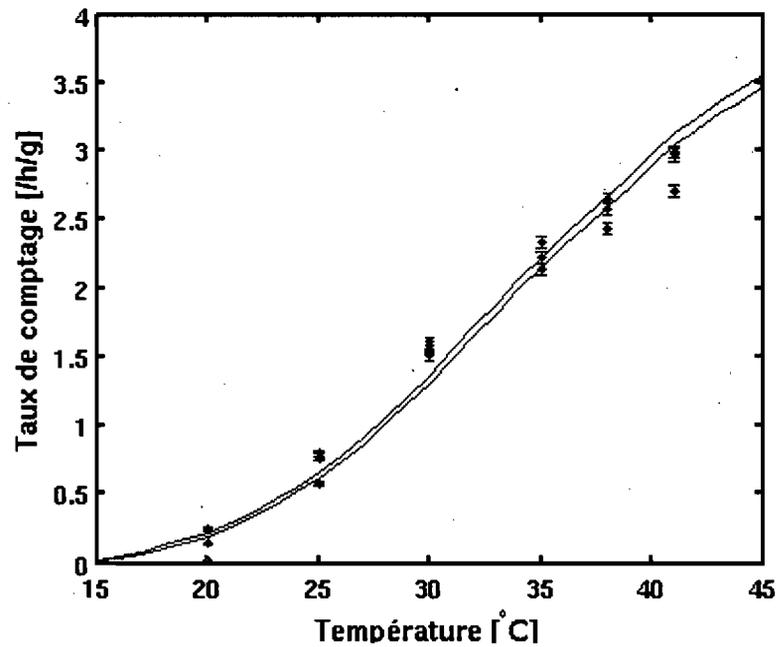


Figure 5.2 – Résultats de l'étalonnage des détecteurs du TPCS1 à SNOLAB avec la source de neutrons Am-Be pour les détecteurs 71 (rouge), 72 (bleu), et 93 (vert). La réponse attendue par les simulations Monte-Carlo est donnée par les lignes pleines.

5.2 Sensibilité aux particules alpha

Bien connaître la réponse du détecteur PICASSO aux particules alpha est d'une importance cruciale, puisque ces dernières représentent la contribution dominante au bruit de fond. Afin de pouvoir calculer la sensibilité du détecteur au neutralino, il faudra bien caractériser la forme de la réponse alpha en température. La contamination interne en émetteurs alpha dans les détecteurs est minimisée par les processus de fabrication et de purification, mais elle demeure inévitable, puisque ces contaminants sont présents naturellement dans les matériaux qui entrent dans la composition du gel, du liquide actif et du contenant du module. En fabriquant des détecteurs dopés avec des sources de rayonnement alpha, il a été possible de mesurer avec précision leur réponse. Cette section décrit les expériences effectuées avec deux de ces détecteurs contaminés, avec deux types de contaminants, qui ont conduit à des réponses très différentes.

5.2.1 Emetteurs alpha dans le gel

Lors de la phase-1 de l'expérience, plusieurs détecteurs de 1L ont été dopés avec des émetteurs alpha, dont un avec 10 Bq d'américium 241 [19]. Les détails concernant la fabrication et la prise de données figurent en [3] et en [2]. Les résultats de taux de comptage peuvent être observés dans la figure 5.3, ainsi qu'un ajustement sur les données caractérisé par une fonction sigmoïde asymétrique.

Le tableau 5.1 donne la chaîne de désintégration de l'américium 241. On peut constater que son noyau fille est le neptunium 237 et que sa demi-vie est très longue. L'américium dissout dans le gel ne produit pas de radon, qui pourrait diffuser et pénétrer dans les gouttelettes. Cette réponse correspond donc aux particules alpha émises par des contaminants dans le gel. À basse température, il peut y avoir nucléation seulement si le pic de Bragg de la trajectoire de la particule alpha est contenu dans la gouttelette. Plus la température monte, plus la particule alpha peut remplir les conditions de Seitz sur toute sa portée et ainsi accroître l'efficacité. Les données de bruit de fond recueillies lors de la première phase de l'expérience reproduisent bien la réponse décrite dans la figure 5.3. Des simulations Monte-Carlo ont été effectuées pour cette réponse et reproduisent bien

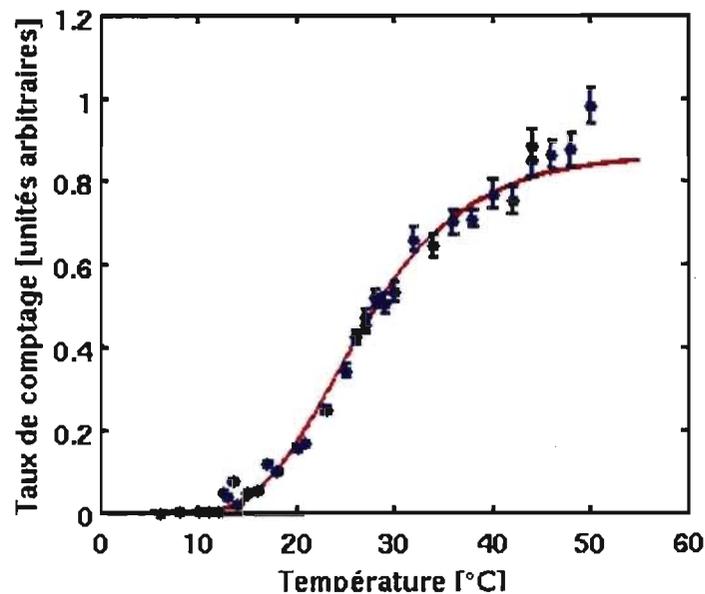


Figure 5.3 – Ajustement de la réponse alpha sur les données du détecteur 39, dopé à l'américium 241. On utilise ici une courbe sigmoïde asymétrique.

avec les données expérimentales [28]. On peut apercevoir à partir de 45°C ce qui semble être une remontée. Ceci pourrait être expliqué par la sensibilité qu'ont les détecteurs aux rayons-X émis par l'américium à plus haute température.

5.2.2 Emetteurs alpha dans les gouttelettes

Durant la deuxième phase de l'expérience, un détecteur de 4.5L dopé avec 30 Bq de radium 226 a été fabriqué. Les détails complets de l'expérience sont disponibles dans [1]. Les résultats de taux de comptage peuvent être observés dans la figure 5.4, avec la superposition d'une courbe sigmoïde ajustée sur les données. On peut constater que la réponse diffère grandement de celle obtenue avec le détecteur dopé à l'américium 241 [30]. Le seuil est très franc et la réponse est un plateau sur presque toute la gamme de températures.

En regardant la chaîne de désintégration du radium 226 (5.2), on peut voir que ses produits ont des demi-vies plus courtes que lui et que le radon 222 est son noyau fille.

Tableau 5.1 – Chaîne de désintégration de la famille du neptunium 237, en partant par l'américium 241.

Noyau	Mode	$T_{1/2}$	E [MeV]	Produit
^{214}Am	α	432.7 a	5.638	^{237}Np
^{237}Np	α	$2.14 \cdot 10^6$ a	4.959	^{233}Pa
^{233}Pa	β^-	27.0 j	0.571	^{233}U
^{233}U	α	$1.592 \cdot 10^5$ a	4.909	^{229}Th
^{229}Th	α	$7.54 \cdot 10^4$ a	5.168	^{225}Ra
^{225}Ra	β^-	14.9 j	0.36	^{225}Ac
^{225}Ac	α	10.0 j	5.935	^{221}Fr
^{221}Fr	α	4.8 min	6.3	^{217}At
^{217}At	α	32 ms	7.0	^{213}Bi
^{213}Bi	α	46.5 min	5.87	^{209}Tl
^{209}Tl	β^-	2.2 min	3.99	^{209}Pb
^{209}Pb	β^-	3.25 h	0.644	^{209}Bi
^{209}Bi	α	$1.9 \cdot 10^{19}$ a	3.14	^{205}Tl
^{205}Tl	-	stable	-	-

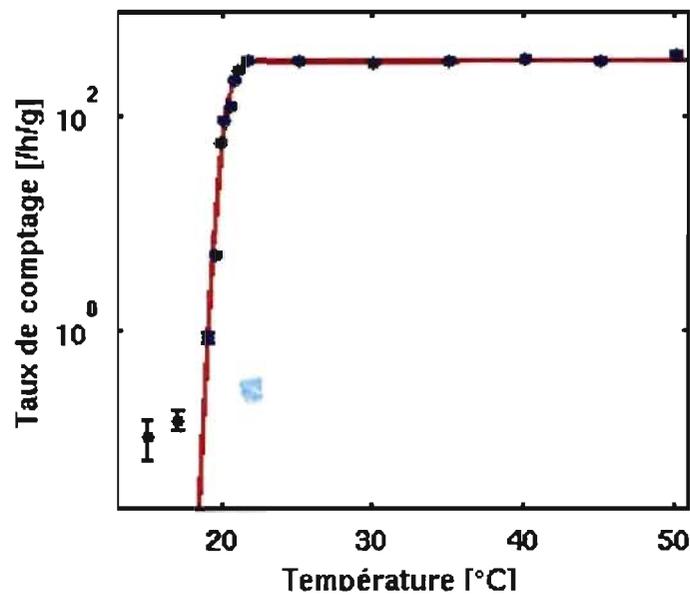


Figure 5.4 – Ajustement de la réponse alpha sur les données du détecteur 74, dopé au radium 226. On utilise ici une courbe sigmoïde.

Ceci veut dire qu'il y a équilibre et qu'il y a donc 30 Bq de radon dans le détecteur. Le radon diffuse facilement dans le gel et peut se trouver dans les gouttelettes. Lorsqu'il y a désintégration alpha dans une gouttelette, l'efficacité de nucléation est multipliée par un facteur 100 (en considérant une masse active de 1%), puisque la taille des gouttelettes ($\approx 200\mu m$) excède la portée des alphas. Ceci peut donc expliquer le seuil franc qui correspond à l'entrée du pic de Bragg de la trajectoire des particules alpha émises par le radon dans les gouttelettes.

Tableau 5.2 – Chaîne de désintégration de la famille de l'uranium 238 en partant par le radium 226.

Noyau	Mode	$T_{1/2}$	E [MeV]	Produit
^{226}Ra	α	1602 a	4.871	^{222}Rn
^{222}Rn	α	3.8235 j	5.590	^{218}Po
^{218}Po	α 99.98% β - 0.02%	3.10 min	6.115 0.265	^{214}Pb ^{218}At
^{218}At	α 99.90% β - 0.10%	1.5 s	6.874 2.883	^{214}Bi ^{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% α 0.02%	19.9 min	3.272 5.617	^{214}Po ^{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% α 0.00013%	5.013 j	1.426 5.982	^{210}Po ^{206}Tl
^{210}Po	α	138.376 j	5.407	^{206}Pb
^{206}Tl	β -	4.199 min	1.533	^{206}Pb
^{206}Pb	-	stable	-	-

La réponse en température obtenue avec les détecteurs de 4.5 L dans la phase actuelle de l'expérience semble être constituée d'une combinaison des deux réponses alpha. Lors de la phase-1, les gouttelettes étaient trop petites ($<20\mu m$) [17] pour voir l'effet de trajectoire des particules alpha contenue en elles. La réponse était donc uniquement constituée par la composante créée par les émetteurs alpha dans le gel. Une autre cause de cet ef-

fet peut être attribuée à la possibilité d'un effet de surfactif. Lors de la fabrication, si les interactions chimiques entre la solution aqueuse, le liquide actif et l'agent surfactif contribuent à accumuler des émetteurs alpha sur la surface des gouttelettes, un effet de seuil similaire devrait être observé.

5.3 Localisation des événements

La position connue des neuf senseurs piézoélectriques sur le contenant du module de détection PICASSO nous offre la possibilité de reconstruire spatialement la position d'un événement grâce aux différences de temps d'arrivée des ondes acoustiques [1]. La localisation permet d'étudier l'homogénéité des événements dans le gel et pourrait aider à rejeter des signaux causés par du bruit externe, ou du bruit provenant des parois du contenant. Le principe de localisation repose sur la minimisation d'une fonction χ^2 qui correspond à :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{(t_i - \tilde{t}) - \frac{d_i}{v}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.1)$$

où t_i est le temps de début d'un signal sur le i^{e} canal, \tilde{t} le temps réel de l'événement, d_i la distance de l'événement au piézo, v la vitesse du son dans le gel (peut être fixée ou paramétrisée), et σ_i l'incertitude sur le début du signal.

Un exemple de résultat de localisation est illustré dans la figure 5.5, où on peut voir la position spatiale des événements dans une session de bruit de fond. On peut constater que les événements sont distribués de façon homogène dans l'espace tel qu'attendu. Certains points sont situés à l'extérieur du détecteur. Ceci peut être causé par la mauvaise détermination du début des signaux pour certains événements de plus faible amplitude ou de mauvaise qualité.

Un deuxième exemple est illustré dans la figure 5.6 pour une session d'étalonnage neutron. Dans ce cas, on peut voir que les événements sont situés en plus grande majorité dans une zone située près de la source (indiquée par le point vert). Cet effet est attribuable

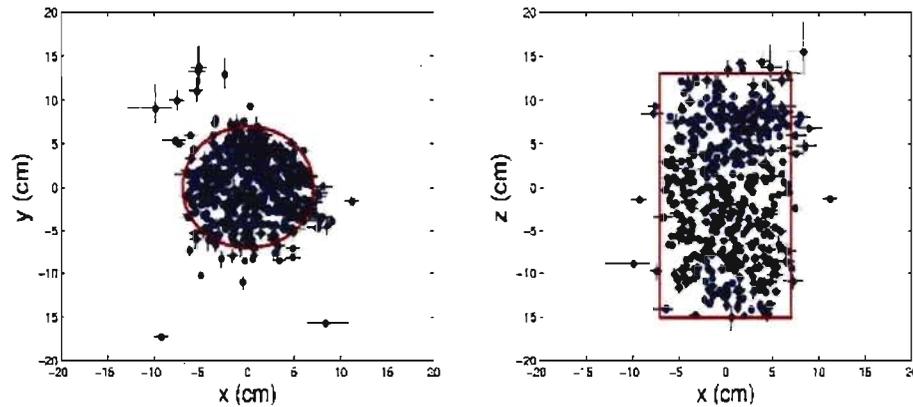


Figure 5.5 – Reconstruction spatiale des événements d’une session de bruit de fond du détecteur 75 avec l’algorithme de localisation, vue supérieure (à gauche) et vue latérale (à droite).

à l’atténuation des neutrons dans le gel ainsi qu’à l’effet d’angle solide qui implique un flux de neutron diminué en $1/r^2$ en s’éloignant de la source.

Le fonctionnement de l’algorithme de localisation a été démontré avec succès et constitue un outil puissant pour la caractérisation du détecteur PICASSO.

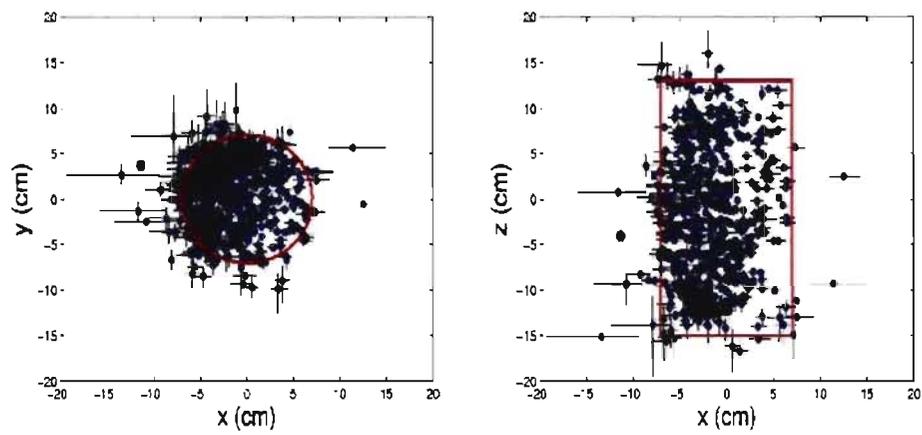


Figure 5.6 – Reconstruction spatiale des événements d’une session d’étalonnage neutron du détecteur 75 avec l’algorithme de localisation, vue supérieure (à gauche) et vue latérale (à droite). Le point vert correspond à la position de la source.

CHAPITRE 6

ANALYSE DES DONNÉES BRUTES

Qu'il s'agisse de mesures de bruit de fond ou d'un étalonnage à l'aide d'une source de radiation, les données brutes de chaque session d'acquisition sont conservées dans un serveur et sont accessibles à l'ensemble des membres du groupe PICASSO. Ces données doivent être analysées pour pouvoir en tirer le véritable taux de comptage qui nous intéresse. Divers programmes d'analyse ont été mis sur pied depuis la première phase du projet PICASSO. Comme le système d'acquisition de données ainsi que les détecteurs ont évolué au cours du temps, il faut créer de nouveaux outils d'analyse afin de contre-vérifier les résultats des systèmes déjà en place. Dans cette optique, un programme d'analyse de données automatique basé en Matlab a été développé pour réaliser la sélection des événements [39].

6.1 Le système d'acquisition de données

Le système d'acquisition de données (DAQ) comporte plusieurs niveaux. Les ondes acoustiques créées par la vaporisation de gouttelettes font vibrer les cristaux des neuf senseurs piézoélectriques situés sur les parois du détecteur, créant ainsi un signal électrique. Ce signal est ensuite amplifié pour chaque canal par les préamplificateurs munis de transistors de type FET (*Field-Effect Transistor*), avant d'être converti numériquement grâce à des convertisseurs ADC (*Analog to Digital Converter*). Ce signal numérique est lu par l'ordinateur et l'acquisition est déclenchée lorsqu'un canal franchit une valeur seuil déterminée par l'utilisateur. L'acquisition se fait à 400 kHz pour une durée de 8192 échantillons, c'est-à-dire 20.48 ms. Durant l'opération de la phase actuelle de l'expérience PICASSO, deux générations distinctes de DAQ se sont succédées ; leurs caractéristiques précises se trouvent dans [23, 35]. Les préamplificateurs de la première génération présentaient des gains inférieurs à ceux de la deuxième. De plus, le DAQ de deuxième génération permet maintenant l'acquisition d'une plus grande quantité de

données, sur plus de canaux et une plus grande fréquence de déclenchement. Ces différences entre les deux systèmes font en sorte que l'analyse des données doit traiter les deux types de systèmes différemment.

6.2 Sélection des événements

Puisque le critère d'acquisition de données repose sur le franchissement du seuil acoustique d'un seul canal d'un détecteur, il n'y a pas que les événements engendrés par la nucléation d'une gouttelette qui sont acquisitionnés. Non seulement les bruits acoustiques externes sont-ils parfois perçus par les senseurs piézoélectriques, mais les bruits électroniques intrinsèques au système peuvent également dépasser le seuil fixé pour le déclenchement de l'acquisition. C'est pourquoi il est essentiel de procéder à une sélection des événements suite à une session d'acquisition.

