

Université de Montréal

**Analyse et modélisation de la réponse des détecteurs du projet PICASSO pour la
recherche de la matière sombre**

par
Arthur Plante

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, 2014

© Arthur Plante, 2014.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Analyse et modélisation de la réponse des détecteurs du projet PICASSO pour la
recherche de la matière sombre**

présenté par:

Arthur Plante

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Sjoerd Roorda,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Manu Paranjape,	membre du jury

Mémoire accepté le: 2 Décembre 2014

RÉSUMÉ

Les mesures cosmologiques les plus récentes ont montré la présence d'un type de matière exotique constituant 85% de la masse de l'univers. Ce type de matière non baryonique serait formé de particules neutres, non relativistes, massives et interagissant faiblement avec la matière baryonique. L'ensemble des candidats est regroupé sous le nom générique WIMP (Weakly Interactive Massive Particles). L'expérience PICASSO (Projet d'Identification des CANDidats Supersymétriques de la matière SOmbre) est une expérience utilisant des détecteurs à seuil d'énergie contenant des gouttelettes surchauffées constituées de C_4F_{10} . Cette technique de détection est basée sur le principe de la chambre à bulles. Le projet PICASSO a pour but de détecter directement une particule de matière sombre. Le principe de détection est qu'une particule de matière sombre interagissant avec le liquide actif engendre un recul nucléaire du ^{19}F . L'énergie de recul serait suffisante pour engendrer une transition de phase accompagnée d'un signal acoustique enregistrée par des senseurs piézoélectriques.

Dans le cadre de ce mémoire, une simulation du taux de comptage de l'étalonnage des détecteurs PICASSO soumis à des neutrons monoénergétiques a été effectuée en utilisant la théorie de Seitz qui décrit les critères pour qu'une transition de phase ait lieu pour un liquide en état de surchauffe. De plus, un modèle calculant le signal acoustique émis lors d'une transition de phase engendré par différents types de radiations a été créé permettant de caractériser la discrimination entre différents bruits de fond en fonction de l'énergie de seuil. Finalement, un outil d'analyse, la localisation des événements, a été utilisé pour appliquer des coupures sur le volume dans le but d'améliorer la discrimination alpha-neutron.

Mots clés: Matière sombre, détecteurs à gouttelettes surchauffées, simulation, analyse de données, discrimination.

ABSTRACT

The latest cosmological measurement showed the presence of a type of exotic matter constituting of 85% mass-energy of the universe. This type of non-baryonic matter would consist of neutral, non-relativistic, massive particles which are weakly interacting with normal matter. All the candidates are grouped under the generic name of WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles). The PICASSO project (Project In Canada to Search for Supersymmetric Objects) is an experiment using superheated liquid C_4F_{10} as target material. The detection principle is a variant of the bubble chamber technique and the experiment is installed in the SNOLAB underground laboratory in Sudbury (Ontario). The goal of this project is to make a direct measurement of a dark matter particle. The detection principle is that a dark matter particle interacting with the active liquid produces a nuclear recoil of ^{19}F . The energy deposition of the recoiling fluorine nucleus triggers a phase transition accompanied by an acoustic signal recorded by piezoelectric sensors.

In this work, the simulation of the count rate of PICASSO detectors subjected to monoenergetic neutron beam was performed using the theory of Seitz which describes particle induced phase transitions in superheated liquids. which describes the criteria for a phase transition to occur in a superheated liquid. In addition, a model calculating the acoustic signal emitted during a phase transition caused by different types of radiation has been developed which allowed the characterisation of the discrimination between different kind of background events as a function of threshold energy. Finally, an acoustic signal analysis tools, the localisation of events, was used to apply fiducial cuts to the detectors in order to improve the alpha-neutron discrimination.

Keywords: Dark matter, superheated droplets detector, simulation, data analysis, alpha-neutron discrimination.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	x
REMERCIEMENTS	xx
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : LA MATIÈRE SOMBRE DANS L'UNIVERS	4
2.1 Le modèle cosmologique standard	4
2.2 Les évidences de matière sombre	7
2.2.1 Distribution des vitesses des galaxies dans les amas	7
2.2.2 Courbes des rotations des galaxies spirales	7
2.2.3 Les lentilles gravitationnelles	9
2.2.4 Inhomogénéité du rayonnement fossile	11
2.2.5 Nucléosynthèse primordiale (BBN – Big Bang nucleosynthesis)	14
CHAPITRE 3 : CANDIDATS À LA MATIÈRE SOMBRE	18
3.1 Matière sombre baryonique	18
3.2 Les axions	18
3.3 La théorie MOND	19
3.4 La matière sombre chaude	20
3.5 La matière sombre froide	21
3.6 Supersymétrie	21

3.7	Le MSSM et le neutralino	22
3.8	Matière sombre asymétrique	22
CHAPITRE 4 : LA DÉTECTION DE MATIÈRE SOMBRE		24
4.1	Le WIMP dans l'univers et la Voie lactée	25
4.2	Détection indirecte	26
4.3	Détection directe	30
4.4	Signal attendu du WIMP	32
4.5	Limites actuelles	36
CHAPITRE 5 : L'EXPÉRIENCE PICASSO		38
5.1	Principe de détection et modèle théorique	39
5.2	Mécanisme de croissance des protobulles	44
5.3	Les détecteurs PICASSO	46
5.3.1	Senseurs piézoélectriques	49
5.4	Prise de données à Snolab	50
5.5	Traitement des données brutes	52
5.5.1	Système d'acquisition	52
5.6	Bruit de fond alpha	56
5.7	Limites de l'expérience PICASSO	57
CHAPITRE 6 : ÉTALONNAGE DES DÉTECTEURS PICASSO		59
6.1	Interaction du détecteur avec des neutrons et production de neutron	59
6.1.1	Accélérateur van de Graaff pelletron	63
6.1.2	Mesure de l'énergie de seuil	67
6.1.3	Étalonnage avec une source de neutrons polyénergétiques d'américium béryllium	71
6.2	Étalonnage avec sources alpha	73
6.2.1	Émetteur alpha ^{214}Am à l'extérieur des gouttelettes	74
6.2.2	Émetteur alpha et leur origine	76
6.2.3	Émetteur alpha ^{226}Ra à l'intérieur de la gouttelette	77

6.2.4	Réponse acoustique des détecteurs PICASSO aux émetteurs alpha à l'intérieur des gouttelettes	79
6.2.5	Augmentation du taux de comptage du second pic de EVAR	81
6.3	Réponse au rayonnement gamma	81
6.4	Réponse complète du détecteur	85
CHAPITRE 7 : MODÉLISATION DU TAUX DE COMPTAGE		87
7.1	Comparaison entre les détecteurs PICASSO et PICO	88
7.1.1	Chambre PICO 0.1	88
7.2	Analyse des données de neutrons monoénergétiques	89
7.3	Description du modèle de Seitz avec un paramètre de nucléation	93
7.4	Exemple de l'application du modèle de Seitz avec un paramètre de nucléation	93
7.5	Contraintes du paramètre de nucléation	94
7.6	Caclul du paramètre de nucléation	95
7.7	Efficacité de détection dans le cas $E_R = E_{seuil}$	97
7.8	Efficacité de détection dans le cas $E_R = cte$	98
7.9	Comparaison entre le modèle de Seitz et les données du C_4F_{10}	102
CHAPITRE 8 : SIMULATION DE SIGNAUX ACOUSTIQUES		105
8.1	Temps de transfert du régime inertiel au régime thermique	105
8.2	Dépendance en température de l'intensité du régime de Rayleigh	107
8.3	Modèle de l'amplitude du signal acoustique	110
8.4	Amplitude des signaux suite à des interactions neutrons/WIMPs et des désintégrations alpha	112
CHAPITRE 9 : DISCRIMINATION DES ÉVÈNEMENTS ALPHA DANS LES DÉTECTEURS PICASSO		123
9.1	Critères de sélection et sélection des évènements alpha et noyaux de reculs	124
CHAPITRE 10 : CONCLUSION		129

BIBLIOGRAPHIE 132

LISTE DES TABLEAUX

2.I	Géométries possibles de l'Univers en fonction du paramètre de courbure de l'espace k et les valeurs de ρ_{tot} et Ω_{tot} obtenues consé- quemment.	7
4.I	Canaux d'annihilation du neutralino, où f est un fermion, \bar{f} un anti-fermion et g est un gluon.[1]	27
4.II	Propriétés nucléaires des noyaux	32
5.I	Contribution relative normalisée par rapport à un de chacun des termes de l'énergie de Seitz à différentes énergies.	40
5.II	Paramètres thermodynamiques du C_4F_{10}	46
6.I	Énergie de protons et de neutrons correspondant aux résonances de la réaction $^{51}V(p,n)^{51}Cr$	65
6.II	Chaîne de désintégration de ^{241}Am	74
6.III	Chaîne de désintégration du ^{226}Ra	76
9.I	Hauteur optimale du volume fiduciel pour chacune des coupures sur le rayon entre 1 et 7 cm et la valeur de la variable Q respective pour le détecteur 93 à une température de $45^\circ C$ et une pression de 1 bar.	127

LISTE DES FIGURES

2.1	Vitesse de rotation de la galaxie M33 en fonction de la distance du centre observée comparé à celle prévue par la théorie.	8
2.2	À gauche, le schéma de l'effet de lentille gravitationnelle engendré par une galaxie sur l'image d'un quasar lointain. À droite, l'image prise d'un quasar, par le télescope Hubble, modifiée par l'effet de lentille gravitationnelle.	9
2.3	Image du "Bullet Cluster" suite à la collision de deux amas de galaxies. Le gaz chaud est représenté en rouge et la présence de matière sombre mise en évidence par l'effet de lentille gravitationnelle est indiqué en bleu.[2]	10
2.4	Carte de la sphère céleste représentant les fluctuations de température du rayonnement de fond cosmologique dont l'origine est la période de la dernière diffusion. Celle-ci a été mesurée par le satellite Planck sur une période de cinq ans. Les différences de couleur représentent des variations de température de l'ordre de 0.0002 Kelvin.	11
2.5	Spectre de puissance angulaire des fluctuations de température mesurées par Planck. La ligne rouge représente le meilleur ajustement au modèle cosmologique standard compatible avec un Univers plat.	13
2.6	Pourcentage de chacun des composants de l'univers mesuré par le satellite Planck.	14
2.7	Schéma de désintégration et production des éléments légers présents lors de la nucléosynthèse du Big Bang.	16

2.8	Abondance de ${}^4\text{He}$, D, ${}^3\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ prédite par le modèle de nucléosynthèse primordiale. Les bandes montrent un intervalle de 95% de niveau de confiance. Les boîtes jaunes représentent les valeurs observées des abondances relative aux photons des éléments légers. La bande verticale bleue indique les mesures de la densité de baryon à partir du CMB tandis que la grande bande mauve indique un intervalle de 95% de niveau de confiance de BBN en accord avec la mesure de CMB. (Remarque : barres d'erreurs très mince sur la courbe bleu !)	17
4.1	Diagramme schématique montrant les trois processus de détection de la matière sombre.	24
4.2	Schéma de l'origine d'une modulation annuelle du flux de WIMPs.	26
4.3	Le flux de gamma multiplié par le carré de l'énergie ($J_\gamma E^2$) en fonction de l'énergie des gamma en MeV. Les mesures sont comparées à la théorie. Le graphique en dessous montre la fraction résiduelle (data-modèle)/data.	28
4.4	Évènements gamma observés dans la région centrale de la Galaxie et comparés au signal de l'annihilation de matière sombre en 2γ (130 GeV).	29
4.5	Facteurs de forme pour différents noyaux en fonction de l'énergie de recul.	31
4.6	Spectre de recul attendu pour différentes masses du neutralino.	34
4.7	Schéma de contour d'exclusion.	35

4.8	Compilation de la section efficace WIMP-nucléon dans le domaine indépendant du spin. En trait plein sont les limites actuelles et en pointillé les limites projetées. Les prédictions théoriques de certains modèles sont également présentées (contours colorés fermés) en plus de la limite au-delà de laquelle l'interaction neutrino-nucléon limitera la sensibilité de la détection directe de matière sombre.	36
5.1	Rayon critique du C_4F_{10} en fonction de la température pour une pression de 1 bar.	41
5.2	Énergie critique du C_4F_{10} en fonction de la température pour une pression de 1 bar.	42
5.3	Pouvoir d'arrêt en unité de $keV\mu m^{-1}$ des particules alpha (ligne continue pleine), du fluor (ligne en tirets) et du carbone (ligne en tirets alternés) dans le liquide de C_4F_{10} , calculé avec le logiciel SRIM.	43
5.4	Diagramme de phase indiquant la zone de l'état de surchauffe. . .	46
5.5	Présentation d'un module de détection PICASSO.	47
5.6	Représentations schématiques des contenants des détecteurs PICASSO [3].	48
5.7	Senseur piézoélectrique (gauche) et socle en acrylique (droite) des détecteurs PICASSO.	49
5.8	Disposition des senseurs piézoélectriques dans les détecteurs PICASSO.	49
5.9	Un des 8 systèmes de contrôle de pression et température de l'expérience PICASSO installé dans le laboratoire Snolab (TPCS). Chaque TPCS contient quatre détecteurs.	50
5.10	Installation de l'expérience PICASSO dans le laboratoire Snolab.	51

5.11	À gauche, signal induit par l'éclatement d'une bulle et enregistré par le système d'acquisition de données avec une fenêtre de temps de 20.48 ms et à droite la transformée de Fourier du signal où un échantillon est égal à $2.5\mu m$. La résonance du senseur piézoélectrique se situe à ≈ 120 kHz.	53
5.12	Les deux premières figures représentent les amplitudes brutes et filtrées avec un filtre passe-haut de 18 kHz d'un signal provoqué par la nucléation d'une gouttelette, tandis que les deux dernières représentent les amplitudes d'un signal bruité.	54
5.13	Représentation graphique des différentes étapes dans la construction de la variable EVAR compilée pour les deux évènements de la Figure 5.12 : à gauche pour le signal provenant de la nucléation suite à l'interaction d'une particule et à droite pour le signal généré par du bruit électronique.	55
5.14	Discrimination des signaux provenant de bruits électroniques et des évènements physiques en utilisant l'amplitude maximale (gauche) et à l'aide de la variable EVAR (droite). Dans l'histogramme de EVAR, les évènements physiques sont à droite de la ligne rouge. .	56
5.15	Compilation des limites de section efficace de l'interaction WIMP-proton dans le secteur dépendant du spin. Les traits pleins sont les limites publiées et en pointillés la sensibilité projeté des expériences futures. La région situé au-dessus des limites est exclue. .	58
6.1	Spectre d'énergie de reculs nucléaire théorique et le taux de comptage qui en est généré avec un détecteur de seuil tel que PICASSO.	60
6.2	Simulation du spectre d'énergie de neutrons de 40 keV après avoir interagit avec le détecteur et tout juste avant leur interaction avec les gouttelettes de C_4F_{10} . La bande rouge représente l'énergie de seuil qui est déterminée par la température d'opération des détecteurs PICASSO.	61

6.3	Spectre en énergie simulé des reculs de noyaux de ^{12}C (en rouge) et de ^{19}F (en bleu) induits par des neutrons incidents d'une énergie de 40 keV.	62
6.4	Effet du paramètre alpha sur le taux de comptage où alpha définie la vitesse de la croissance du seuil.	63
6.5	Ligne du faisceau de protons de l'accélérateur de type van de Graaff pelletron situé à l'Université de Montréal.	64
6.6	Rendement de neutrons de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ en fonction de l'énergie de seuil. Les résonances permettent une excellente définition de l'énergie des neutrons.	65
6.7	Sections efficaces des réactions (n, F/C) en fonction de l'énergie du neutron.	66
6.8	Réponses normalisées du détecteur au faisceau de neutrons monoénergétiques pour différentes énergies incidentes, de gauche à droite : 4 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4.8 keV. Les cinq plus basses énergies ont été obtenues à travers les résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ et les énergies plus élevées par la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$	68
6.9	Comparaison des données expérimentales avec l'énergie de seuil calculée avec le modèle de Seitz (noir). En bleu (rouge), en supposant que l'énergie de seuil est déterminé par les reculs de fluor (carbone). La température des points bleus et rouges correspond à la température obtenue par l'ajustement sur les courbes de la Figure 6.8 lorsque le taux de comptage tend vers zéro.	69
6.10	Portée des reculs d'énergie maximale du fluor ($0.19E_n$) et du carbone ($0.28E_n$) pour une énergie de neutron de 40 keV, c'est-à-dire 7.6 keV et 11.2 keV respectivement.	70
6.11	Spectre en énergie de la source de AmBe utilisée dans la mine pour les mesures d'étalonnage aux neutrons des détecteurs.	71

6.12	Réponse moyenne de 15 détecteurs, mesurée lors des séries d'étalonnage entre 2006 et 2011 dans la mine. La bande rouge représente la réponse obtenue par une simulation Monte Carlo dans GEANT4. L'écart entre la simulation Monte-Carlo et les points expérimentaux est dû aux erreurs systématiques dont la plus importante est la position de la source de neutron entre chaque étalonnage.	72
6.13	Réponse du détecteur URS, dopé avec une source de ^{241}Am . L'activité alpha est localisée à l'extérieure de la gouttelette et seulement les particules alpha qui y entrent sont détectées et non pas les noyaux de recul.	75
6.14	Réponse du détecteur URS dopé avec du ^{226}Ra . Ce dernier diffuse dans les gouttelettes. Le détecteur est donc sensible aux reculs nucléaires et aux particules alpha.	77
6.15	Distribution du paramètre d'énergie acoustique EVAR en fonction de la température à une pression de 1.2 bar pour le détecteur 76. .	79
6.16	Fraction de chacun des pics de la variable EVAR en fonction de la température à une pression de 1.2 bar (détecteur 76). Premier pic : noyaux de recul, deuxième pic : noyaux de recul + particules alpha.	80
6.17	Réponse à une source de rayons gamma du détecteur de 4.5 L (C_4F_{10}).	82
6.18	Sensibilité des détecteurs PICASSO (C_4F_{10}) au rayonnement gamma. Les étoiles bleues sont les données mesurées avec le détecteur de 10 mL tandis que les carrés roses sont ceux obtenus avec le module de 4.5 L de la figure précédente. La ligne en tirets représente l'ajustement des données avec l'équation 6.7.	83
6.19	Réponse gamma des détecteurs PICASSO. Le trait représente la simulation Monte-Carlo et les carrés rouges, les points expérimentaux.	85

6.20	Réponse totale du détecteur PICASSO en fonction de la température (échelle en haut) et de l'énergie de Seitz (échelle en bas).	86
7.1	Le détecteur PICO 0.1 est une chambre à bulles contenant une masse de 30.7 g de liquide actif (C_3F_8) et de l'alkylbenzene linéaire (LAB) comme solution tampon.	89
7.2	Taux de comptage des détecteurs PICASSO (C_4F_{10}) et PICO (C_3F_8) ainsi que la paramétrisation de l'équation 6.2 pour des neutrons incidents d'énergie de 40 (bleu), 61 (noir), et 97 keV (rouge). Les points en forme de losange représentent les données expérimentales effectuées avec les détecteurs PICASSO, tandis que les points en forme d'étoile sont propres au détecteur PICO. Pour chacune des séries de mesures, une courbe paramétrée, avec le paramètre alpha, a été calculée (trait pointillé) et à titre de comparaison, la courbe paramétrée lorsque le paramètre $\alpha \rightarrow \infty$ est présenté (trait plein).	91
7.3	Taux de comptage des détecteurs PICASSO et PICO ainsi que la paramétrisation empirique de l'équation 6.2 pour des neutrons incidents d'énergie de 40 (bleu), 61 (noir), et 97 keV (rouge). On suppose ici que seulement le fluor contribue au taux de comptage.	92
7.4	Paramètre de nucléation du C_4F_{10} calculé en fonction de l'énergie de seuil pour les trois différents cas ($b = b_{50\%fluor}$, $b = b_{50\%carbone}$, $b = b_{100\%alpha}$).	96
7.5	Efficacité de détection du fluor et du carbone lorsque l'énergie de recul est égale à l'énergie de seuil ($E_R = E_{seuil}$) en fonction de l'énergie de seuil pour les paramètres de nucléation suivant : $b_{100\%alpha}$, $b_{50\%carbone}$ $b_{50\%fluor}$	97