Il faut tout d'abord déterminer sur quels critères les signaux constituent un bon événement, c'est-à-dire un événement causé par la nucléation d'une gouttelette. Principalement, on peut reconnaître un bon événement par son contenu en fréquences. La transition de phase d'une gouttelette surchauffée est rapide et violente : elle engendre une onde acoustique de fréquences se situant entre 20 kHz et 100 kHz. Il faut donc filtrer le signal pour le débarrasser de la composante en basses fréquences, caractéristique des bruits acoustiques externes. On doit aussi prévoir une façon de discriminer les bruits électroniques pouvant contenir une partie de hautes fréquences des bons événements.

6.2.1 Filtration des signaux

La première étape du programme consiste à appliquer, sur le signal de chaque canal et de chaque événement, un filtre passe-haut. La valeur des paramètres du filtre a été ajustée pour supprimer la composante en basses fréquences, tout en conservant une amplitude raisonnable au signal filtré. La valeur de ces paramètres est donnée dans le tableau 6.1 et la courbe de réponse amplitude-fréquence du filtre est illustrée dans la figure 6.1. Ces paramètres sont utilisés par défaut, mais l'utilisateur peut les modifier au besoin.

Lorsque le filtre est appliqué sur un bon événement (figure 6.2), la partie résonnante

Tableau 6.1 – Valeur par défaut des paramètres du filtre passe-haut.

Paramètre	Valeur
Fréquence coupe-bande	16kHz
Fréquence de la bande passante	18kHz
Atténuation coupe-bande	80dB

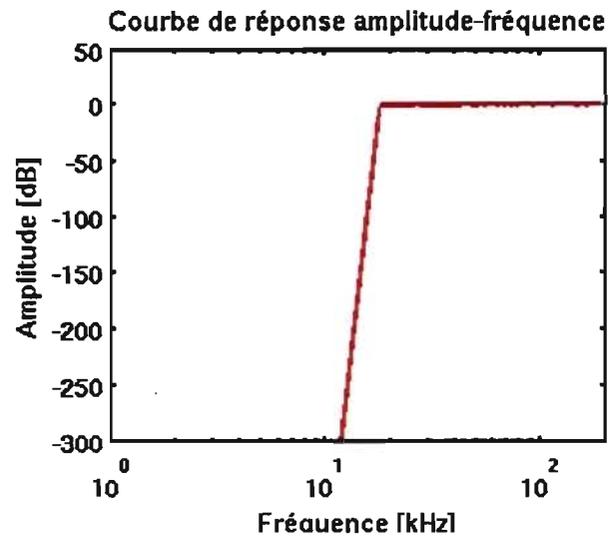


Figure 6.1 – Courbe de réponse amplitude-fréquence du filtre passe-haut utilisé par défaut.

à la fin du signal est supprimée et il ne reste que la composante en hautes fréquences qui se distingue clairement du bruit de fond électronique, une qualité qui sera exploitée lors de la sélection. Dans le cas d'un événement causé par un bruit acoustique externe, un mauvais événement (figure 6.3), l'application du filtre réduit le signal au niveau du bruit de fond. Ces événements seront donc facilement rejetables.

Il existe toutefois d'autres types de signaux pouvant contenir une partie de hautes fréquences. Il s'agit des bruits électroniques. Ces bruits sont caractérisés par des sursauts électroniques et peuvent provenir de sources différentes. Ces sursauts pourraient survenir à même l'alimentation du système d'amplification, ce qui est peu probable, puisque tout le courant desservi au système d'acquisition est traité par un régulateur de tension.

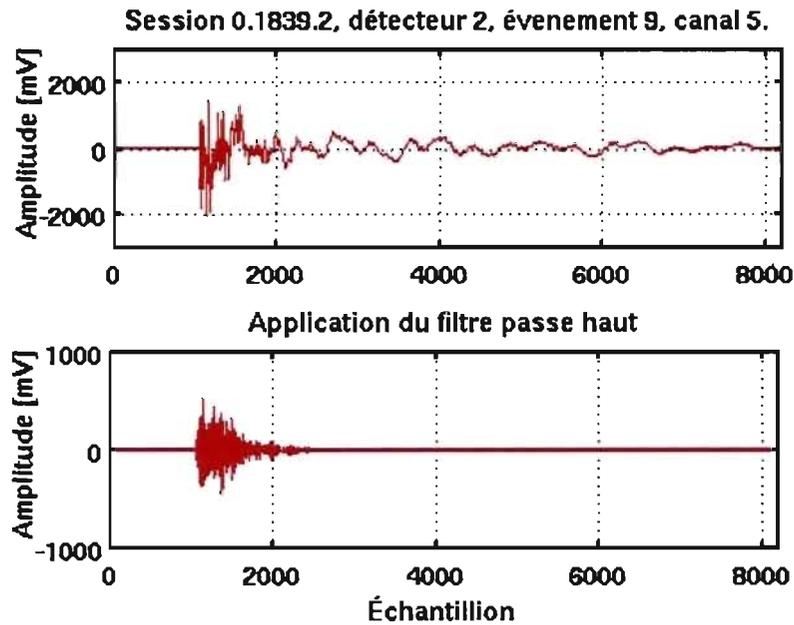


Figure 6.2 – Filtration d'un événement causé par la nucléation d'une gouttelette. On reconnaît ce type de signaux par leur contenu en hautes fréquences.

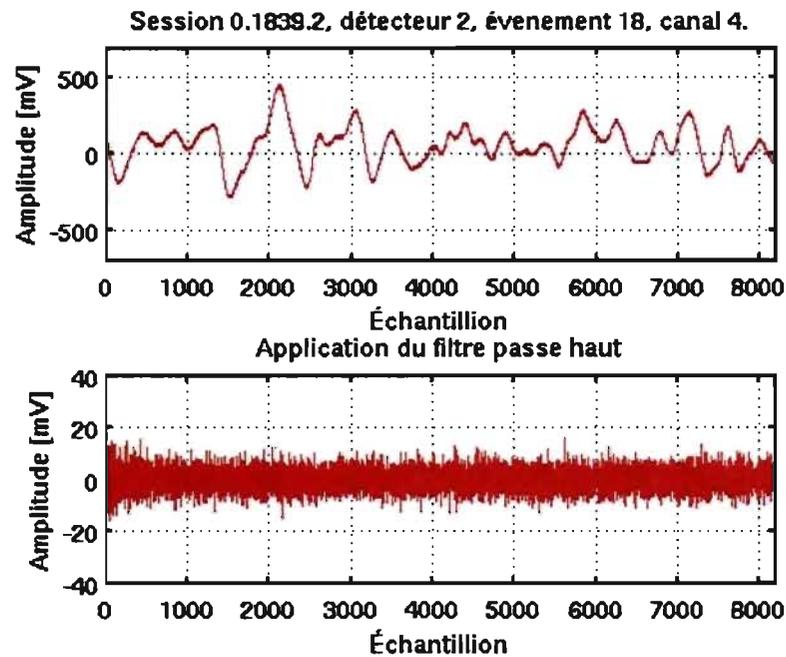


Figure 6.3 – Filtration d'un événement causé par un bruit acoustique. L'amplitude du signal filtré tombe au niveau du bruit de fond électronique.

Ces sursauts peuvent aussi être causés par les autres appareils électriques présents dans le laboratoire. Certains de ces appareils peuvent émettre des ondes électromagnétiques qui pourraient être captées par induction par le système d'amplification. Des mesures ont cependant été prises pour éviter ce type de problème : les préamplificateurs sont situés dans une boîte en aluminium, fermée et mise à la terre, formant une cage de Faraday. La source principale de ces bruits électroniques se trouve probablement dans les composantes même des préamplificateurs. En effet, des imperfections dans les soudures et des saletés microscopiques sur les circuits imprimés peuvent causer ce type de sursaut. De plus, ces composantes sont soumises à des changements de température fréquents, puisqu'elles sont situées à proximité des détecteurs. Certaines composantes tel que le potentiomètre, sont extrêmement sensibles aux petits mouvements engendrés par la dilatation thermique. Dans certains cas, la filtration de ces signaux peut permettre l'identification d'un mauvais événement (figure 6.4). Par contre, si le sursaut contient une partie de hautes fréquences, le signal filtré peut imiter celui d'un événement causé par la nucléation d'une gouttelette (figure 6.5). Une coupure spécifique à ce type d'événement devra être mise en place.

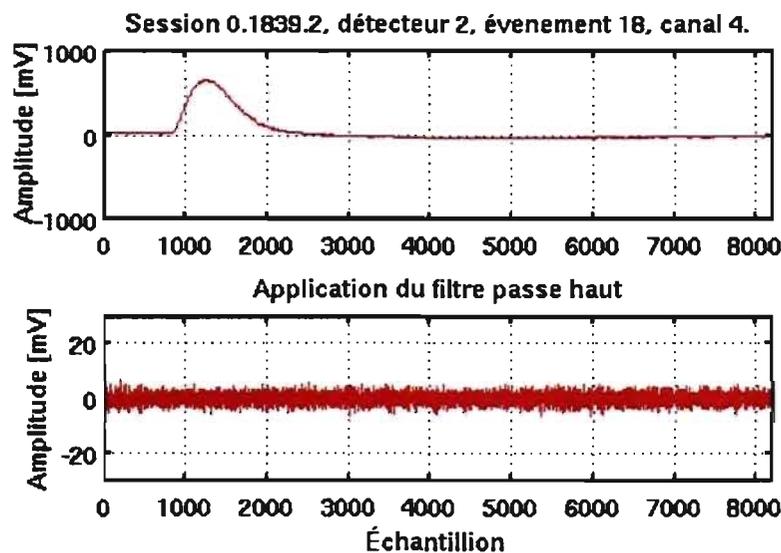


Figure 6.4 – Filtration d'un événement causé par un sursaut électronique. L'amplitude du signal filtré tombe au niveau du bruit de fond électronique.

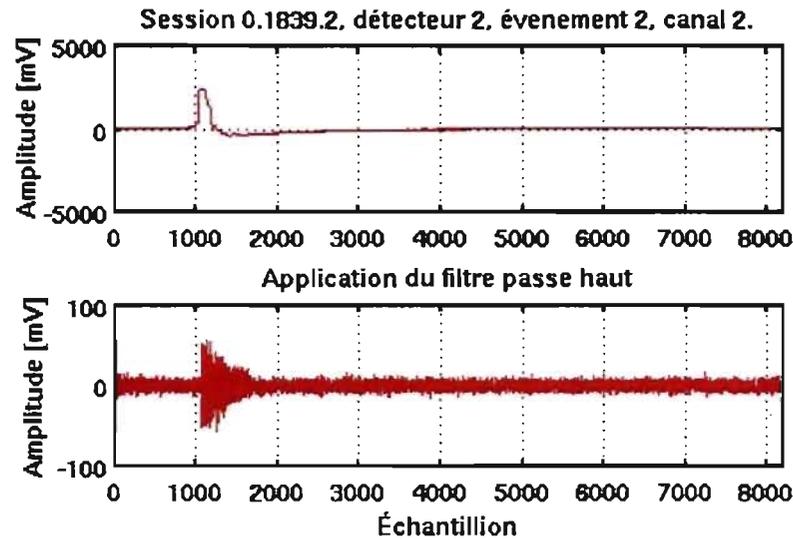


Figure 6.5 – Filtration d'un événement causé par un sursaut électronique. La forme et l'amplitude du signal filtré imitent un événement causé par la nucléation d'une gouttelette.

6.2.2 Coupure sur la puissance

Une fois les signaux filtrés, le programme sélectionne les bons événements. On calcule la puissance du signal après la filtration, en mettant au carré l'amplitude de chaque échantillon.

$$P \sim f^2 \quad (6.1)$$

Ensuite, on prend la somme cumulative sur la puissance. La présence d'un bon événement (figure 6.6) crée un changement important dans la pente de cette courbe. Un bruit de fond électronique serait plutôt constant dans le temps et la somme cumulative sur la puissance aurait plutôt l'allure d'une droite (figure 6.7). On soustrait donc de cette courbe une droite reliant 0 jusqu'à la somme maximale des échantillons et on met cette différence en valeur absolue. L'intégrale de cette dernière est prise et la coupure opère sur cette valeur.

$$diff = somme_cum(P) - droite \quad (6.2)$$

$$X = \frac{\int abs(diff)}{nb\text{échantillons}} \quad (6.3)$$

Il a été déterminé par expérimentation qu'une valeur raisonnable pour accepter un événement est de $X = 6.1E+04 \text{ mV}^2 / \text{échantillons}$, et qu'au moins la moitié des canaux dépasse ce seuil.

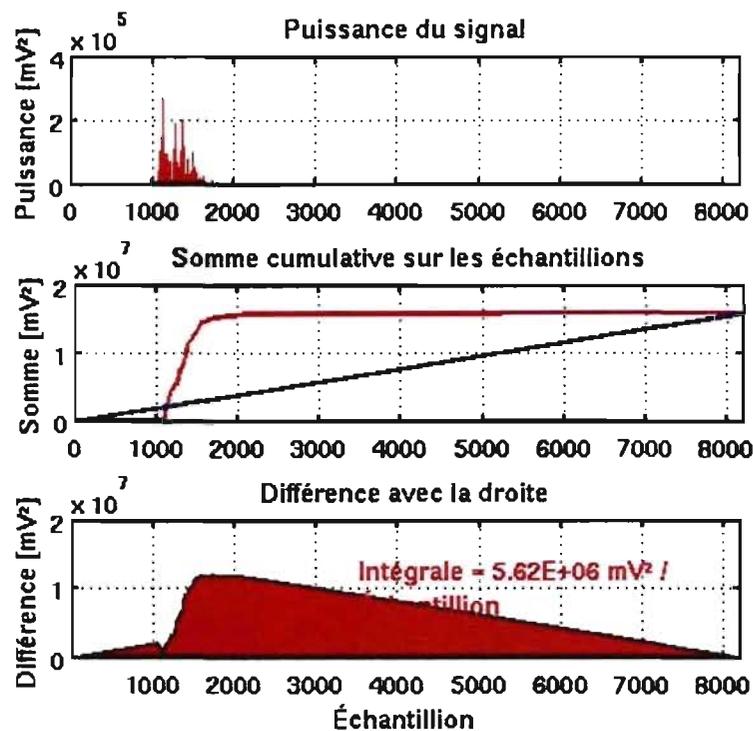


Figure 6.6 – Illustration de la coupure sur la puissance du signal filtré d'un événement causé par la nucléation d'une gouttelette.

6.2.3 Coupure sur les bruits électroniques

Puisque certains sursauts électroniques peuvent passer le test sur la puissance du signal filtré, une coupure supplémentaire a été incluse dans le programme. On remarque que le signal brut causé par ce type de bruit oscille peu et est présent dans la plupart des cas sur un seul canal. Cette caractéristique est exploitée simplement en prenant la

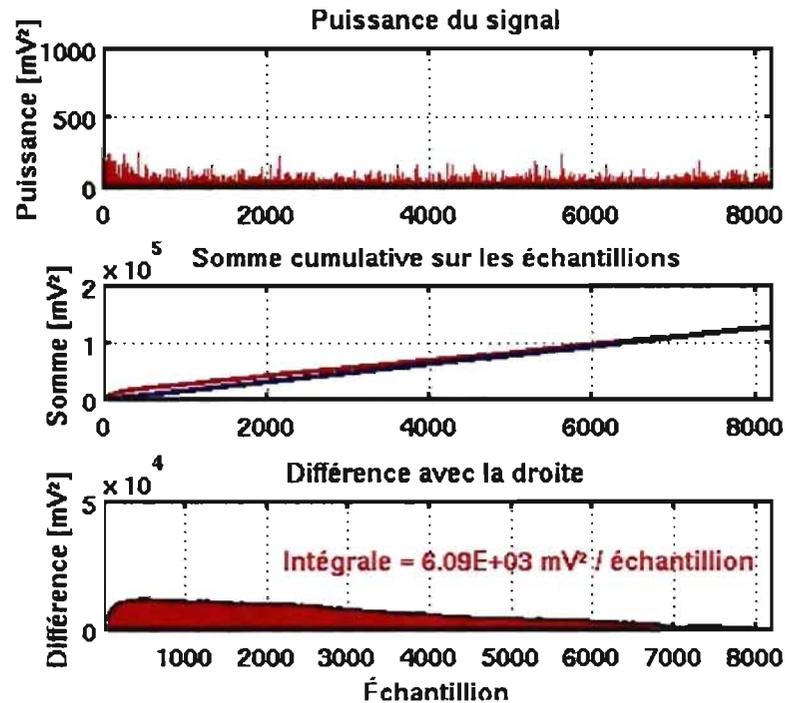


Figure 6.7 – Illustration de la coupure sur la puissance du signal filtré d'un événement causé par un bruit acoustique.

déviations standard sur les signaux non-filtrés de chaque canal et en faisant la somme.

$$X = \sum_{canaux}(\sigma) \quad (6.4)$$

La valeur adoptée pour couper un événement est de $X < 300$ mV.

6.2.4 Coupure sur le temps

Afin de mesurer un taux de comptage réel lors d'une expérience, il est nécessaire que chaque nucléation de gouttelette soit indépendante l'une de l'autre. Dans certains cas, il est possible qu'un événement dans le détecteur ait un effet mécanique important dans son voisinage au sein de la matrice de gel. De tels effets comprennent un déplacement de gaz actif entre le contenant et le gel, ou même la création de fractures dans le gel. Dans certains de ces cas, la vaporisation d'une gouttelette peut en engendrer d'autres. Il

est cependant possible de discriminer ces événements puisqu'ils se produisent dans un temps très rapproché par rapport au temps qui sépare habituellement deux événements non corrélés.

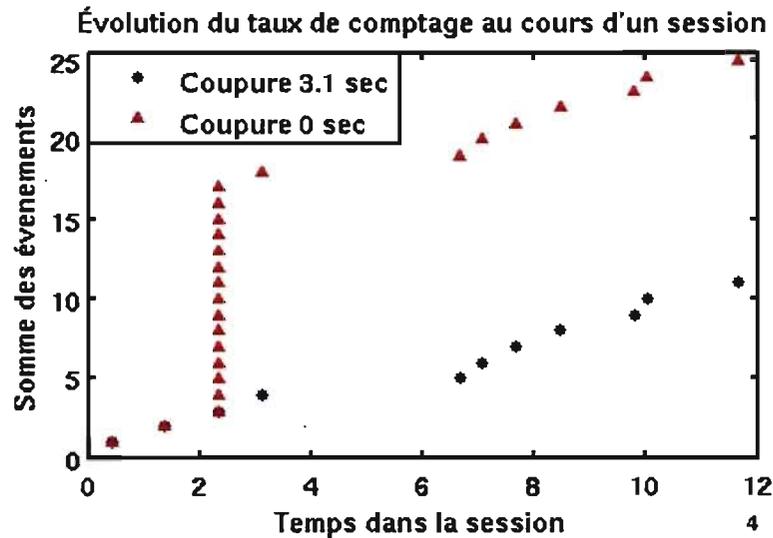


Figure 6.8 – Évolution du taux de comptage d'une session où survient une rafale d'événements. L'application de la coupure en temps de 3.1 secondes permet la suppression de cette chaîne d'événements.

La méthode employée pour couper ces événements consiste à créer un temps mort suite à chaque événement qui a passé la coupure en puissance et des sursauts électroniques. La valeur de cette coupure a été choisie par expérimentation en optimisant son efficacité, tout en minimisant le temps mort total que cette coupure cause sur l'expérience. La valeur retenue est de 3.1 secondes [35]. Le tableau 6.2 montre différentes valeurs possibles pour la coupure ainsi que le temps mort provoqué pour chacune d'entre elles. La figure 6.8 illustre graphiquement comment la coupure supprime une rafale d'événements.

6.3 Résultats de l'analyse

Autant pour les sessions d'acquisition de bruit de fond que pour celles d'étalonnage neutron, effectuées avec les deux générations de système d'acquisition données, la mé-

Tableau 6.2 – Temps mort en fonction de la coupure sur le temps estimé en considérant un détecteur avec un taux de comptage de 0.01 coups/h/g.

Coupure	Temps mort
1 sec.	0.02%
3 sec.	0.07%
30 sec.	0.67%
3 min.	4.0%
30 min.	40%

thode d'analyse décrite ci-dessus a été appliquée. Cette section présente les résultats de l'analyse tels que la valeur de la coupure sur la puissance ainsi qu'une comparaison des taux de comptage obtenus avec d'autres méthodes d'analyse.

6.3.1 Valeur de la coupure sur la puissance

Lors de l'application de la coupure sur la puissance, la valeur de cette coupure est moyennée sur les canaux et enregistrée pour chaque événement. Il est donc possible de visualiser l'efficacité de cette méthode et la pertinence du choix de la valeur seuil que doivent dépasser la moitié des canaux. La figure 6.9 illustre la distribution de la valeur de la coupure sur la puissance pour des sessions d'étalonnage neutron du détecteur 72, prises avec le système d'acquisition de 1^{ère} génération. De part et d'autre du seuil, deux distributions de signaux se dessinent et la valeur du seuil semble adéquatement choisie.

Les figures 6.10 et 6.11 montrent des données acquisitionnées avec le système de 2^e génération pour le détecteur 93, respectivement de bruit de fond et d'étalonnage neutron. On constate que pour ces données, il y a une plus grande abondance de signaux sous le seuil, créés par des bruits causés par le gain plus important des préamplificateurs de ce système. Il se dessine toutefois deux distributions bien séparées, ce qui laisse une souplesse dans le choix de la valeur seuil pour la coupure.

On peut constater avec ces histogrammes que l'emplacement des distributions change selon la température de la session d'acquisition. L'écart entre les signaux sélectionnés et les bruits semble suffisamment séparé pour que la coupure soit efficace pour un seuil

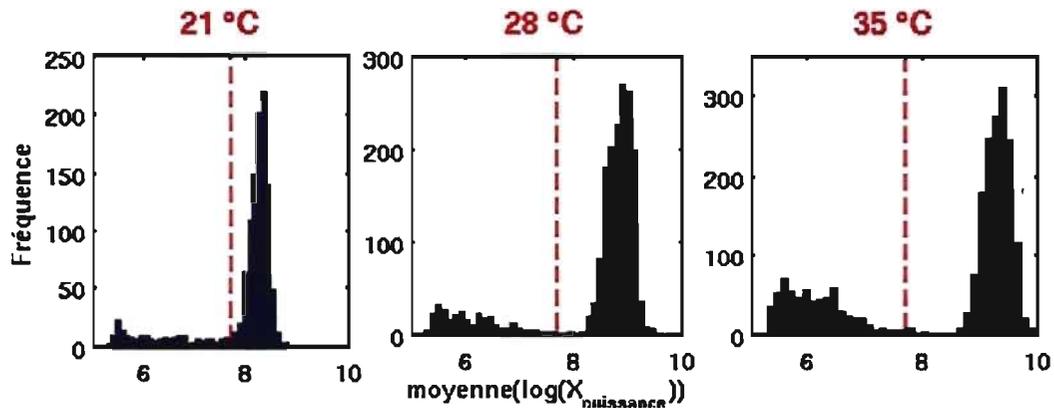


Figure 6.9 – Histogrammes comparant, pour 3 températures différentes, la valeur moyenne du logarithme de la valeur de la coupure sur la puissance des canaux du détecteur 72. Les données proviennent de sessions d’acquisition d’étalonnage avec la source neutron (Cf), prises avec le système d’acquisition de données de 1^{ère} génération. La ligne rouge pointillée correspond au seuil d’acceptance que doivent dépasser la moitié des canaux.

fixe. Il serait cependant intéressant de créer une coupure sur la puissance qui serait dépendante de la température dans le cadre d’un projet d’analyse futur.

6.3.2 Comparaison

Il existe dans la collaboration PICASSO deux autres cadres d’analyse qui ont été développés indépendamment à *mtl_analysis* qui a été décrit dans ce chapitre : la coupure sur la *qualité* de Razvan Gornea, décrite dans [35] et le programme *isBubble* de l’Université de Queen’s, décrite dans [4]. Nous présentons ici une comparaison des taux de comptage obtenus avec les différentes méthodes d’analyse pour le détecteur 72 (DAQ 1^{ère} génération) (figure 6.12) ainsi que le détecteur 93 (DAQ 2^e génération) (figure 6.13).

Ces comparaisons montrent que pour les 3 méthodes d’analyse indépendantes et pour les deux générations des systèmes d’acquisition de données, les résultats des taux de comptage sont compatibles. Ceci met en évidence que les signaux causés par la nucléation d’une gouttelette sont facilement discriminables des bruits acoustiques ou électroniques. Ces données ont aussi été confirmées par la sélection des événements par

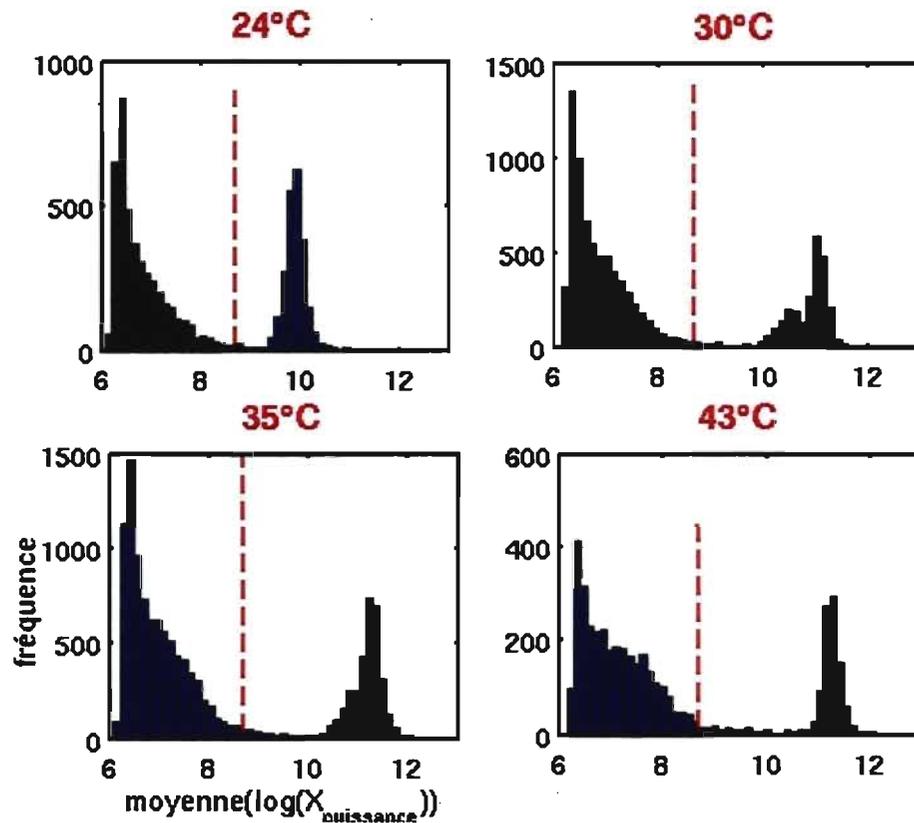


Figure 6.10 – Histogrammes comparant, pour 4 températures différentes, la valeur moyenne du logarithme de la valeur de la coupure sur la puissance des canaux du détecteur 93. Les données proviennent de sessions d’acquisition de bruit de fond à SNOLAB, prises avec le système d’acquisition de données de 2^e génération. La ligne pointillée rouge correspond au seuil d’acceptance que doivent dépasser la moitié des canaux.

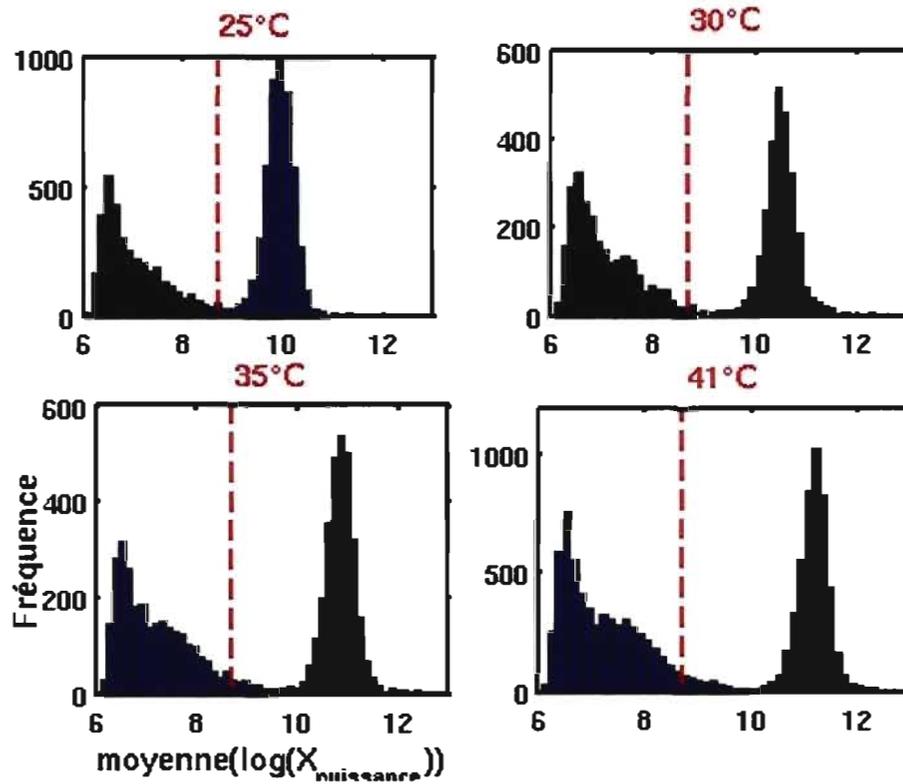


Figure 6.11 – Histogrammes comparant, pour 4 températures différentes, la valeur moyenne du logarithme de la valeur de la coupure sur la puissance des canaux du détecteur 93. Les données proviennent de sessions d’acquisition d’étalonnage avec la source neutron (AmBe), prises avec le système d’acquisition de données de 2e génération. La ligne rouge pointillée correspond au seuil d’acceptance que doivent dépasser la moitié des canaux.

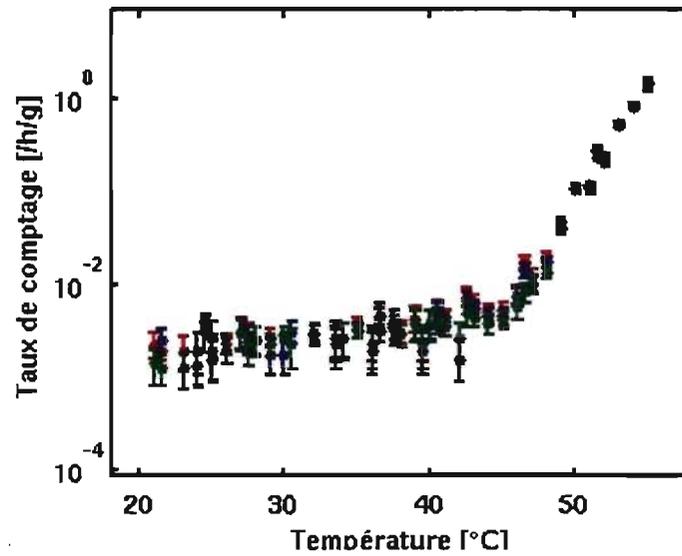


Figure 6.12 – Comparaison des résultats de sélection d'événements entre le programme mtl_analysis (en rouge), isBubble (en bleu) et le programme Razvan (en vert), pour le détecteur 72. Système d'acquisition de données de 1^{ère} génération.

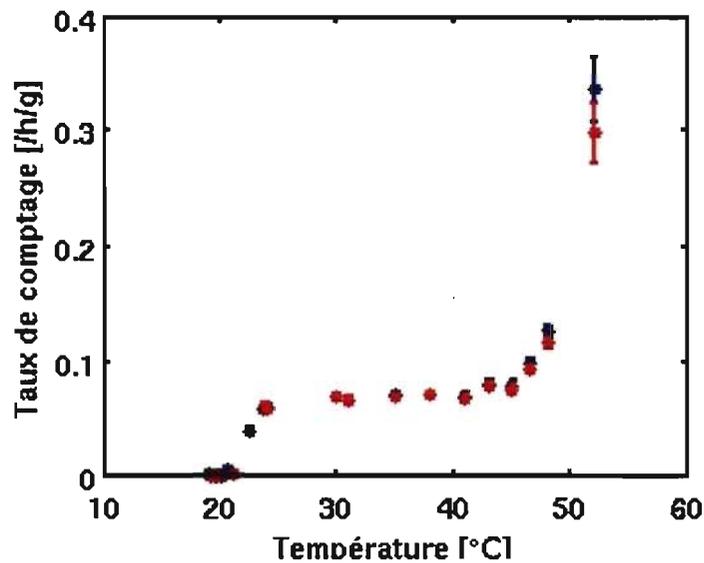


Figure 6.13 – Comparaison des résultats de sélection d'événements entre le programme isBubble (en bleu) et le programme mtl_analysis (en rouge), pour le détecteur 93. Système d'acquisition de données de 2^e génération.

l'analyse visuelle des signaux.



CHAPITRE 7

DISCRIMINATION ENTRE LES RECVLS NUCLÉAIRES ET LES PARTICULES ALPHA

Dans le cadre de l'analyse des données et de la caractérisation de la réponse des détecteurs, il était d'abord convenu que les signaux acoustiques enregistrés lors de la nucléation d'une gouttelette ne contenaient pas d'information quant à la cause primaire de la vaporisation du liquide actif. En comparant les données recueillies lors de sessions d'étalonnage neutron et de bruit de fond, une différence notable entre les amplitudes moyennes des signaux a pourtant été identifiée. Le pic de la distribution d'amplitude des événements survenant dans les sessions de bruit de fond se trouve à une plus grande amplitude que celui des données d'étalonnage neutron [15, 31].

Ce chapitre présente les différentes étapes d'analyse permettant d'observer ce phénomène. De plus, quelques arguments seront discutés afin de soutenir le fait que cette différence dans les distributions d'amplitude est un effet réel qui pourrait permettre une discrimination puissante entre les événements causés par les particules alpha et les reculs nucléaires. Finalement, l'effet observé sera interprété physiquement et la discrimination sera appliquée sur les données de bruit de fond.

7.1 Amplitudes brutes

On peut observer l'effet de ce phénomène permettant de différencier les reculs nucléaires et les particules alpha en regardant les distributions d'amplitudes brutes des détecteurs. Dans les sessions d'étalonnage neutron et de bruit de fond, pour chaque événement retenu par les coupures de *mtl_analysis*, les maximums d'amplitude de chaque canal sont moyennés et compilés sous forme d'histogrammes. Les figures 7.1 et 7.2 montrent ces distributions pour les détecteurs 71 et 93 respectivement.

Pour les données du détecteur 71, les distributions des deux types de sessions sont

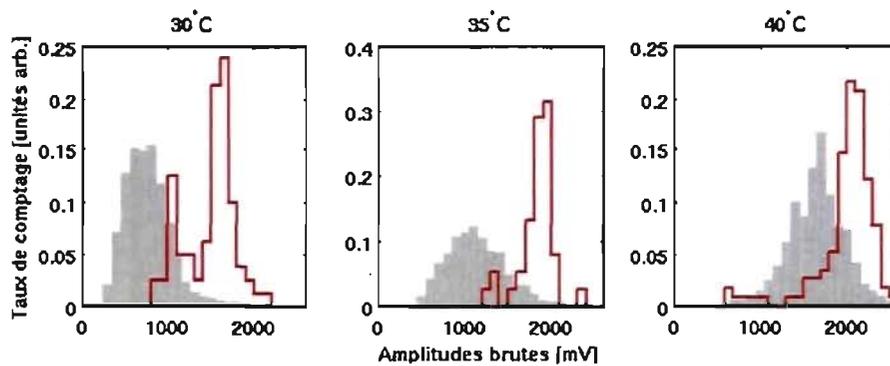


Figure 7.1 – Distributions d’amplitudes brutes pour les sessions d’étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 71 à diverses températures.

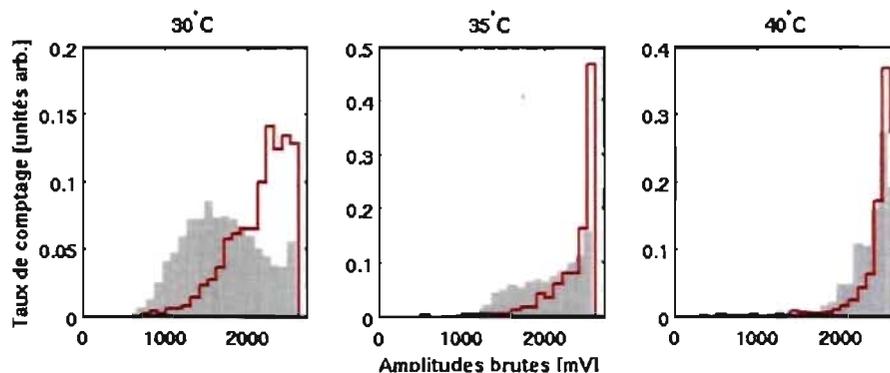


Figure 7.2 – Distributions d’amplitudes brutes pour les sessions d’étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 93 à diverses températures.

clairement discernables. Dans le cas du détecteur 93, la saturation des amplitudes qui survient à plus haute température provoque une perte d'information qui rend problématique le discernement des deux distributions.