7.6	Distance moyenne parcourue par des reculs de fluor et de carbone monoénergétique de 20 keV (triangles mauves) et 29.5 keV (étoiles vertes) respectivement en fonction de l'énergie de seuil. La longueur critique pour $b_{100\%alpha}$ (losanges noirs), $b_{50\%carbone}$ (carrés rouges) et $b_{50\%fluor}$ (cercles bleus) dans du C_4F_{10}	98
7.7	Énergie déposée en fonction de la distance parcourue d'un recul de fluor de 20 keV (bleu). Comme exemple, en rouge, la longueur critique à un seuil de 16 keV pour $b = (16keV)_{50\%fluor}$	99
7.8	Efficacité et fraction des reculs avec une portée plus grande que la longueur critique dans le scénario où $b = b_{50\%carbone}$. En rouge, la fraction d'évènements ayant une portée plus grande que la longueur critique ($P > L_c$), en bleu, la fraction de ces évènements ayant créé une nucléation, en noir, l'efficacité de la totalité du spectre d'énergie de recul.	100
7.9	Efficacité de détection des reculs de fluor et de carbone monoénergétique de 20 keV et 29.5 keV respectivement ($E_R = cte$) en fonction de l'énergie de seuil dans le cas où $b = b_{100\%alpha}$. Les lignes pleines sont simplement pour guider l'oeil.	102
7.10	Comparaison entre les données expérimentales des étalonnages avec neutrons monoénergétiques de 40, 50, 61 et 97 keV et les simulations les trois paramètres de nucléation : le trait rouge la simulation $b = b_{100\%alpha}$, le trait pointillé bleu pour la simulation $b = b_{50\%carbone}$ et le trait plein noir pour la simulation $b = b_{50\%fluor}$. Les points verts représentent les données expérimentales.	103
8.1	Temps de transfert (τ) en μs entre le régime inertiel et le régime de transfert de chaleur pour le C_4F_{10} en fonction de la température.	106
8.2	Rayon d'une bulle de C_4F_{10} en μm après un temps de croissance égale au temps de transfert $t = \tau$ en fonction de la température. . .	107

8.3	Amplitude (unité arbitraire) du signal émis par une gouttelette de $180 \mu m$ de C_4F_{10} en fonction de la température.	108
8.4	Amplitude (unité arbitraire) du signal émis par une gouttelette de C_4F_{10} à une température de $37^\circ C$ en fonction de la taille de la gouttelette.	109
8.5	Amplitude du signal émis par une gouttelette de C_4F_{10} ayant un diamètre de $200 \mu m$ en fonction de la température comparée à l'amplitude moyenne des 9 senseurs des évènements du détecteur 71. Les points bleus montrent l'amplitude lorsque les 9 senseurs piézoélectriques sont inclus tandis que les points jaunes ne contiennent pas le senseur piézoélectrique #4.	109
8.6	Distance entre le recul nucléaire et la première bulle créée par la trace de la particule alpha en fonction de la température pour les deux différentes courbes du paramètre de nucléation, $b_{50\%carbone}$ et $b_{50\%fluor}$	113
8.7	Nombre de bulles créées par une désintégration alpha en fonction de la température pour les paramètres de nucléation $b_{100\%alpha}$, $b_{50\%carbone}$ et $b_{50\%fluor}$	114
8.8	Schéma présentant les positions et les bulles voisines de chacune des bulles $Bulle_1$, $Bulle_2$, $Bulle_3$ et $Bulle_4$	116
8.9	Distance moyenne entre chacune des bulles créées le long de la trace d'une particule alpha à l'intérieur de la gouttelette de C_4F_{10} en fonction de la distance moyenne pour les paramètres de nucléations $b_{50\%carbone}$ et $b_{50\%fluor}$	117
8.10	Amplitude (unité arbitraire) d'une bulle ayant pour voisin deux bulles placées à une distance D_{moy} en fonction de sa distance par rapport à la paroi de la gouttelette pour différentes températures. .	118
8.11	Nombre de points libres normalisés en fonction du temps de chacun des types de bulles créées lors d'une désintégration alpha à une température de $32^\circ C$ à l'intérieur d'une gouttelette de C_4F_{10} . .	120

8.12	Amplitude d'un recul nucléaire (neutron/WIMP) comparé aux alpha pour $b_{100\%alpha}$, $b_{50\%fluor}$ et $b_{50\%carbone}$ en fonction de la température.	121
9.1	Distribution de EVAR pour les prises de données d'étalonnage de neutron, c'est-à-dire des reculs de noyaux (rouge) et de WIMP, c'est-à-dire des émetteurs alpha (bleu) pour un filtre passe-bande de 130-160 kHz.	125
9.2	Distribution de EVAR pour les prises de données d'étalonnage de neutron (rouge) et de WIMP (bleu) pour un filtre passe-bande de 130-160 kHz. Le graphique de gauche ne contient aucune coupure sur le volume, celui à droite définit un cylindre avec un rayon $r=4$ cm et $ z =7$ cm (± 7 cm) par rapport au centre du détecteur qui est situé à $r=0$ et $z=0$ par définition.	127
9.3	Fraction d'alpha rejetés en fonction de la fraction de neutrons acceptés pour un rayon de 4 cm, une hauteur $ z = 7$ cm (± 7 cm) pour EVAR 130-160 kHz.	128

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de recherche Viktor Zacek de m'avoir permis de travailler sur le projet PICASSO. Son encadrement et son optimisme ont été source de motivation tout au long de ma maîtrise. Je souhaite le remercier également d'avoir partagé ses idées et ses connaissances. J'adresse également mes remerciements aux membres du jury, Sjoerd Roorda et Manu Paranjape, d'avoir pris le temps de lire ce mémoire.

Merci à tous les membres présents et passés de la collaboration PICASSO pour leur contribution à l'expérience. Merci à tous les étudiants PICASSO que j'ai côtoyés. Merci à mes collègues du Bunker, Mathieu, Mirjam, Merlin et Frédérick pour les nombreuses discussions de corridor sérieuses et moins sérieuses.

Je veux également dire un gros merci à ma famille et mes amis pour leur soutien qui m'a été fort utile tout au long de ma maîtrise. Je tiens à accorder ma profonde gratitude à mes parents et ma copine Sabrina Morel pour m'avoir encouragé de façon inconditionnelle.

CONTRIBUTION PERSONNELLE

Ma contribution personnelle dans le projet PICASSO consiste en grande partie dans la description et la compréhension de la discrimination entre les évènements de type alpha et de type neutrons qui constituent le bruit de fond le plus dangereux dans l'expérience PICASSO. Au début de ma recherche, mon travail consistait entièrement à l'analyse des signaux acoustiques de ces deux types d'évènements dans le but de développer de nouvelles variables permettant d'améliorer la discrimination. L'une des premières trouvailles fut la localisation des évènements. En effet, la discrimination est entre ces deux types d'évènements est améliorée lorsque les évènements localisés à l'extérieur du détecteur sont retirés. Par la suite, dans le but de mieux comprendre les mécanismes qui engendrent une discrimination entre les deux types de particules, j'ai développé un modèle calculant l'intensité acoustique des évènements pour différentes températures et tailles de gouttelettes. Cela m'a amené à étudier les critères thermodynamiques permettant aux particules d'engendrer des transitions de phase dans les détecteurs. J'ai créé un programme qui calcule les différents paramètres thermodynamiques tel que l'énergie critique et la longueur critique. J'ai amélioré la précision du calcul en intégrant des corrections à différents paramètres thermodynamiques telles que la pression à l'intérieur de la protobulle. J'ai également effectué des simulations, avec le logiciel SRIM, de neutrons monoénergétiques collisionnant du C_4F_{10} lesquels étaient soumis aux critères thermodynamiques ce qui a permis de connaître l'efficacité de détection et le taux de comptage. Le comportement de ces taux de comptages ont été comparés avec les données expérimentales recueillies par les détecteurs PICASSO. Par la suite, j'ai effectué des simulations de particules alpha avec SRIM que j'ai soumises aux mêmes critères thermodynamiques. Cela a permis de connaître le nombre moyen de bulles créées par ceux-ci en fonction de la température. À partir de ces informations, il était maintenant possible de calculer adéquatement l'amplitude acoustique des particules alpha en utilisant le nombre moyen de bulles créées. À partir de ces résultats, j'ai calculé l'amplitude acoustique des deux types d'évènements pour différentes tailles de bulles pour caractériser la discrimination en fonction de la température d'opération des détecteurs PICASSO.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

La matière sombre est un type de matière présent dans l'univers qui n'émet pas suffisamment de radiation électromagnétique pour être détecté par les télescopes conventionnels, mais dont l'impact via la force gravitationnelle sur la matière visible qui l'entoure peut être quantifié. L'une des preuves les plus convaincantes de sa présence dans l'univers est l'interprétation de la mesure du fond diffus cosmologique (CMB) par le satellite Planck par le modèle cosmologique standard. En se basant sur l'analyse de cette mesure, 4.9 % de l'univers serait composé de matière ordinaire, 26.8 % de matière sombre et 68.3 % d'énergie sombre. La matière sombre a été postulée pour la première fois en 1933 par F. Zwicky [4] pour expliquer la vitesse orbitale des galaxies dans les amas de galaxies. Depuis, plusieurs théories au-delà du modèle standard des particules élémentaires ont vu le jour et proposent différentes particules candidates répondant aux critères d'observations pour expliquer la nature de la matière sombre. Les particules candidates les plus intéressantes du point de vue de la physique des particules sont regroupées sous le nom générique de WIMP, acronyme de l'anglais Weakly interacting massive particles (particules massives à interaction faible). Un des modèles émergents, le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), propose une particule, le neutralino χ , supersymétrique, stable, massive, électriquement neutre et interagissant à l'ordre de grandeur de l'interaction faible avec la matière ordinaire.