7.2 Amplitudes filtrées

Il est convenu que la partie rapide du signal, composée de hautes fréquences, contient les informations importantes sur la nucléation de la gouttelette. La partie résonnante du signal, composée de basses fréquences, reflète plutôt la vibration de la bulle dans le gel après la nucléation et ne contient pas d'informations utilisables pour décrire les premiers instants de la formation de la protobulle. De plus, c'est la composante en basses fréquences de la forme d'onde qui sature le signal. Il est donc possible d'éliminer la saturation et d'augmenter la qualité de la discrimination en prenant des distributions d'amplitudes filtrées avec le filtre passe-haut du programme d'analyse (chapitre 6), avec une fréquence passe-bande de 18kHz. Les figures 7.3 et 7.4 montrent ces distributions pour les détecteurs 71 et 93 respectivement.

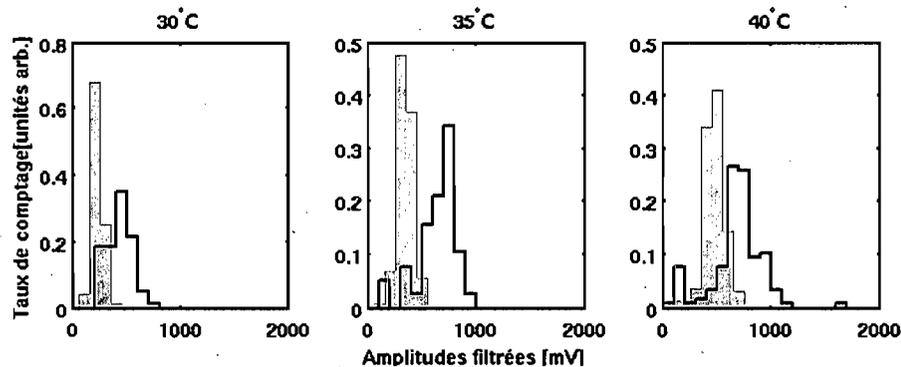


Figure 7.3 – Distributions d'amplitudes filtrées pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 71 à diverses températures.

Il est possible de constater que la séparation des distributions est visible pour les deux détecteurs et les trois températures. La filtration des signaux permet donc la suppression de la saturation.

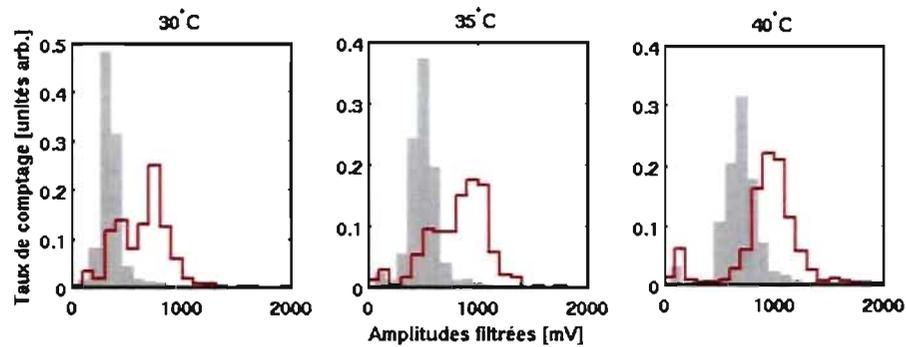


Figure 7.4 – Distributions d’amplitudes filtrées pour les sessions d’étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 93 à diverses températures.

7.2.1 Effet de la variation des paramètres du filtre

On peut se demander si le choix de la valeur de la bande passante du filtre a un impact sur le résultat final. Celle-ci a été choisie à 18kHz afin de supprimer arbitrairement les plus basses fréquences, sans pour autant compromettre l’intensité du signal. Les distributions d’amplitudes ont donc été réeffectuées en variant légèrement la valeur de la bande passante du filtre. La figure 7.5 montre les résultats de ce test sur les données du détecteur 93 à 35°C.

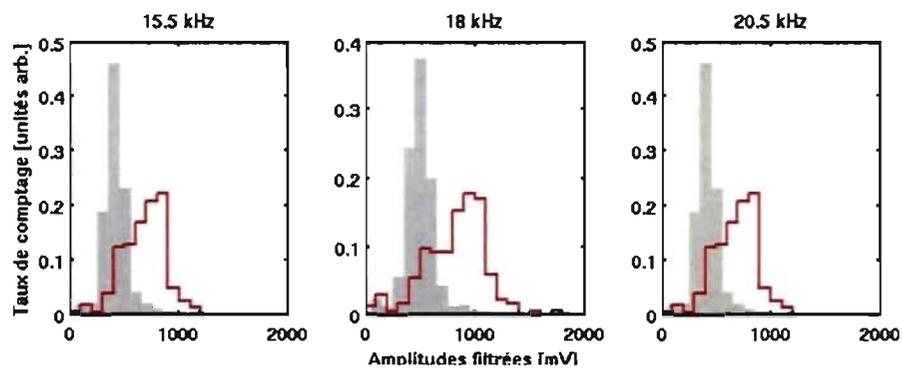


Figure 7.5 – Effet de la variation de la valeur de la bande passante du filtre sur les amplitudes du détecteur 93 à 35°C pour les sessions d’étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert).

On peut voir à ces distributions que le choix précis de la valeur de la bande passante a

un effet négligeable. L'important est donc de couper la composante en basses fréquences des signaux ; le passe-haut à 18kHz demeure alors un choix justifié.

7.3 Valeur de la coupure sur la puissance

On peut générer ce type d'histogrammes avec la valeur de la coupure sur la puissance décrite dans le chapitre 6. Les figures 7.6 et 7.7 montrent ces distributions pour les détecteurs 71 et 93 respectivement. Les données proviennent de tous les événements des sessions, où la ligne rouge pointillée correspond à la valeur seuil que doivent excéder au moins la moitié des canaux.

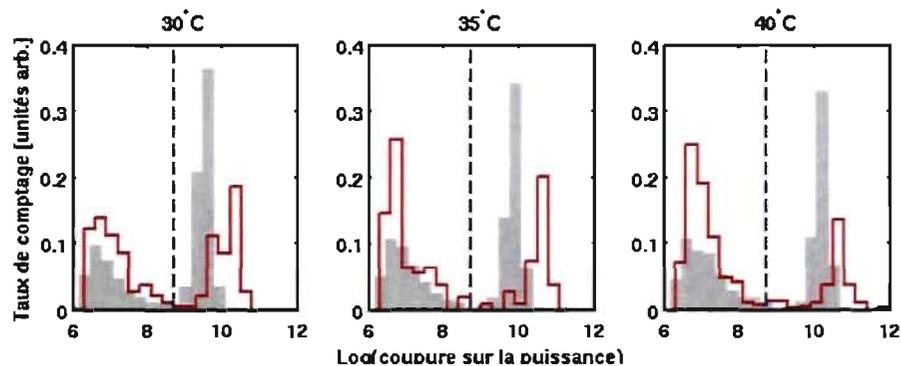


Figure 7.6 – Distributions des valeurs de coupure sur la puissance pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 71 à diverses températures.

Comme dans le cas des distributions d'amplitudes brutes et filtrées, on constate que les pics des sessions d'étalonnage neutron et de bruit de fond sont discernables. Les maximums d'amplitudes et la puissance des signaux sont donc reliés et la discrimination est aussi possible avec la valeur de la coupure sur la puissance des événements.

7.4 Distributions uniformisées avec l'algorithme de localisation

Lors des sessions de bruit de fond, le taux de comptage est dominé par la contamination interne en émetteurs alpha. Cette contamination est répartie uniformément dans le

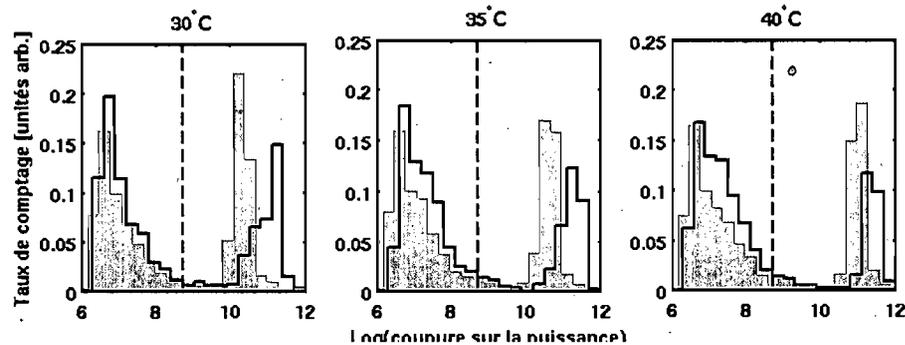


Figure 7.7 – Distributions des valeurs de coupure sur la puissance pour les sessions d'étalonnage neutron (ombragé) et de bruit de fond (ouvert) pour le détecteur 71 à diverses températures.

gel et les gouttelettes. On s'attend donc à ce que les événements soient distribués de manière homogène dans le détecteur. En ce qui concerne les sessions d'étalonnage neutron, l'atténuation du flux de neutron dans les différents matériaux du détecteur, ainsi que l'effet d'angle solide, ont pour effet de concentrer les événements causés par les neutrons dans la zone la plus rapprochée de la source. Afin de vérifier si cette inhomogénéité pourrait mener à une différence dans les amplitudes, l'algorithme de localisation décrit dans le chapitre 5 a été appliqué pour créer une distribution d'événements homogènes dans une session d'étalonnage neutron. Les résultats sont visibles dans la figure 7.8, où les données proviennent du détecteur 72 à 35°C. La courbe bleue correspond à la distribution obtenue en comptant tous les événements de la session, tandis que la courbe rouge correspond au résultat obtenu en générant, à partir de ces événements, une distribution spatialement homogène.

On peut constater que les deux distributions sont compatibles et que l'effet d'inhomogénéité a peu d'effet sur le résultat final. Cette hypothèse peut donc être rejetée.

7.5 Dépendance dans le temps

Typiquement, les sessions d'étalonnage neutron produisent environ 1200 bulles. Pour les sessions de bruit de fond, le nombre de bulles varie d'un détecteur à l'autre et se situe à environ 20 pour le détecteur 71 et à 200 pour le détecteur 93. La plus grande

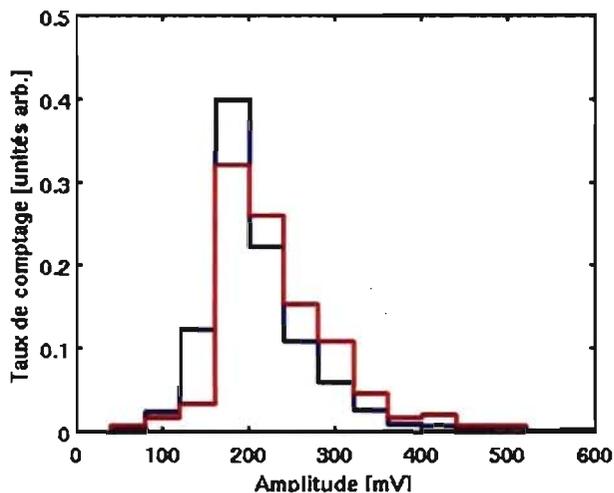


Figure 7.8 – Distributions d’amplitudes du détecteur 72 lors de sessions d’étalonnage neutron à 35°C en considérant tous les événements (en bleu) et avec une sélection d’événements spatialement uniformes (en rouge).

concentration de bulles de gaz dans le gel pourrait influencer la propagation du son et avoir un impact sur les amplitudes mesurées. Afin de vérifier cette hypothèse, les sessions d’étalonnage neutron ont été subdivisées en tranches de 200 événements et leurs distributions d’amplitudes comparées dans le temps. Les distributions d’amplitudes des 200 premiers événements pour les deux types de sessions ont aussi été comparées. Ces résultats sont représentés dans la figure 7.9, où les points correspondent à la position du pic d’amplitude et les barres d’erreur à la largeur à mi-hauteur des distributions.

Bien que le pic de la distribution d’amplitude semble diminuer légèrement au cours de la session d’étalonnage neutron, l’effet est petit par rapport à la séparation des distributions des deux types de session. La présence importante de bulles lors de session d’étalonnage neutron ne semble pas avoir provoqué d’effet significatif sur l’atténuation des amplitudes.

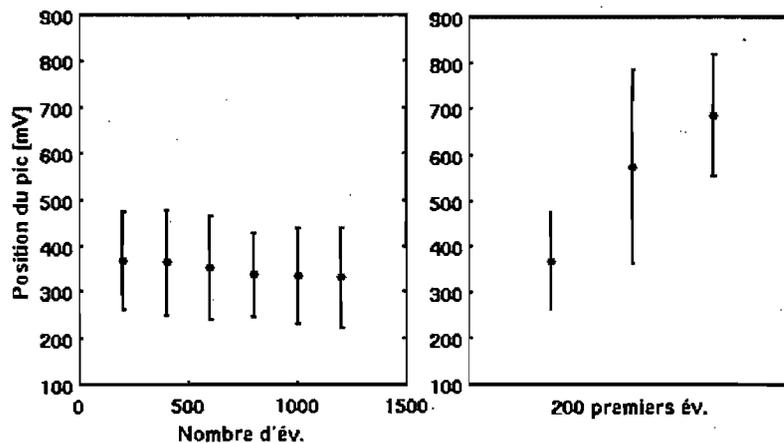


Figure 7.9 – À gauche : position du pic de la distribution d’amplitudes filtrées par tranches de 200 événements pour les sessions d’étalonnage neutron du détecteur 93 à 30°C. À droite : position du pic des 200 premiers événements pour les sessions d’étalonnage neutron (en bleu), les sessions de bruit de fond (en vert), et les sessions de bruit de fond en considérant seulement le deuxième pic de plus haute amplitude (en rouge), pour le même détecteur et la même température. Les barres d’erreur correspondent à la largeur à mi-hauteur des pics.

7.6 Neutrons et alphas dans une même session

Au cours de l’année 2007, on a effectué une période d’étalonnage des détecteurs avec la source neutron d’AmBe. Pour ces sessions, la source était située à l’extérieur du TPCS, loin des détecteurs. Pour certains détecteurs avec des niveaux de contamination interne élevés, tel que le 93, le taux d’événements causés par les neutrons était comparable au bruit de fond. En utilisant ces données, il est possible de créer des histogrammes de distribution d’amplitudes pour voir si l’effet est observable au sein d’une même session, afin d’éliminer toute autre hypothèse mettant en doute la condition où se trouvent les détecteurs entre deux sessions différentes. Ces résultats sont illustrés dans la figure 7.10 pour la détecteur 93 à diverses températures. On peut voir que les distributions d’amplitudes filtrées semblent toujours être composées de deux pics, qui se combinent à plus haute température.

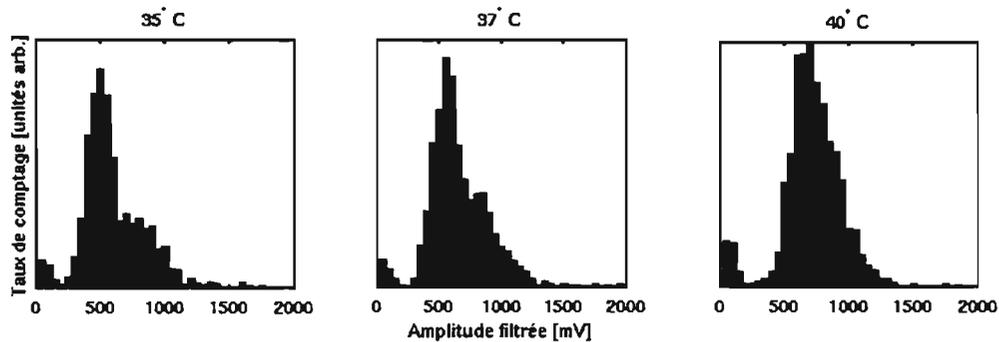


Figure 7.10 – Distributions d’amplitudes filtrées pour le détecteur 93 à diverses températures lors de sessions d’étalonnage neutron avec la source loin du détecteur.

7.7 Interprétation des résultats

Quand un neutron cause le recul d’un noyau suite à une collision dans le liquide actif, il y a formation d’une protobulle dans la gouttelette si les conditions de Seitz sont remplies. Dans les quelques premières microsecondes, la partie rapide du signal acoustique renferme l’empreinte de cette unique nucléation. Dans le cas des particules alpha, leur portée est plus courte que le rayon moyen des gouttelettes ($\sim 200\mu\text{m}$) et peuvent déposer de l’énergie tout au long. Il peut donc y avoir formation de protobulles à multiples endroits le long de la trajectoire de la particule alpha, ce qui pourrait créer une plus forte intensité du signal. Puisqu’il y a une probabilité que la trace d’une particule alpha ne produise qu’une seule protobulle, on observe dans les histogrammes de bruit de fond un premier pic à la position des neutrons.

7.8 Efficacité de la coupure

Les tableaux 7.1 et 7.2 montrent, pour les détecteurs 71 et 93 respectivement, les valeurs de la coupure sur les événements des sessions de bruit de fond. Une fonction gaussienne a été ajustée sur les histogrammes de données neutron, où la position du pic ainsi que la déviation standard (σ) sont données dans les tableaux. La valeur de la coupure est calculée pour qu’elle couvre 95% de la distribution des neutrons, c’est-à-dire

1.64 σ . La proportion d'événements rejetés après la coupure est donnée dans la dernière colonne.

Tableau 7.1 – Valeur et efficacité de la coupure sur les données de bruit de fond du détecteur 71.

Temp. [°C]	Pic [mV]	σ [mV]	Coupure [mV]	Eff. [%]
30	224.1	40.71	290.86	70
35	338.7	60.9	438.58	84.2
40	469.7	78.51	598.46	65.5

Tableau 7.2 – Valeur et efficacité de la coupure sur les données de bruit de fond du détecteur 93.

Temp. [°C]	Pic [mV]	σ [mV]	Coupure [mV]	Eff. [%]
30	331.6	59.62	429.38	71.6
35	491.2	94.31	645.87	69.3
40	688	122	888.08	57.5

Pour ces températures, la valeur moyenne de l'efficacité de la coupure est de 70%. Une telle réduction du bruit de fond des détecteurs pourrait mener à des limites d'exclusion près de deux fois meilleures.

CHAPITRE 8

MESURES DE BRUIT DE FOND À SNOLAB

Depuis le mois de septembre 2006, des données de bruit de fond (BDF) sont recueillies avec le détecteur PICASSO à SNOLAB. D'abord constitué de 4 modules de détection, il en compte maintenant 16 actifs sur un total planifié de 32. Ce chapitre présente les différents résultats de mesures de bruit de fond, qui seront éventuellement utilisés pour calculer les limites d'exclusion du neutralino dans le chapitre 9.