Le projet PICASSO (Projet d'Identification des CAndidats Supersymétriques de la matière Sombre) consiste à détecter de telles particules en employant un détecteur à gouttelettes liquides en état de surchauffe. La difficulté de détection réside dans la faible interaction entre les WIMPs et la matière. Dans le cas de PICASSO, les gouttelettes sont composées de C_4F_{10} et l'interaction la plus probable consiste en une collision élastique entre un WIMP et un noyau de ^{19}F . Cette interaction engendre un recul du noyau déposant une faible quantité d'énergie dans la gouttelette qui entraîne un changement

de phase accompagné de l'émission d'une onde sonore qui est captée par des capteurs piézoélectriques. L'énergie déposée requise pour qu'un changement de phase ait lieu dépend des conditions d'opération du détecteur. En effet, l'énergie nécessaire pour induire une transition de phase dépend de la température et de la pression d'opération du détecteur. Les détecteurs PICASSO sont ainsi des détecteurs de seuil d'énergie. Les propriétés du C_4F_{10} permettent d'obtenir des seuils d'énergie de détection typiques des interactions avec WIMP en contrôlant les conditions d'opération. La faible probabilité d'interaction nécessite également une grande quantité de masse active pour accroître le nombre d'interactions. De plus, une protection efficace contre les rayons cosmiques et les éléments radioactifs est cruciale pour mettre en évidence les événements WIMPs. Dans la première section de ce mémoire, il sera question de mettre en évidence et d'expliquer les phénomènes et observations qui ont démontré l'existence hors de tout doute de la matière sombre. Par la suite, les théories décrivant les particularités de cette matière seront exposées ainsi que les particules proposées par les modèles théoriques. Puis, l'une de ces théories, le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), sera décrite plus en détail ainsi que la particule la plus légère et stable prédite par ce modèle : le neutralino. L'interaction de cette particule avec la matière baryonique et plus particulièrement l'interaction dépendante et indépendante du spin avec les noyaux des atomes sera décrite.

La deuxième section exposera de manière générale l'expérience PICASSO. Les détecteurs de cette expérience et leur fonctionnement seront présentés. Plus précisément, les variables qui discriminent les événements engendrés par les bruits électroniques, l'algorithme de localisation ainsi que la théorie qui permet de décrire et de caractériser les transitions de phase des liquides en surchauffe de C_4F_{10} . Puis, les étalonnages des détecteurs avec neutrons et des particules α seront décrits ainsi que leur implication sur la compréhension de la physique du détecteur. Les sources de bruits de fond seront également décrites, notamment le problème du bruit de fond créé par des particules α dont le signal acoustique se confond avec le signal créé par les reculs suite à une interaction avec un WIMP. Ensuite, l'étalonnage avec des neutrons monoénergétiques des détecteurs PICASSO sera comparé avec celles prises par le détecteur PICO 0.1 qui est une chambre

à bulles utilisant plutôt du C_3F_8 comme liquide actif. Les étalonnages avec des neutrons monoénergétiques des détecteurs PICASSO seront étudiés également davantage. En effet, un modèle utilisant la théorie de Seitz sera développé dont le but est de simuler les taux de comptages en fonction du seuil d'énergie dont l'aboutissement sera une estimation du paramètre de nucléation qui est un paramètre libre de la théorie de Seitz.

Subséquentement, un modèle décrivant la formation des ondes acoustiques accompagnant la transition de phase sera formulé et sera combiné avec un modèle décrivant les différences entre les transitions de phase engendrée par les WIMPs et les particules α . Cela permettra la simulation et le calcul de l'amplitude des ondes acoustiques pour chacune des particules. Ces simulations utiliseront les connaissances acquises sur le paramètre de nucléation développées dans le chapitre précédent et permettront d'estimer la température à laquelle une discrimination entre les deux types de particules est possible. En effet, il sera montré que le nombre de protobulles dépend du paramètre de nucléation et que la discrimination en est également dépendante. Finalement, les données expérimentales de l'expérience PICASSO seront analysées. Une coupure sur le volume du détecteur en utilisant la localisation des événements permettra d'éliminer les effets de bord et d'améliorer la discrimination entre particules alpha et noyaux de recul. Pour déterminer les coupures optimales, un algorithme calculant une variable de qualité (Q) pour différentes valeurs de coupure sur le rayon et la hauteur du détecteur sera développé et expliqué.

CHAPITRE 2

LA MATIÈRE SOMBRE DANS L'UNIVERS

De nos jours, l'existence de la matière sombre ne fait plus aucun doute et l'explication la plus largement acceptée quant à la nature de cette matière est qu'elle serait composée de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particle). Actuellement, la détection de la matière sombre et la compréhension de l'interaction entre matière baryonique et matière sombre sont des domaines de recherches grandement actifs en physique des particules. Tout d'abord, dans ce chapitre, les bases du modèle standard cosmologique seront présentées. Ce modèle est crucial au développement de l'expérience. Il a permis, hors de tout doute, de montrer l'existence de la matière sombre : les mesures d'anisotropies du fond diffus cosmologique. Par la suite, les différents indices mettant en évidence la présence de cette matière dans l'univers seront présentés ainsi que les différents candidats. Puis, le MSSM (Modèle SuperSymétrique Minimal) qui tente d'expliquer la nature et l'interaction de cette matière avec la matière baryonique sera exposé. Finalement, les différents moyens de détection seront exposés ainsi que le projet PICASSO ayant comme but principal la détection directe de matière sombre.

2.1 Le modèle cosmologique standard

Le modèle cosmologique standard aussi appelé le modèle Lambda-CDM (Cold Dark Matter) ou "le modèle de concordance" est un modèle cosmologique décrivant l'univers en excellent accord avec les observations. Il part du principe cosmologique qui stipule que l'univers est homogène, c'est-à-dire que son apparence est la même indépendamment de la position de l'observateur dans l'univers. De plus, ce principe suppose également une isotropie de l'univers signifiant que son aspect est indépendant de la direction d'observation. Dans ce modèle, l'équation décrivant l'évolution de l'univers est appelée

l'équation de Friedmann et est donnée par l'expression suivante :

$$(\dot{a}/a)^2 = k/a^2 + (8\pi G/3)\rho_{tot} \quad (2.1)$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle, G la constante de la gravitation, ρ_{tot} la mesure totale de la masse-énergie dans l'univers. Le paramètre k décrit la courbure de l'espace-temps et peut prendre les valeurs $+1$, 0 ou -1 en fonction de la géométrie de l'univers. Le premier terme de l'équation 2.1 est le paramètre de Hubble au carré. Il représente le taux d'expansion de l'univers, ou encore le taux auquel les objets astronomiques présents dans l'univers s'éloignent les uns des autres. À l'époque cosmologique présente, le paramètre de Hubble devient la constante de Hubble et est égale à :

$$H_0 = h \cdot 100 \text{kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1} \quad (2.2)$$

où h est le paramètre de renormalisation de la constante du taux d'expansion et est égal à $h = 0.71 \pm 0.07$ [5]. Cette renormalisation est introduite pour reléguer les incertitudes de la valeur expérimentale à une constante et par la suite les valeurs usuelles sont exprimées en fonction de h . A priori, le paramètre k , décrivant la courbure de l'univers est inconnu, cependant, dans le cas où $k = 0$, ce qui signifie que l'univers est plat, l'équation de Friedmann permet d'obtenir la densité critique de l'univers dénoté ρ_c et est égale à :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.05368(11)10^5 h^2 \text{GeV} c^{-2} \text{cm}^{-3} \quad (2.3)$$

La densité critique ρ_c est la densité d'énergie pour laquelle la courbure spatiale d'un univers homogène, isotrope et en expansion est nulle. À partir de cette valeur, il est possible d'exprimer les densités relatives des composants de l'univers. Par convention, ces densités sont dénotées par Ω_i et définies ainsi :

$$\Omega_i = \rho_i / \rho_c \quad (2.4)$$

D'un point de vue expérimental, la densité totale en masse-énergie est la somme de chacune des contributions des composants de l'univers :

$$\rho_{tot} = \rho_M + \rho_{ray} + \rho_\Lambda \quad (2.5)$$

où ρ_M est la densité totale de matière incluant la matière baryonique et non-baryonique, ρ_{ray} la densité du rayonnement et ρ_Λ la densité d'énergie noire. La densité d'énergie noire est un paramètre dont l'ajout à l'équation de Friedmann est permis par la relativité générale. Ainsi l'équation de Friedmann devient :

$$(\dot{a}/a)^2 = \frac{k}{a^2} + \frac{8\pi G}{3}\rho_{tot} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.6)$$

et où on peut définir $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ et obtenir l'équation suivante :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_{tot} + \rho_\Lambda) - \frac{k}{a^2} \quad (2.7)$$

Suivant la définition d' Ω_i , on obtient l'équation suivante pour Ω_{tot} :

$$\Omega_{tot} = \Omega_M + \Omega_{ray} + \Omega_\Lambda \quad (2.8)$$

Et finalement on peut l'exprimer avec l'équation de Friedmann suivant ces définitions :

$$\Omega_{tot} - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \quad (2.9)$$

De cette manière, les mesures expérimentales de Ω_{tot} pourront être directement reliées au paramètre de courbure k . Par exemple, dans le cas où la densité totale (ρ_{tot}) est plus grande que la densité critique, l'on obtient un univers ouvert. Les autres cas possibles sont présentés au Tableau 2.I.

$k = 1$	fermé	$\rho_{tot} < \rho_c$	$\Omega_{tot} < 1$
$k = 0$	plat	$\rho_{tot} = \rho_c$	$\Omega_{tot} = 1$
$k = -1$	ouvert	$\rho_{tot} > \rho_c$	$\Omega_{tot} > 1$

Tableau 2.I – Géométries possibles de l’Univers en fonction du paramètre de courbure de l’espace k et les valeurs de ρ_{tot} et Ω_{tot} obtenues conséquemment.