8.1 Méthode

Le contrôle de la température et de la pression ainsi que le déclenchement des sessions d'acquisition peuvent être effectués à distance par l'opérateur. Pour les mesures de bruit de fond, la méthode généralement admise consiste en une session d'acquisition de 40 heures, suivie d'une recompression des modules pour une période de 15 heures. Pour les hautes températures, où le détecteur est sensible au rayonnement gamma, la limite maximale d'événements par module est de 3000. Les périodes de recompression sont aussi utilisées pour permettre les transitions de température au sein des TPCS. Durant la période où les mesures ont été effectuées avec le système DAQ de 1^{ère} génération, la température des modules était changée à presque toutes les sessions et plus de 38 températures différentes ont été choisies pour mesurer le bruit de fond dans le but de bien comprendre la forme de la réponse obtenue. Dans la période suivante où les mesures ont été prises avec le DAQ de 2^e génération, on a ensuite décidé de maintenir la température stable durant plusieurs sessions afin de diminuer les effets indésirables des changements de température sur les composantes électroniques. Il a aussi été convenu d'effectuer la prise des données sur un nombre réduit de températures différentes, afin d'optimiser la qualité des résultats d'exclusion du neutralino [36].

8.2 DAQ 1^{ère} génération

La période d'utilisation du DAQ de 1^{ère} génération s'étale de septembre 2006 à juin 2007 et compte 114.6 jours d'opération en mode BDF, c'est-à-dire environ 39% du temps total. Durant cette période, un seul TPCS était actif et 8 détecteurs ont été mesurés par alternance. La figure 8.1 montre la température de ce TPCS en fonction du numéro d'identification de la session d'acquisition. Il est possible de voir 5 grands cycles de température, de 21°C à 55°C. Les résultats de taux de comptage pour ces sessions sont visibles sommairement dans le tableau 8.1, et en détails pour 3 détecteurs dans la figure 8.2.

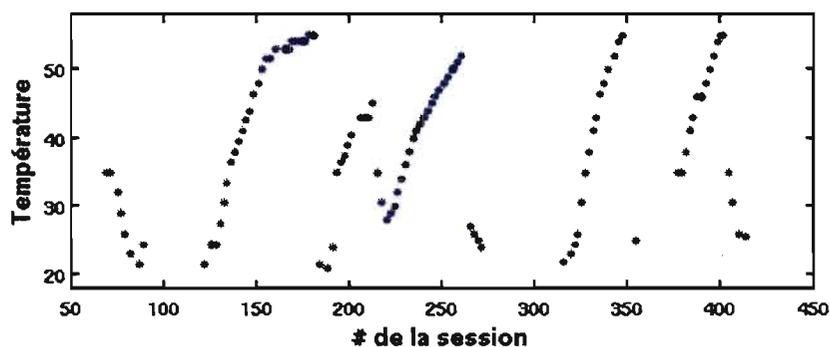


Figure 8.1 – Température du TPCS 1 en fonction du numéro de la session d'acquisition, avec le DAQ de 1^{ère} génération.

Les meilleures performances de faible bruit de fond appartiennent aux détecteurs 71 et 72. Pour les détecteurs ayant un taux de comptage plus élevé tel que le 76, la forme de la réponse alpha est similaire à celle du détecteur contaminé au ^{226}Ra et indique donc une contamination des émetteurs alpha situés à l'intérieur ou sur les parois des gouttelettes.

8.3 DAQ 2^e génération

Au cours du mois de juin 2007, le système d'acquisition de données a été mis à niveau avec l'installation du DAQ de 2^e génération. Jusqu'à présent, l'opération en mode BDF totalise 108.5 jours, pour une proportion de 30% du temps total. Pour les 4 premiers mois, seul le TPCS 1 était actif, avant l'installation du 2^e TPCS. La température

Tableau 8.1 – Détecteurs ayant participé aux mesures de bruit de fond avec le DAQ de 1^{ère} génération, masse active, résultats du taux de comptage et exposition.

#	Nom	Masse active [g]	BDF au plateau [/h/g]	Exposition [kg.j]
70	Mb_A05_509_070	82.1±0.5	0.020±0.005	2.99
71	Mb_A05_509_071	81.5±0.5	0.010±0.003	9.34
72	Mb_A05_511_072	86.4±0.5	0.005±0.002	9.89
73	Mb_A05_511_073	88.6±0.5	0.040±0.005	3.22
75	Mb_A05_606_075	85.2±0.5	0.35±0.02	7.83
76	Mb_A05_606_076	92.5±0.5	0.35±0.02	8.75
77	Mb_A05_606_077	91±1	0.35±0.02	1.25
78	Mb_A05_606_078	91±1	0.35±0.02	1.25

d'opération du TPCS 1 est illustrée en fonction du numéro de la session d'acquisition dans la figure 8.3. On peut y constater le choix plus restreint de températures ainsi que le maintien de la même température pour plusieurs sessions consécutives, typiquement 4 sessions. Les résultats de taux de comptage pour ces sessions sont visibles sommairement dans le tableau 8.2 et en détails pour 4 détecteurs dans la figure 8.4.

Tableau 8.2 – Détecteurs ayant participé aux mesures de bruit de fond avec le DAQ de 2^e génération, masse active, résultats du taux de comptage et exposition.

#	Nom	Masse active [g]	BDF au plateau [/h/g]	Exposition [kg.j]
70	Mb_A05_509_070	82.1±0.5	0.020±0.005	6.6
71	Mb_A05_509_071	81.5±0.5	0.010±0.003	8.22
72	Mb_A05_511_072	86.4±0.5	0.005±0.002	8.16
93	Mb_A05_703_093	91±0.5	0.07±0.01	9.12
94	Mb_A05_703_094	82±3	0.17±0.02	6.59
99	Ng_A05_705_099	64.8±1	0.02±0.01	6.49
106	Mg_A05_707_106	53.5±0.5	0.008±0.002	4.26
108	Mg_A05_707_108	47.7 ±1	0.005±0.002	3.84

On peut constater que les niveaux de bruit de fond varient beaucoup d'un détecteur à l'autre. Les détecteurs 71 et 72 ont conservé leurs bonnes performances et les détecteurs

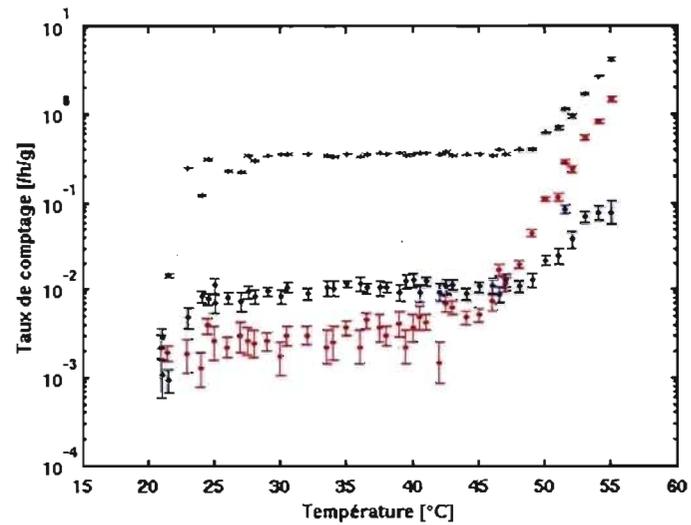


Figure 8.2 – Résultats de l'analyse du taux de comptage lors de mesures de bruits de fond avec le DAQ de 1^{ère} génération pour le détecteur 72 (en rouge), le détecteur 71 (en bleu) et le détecteur 76 (en vert).

sans sel 106 et 108 ont aussi un faible niveau de bruit de fond.

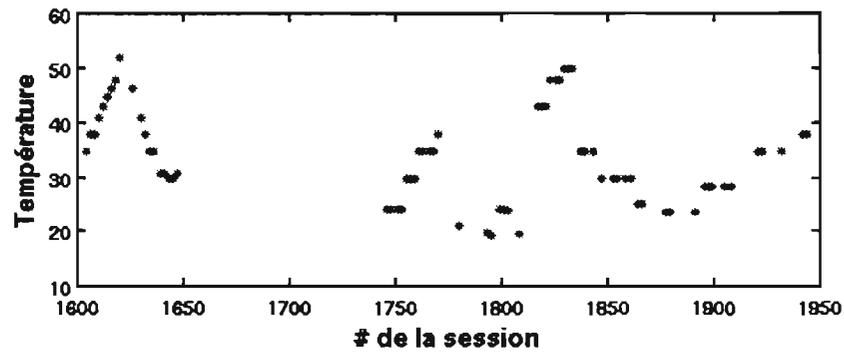


Figure 8.3 – Température du TPCS 1 en fonction du numéro de la session d’acquisition, avec le DAQ de 2^e génération. La période sans mesures de bruit de fond entre les sessions 1650 et 1750 correspond à une expérience d’étalonnage neutron [8].

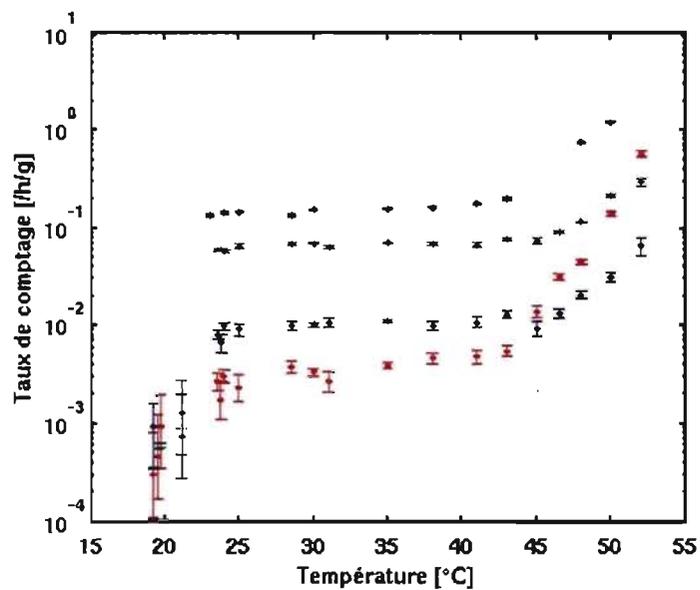


Figure 8.4 – Résultats de l’analyse du taux de comptage lors de mesures de bruits de fond avec le système d’acquisition de données de 2^e génération pour le détecteur 72 (en rouge), le détecteur 71 (en bleu), le détecteur 93 (en vert) et le détecteur 94 (en noir).

CHAPITRE 9

EXCLUSION DU NEUTRALINO

Les limites d'exclusion sont les résultats qui sont habituellement communiqués à la communauté scientifique et reflètent la sensibilité d'une expérience au neutralino. Ce chapitre décrit les étapes nécessaires au calcul des limites d'exclusion du neutralino à 90% de niveau de confiance, dans le secteur dépendant du spin, pour l'expérience PICASSO. En sélectionnant les données intéressantes recueillies lors des sessions de bruit de fond vues dans le chapitre 8, et en faisant des ajustements aux différentes contributions de bruit de fond (chapitre 5) et à la réponse attendue du neutralino (chapitre 3), il est possible d'obtenir le résultat de la sensibilité actuelle de l'expérience. Les limites de la phase-1 sont également recalculées pour les comparer avec celles publiées dans le *Phys. Lett. B* en 2005 [18], dans le but de vérifier la démarche employée.

9.1 Sélection des données pour l'exclusion

Pour les ajustements, il est essentiel d'avoir une collection de données de bruit de fond de confiance. Les sessions d'acquisition où les conditions environnantes, telles que la pression ou la température, étaient instables doivent être rejetées. Les sessions où il y a des raisons de croire que le système électronique n'était pas en bon état de fonctionnement doivent également être rejetées.

9.1.1 Phase-1

Les données de la phase précédente de l'expérience PICASSO n'étant pas compatibles avec le cadre d'analyse *mtl_analysis*, les taux de comptage bruts n'ont pas été analysés de nouveau, mais plutôt prélevés de l'analyse précédente. Le jeu de données est composé de trois détecteurs de 1L, avec une masse active totale de 20 ± 2 g, et une exposition de 2 kg·jours.

9.1.2 Phase-2

Puisqu'il y a eu deux systèmes d'acquisition de données différents lors de la phase actuelle de l'expérience, les jeux de données de ces deux périodes sont traités indépendamment pour un même détecteur. Ces systèmes ont une efficacité de déclenchement différente causée par des préamplificateurs munis de gains différents. Ces jeux de données ont donc des erreurs systématiques différentes.

9.1.2.1 DAQ de 1^{ere} génération

Parmi les 8 détecteurs ayant pris des données dans la mine avec le DAQ de 1^{ere} génération, les détecteurs 71 et 72 ont été ceux avec les meilleures performances de bas bruit de fond. Toutes les sessions ne pourront cependant pas être utilisées. Durant l'opération de ce système, les amplitudes ont graduellement diminué au cours du temps, jusqu'à entraîner un problème sérieux de déclenchement du DAQ. Les séjours prolongés à des températures plus hautes que 50°C ont causé l'évaporation du gel couplant acoustiquement les senseurs piézoélectriques avec le contenant des modules. Ces températures extrêmes ont aussi engendré la dégradation progressive des préamplificateurs. Un autre problème est survenu avec la recompression de ces détecteurs. Suite à l'apparition de fissures sur les parois de certains contenant n'ayant pas été usinés convenablement, la recompression du détecteur est effectuée à 6.5 bar, plutôt qu'à 9 bar comme le système a été conçu au départ. La pression de vapeur du C₄F₁₀ étant supérieure à 5.5 bar à partir de 49°C, les gouttelettes n'ont pas pu être recomprimées suffisamment et le gel a pu subir des dommages, compromettant la qualité des données. Ces différents problèmes nous obligent à rejeter une partie des données des détecteurs 71 et 72. Il a été convenu d'utiliser comme jeu de données de confiance les sessions provenant des 3 premiers grands cycles de température. Il s'agit des sessions 69 à 271. De plus, comme la réponse gamma ne sera pas ajustée sur les données, aucune session avec une température supérieure à 45°C ne seront utilisées. Le tableau 9.1 présente l'exposition des détecteurs pour cette période de temps.

Tableau 9.1 – Détecteurs et expositions pour l'exclusion du neutralino avec les données du DAQ de 1^{ère} génération.

Détecteur	Exposition
Mb_A05_509_071	4.4 kg·jours
Mb_A05_511_072	4.7 kg·jours

9.1.2.2 DAQ de 2^e génération

Les détecteurs ayant montré les meilleures performances avec le DAQ de 2^e génération sont encore le 71 et le 72. Même si les détecteurs sans sel ont aussi montré de très faibles taux de comptage, leur réponse n'est encore bien comprise et conduit à de mauvais ajustements, ce qui rend l'exclusion impossible. Les autres détecteurs qui ont pris des données durant cette période ont tout simplement trop de bruit de fond pour contribuer à de bonnes limites d'exclusion. Le tableau 9.2 présente l'exposition des détecteurs pour cette période de temps.

Tableau 9.2 – Détecteurs et expositions pour l'exclusion du neutralino avec les données du DAQ de 2^e génération.

Détecteur	Exposition
Mb_A05_509_071	6.5 kg·jours
Mb_A05_511_072	6.8 kg·jours

9.2 Ajustement des données

Les deux réponses alpha et la réponse du neutralino sont ajustées sur les données de taux de comptage en procédant à une minimisation du χ^2 [24] :

$$\chi^2(\theta) = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - F(x_i; \theta))^2}{\sigma_i^2} \quad (9.1)$$

où θ est l'ensemble des paramètres d'ajustement. Ceci est effectué à l'aide de la librairie MINUIT dans ROOT [38]. Pour une masse donnée du neutralino, sa réponse est

fixée à différentes valeurs de section efficace pendant qu'on laisse varier librement les réponses alpha, qui sont toutefois contraintes à être positives. Le χ^2 est pris pour chaque valeur de la section efficace et on trouve le meilleur ajustement au minimum du χ^2 [45]. La figure 9.1 illustre la variation du χ^2 avec la section efficace. La valeur de l'erreur statistique 1σ sur l'ajustement est trouvée en prenant un $\Delta\chi^2 = 1$. Cette opération est ensuite répétée pour toutes les masses du neutralino.

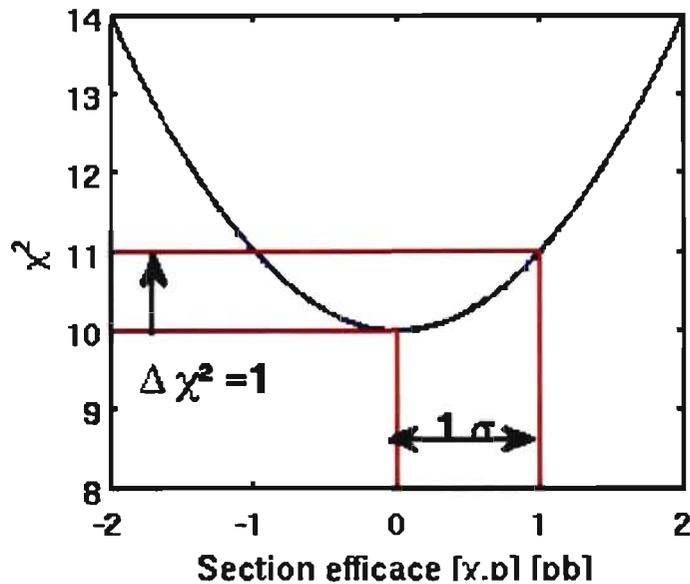


Figure 9.1 – Illustration de la méthode employée pour déterminer graphiquement la valeur de 1σ du paramètre de l'ajustement à partir de la variation du χ^2 .

9.3 Détermination du niveau de confiance à 90%

Les limites d'exclusions du neutralino sont habituellement données par la borne supérieure du niveau de confiance à 90%. Si on considère le cas de la valeur estimée x d'une valeur réelle μ distribuée comme une gaussienne avec une variance σ^2 , on construit l'intervalle de confiance $1 - \delta$ comme [24] :

$$1 - \alpha = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{\mu-\delta}^{\mu+\delta} e^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2} dx = \text{erf} \left(\frac{\delta}{\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (9.2)$$

ce qui correspond à la probabilité que μ soit inclus dans $x \pm \delta$. Différentes valeurs de δ sont données dans le tableau 9.3. La valeur de la borne supérieure du niveau de confiance à 90% sera donc calculée en prenant 1.64σ .

Tableau 9.3 – Valeurs des intervalles δ pour différents niveaux de confiance $1 - \alpha$.