2.2 Les évidences de matière sombre

En étudiant des objets astronomiques, différentes incohérences entre les modèles astronomiques et les observations ont été notées et attribuées à la matière sombre. Ces incohérences découlent des propriétés générales de la matière sombre. Elle interagit gravitationnellement avec la matière dite baryonique et elle est non radiative. Dans les sections suivantes, les résultats de mesures astronomiques et cosmologiques mettant en évidence la matière sombre sont présentés.

2.2.1 Distribution des vitesses des galaxies dans les amas

Le problème de la matière sombre a vu le jour en 1933 suite à des observations de l’amas du Coma effectué par Fritz Zwicky [4]. En effet, en mesurant la vitesse des galaxies à la périphérie de l’amas par décalage Doppler et en utilisant le théorème du viriel, une estimation de la masse de l’amas a pu être calculée. Cette masse fut par la suite comparée à la masse visible obtenue en considérant le nombre total de galaxies contenu dans l’amas du Coma et sa luminosité. Il trouva que la masse visible était 400 fois plus petite que la masse estimée par le théorème du viriel [6]. Cette masse dite invisible bien que réellement présente selon le théorème du viriel et nécessaire pour expliquer la vitesse des galaxies loin du centre de l’amas fut nommée "matière sombre" de Zwicky.

2.2.2 Courbes des rotations des galaxies spirales

Ce n’est que dans les années 70 qu’une seconde observation vint appuyer l’hypothèse de matière sombre proposée par Fritz Zwicky. Vera Rubin a mesurée la vitesse de

nuages de gaz d'hydrogène et d'étoiles dans la galaxie d'Andromède à la périphérie et à l'extérieur de la région lumineuse en utilisant le décalage Doppler. Puis elle a comparé le résultat avec la dynamique newtonienne. Par hypothèse, ils devaient voir leur vitesse diminuer plus ils étaient loin du centre de la galaxie, si la masse de la galaxie est concentrée en son centre et sachant que les nuages se mouvaient de la même façon que les étoiles. L'analyse des résultats conclut que la vitesse des nuages d'hydrogène restait presque constante en fonction de la distance du centre comme le montre la Figure 2.1 [7].

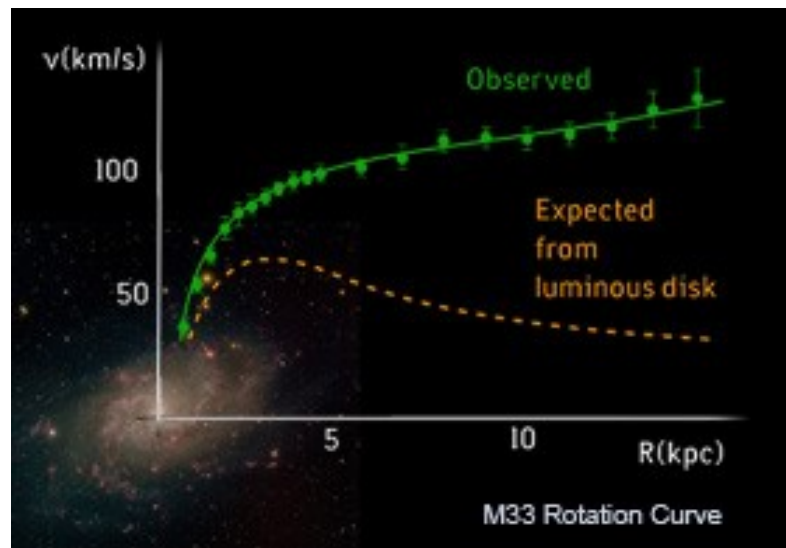


Figure 2.1 – Vitesse de rotation de la galaxie M33 en fonction de la distance du centre observée comparé à celle prévue par la théorie.

Pour remédier à cette incohérence avec la théorie newtonienne, Vera Rubin conclut qu'il fallait que la galaxie contienne de la matière sombre en quantité qui augmente en s'éloignant du centre. En effet, la vitesse de rotation d'un objet sur une orbite stable de rayon r à l'intérieur du disque lumineux d'une galaxie diminue comme $v \propto \sqrt{M(r)/r}$ où $M(r)$ est la masse à l'intérieur de l'orbite. Dans le cas où l'orbite se situe à l'extérieur du disque lumineux, la vitesse va comme $v \propto \sqrt{(1/r)}$ si toute la matière était contenue à l'intérieur du disque lumineux. Par contre, dans la plupart des galaxies, la vitesse mesurée reste plutôt constante, et ce même jusqu'aux régions loin du centre lumineux.

Ceci implique alors l'existence d'un halo de matière sombre ayant une densité de masse proportionnelle à l'inverse du rayon au carré :

$$\rho_{halo} \propto \frac{1}{r^2} \quad (2.10)$$

2.2.3 Les lentilles gravitationnelles

Une importante prédiction de la relativité générale appliquée à l'astronomie est la modification de la trajectoire de la radiation émise par les corps célestes. Ce phénomène appelé effet de lentille gravitationnelle se divise en deux catégories ; forte et faible. Les effets de lentilles gravitationnelles fortes se produisent lorsqu'un objet se trouvant derrière un astre massif verra sa lumière être courbée et dans plusieurs cas, du point de vue de la terre, plusieurs images du même objet seront visibles [8]. C'est le cas notamment lorsqu'un quasar, astre très loin émettant une très grande quantité de radiation, et une galaxie plus proche se trouvent sur une même ligne de visée comme présentée à la Figure 2.2.

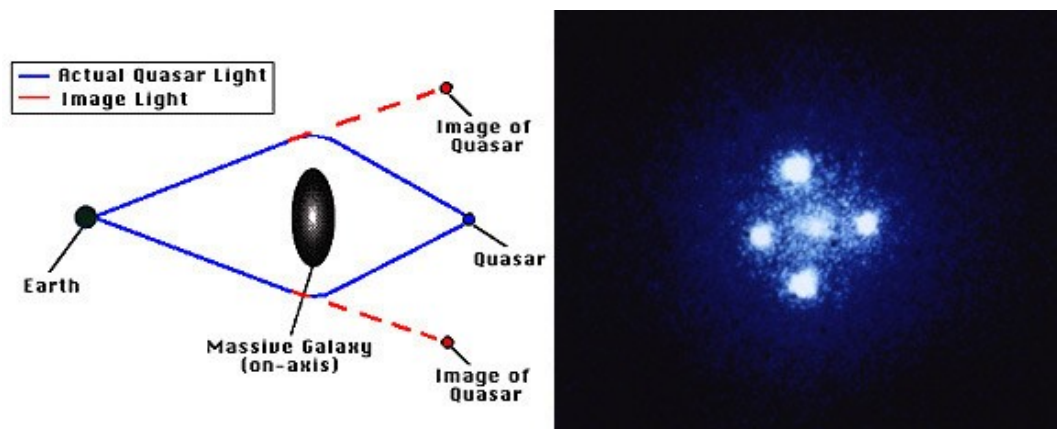


Figure 2.2 – À gauche, le schéma de l'effet de lentille gravitationnelle engendré par une galaxie sur l'image d'un quasar lointain. À droite, l'image prise d'un quasar, par le télescope Hubble, modifiée par l'effet de lentille gravitationnelle.

Puisque la matière ordinaire et la matière sombre contribuent à la courbure de l'espace-temps, en mesurant la luminosité du patron de l'image déformée du quasar, il est possible

d'extraire une estimation de la distribution de la matière totale (visible + sombre) à l'intérieur et autour de la galaxie. Étant en mesure de connaître où se trouve la matière dans la galaxie, il est possible de retrouver la contribution et la distribution de la matière sombre.

Le phénomène de lentille gravitationnelle faible le plus célèbre a été observé lors de la collision des amas du Boulet. Lorsque les deux sous-amas sont entrés en collision, les étoiles des galaxies ont été très peu affectées et ont été seulement ralenties gravitationnellement. Leur masse est reconstruite à l'aide de la lumière émise. Par contre, les gaz chauds interagissent fortement lorsqu'ils entrent en collision. Ils se réchauffent à 10^6 K et émettent des rayons X qui servent à reconstruire la région de collision. Finalement, la matière sombre, qui se déplace librement, sera détectée par la déformation de la forme des objets situés en arrière-plan par l'effet de lentille gravitationnelle. Le résultat de la collision est présenté à la Figure 2.3.



Figure 2.3 – Image du "Bullet Cluster" suite à la collision de deux amas de galaxies. Le gaz chaud est représenté en rouge et la présence de matière sombre mise en évidence par l'effet de lentille gravitationnelle est indiqué en bleu.[2]

Contrairement à l'effet de lentille gravitationnelle fort où de grandes distorsions des images des objets astronomiques ont lieu, l'effet de lentille gravitationnelle faible dé-

forme faiblement les images et nécessite un grand nombre de sources pour quantifier la masse à l'avant-plan. En effet, les sources de lumière apparaîtront plus grandes et aplaties. Or, les galaxies sont intrinsèquement aplaties d'un facteur allant de 3 à 300 plus grands que l'aplatissement causé par l'effet de lentille gravitationnelle en fonction de la masse en l'avant-plan. Il est donc nécessaire d'avoir un grand nombre de sources pour effectuer une analyse statistique montrant une distorsion cohérente de la forme des objets en arrière-plan. Cette analyse a été effectuée pour l'amas du Boulet et a permis de reconstruire l'emplacement de la matière sombre de la Figure 2.3 et montre que la quantité de matière sombre doit être 49 fois plus grande que la masse lumineuse observée.

2.2.4 Inhomogénéité du rayonnement fossile

Le rayonnement fossile est formé de photons libérés à l'âge de la recombinaison lorsque l'hydrogène neutre s'est formé et que l'univers est devenu transparent aux photons. Ces photons présentent le spectre caractéristique d'un corps noir d'une température $T_0 = 2.7277 \pm 0.002K$ correspondant à une densité soit $\Omega_r h^2 = 2.47 \times 10^{-5} h^{-2}$. Cependant, les mesures effectuées pour cartographier le ciel ont rapporté des inhomogénéités de l'ordre 10^{-5} K qui démontre que le rayonnement fossile n'est pas parfaitement isotrope comme il est montré à la Figure 2.4 [9].

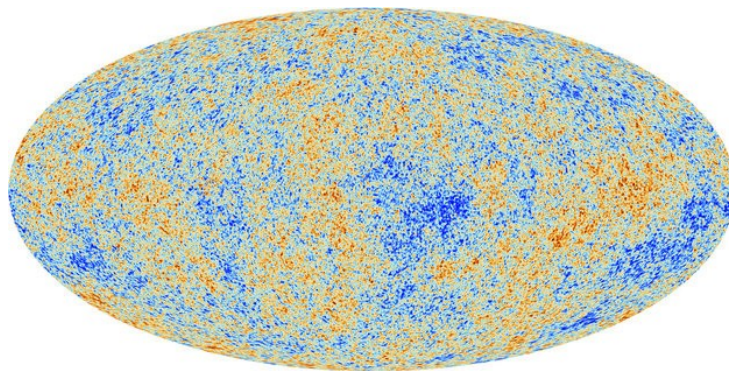


Figure 2.4 – Carte de la sphère céleste représentant les fluctuations de température du rayonnement de fond cosmologique dont l'origine est la période de la dernière diffusion. Celle-ci a été mesurée par le satellite Planck sur une période de cinq ans. Les différences de couleur représentent des variations de température de l'ordre de 0.0002 Kelvin.

Cette anisotropie est en fait le résultat de fluctuations quantiques présentes avant la période d'inflation dont les conséquences sont toujours présentes dans le plasma d'électron-baryon à l'époque de la recombinaison. Dans un tel plasma, des oscillations acoustiques avaient lieu et étaient dues à la compression du fluide baryon-photon par la gravité et à l'expansion du fluide par la pression de radiation exercée par les photons. Il existait ainsi des régions où la densité des baryons était relativement plus élevée par rapport à d'autres régions ce qui formait ainsi des puits de potentiel gravitationnel plus profonds. À l'inverse, il y avait des régions de plus basse densité de baryons et où la pression de radiation dominait. Ces potentiels créaient une oscillation de la température des photons. En effet, la température des photons augmentait lorsque le plasma se contractait et diminuait dans le cas inverse. Lorsque les photons ont pu quitter le plasma, leur température a été figée. Les photons qui étaient dans un potentiel dominé par une faible densité de baryon ont quitté avec une température moyenne plus grande que ceux qui étaient dans un potentiel où la densité de baryons était grande. De récentes expériences, telles que WMAP et Planck, ont mesuré les écarts de température du fond diffus cosmologique à différentes échelles angulaires. Les anisotropies peuvent être analysées en les décomposant en harmoniques sphériques dont l'amplitude donne le spectre de puissance angulaire C_l^{TT} et qui contient l'information essentielle sur les paramètres cosmologiques tels que les densités de chaque composant de l'univers. L'amplitude C_l^{TT} est obtenue avec l'équation 2.11.

$$C_l^{TT} = \frac{1}{(2l+1)} \sum |a_{lm}|^2 \quad (2.11)$$

où l représente l'ordre des multipôles et a_{lm} sont les coefficients d'amplitude de chacun des modes. Le spectre de puissance est alors donné par l'équation 2.12 :

$$\Delta T^2 = \frac{l(l+1)C_l^{TT}}{2\pi} \quad (2.12)$$

Le spectre de puissance est présenté à la Figure 2.5 [10]. On peut voir que le premier pic se situe à $l = 200$. La position du premier pic dépend de la courbure de l'espace. En

effet, si la courbure était négative, la position du pic se déplacerait vers de plus grandes valeurs de l sans modifier la forme du pic. Ainsi, les mesures expérimentales ont montré que la courbure de l'espace est plate et donc que $\Omega_{tot} = 1$. En somme, trois pics sont distinguables donnant de l'information notamment sur la quantité relative de matière sombre et de la matière baryonique. La hauteur relative du premier pic permet d'obtenir la densité baryonique soit $\Omega_B h^2 = 0.0455 h^{-2} \pm 0.0028$. De plus, la hauteur relative des pics acoustiques permet de déduire la quantité de matière sombre dans l'univers soit

$$\Omega_c h^2 = 0.228 h^{-2} \pm 0.02 \quad (2.13)$$

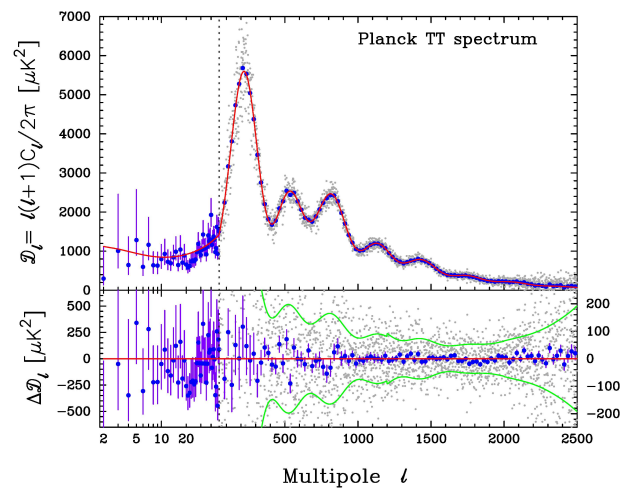


Figure 2.5 – Spectre de puissance angulaire des fluctuations de température mesurées par Planck. La ligne rouge représente le meilleur ajustement au modèle cosmologique standard compatible avec un Univers plat.

À partir de ces résultats, on calcule la proportion de chaque composant de l'univers dont les résultats sont présentés sous forme de diagramme à la Figure 2.6.

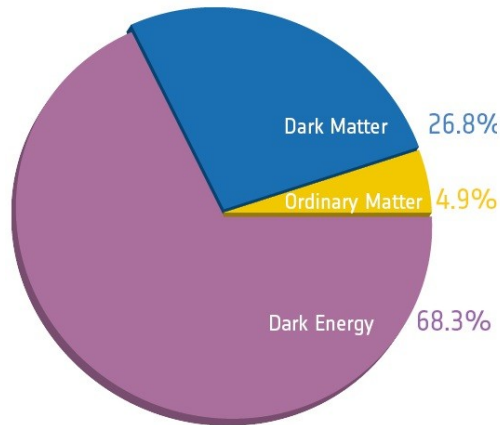


Figure 2.6 – Pourcentage de chacun des composants de l’univers mesuré par le satellite Planck.

2.2.5 Nucléosynthèse primordiale (BBN – Big Bang nucleosynthesis)

La nucléosynthèse primordiale est une période de l’univers qui a pris place de 10 secondes à 20 minutes après le Big Bang. C’est durant cette période qu’a eu lieu la production des noyaux légers tels que le deutérium, He-3, Li-7 et He-4 ainsi que deux autres noyaux instables, le tritium et Be-7 qui se sont désintégrés en He-3 et Li-7 respectivement. Il est convenu que la majorité du He-4 présent dans l’univers a été créée durant cette période. Cette période est très sensible au rapport des densités des neutrons et protons (ρ_n/ρ_p) initialement présents et à la durée de vie du neutron. Ce rapport dépend de la différence de masse entre le proton et le neutron, $Q = 1.293$ MeV ainsi que de la température T :

$$n/p = e^{-Q/T} \quad (2.14)$$

Une seconde après le Big Bang, l’univers s’est refroidi suffisamment et a atteint une température $T_{fr} \approx 1$ MeV (Freeze out température). À ce moment, l’expansion de Hubble est devenue plus grande que le taux de conversion neutron-proton ($\Gamma_{n \leftrightarrow p}$), le rapport ρ_n/ρ_p s’est fixé à une valeur de $\approx 1/6$. Par la suite, puisque les neutrons libres sont instables avec un temps de demi-vie de 611.0 ± 1.0 s, ils ont pu faire des désintégrations β et cela

a réduit le ratio à $\approx 1/7$. Lorsque la température a diminué davantage, plusieurs réactions ont eu lieu qui dépendent de la densité de baryons qui est habituellement normalisée par rapport à la densité relique de photon :

$$\eta = \eta_b / \eta_\gamma \quad (2.15)$$

Les abondances relatives des noyaux légers sont exprimées en définissant : $\eta^{10} = 10^{10} \eta_\gamma$ et où η_γ est fixé par les mesures du CMB actuel. La première réaction à prendre place est la production de deutérium par la réaction $p(n, \gamma)D$. Cependant, la photodissociation du deutérium est supérieure à la production de deutérium. Ce n'est que lorsque la condition

$$\eta^{-1} e^{-\Delta_D/T} > 1 \quad (2.16)$$

est respecté. Le terme de gauche de la dernière équation représente le nombre de photons par baryon ayant une énergie plus grande que l'énergie de photodissociation. Le terme Δ_D représente l'énergie de liaison du deutérium, $\Delta_D = 2.23$ MeV. La condition de l'équation précédente est remplie lorsque $T \approx 0.1$ MeV. Lorsque cette température est atteinte, la proportion de deutérium ayant une énergie plus grande que l'énergie de photodissociation est plus grande que celle ayant une énergie plus petite que l'énergie de photodissociation. Ainsi, la majorité des deutons est stable. Plusieurs autres réactions prennent place durant cette période dont la chaîne est présentée à la Figure 2.7. L'absence de noyaux stables avec des nombres de masse de 5 et 8 empêche la formation de noyaux plus lourds, car les réactions n^4He , p^4He ou $^4He^4He$ sont impossibles. De plus, la barrière de coulomb défavorise grandement les réactions suivantes : $^3He(^4He, \gamma)^7Li$ et $^3He(^4He, \gamma)^7Be$ qui auraient pu à leur tour créer des noyaux plus lourds par d'autres réactions. Puisque le 4He est le noyau le plus stable parmi ces noyaux légers, tous les neutrons libres termineront leur vie à l'intérieur de ce dernier. On peut donc assumer avec très bonne approximation que tous les neutrons libres présents lors de la température "Freeze out" créeront de l' 4He et que tous les protons restant en surplus créeront de l'hydrogène neutre.