$\alpha(\%)$	δ
20	1.28σ
10	1.64σ
5	1.96σ
1	2.58σ
0.1	3.29σ
0.01	3.89σ

Cette méthode de calcul des intervalles de confiance peut parfois être problématique lorsque la valeur véritable qu'on estime (dans notre cas la section efficace du neutralino) est contrainte à être positive. En effet, il y a une certaine probabilité qu'on mesure un signal négatif. Si on applique les calculs tel que décrit plus haut, non seulement les limites pourraient-elles être trop optimistes, mais pire encore elle pourraient devenir négatives, ce qui n'aurait pas de sens du point de vue physique. Il existe différentes méthodes pour corriger les intervalles de confiance lorsque la valeur estimée devient négative. Une première méthode consisterait tout simplement à ramener les points négatifs à zéro. Cette méthode est conservatrice et pourrait mener à un résultat un peu pessimiste quant à la sensibilité réelle de l'expérience. Une autre façon de corriger est d'employer la méthode de Feldman-Cousins, décrite en détails dans [34]. Cette méthode utilise des rapports de vraisemblance (*likelihood ratio*) pour construire des intervalles de confiance. La figure 9.2 donne les intervalles à 90% de niveau de confiance. L'axe des x correspond à la valeur mesurée en unité de 1σ et l'axe de y la limite supérieure et inférieure du niveau de confiance en unité de 1σ .

La méthode de Feldman-Cousins doit cependant être utilisée avec prudence. En effet, un signal fortement négatif sera traduit en limite très optimiste. Une mesure ne devrait être moins que 1σ négative que seulement 15.9% des fois. Si les mesures tendent à être

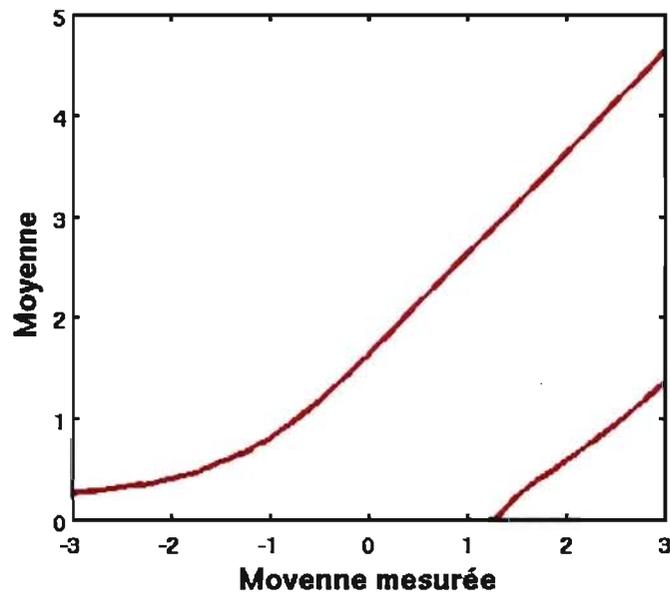


Figure 9.2 – Intervalles de confiance à 90% en unités de 1σ , pour une gaussienne contrainte à être non-négative, calculés par Feldman-Cousins. L'axe des x correspond à la valeur mesurée en unité de 1σ et l'axe de y la limite supérieure et inférieure du niveau de confiance en unité de 1σ .

négatives trop fréquemment, il faut s'interroger sur la validité de l'expérience.

9.4 Combinaison de données

L'ajustement des diverses réponses sur les données de chaque détecteur est faite de manière individuelle. Pour combiner les valeurs du meilleur ajustement de chaque jeu de données, tenant compte des erreurs statistiques, il faut faire la moyenne pondérée [45].

La moyenne pondérée \bar{x} est définie comme :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^n 1 / \sigma_i^2} \quad (9.3)$$

où les x_i sont les valeurs à moyenner et les σ_i leur écarts-type respectifs. La déviation standard de la moyenne pondérée devient :

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n 1/\sigma_i^2}} \quad (9.4)$$

Pour combiner plusieurs détecteurs, on fait donc la moyenne pondérée du meilleur ajustement de leurs données avec la réponse attendue du neutralino et leur erreur statistique sur l'ajustement.

9.5 Résultats

9.5.1 Phase-1

Les données de taux de comptage, leur réponse alpha ajustée ainsi que la valeur du χ^2 de l'ajustement pour les trois détecteurs de la phase-1 sont représentées dans la figure 9.3. Le meilleur ajustement de la réponse du neutralino a été calculé avec la méthode décrite plus haut et les résultats sont donnés dans la figure 9.4 pour les 3 détecteurs. La combinaison de ces données calculée avec la méthode de la moyenne pondérée est également tracée.

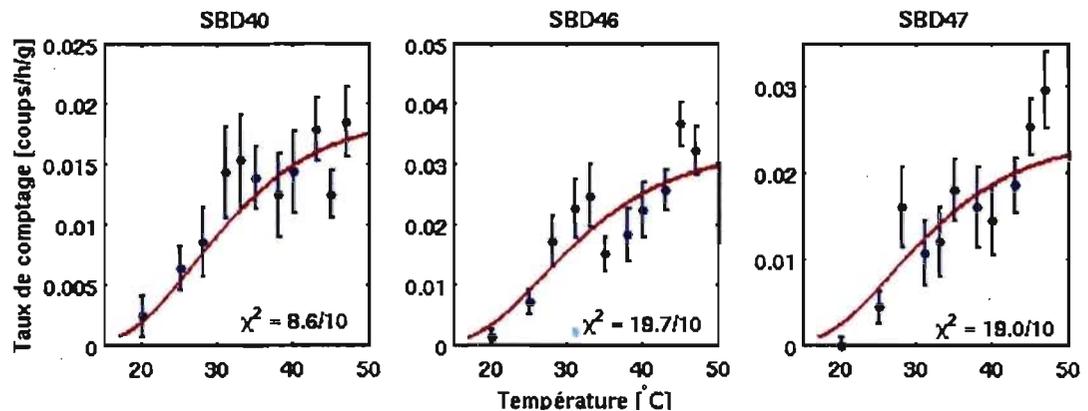


Figure 9.3 – Ajustement de la réponse alpha sur les données de la phase-1.

On peut voir que le meilleur ajustement pour ces détecteurs n'est pas compatible avec zéro. Le 46 et le 47 ont un signal positif à environ $+2\sigma$ tandis que le 40 a un signal négatif à environ -2σ . On constate toutefois que la moyenne pondérée donne des valeurs

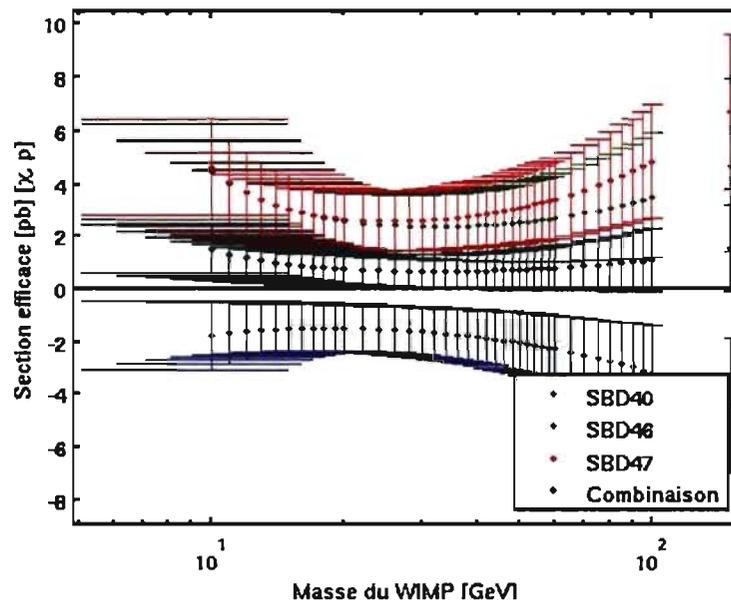


Figure 9.4 – Valeur de meilleur ajustement de la réponse du neutralino en fonction de sa masse pour les détecteurs SBD40 (en bleu), SBD46 (en vert), SBD47 (en rouge), ainsi que la combinaison des trois (en noir).

qui sont plus près d'être compatibles avec zéro, à environ $+1\sigma$. La figure 9.5 donne la courbe d'exclusion calculée en comparaison avec les limites d'exclusion publiées dans le *Phys. Lett. B* en 2005 [18] pour la phase-1 de l'expérience.

La différence entre les résultats de cette analyse et ceux publiés est attribuable à plusieurs facteurs. Des variations dans la façon de calculer la réponse attendue du neutralino, ainsi que la façon de calculer la transformation entre énergie critique et température, ont pu influencer légèrement les ajustements. La courbe de la réponse alpha diffère aussi de celle utilisée par l'analyse antérieure. Il reste néanmoins que les limites obtenues à l'aide des trois analyses concordent bien et sont du même ordre de grandeur.

9.5.2 Phase-2

Les données de taux de comptage, leur réponse alpha ajustée ainsi que la valeur du χ^2 de l'ajustement pour les quatre détecteurs de la phase-2 sont représentées dans

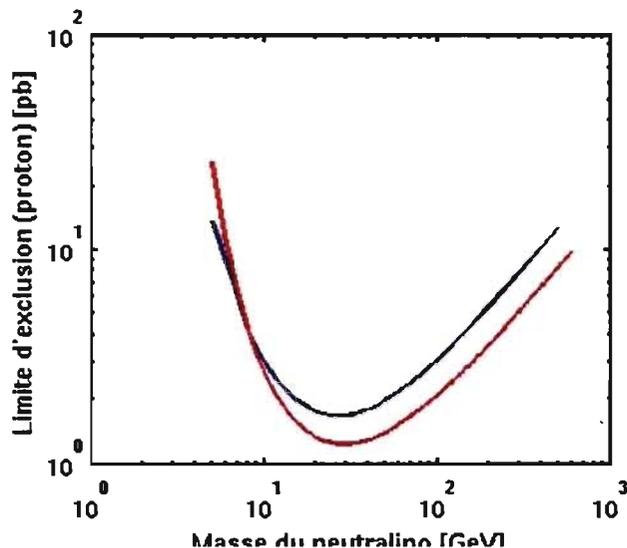


Figure 9.5 – Limites d'exclusion à 90% de niveau de confiance dans le secteur dépendant du spin calculées pour la phase-1 de l'expérience PICASSO. La ligne bleue correspond au calcul effectué avec la méthode décrite dans ce texte. La ligne rouge correspond aux limites d'exclusions de la phase-1 telles que publiées dans le PLB en 2005 [18].

la figure 9.6. Le meilleur ajustement de la réponse du neutralino a été calculé avec la méthode décrite plus haut et les résultats sont donnés dans la figure 9.7. La combinaison de ces données calculée avec la méthode de la moyenne pondérée est représentée dans la figure 9.8 .

On peut constater que le meilleur ajustement du neutralino se situe généralement à de petites valeurs positives ou négatives. Une exception est le détecteur 72 et le DAQ de 1^{ere} génération, où l'on peut même observer un signal à -3σ aux grandes masses du neutralino. Cet effet reste présent après la combinaison des données, où on voit un signal légèrement négatif aux faibles masses, qui devient plus important en augmentant la masse. Ceci pourrait être dû au fait que la réponse du neutralino à plus grande masse commence à ressembler à la réponse alpha. La figure 9.9 montre les limites d'exclusion à 90% de niveau de confiance, obtenues grâce à ces ajustements et calculées avec les deux méthodes décrites plus haut.

On peut voir que dans ce cas, il y a une forte différence entre les deux méthodes

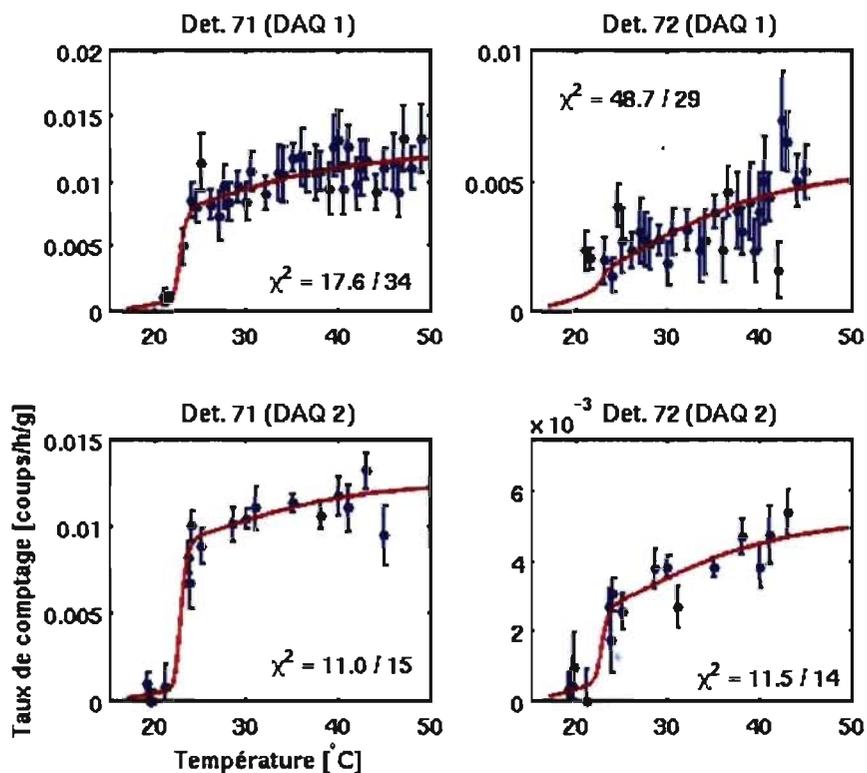


Figure 9.6 – Ajustement de la réponse alpha sur les données de la phase-2.

de calcul de l'exclusion. Les valeurs fortement négatives de la section efficace ajustée mènent à des limites très optimistes après la correction de Feldman-Cousins. Il est probable que les sections efficaces du neutralino mesurées sous zéro ne soient pas le fruit du hasard, mais qu'elles soient plutôt créées par la mauvaise connaissance de la composition de la réponse alpha. La courbe utilisée pour la réponse des émetteurs alpha dans le gel a été ajustée sur des données de la phase-1 de l'expérience. La différence entre la taille de gouttelette et le type de système électronique a pu changer la nature de la réponse. Il serait intéressant, dans un avenir rapproché, de réaliser d'autres étalonnages avec des sources d'émetteurs alpha. Par ailleurs, peut-être ce problème serait-il réglé si on incluait les erreurs systématiques dans le calcul des limites d'exclusion. Si on prend les limites de la phase actuelle représentées par la ligne bleue dans la figure 9.9 comme étant le

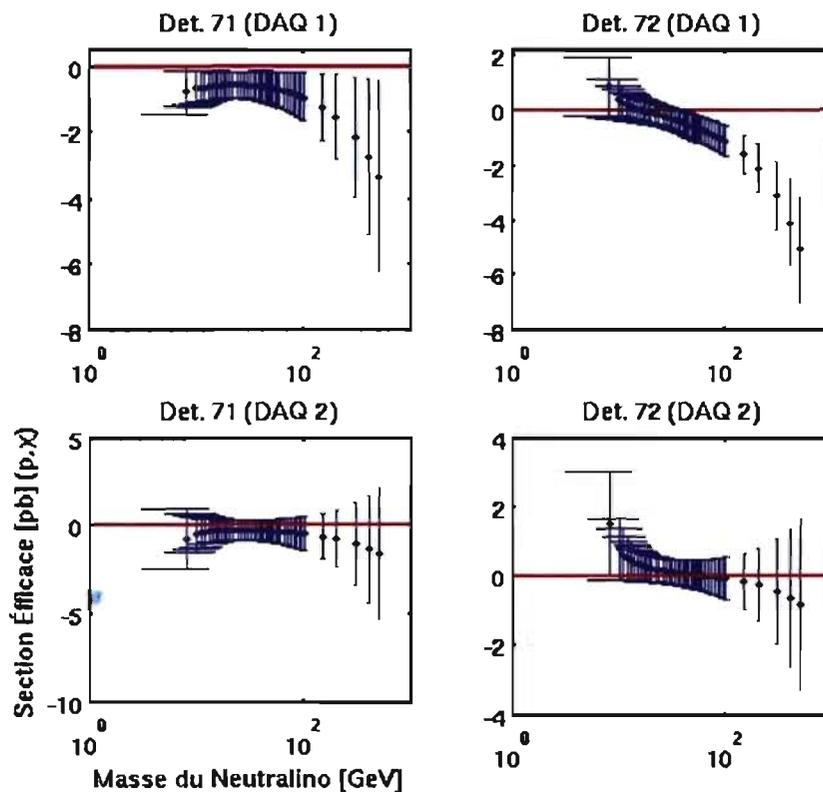


Figure 9.7 – Valeur de meilleur ajustement de la réponse du neutralino en fonction de sa masse pour les 4 jeux de données de la phase-2.

reflet réel de la sensibilité de l'expérience au neutralino, on obtient un minimum de 0.33 pb à 26 GeV. La sensibilité au neutralino varie comme la racine carrée de l'exposition et l'inverse de la racine carrée du bruit de fond. La phase-2 comporte 10 fois plus d'exposition et 3 fois moins de bruit de fond intrinsèque, ce qui devrait correspondre à des limites environ 5.5 fois meilleures et qui est d'ailleurs observé. La figure 9.10 illustre la comparaison des limites d'exclusion de la phase-1 et de la phase-2.

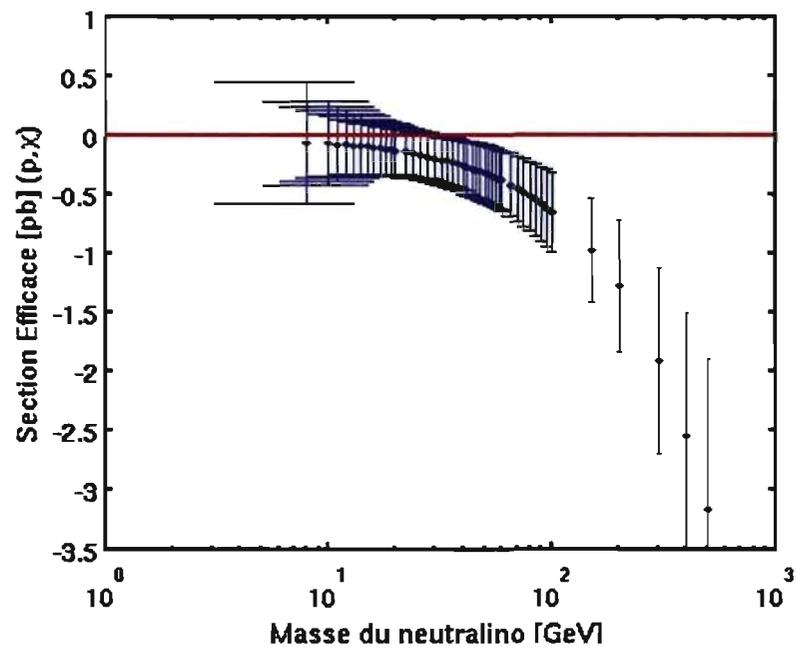


Figure 9.8 – Valeur du meilleur ajustement du neutralino en fonction de sa masse pour la combinaison des données de la phase-2.