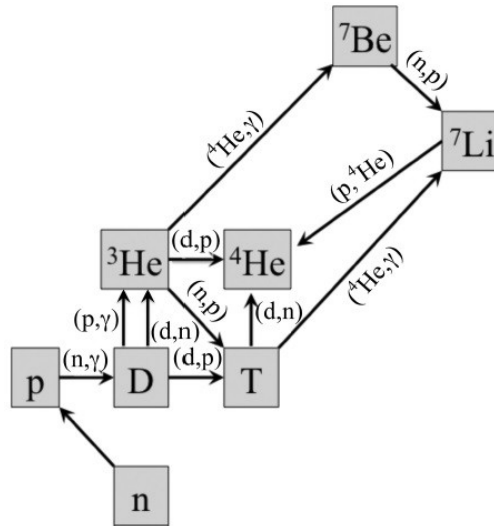


Figure 2.7 – Schéma de désintégration et production des éléments légers présents lors de la nucléosynthèse du Big Bang.

Ainsi puisque chaque ${}^4\text{He}$ contient deux neutrons ; $N_{\text{He}-4} = N_n/2$, la fraction de la masse totale sur la masse d' ${}^4\text{He}$ est donnée par l'équation suivante :

$$Y_4 = \frac{2N_n}{N_n + N_p} = \frac{2(n/p)}{(1 + n/p)} \approx 0.25 \quad (2.17)$$

Or, cette valeur dépend très peu des taux de réactions, mais dépend directement de la valeur de N_n/N_p qui à son tour dépend directement du temps de vie du neutron qui est directement lié au taux de désintégration β des neutrons libres. Ensuite, connaissant les sections efficaces de chacun des canaux présents à la Figure 2.7, il est possible de prédire les abondances de ${}^4\text{He}$, D, ${}^3\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ en fonction du ratio baryon/photon. Les résultats sont présentés à la Figure 2.8 [11] [12]. Tout d'abord on peut voir un accord dans l'intervalle allant de $5.7 - 6.7\eta_{10}$ avec un niveau de confiance de 95%. En utilisant η_γ déterminé par le CMB, on obtient que $\rho_b = (3.9 - 4.6)10^{-31} \text{g cm}^{-3}$ ou encore en utilisant le fait que $\rho_b/\rho_{\text{crit}} \approx (\eta 10h^{-2})/274$:

$$\Omega_b = (0.021 - 0.025)h^{-2} \quad (2.18)$$

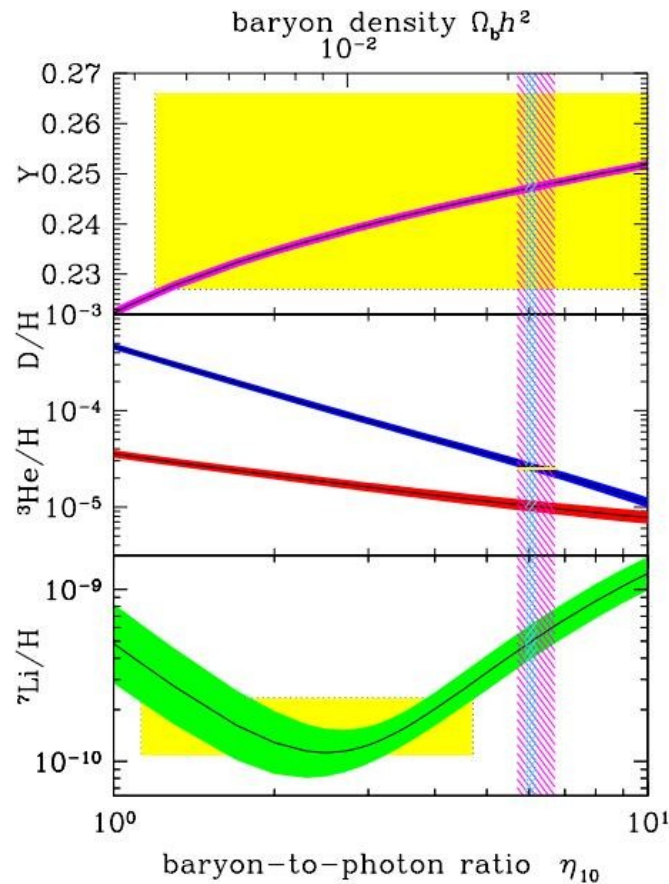


Figure 2.8 – Abondance de ${}^4\text{He}$, D, ${}^3\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ prédite par le modèle de nucléosynthèse primordiale. Les bandes montrent un intervalle de 95% de niveau de confiance. Les boîtes jaunes représentent les valeurs observées des abondances relative aux photons des éléments légers. La bande verticale bleue indique les mesures de la densité de baryon à partir du CMB tandis que la grande bande mauve indique un intervalle de 95% de niveau de confiance de BBN en accord avec la mesure de CMB. (Remarque : barres d'erreurs très mince sur la courbe bleu !)

On peut donc conclure que la mesure de Ω_b qui a été faite grâce au modèle de BBN est totalement indépendante de la mesure faite à partir du CMB, que les deux valeurs sont en parfait accord et prédisent que la densité de matière baryonique est de $\Omega_b \approx 4\%$.

CHAPITRE 3

CANDIDATS À LA MATIÈRE SOMBRE

Prenant en compte les différentes caractéristiques mises en évidence par les observations, plusieurs modèles ont été élaborés et proposent diverses particules candidates. Dans cette section, les divers candidats ainsi qu'une théorie modifiant la théorie de la gravitation seront présentés.

3.1 Matière sombre baryonique

Étant donné que cette masse invisible n'émet pas de radiation, une des solutions proposées est l'existence d'une grande quantité d'objets astronomiques formés de matière baryonique. Ces objets, appelés MACHOs (Massive Astronomical Compact Halo Objects), pourraient être des trous noirs, étoiles à neutron, naine brune, naine blanche ou des planètes en orbite libre. Ils pourraient être détectés par le phénomène de microlentille gravitationnelle, c'est-à-dire que lorsqu'ils passent devant une étoile observable, ils feront courber la trajectoire de la lumière. Par conséquent, des recherches de cet effet ont été effectuées par les collaborations MACO et Eros, mais aucun effet n'a été trouvé. D'ailleurs comme vu dans le chapitre précédent, la BBN et les oscillations acoustiques des baryons imposent des limites sur le ratio entre matière baryonique et matière totale présente dans l'univers. De plus, ils imposent la présence d'une fraction importante de matière non baryonique. Par conséquent, bien que les expériences ont permis de mesurer avec plus de précision la quantité de matière dans l'univers, les MACHOs ne peuvent pas rendre compte des phénomènes cosmologiques observés.

3.2 Les axions

Les axions sont des particules qui ont été théorisées pour rendre compte de l'absence de la violation CP dans l'interaction forte. Ils forment également de bons candidats pour la matière sombre, dite froide, puisqu'ils sont des particules non relativistes et qu'ils in-

teragissent que très faiblement. Ils possèdent de très faibles masses allant de 10^{-6} à $1 \text{ eV}/c^2$. Selon la masse qu'ils ont, ils auraient pu créer des condensats de Bose-Einstein et pourraient être en quantité suffisante pour rendre compte de la matière invisible mesurée par les différentes observations astronomiques. Des expériences spécialisées à la détection des axions sont en cours de prise de données comme CAST et ADMX.

3.3 La théorie MOND

Une solution n'envisageant pas de particules pour expliquer le problème de la matière sombre appelé MOND (MODified Newtonian Dynamics) propose de modifier les équations de Newton [13]. Le but initial de cette théorie était d'expliquer les courbes de rotation des galaxies spirales montrant une vitesse constante en fonction de la distance du centre de la galaxie. Cette théorie, proposée en 1983 par Mordechai Milgrom, serait en accord avec les lois de Newton pour de grandes accélérations, mais modifierait cette même loi pour de faibles accélérations. La deuxième loi de Newton est donc modifiée ainsi :

$$F = m\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)a \quad (3.1)$$

où a_0 est une constante naturelle, $a_0 \approx 10^{-10} \text{ms}^{-2}$. De cette façon, la vitesse de rotation des galaxies ne dépendrait plus de la distance à laquelle se trouve l'objet.

Par contre, dans le cas de la collision de l'amas du Boulet, l'effet de lentille gravitationnelle faible localise la distribution de matière sombre en un point différent du centre de masse de la masse visible, ce qui ne peut pas être expliqué par la théorie MoND. Pour y répondre, l'ajout de matière non baryonique est nécessaire. Par exemple des neutrinos de avec une masse de $2 \text{ eV}/c^2$ ont été proposés.

3.4 La matière sombre chaude

La matière sombre chaude serait composée de particules allant à des vitesses relativistes dont le candidat principal serait le neutrino. Ces particules satisfont la condition de très faible interaction avec la matière. Il existe également une période de l'univers à laquelle les neutrinos se sont échappés comme l'on fait les photons et dont on peut toujours voir l'empreinte dans l'univers et qui est appelé *CvB* (Cosmic Neutrino Background). On peut également relier la densité des photons à la densité des neutrinos ainsi que leur température respective :

$$n_\nu = \frac{4/11}{n_\gamma}, T_{CvB} = (4/11)^{1/3} T_{CMB} \quad (3.2)$$

Il est également possible d'obtenir la densité physique de neutrinos :

$$\rho_\nu = N_{eff} \frac{7}{8} \left(\frac{4}{11} \right)^{4/3} \rho_\gamma \quad (3.3)$$

et où $N_{eff} = 3.046$ qui correspond au nombre de familles de neutrinos mesurés expérimentalement. Ainsi on obtient que

$$\Omega_\nu h^{-2} = 1.68 \times 10^{-5} \quad (3.4)$$

De plus, à partir de ces résultats, on peut obtenir une limite supérieure sur la somme des masses des neutrinos [9] :

$$\Sigma m_\nu = 0.23 \text{ eV}/c^2 \text{ à } 95\% \text{ de niveau de confiance} \quad (3.5)$$

La formation de l'univers tel qu'on le voit aujourd'hui suggère que les plus petites structures se sont formées pour ensuite engendrer de larges structures telles que des superamas. En effet, les observations ont démontré que les petites structures telles que les galaxies sont plus abondantes que les grandes structures. Or, si la matière sombre est formée exclusivement de neutrinos, puisqu'ils ont de très faibles masses et seraient

hautement relativistes, elle aurait engendré de grandes structures qui se seraient fragmentées pour former des petites structures comme les galaxies. Par ce fait, les neutrinos ne peuvent pas à eux seuls former la matière sombre.