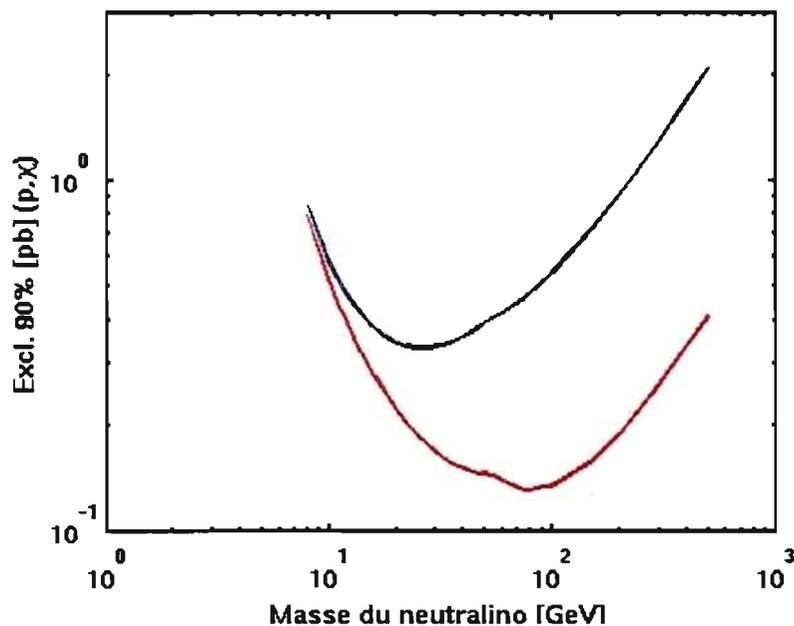


Figure 9.9 – Limites d'exclusion calculées pour la phase-2. La ligne bleue correspond au calcul effectué pour corriger les valeurs négatives en les ramenant vers zéro. La ligne rouge correspond au calcul effectué en utilisant la méthode de Feldman-Cousins.

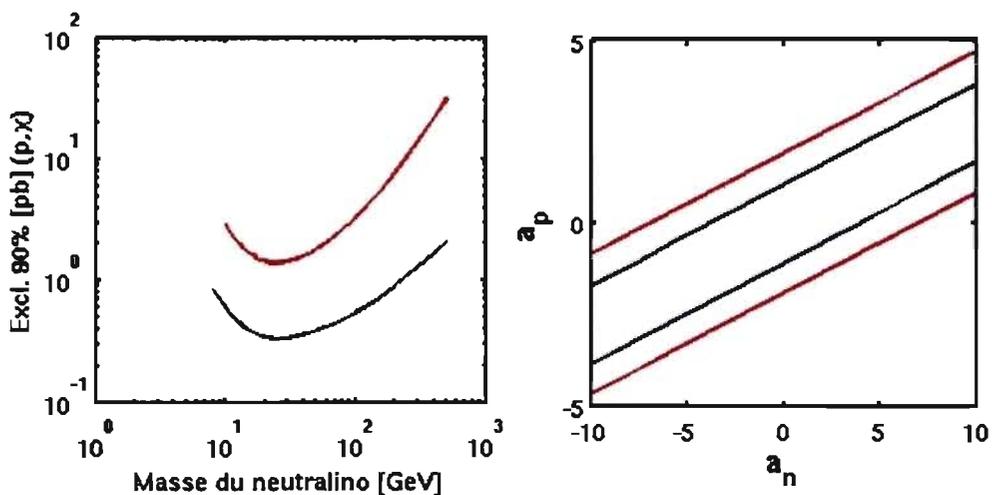


Figure 9.10 – Comparaison entre les limites d'exclusions dans le secteur dépendant du spin à 90% de niveau de confiance, calculées pour la phase-1 et la phase-2 de l'expérience. À droite, les limites sont représentées dans le plan des paramètres a_n et a_p

CHAPITRE 10

CONCLUSION

Ce mémoire a présenté les différents travaux d'analyse des données qui ont permis de calculer les limites d'exclusion du neutralino, dans le secteur dépendant du spin, avec un minimum à 26 GeV de 0.33 pb, pour deux détecteurs et une exposition de 22 kg.j. En construisant un cadre d'analyse des données brutes qui extrait les taux de comptage des détecteurs lors des sessions de bruit de fond à SNOLAB et en assurant un contrôle rigide de la qualité de ces données, il a été possible d'obtenir un jeu de données de confiance pour l'exclusion. Ces résultats demeurent toutefois préliminaires, puisque qu'aucunes erreurs systématiques n'ont été prises en considération. De plus, certaines questions telles que la façon de traiter le bruit de fond alpha et la méthode de calcul des intervalles à 90% de niveau de confiance restent à débattre.

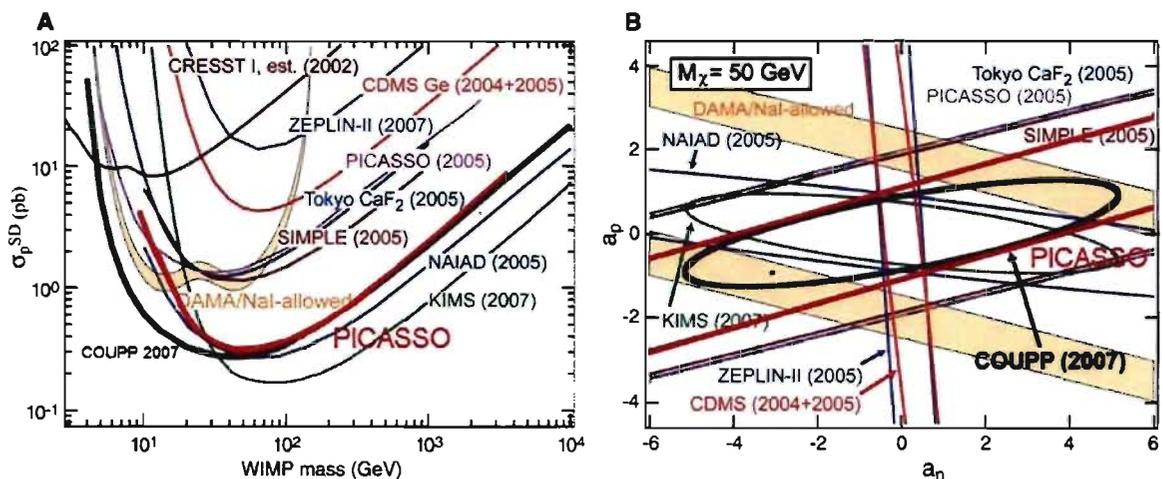


Figure 10.1 – (A) Limites d'exclusion du neutralino dans le secteur dépendant du spin pour différentes expériences. (B) Limites d'exclusions représentées dans le plan de constante de couplage $a_n - a_p$ pour une masse de neutralino de 50 GeV.

La figure 10.1 illustre la comparaison des limites calculées dans ce mémoire avec les autres expériences tentant la détection directe du neutralino dans le secteur dépendant du spin.

dant du spin. On peut constater que PICASSO est un joueur concurrent dans la course aux meilleures limites d'exclusion, avec si peu que 22 kg·j d'exposition. Les limites produites par l'expérience COUPP ont été atteintes avec la moitié de l'exposition [14] et celles de l'expérience KIMS publiées en 2007 avec 3409 kg·j [16] seront bientôt atteintes. On voit aussi que la sensibilité actuelle exclut la zone permise par DAMA [22] en 2003 avec 107731 kg·j.

Les prochaines phases de l'expérience PICASSO prévoient une réduction de bruit de fond interne ainsi que l'accroissement de la masse active. La figure 10.2 illustre la projection des limites d'exclusion pour ces phases. La phase Ib correspond à la phase actuelle de l'expérience et prévoit un minimum à 0.06 pb lorsque les 32 détecteurs seront exposés pour 700 kg·j avec un total de masse active de 2.6 kg. La phase Ib/100 projette des limites 10 fois meilleures en supposant un bruit de fond interne réduit d'un facteur 100. La phase II prévoit quant à elle un minimum à 0.002 pb en augmentant l'exposition à 7000 kg·j avec une masse active totale de 25 kg. Pour ce faire, le volume du contenant des modules de détection passera à 30L pour une masse active individuelle de 500 g.

Tel que discuté dans ce mémoire, la découverte de l'effet permettant la discrimination des événements causés par les particules alpha et les reculs nucléaires pourrait même diminuer davantage les limites projetées pour le futur de PICASSO. L'application de la discrimination nécessitera un contrôle permanent du système d'acquisition. Que ce soit par l'étalonnage des senseurs piézoélectriques et des préamplificateurs grâce à un système d'impulsion acoustique sur les modules, ou par une normalisation des amplitudes des canaux grâce à l'algorithme de localisation, la discrimination pourra être appliquée avec confiance. Dans le cas des événements causés par les particules alpha, on pourrait même atteindre une efficacité de rejet supérieure à celle décrite au chapitre 7 si toutes ces considérations sont respectées.

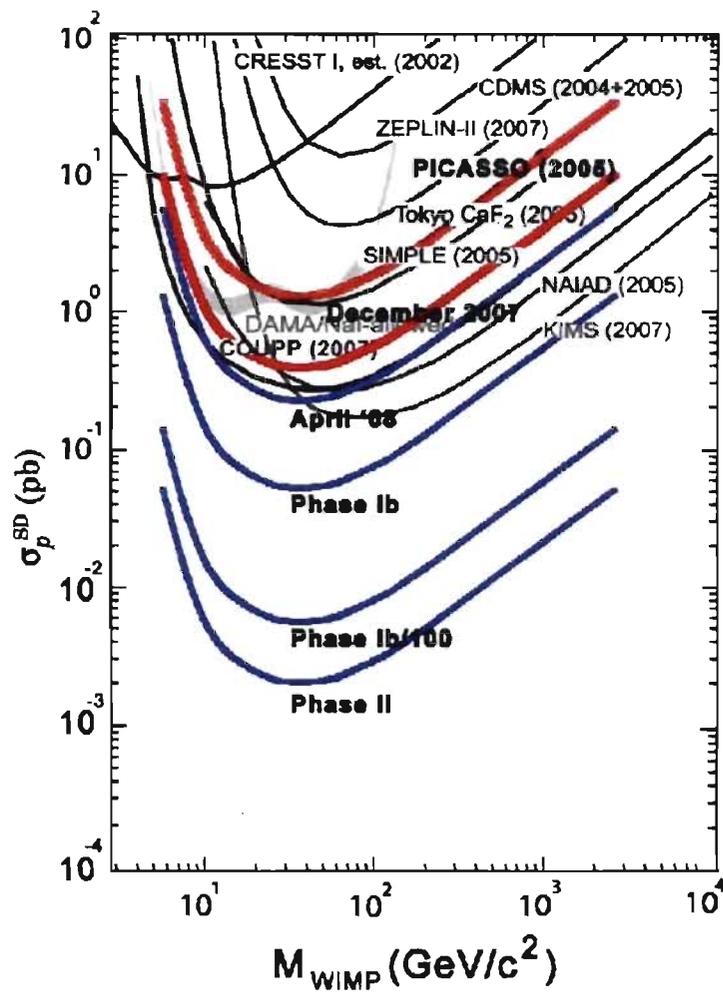


Figure 10.2 – Projection des limites d'exclusion du neutralino dans le secteur dépendant du spin pour les phases futures de l'expérience PICASSO.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F. Aubin. *Caractérisation spatiale des événements dans les détecteurs PICASSO*. Mémoire de maîtrise, Département de Physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2007.
- [2] M. Barnabé-Heider. *PSTR-04-007 - Alpha Response for SBD-1000*. PICASSO Scientific / Technical Report, 2004.
- [3] M. Barnabé-Heider. *Portrait de la sensibilité des détecteurs à gouttelettes surchauffée à diverses formes de rayonnement*. Mémoire de maîtrise, Département de Physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2005.
- [4] K. Clark. . Thèse de Doctorat, Département de physique, Université de Queen's, 2008.
- [5] Xiongxin Dai. *Extraction of radium and thorium from high concentration of CsCl solution using hydrous zirconium oxide*. PICASSO Scientific / Technical Report, 2005.
- [6] Xiongxin Dai. *Procedure for the fabrication of 4.5L salt-less PICASSO detector V. 3.0*. PICASSO Scientific / Technical Report, 2008.
- [7] Arnon Dar. Dark matter and big bang nucleosynthesis. *Astrophys. J.*, 449:550, 1995.
- [8] A. Davour. *PSTR-08-005 - August Neutron Calibration Revisited*. PICASSO Scientific / Technical Report, 2008.
- [9] A. Einstein. Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field. *Science* 84 : 506 ?507, 1936.
- [10] C. Alcock et al. The macho project : Microlensing results from 5.7 years of lmc observations. *Astrophys. J.*, 542:281–307, 2000.

- [11] D.N. Spergel et al. First year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations : Determination of cosmological parameters. *Astrophysical Journal*, 148(1), 2003.
- [12] D.N. Spergel et al. Three-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations : Implications for cosmology. *Astrophysical Journal*, 170(2), 2007.
- [13] D.R.Tovey et al. A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches. *Phys. Lett. B*488, 2000.
- [14] E. Behnke et al. Spin-dependent wimp limits from a bubble chamber. *Science*, 319: 933–936, 2008.
- [15] F. Aubin et al. *Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids*. New Journal of Physics - arXiv :0807.1536v1, 2008.
- [16] H.S. Lee et al. Limits on interactions between weakly interacting massive particles and nucleons obtained with csi(tl) crystal detectors. *Phys. Rev. Lett.*, (99) :091301, 2007.
- [17] M. Barnabé-Heider et al. *PSTR-03-005 - Mesure de la distribution des gouttelettes dans cb_p01_205_204*. PICASSO Scientific / Technical Report, 2003.
- [18] M. Barnabé Heider et al. Improved spin-dependent limits from the picasso dark matter search experiment. *Phys. Lett. B*, 624(3-4), 2005.
- [19] M. Barnabé Heider et al. Response of superheated droplet detectors of the picasso dark matter search experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A555:184–204, 2007.
- [20] M. Bradac et al. Strong and weak lensing united iii : Measuring the mass distribution of the merging galaxy cluster 1e0657-56. *Astrophysical Journal*, 652:87–112, 2006.
- [21] P. Tisserand et al. Limits on the macho content of the galactic halo from the eros-2 survey of the magellanic clouds. *Astron. Astrophys.*, 469(2):387–404, 2007.

- [22] R. Bernabei et al. Dark matter search. *Riv.Nuovo Cim.* 26N1, 2003.
- [23] R. Gornea et al. *Data acquisition system for PICASSO experiment.* 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record 115 ?119, 2007.
- [24] S. Eidelman et al. Rewiew of particle physics - statistics. *Physics Letters*, B592(1), 2004.
- [25] T.C. ANDERSEN et al. A radium assay technique using hydrous titanium oxide adsorbent for the sudbury neutrino observatory. *Nucl. Inst. and Meth.*, 501(2-3): 386–398, 2003.
- [26] J.D. Lewin et P.F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and correlations for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart. Phys.*, 6:87–112, 1996.
- [27] R. Faust. *Études Monte Carlo des mesures d'étalonnage aux neutrons et aux particules alpha du détecteur PICASSO.* Mémoire de maîtrise, Département de Physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2008.
- [28] M.-H. Genest. *Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et PICASSO.* Thèse de Doctorat, Département de Physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2007.
- [29] G. Giroux. *Projet PHY3030.* Département de Physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2006.
- [30] G. Giroux. *PSTR-07-010 - Exhibition of the new alpha response on detectors 93 and 94.* PICASSO Scientific / Technical Report, 2007.
- [31] G. Giroux. *Details of the analysis procedure in the Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids.* PICASSO Scientific / Technical Report, 2008.
- [32] G. Giroux. *PSTR-08-007 - 2008 TPCS1 Neutron Calibration Results.* PICASSO Scientific / Technical Report, 2008.

- [33] F. Giuliani. Are direct search experiments sensitive to all spin-independent weakly interacting massive particles ? *Phys. Rev. Lett.*, (95) :101301:1–4, 2005.
- [34] R.D. Cousins G.J. Feldman. A unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys.Rev. D57*, 1998.
- [35] R. Gornea. *Détection directe de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffée dans le cadre du projet PICASSO*. Thèse de Doctorat, Département de Physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2007.
- [36] R. Guenette. *Étude et optimisation de l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées pour la détection de la matière sombre*. Mémoire de maîtrise, Département de Physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2006.
- [37] B. D. Hames. *Gel Electrophoresis of Proteins : A Practical Approach*. Oxford University Press, 1998.
- [38] F. James. *MINUIT - Function Minimization and Error Analysis - Reference Manual - Version 94.1*. CERN, 1998.
- [39] G. Giroux M. Auger. *PSTR-07-008 - Montreal Analysis Program Development and Comparison*. PICASSO Scientific / Technical Report, 2007.
- [40] S. P. Martin. *A Supersymmetry Primer*. 1997.
- [41] M. Milgrom. A modification of the newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical Journal*, 270:365–370, 1982.
- [42] M. Milgrom. A modification of the newtonian dynamics - implications for galaxiés. *Astrophysical Journal*, 270:371, 1983.
- [43] A.F. Pacheco et D.D. Strottman. Nuclear-structure corrections to estimates of the spin-dependent wimp-nucleus cross section. *Phys. Rev. D40* 2131-2133, 1989.

- [44] M.-C. Piro. *Fabrication et caractérisation de détecteurs à gouttelettes en surchauffe à bas bruit de fond au sein du projet PICASSO*. Mémoire de maîtrise, Département de Physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2008.
- [45] D.K. Robinson P.R. Bevington. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, third edition*. McGraw-Hill, 2003.
- [46] F. d'Errico R.E. Apfel. A neutron spectrometer based on temperature variations in superheated drop compositions. *Nucl. Inst. and Meth.*, 416(1):298–303, 2002.
- [47] F. Seitz. On the theory of the bubble chamber. *Physics of Fluids*, 1:2–13, 1958.
- [48] M.-C. Piro T. Morlat. *PSTR-07-009 - Detailed Protocol for the Fabrication of 4.5L Purified Detector by the HZrO technique*. PICASSO Scientific / Technical Report, 2007.
- [49] W.K Ford jr. V.C. Rubin. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *Astrophysical Journal*, 159:379, 1970.
- [50] F. Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Astrophysical Journal*, 86:217, 1937.

Annexe I

Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids

Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids

F. Aubin,^{*} M. Auger, M.-H. Cenest,[†] G. Giroux, R. Gornea,[‡] R. Faust, C. Leroy,
L. Lessard, J.-P. Martin, T. Morlat,[§] M.-C. Piro, N. Starinski, and V. Zacek[¶]
Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, H3C 3J7, Canada

B. Beltran and C.B. Krauss
Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, T6G 2G7, Canada

E. Behnke, I. Levine, and T. Shepherd
Department of Physics & Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, IN 46634, USA

P. Nadeau and U. Wichoski
Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, P3E 2C6, Canada

S. Pospisil, I. Stekl, and J. Sodomka
Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Cz-12800, Czech Republic

K. Clark,^{**} X. Dai, A. Davour, C. Levy, A.J. Noble, and C. Storey
Department of Physics, Queens University, Kingston, K7L 3N6, Canada
(Dated: October 2, 2008)

The PICASSO collaboration observed for the first time a significant difference between the acoustic signals induced by neutrons and alpha particles in a detector based on superheated liquids. This new effect offers the possibility of improved background suppression and could be especially useful for rare event searches such as dark matter experiments.

PACS numbers: 29.40.-n, 95.35.+d, 34.50.Bw

I. INTRODUCTION:

The PICASSO dark matter experiment at SNOLAB uses the superheated droplet technique, which is based on the operation principle of the classic bubble chamber [1, 2, 3]. The active detector material is superheated perfluorobutane, C_4F_{10} , and a heat spike due to energy deposited by an ionizing particle causes the explosive formation of a vapour bubble. In order to trigger nucleation at a given temperature a certain critical amount of energy has to be deposited within a critical length [4]. Both quantities are functions of the surface tension and the superheat of the liquid, where superheat is defined as the difference between the vapour pressure of the liquid and the smaller external pressure. The larger the superheat, the more sensitive is the liquid to smaller energy depositions. By dispersing the superheated liquid in the form

of droplets (with diameters between 20 to 280 μm) in polymerized gels or viscous liquids, these detectors can be kept continuously active. Other dark matter experiments based on similar techniques are SIMPLE [5], using droplets of C_2ClF_5 and CF_3I and COUPP, which operates a bubble chamber filled with CF_3I [6].

A phase transition in superheated liquids is accompanied by an audible click, which is easily picked up by piezoelectric transducers. Up to now it has been believed that the acoustic signal does not contain information about the nature of the primary event. However calibrations with recent PICASSO detector modules indicate the contrary. We observed that the high frequency component of alpha signals is more intense than the signal of neutron or WIMP induced recoil events and therefore we affirm that the early, fast rising, part of the signal carries information about the first moments after bubble nucleation. This is supported by the hypothesis that in the case of the more extended alpha tracks a chain of vapourisations contributes to the total signal, whereas the signals of the very localized nuclear recoils carry the imprint of a single nucleation. This effect offers the possibility of an event-by-event discrimination between alpha particle and recoil induced events in superheated liquids, with important consequences for background reduction in dark matter or other rare event searches.

^{*}Present Address: Department of physics, McGill University, Montréal, H3A 2T8, Canada

[†]Present Address: Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität, D-85748 Garching, Germany

[‡]Present Address: Institut de physique, Université de Neuchâtel, CH-2000, Neuchâtel, Switzerland

[§]Present Address: Centro de Física Nuclear, Universidade de Lisboa, 1649-003, Portugal

[¶]Contributing Author [REDACTED]
^{**}Present Address: Department of Physics, Case Western Reserve University, Cleveland OH 44106-7079

II. DETECTOR RESPONSE:

Droplet detectors are threshold counters where each individual superheated droplet acts as an independent bubble chamber. The threshold depends on temperature and pressure. At higher temperatures, the energy threshold for nuclear recoils is lower and by ramping up the temperature one can obtain the recoil energy spectrum. We determined the precise response to different forms of radiation in calibrations with mono-energetic neutron beams, gamma ray sources and detector modules spiked with alpha emitters; the results are described in [7]. WIMP induced nuclear recoil energies are expected to be smaller than 100 keV and become detectable above 30°C in PICASSO. Particles which produce low ionization densities, such as cosmic ray muons, γ - and β -rays show up at temperatures above 50°C only. They are well separated from the strongly ionizing neutron or WIMP induced recoils, which allows for an efficient suppression of such backgrounds at the level of 10^{-8} to 10^{-10} [7].

The sensitivity to alpha particles, that are contained entirely in the droplets starts with a sharp step at 21°C where only alpha particles with maximum stopping power at the Bragg peak are able to trigger a phase transition. At higher temperatures the liquid becomes sensitive to smaller dE/dx on the tracks and the recoiling daughter nucleus itself, but since the detector is already fully sensitive to alphas immediately above threshold the temperature response levels off in a plateau. Since the alpha sensitivity covers the entire WIMP range, any technique to discriminate against alpha particles would add an important background suppression feature.

III. MEASUREMENTS:

The current generation of the PICASSO detectors consists of cylindrical modules of 14 cm diameter and 40 cm height. They are fabricated from acrylic and are closed on top by stainless steel lids sealed with polyurethane O-rings. Each detector is filled with 4.5 litres of polymerized emulsion loaded with droplets of C_4F_{10} ; the droplet volume distribution peaks at diameters around 200 μm . The active mass of each detector is typically around 85g. The active part of each detector is topped by mineral oil, which is connected to a hydraulic manifold. After a measuring cycle the detectors are recompressed at a pressure of 6 bar in order to reduce bubbles to droplets and to prevent bubble growth which could damage the polymer. The operating temperature of the modules is controlled with a precision of $\pm 0.1^\circ C$. Each detector is read out by nine piezo-electric transducers. The transducers are mounted at three different heights outside of each module on a flat spot, milled into the acrylic. The transducers are built with ceramic disks (Pz27 Ferroperm) with a diameter of 16mm and 8.7mm thickness. By comparing the signal arrival times of the different sensors, the position of each event can be reconstructed in

3D with a precision of several millimetres.

A typical transducer signal starts with a fast rise, a maximum within the first 20-40 μs , followed by a series of slower oscillations, which settle down after several milliseconds. We believe that the first part of the signal is due to the rapid growth of the vapourizing bubble, whereas the slow component is emitted when the entire droplet has evaporated into a large ringing bubble, performing damped oscillations. If an important fraction of the acoustic signal is emitted during bubble growth shortly after nucleation, then the first, high frequency part of the observed transducer signal should carry an imprint of the nature of the ionizing event. Later the primary bubbles will merge and vapourise the entire droplet into one single bubble and the original history of the event will be lost.

Evidence for such an effect was found in a comparison of amplitude distributions between calibrations with fast neutrons from an AmBe neutron source and alpha background data taken immediately before and after the calibration run. A frequency filter with a cut-off below 18 kHz was applied to the signals and the maximum peak in each waveform of the nine transducers was determined. The distributions of the mean maximum amplitudes of the nine transducers are shown in fig. 1 for two of the detectors. The peak of the neutron amplitude distribution is remarkably well defined and has a resolution of about 20%. With increasing temperature the recoil peaks move towards higher amplitudes at a pace of about 8% per degree Celsius. At 25°C the alpha and neutron responses were found to essentially coincide. But at higher temperatures, such as 30°C, 35°C and 40°C we observe for all detectors under investigation a clear change of the alpha response with respect to the neutron signal. The alpha component appears to be split into peaks, with a first peak coinciding with the neutron response and a second, larger peak, which is clearly separated from the first one and is shifted towards higher amplitudes. At higher temperatures the contribution of the first component tends to decrease, while the second increases. Since the recorded temperature profile of these background events is identical to that expected for alpha particles and since the neutron flux at SNOLAB is far below the current sensitivity of our detectors we have no doubt about the nature of these events.

Since alpha emitters are uniformly distributed throughout the detector volume, whereas events triggered by neutrons are more concentrated in the detector region close to the source due to attenuation and solid angle effects, we had to verify that the averaging process over the nine transducers compensates for these effects. For this we used the localization capability of our detector modules to create a uniform distribution of neutron-induced events in the detector volume. Indeed the comparison with the non-uniform event sample showed that the discrimination effect remained unchanged.

Another difference between neutron and background runs is the higher count rate in the detectors during neu-

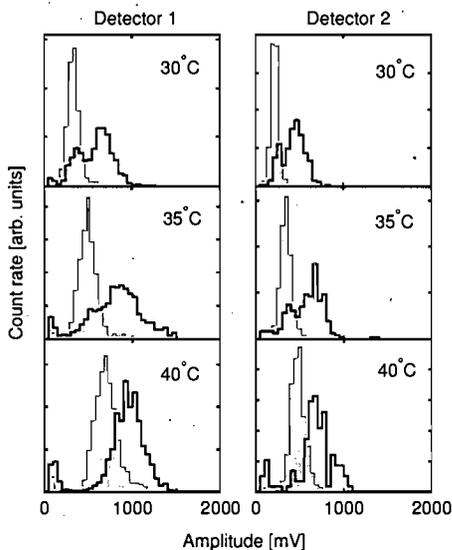


FIG. 1: Amplitude distributions of neutron and alpha particle induced events for two detectors with C_4F_{10} droplets of $\sim 200 \mu\text{m}$ in diameter and different alpha background level. Plotted is the average of the peak amplitudes of nine transducers per detector for 30°C , 35°C , and 40°C . The neutron data (shaded) were obtained in a calibration run with an AmBe source.

tron runs. Since we allow the formation of more than one thousand bubbles in a calibration run, we were concerned that sound attenuation effects due to the increasing number of bubbles in the detector volume might lead to decreasing signal amplitudes with time. This could bias the mean amplitude distribution in a neutron run towards lower amplitudes, thus imitating a separation effect. In order to investigate this aspect we traced the time dependence of the mean amplitudes of the detectors used in this study, but found no significant change in time.

IV. DISCUSSION:

Above 21°C fully contained alpha tracks in the droplets should develop one nucleation center in the region of the Bragg peak; above 25°C two vapourisation centres should appear: at the beginning of the track due to the strongly ionizing recoil nucleus and at the Bragg peak at the track end. With increasing temperature the probability of multiple bubble formation on the ionizing alpha track should further increase due to the repeated occurrence of energy depositions, which meet the necessary nucleation criteria. Monte Carlo simulations do predict

this. Assuming that the density of primary bubbles is proportional to the number of critical lengths covering the entire alpha track, we would predict that the bubble density increases exponentially with increasing temperature into the region where the liquid becomes sensitive to minimum ionizing particles, as in fact observed in bubble chambers [8]. Also from bubble chamber operation we know that minimum ionizing particles produce bubble densities from 60 to 200 bubbles per cm and more, and that the densities scale with the stopping power [8]. Assuming 60 bubbles per cm as a lower bound we would estimate for a 5 MeV alpha particle a density of around 0.6 nucleations per μm , i.e. 21 primary bubbles per track above 60°C in the MIP sensitive region of our detectors. By scaling down to lower temperatures we would expect to observe around 2 nucleations at 35°C and 4 nucleations at 40°C on a track of $35 \mu\text{m}$. This is close to our observations, where we see at e.g. 35°C an alpha signal with a peak in the single nucleation region coinciding with the neutron response and a second peak at about twice the mean amplitude of the neutron recoils. The component of the alpha signal in the neutron region might be due to the finite probability to produce single bubbles on the alpha track or due to uncontained tracks, which leave or enter the droplets and are therefore too short to give rise

to more than one nucleation.

As described by Plesset and Zwick [9] bubble growth starts with an initial, surface tension controlled stage, followed by an inertia controlled intermediate stage, which then leads to a heat transfer dominated final phase, where the radius increases like $R(t) \propto t^{1/2}$. Within this model and given the thermodynamic parameters of C_4F_{10} we expect bubble growth rates exceeding several micrometers per microsecond during the first 10 μ s after nucleation. Since the acoustic pressure wave in the liquid is proportional to the acceleration with which the vapour phase grows [10], it seems plausible that the initial very rapid bubble expansion contributes substantially to the acoustic signal during the first 50 μ s and preserves a memory of the extension of the primary event with a resolution of tens of micrometers. The theory also predicts the acceleration of the bubble wall to be proportional to temperature, which is consistent with the observed increase in peak amplitude of the neutron and alpha induced signal.

V. CONCLUSION:

We observe a clear difference between the amplitudes of neutron and alpha particle induced events in superheated C_4F_{10} in the sensitivity region interesting for dark

matter searches. The described discrimination effect was unexpected and was observed for the first time in a new generation of PICASSO modules with increased droplet sizes, such that all or a substantial part of the alpha tracks are contained. The discrimination improves with increasing temperature, which can be explained by an increasing number of nucleation centres on the alpha track. With a better control of the acoustic coupling and improved long-term stability of the transducer system, we expect to achieve a further enhancement in discrimination. This effect might also help to improve background suppression in future dark matter searches with bubble chambers and other rare event searches using the superheated liquid technique.

Acknowledgments

We wish to acknowledge the support of the Canadian National Science and Research Council (NSERC), the Canada Foundation for Innovation (CFI), the National Science Foundation (NSF), and the Czech Ministry of Education, Youth and Sports within the project MSM6840770029. This work is supported by NSF grant PHY-0555472 and the Indiana University South Bend Research and Development Committee. We wish to thank Naomi Tankersley for technical support at IUSB.

-
- [1] D.A. Glaser, Phys. Rev. 87 (1952) 665
 - [2] V.Zacek, Il Nuovo Cimento 107A (1994) 1247
 - [3] M. Barnabé-Heider et al; Phys.Lett.B624 (2005) 186
 - [4] F. Seitz, The Physics of Fluids, Vol. 1, No. 1 (1958) 2
 - [5] T.A. Girard et al ; Phys.Lett. B621 (2005) 233
 - [6] E. Behnke et al; Science, Vol 319. (2008) 933
 - [7] M. Barnabé-Heider et al ; Nucl. Inst. Meth. A555 (2005)

- 184
- [8] D. Glaser et al; Phys.Rev. Vol. 102, No 6 (1956) 1653
- [9] M.S. Plesset and S.A. Zwick, J. Appl. Phys. 23, 95 (1952)
- [10] L.D. Landau, E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics, 2nd ed., Pergamon Press, Oxford, 1993, pp 251-283

Annexe II

Convention pour nommer les détecteurs

PQ_RST_UVW_XYZ → Nom de code du détecteur**P: Type de détecteur**

C = BD-100 [50% C₃F₈ + 50% C₄F₁₀] (seuil neutron = 100kev);
 M = BD-1000 [C₄F₁₀] (seuil neutron = 1000kev);
 D = Defender [50% C₃F₈ + 50% C₄F₁₀] (seuil neutron = 100kev);
 N = Octafluorocyclobutane [C₄F₈]
 S = Sterile [Sans liquide actif].

Q: Caractéristiques du gel

a = AceNa;	A = AceNa dopé;
b = CsCl ;	B = CsCl dopé;
c = Slow growth;	C = Slow growth dopé;
d = NaBr;	D = NaBr dopé.
g = glycol	G = glycol dopé

R: Type de contenant et unités du volume

a = Acrylique, volume en ml	A = Acrylique, volume en l
p = Polypropylène, volume en ml	P = Polypropylène, volume en l
d = Type dosimètre, volume en ml	

ST: Volume du contenant

a10 = acrylique 10 ml	A01 = acrylique 1.5 l
P01 = polypropylène 1 l	A05 = acrylique 4.5 l
d08 = dosimètre 8 ml	
d80 = dosimètre 80 ml	

UVW: Année et mois de la fabrication

U = 0, 1, 2... (2000, 2001, 2002...)
 VW = 01, 02, 03... (janvier, février, mars...)

XYZ: Numéro de série

N.B. : La série 900 correspond aux détecteurs de type dosimètre conçus pour le projet du faisceau de neutrons mono-énergétiques.

Annexe III

Liste des sessions utilisées pour l'exclusion du neutralino

DAQ 1ere génération

Session	Temp. [°C]	Durée [h]
1.69.0	35	30
1.71.0	35	40
1.75.0	32	40
1.77.0	29	40
1.79.0	26	44.39
1.82.0	23	42
1.87.0	21.5	50
1.89.0	24.5	43.51
1.122.0	21.5	60
1.125.0	24.5	8
1.126.0	24.5	2
1.128.0	24.5	15
1.130.0	27.5	42
1.132.0	30.5	30
1.134.0	33.5	30
1.136.0	36.5	30
1.138.0	38	30
1.140.0	39.5	30
1.142.0	41	30
1.144.0	42.5	30
1.146.0	44	30
1.184.0	21.5	30
1.188.0	21	55.74
1.191.0	24	30
1.193.0	35	30
1.195.0	36.5	30
1.197.0	37.5	30
1.199.0	39	30
1.201.0	40.5	30
1.206.0	43	1.04
1.208.0	43	1.01
1.210.0	43	30
1.212.0	45	30.28
1.215.0	35	30
1.217.0	30.5	30
1.220.0	28	45
1.222.0	29	45
1.224.0	30	45
1.226.0	32	30
1.228.0	34	30.25
1.230.0	36	30
1.232.0	38	30
1.234.0	40	30
1.236.0	41	30
1.238.0	42	30
1.240.0	43	30
1.242.0	44	30
1.244.0	45	30
1.265.0	27	30
1.267.0	26	30
1.269.0	25	30
1.271.0	24	30

DAQ 2e génération

Session	Temp. [°C]	Durée [h]
0.1604.2	35	40
0.1606.2	38	40
0.1608.2	38	40
0.1610.2	41	40
0.1612.2	43	40
0.1614.2	45	40
0.1630.2	41	40
0.1632.2	38	40
0.1634.2	35	40
0.1636.2	35	40
0.1639.2	31	40
0.1641.2	31	40
0.1643.2	30	40
0.1645.2	30	31.64
0.1647.2	31	10
0.1746.2	24	40
0.1748.2	24	40.04
0.1751.2	24	40
0.1753.2	24	40
0.1755.2	30	40
0.1757.2	30	40
0.1759.2	30	40
0.1761.2	35	39
0.1763.2	35	40
0.1766.2	35	40
0.1768.2	35	40
0.1770.2	38	21.15
0.1780.2	21.1	16.4
0.1793.2	19.7	25
0.1795.2	19.2	39
0.1799.2	24.2	40
0.1801.2	24.2	40
0.1803.2	23.8	40
0.1808.2	19.5	25.65
0.1817.2	43	33.39
0.1819.2	43	35
0.1821.2	43	35
0.1837.2	35	40
0.1839.2	35	40
0.1843.2	35	40
0.1847.2	30	40
0.1852.2	30	37.47
0.1854.2	30	40
0.1858.2	30	40
0.1861.2	30	39.93
0.1864.2	25	40
0.1866.2	25	29
0.1877.2	23.6	40
0.1879.2	23.6	40
0.1891.2	23.6	40
0.1896.2	28.5	40
0.1898.2	28.5	8.17
0.1899.2	28.5	40
0.1905.2	28.5	12.29
0.1908.2	28.5	40
0.1921.4	35	40
0.1923.4	35	40
0.1932.4	35	40
0.1942.4	38	40
0.1944.4	38	40
0.2122.4	25	40
0.2125.4	30	40
0.2129.4	40	40
0.2147.4	40	40
0.2149.4	40	20
0.2150.4	40	20

DAQ 2e génération (suite)

Session	Temp. [°C]	Durée [h]
0.1899.2	28.5	40
0.1905.2	28.5	12.29
0.1908.2	28.5	40
0.1921.4	35	40
0.1923.4	35	40
0.1932.4	35	40
0.1942.4	38	40
0.1944.4	38	40
0.2122.4	25	40
0.2125.4	30	40
0.2129.4	40	40
0.2147.4	40	40
0.2149.4	40	20
0.2150.4	40	20