3.5 La matière sombre froide

Cette matière serait formée de particules non baryoniques massives de l'ordre de 1 à 1000 fois la masse du proton et non relativiste. Ainsi, elles sont compatibles avec l'histoire de la formation des structures de l'univers. Ces particules sont désignées sous l'appellation WIMP (Weakly Interacting Massive Particles). Elles interagissent très faiblement, de l'ordre de la section efficace de l'interaction électrofaible, avec la matière la rendant très difficile à détecter. Plusieurs modèles théoriques existent décrivant ces particules. L'un de ces modèles est le modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), une extension du modèle standard. Ce dernier prédit une particule stable, neutre et lourde appelée neutralino qui serait compatible avec les observations cosmologiques.

3.6 Supersymétrie

La supersymétrie est une théorie qui prédit un superpartenaire pour chacune des particules connues du modèle Standard. Les fermions qui sont des particules de spin demi-entier ont ainsi des superpartenaires ayant des spins entiers. De même, les bosons qui sont des particules de spin entier ont des superpartenaires ayant des spins demi-entiers. Une telle théorie permettrait notamment d'unifier les constantes de couplage des trois forces contenu dans le modèle standard ; la force électromagnétique, la force forte et la force faible. Cependant, cette symétrie nécessite que les superpartenaires aient une masse beaucoup plus grande que les masses des particules du modèle standard. À partir de cette théorie, plusieurs modèles ont été créés. Les différents modèles incluent une particule appelée LSP (Lightest Supersymmetric Particle) qui serait une superposition quantique de bosons neutres supersymétriques et la particule la plus légère produite par un modèle donne. Dans le cas du MSSM, cette particule est stable et appelée neutralino.

3.7 Le MSSM et le neutralino

La masse attendue de ces superparticules est 10 à 100 fois la masse d'un proton. Pour en produire au laboratoire à l'aide d'un accélérateur, il faut donc une très grande quantité ($\approx \text{TeV}$) d'énergie qui serait disponible avec le LHC (Large Hadron Collider). Une particularité importante du MSSM est la parité R qui implique la stabilité du LSP. Cette particule stable est électriquement neutre et la plus légère du MSSM. Elle satisfait les propriétés requises prescrites pour la matière sombre et posséderait une masse de 1-100 GeV/c^2 . Le neutralino est un fermion composé des partenaires Supersymétrique des bosons nommés zino (boson Z), photino (photon), higgsino (Higgs neutre). Il est une combinaison linéaire de ces particules :

$$\chi^0 = \alpha_1 \tilde{\gamma} + \alpha_2 \tilde{Z} + \alpha_3 \tilde{H} \quad (3.6)$$

où α sont les paramètres de mélange, $\tilde{\gamma}$ le photino, \tilde{Z} le zino et \tilde{H} le higgsino.

3.8 Matière sombre asymétrique

La théorie de la matière sombre asymétrique est une récente idée de l'extension de la brisure de symétrie entre matière et antimatière appliquée à la matière sombre. Elle suggère une asymétrie entre matière sombre et antimatière sombre. Les densités de matière sombre et de matière baryonique sont très près l'une de l'autre : $\rho_{DM}/\rho_B \approx 5$ [5] et ce malgré qu'elles ne sont pas reliées l'une à l'autre. Or, dans le cas où les deux types de matière sont asymétriques, il est possible de trouver une relation :

$$n_\chi - n_{\bar{\chi}} \approx n_b - n_{\bar{b}} \quad (3.7)$$

où $n_\chi, n_{\bar{\chi}}$ sont les densités de matière et d'antimatière sombre, et $n_b, n_{\bar{b}}$ sont les densités de matière et d'antimatière baryoniques. Étant donné que $\rho_{DM}/\rho_B \approx 5$, on trouve avec l'équation 3.7 que $m_\chi \approx 5m_p \approx 5 \text{ GeV}/c^2$ ce qui suggère donc que la matière sombre est composée de particules ayant une masse de 5 GeV/c^2 . Initialement, l'asy-

métrie pouvait être présente seulement dans la matière ou seulement dans la matière sombre ou simultanément dans les deux types de matières. Pour qu'une relation existe entre l'asymétrie présente dans la matière sombre et la matière ordinaire, il faut qu'il existe un moyen de communication entre les deux types de matière. Bien que ce moyen de communication est inconnu, l'on sait que l'asymétrie reste inchangée une fois que le moyen de communication entre les deux types de matière découple. À partir de cette idée générale, de nombreux modèles existent expliquant l'asymétrie entre matière et antimatière et dont les sections efficaces de détection sont du même ordre de grandeur que celle des WIMPs.

CHAPITRE 4

LA DÉTECTION DE MATIÈRE SOMBRE

La détection de matière sombre peut se faire en considérant trois processus différents qui sont illustrés par le diagramme de la Figure 4.1 et qui sont décrits par la suite :

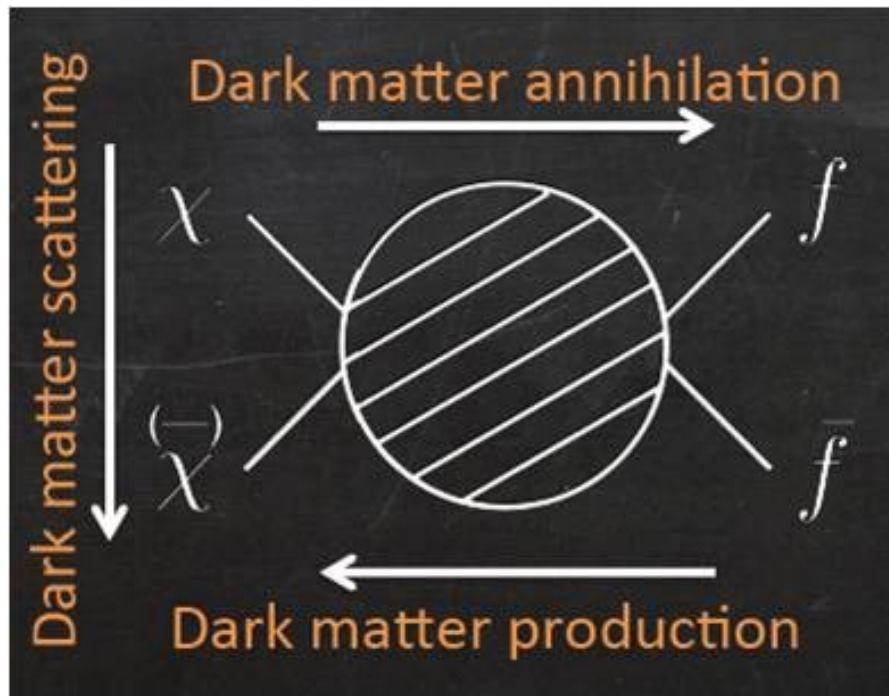


Figure 4.1 – Diagramme schématisant les trois processus de détection de la matière sombre.

La détection indirecte mesure les produits de désintégration de particules candidates de la matière sombre en particule du modèle standard et compare les flux de ces particules dans l'espace aux modèles cosmiques. De l'autre côté, la détection directe cherche à mesurer la signature de la matière sombre sur des détecteurs à très bas bruits de fond qui consiste à une collision élastique entre WIMP et un nucléon de la cible. Il existe également un troisième type de détection de la matière sombre qui repose sur la création de la matière sombre par des accélérateurs ayant de grandes énergies de centre de masse

notamment le LHC (Large Hadron Collider, ayant une énergie du centre de masse de 14 TeV). Étant donné que la particule la plus légère est stable, la signature de la matière sombre serait une collision où l'énergie de reconstruction ne serait pas égale à l'énergie de collision.

4.1 Le WIMP dans l'univers et la Voie lactée

Lors du Big Bang, l'énergie disponible pour former des particules était suffisamment grande pour produire toutes les particules présentes dans le MSSM. Puis, les particules supersymétriques se sont désintégrées jusqu'au neutralino, particule qui est stable. Ainsi, de nos jours, les neutralinos devraient être présents en très grande quantité dans l'univers et maintenus gravitationnellement autour des galaxies y formant des halos de matière sombre. En fait, avant la formation des galaxies, les neutralinos se seraient agglomérés dû à la force gravitationnelle et auraient créé des puits de potentiels gravitationnels et c'est dans ces puits que les galaxies se seraient formées. Il est alors possible d'assumer une distribution maxwellienne de la vitesse des neutralinos autour des galaxies. De plus, connaissant la vitesse du Soleil autour de la Voie lactée, il est possible de connaître la distribution de la vitesse des WIMPs par rapport à la terre :

$$f(\vec{v}, \vec{v}_T) = \frac{1}{(\pi v_0^2)^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2}} \quad (4.1)$$

où $v_0 = 230 \text{ kms}^{-1}$ est la vitesse de rotation moyenne du Soleil par rapport au centre de la galaxie et $v_T = 244 \text{ kms}^{-1}$ est la vitesse de la Terre par rapport au halo de matière sombre. De plus, il y a une vitesse maximale que les neutralinos peuvent atteindre au-delà de laquelle ils s'échapperont de la galaxie ; $v_{esc} = 600 \text{ kms}^{-1}$. Ainsi, pour un observateur sur la Terre, le nombre de neutralinos qui le traverse augmente lorsque la Terre avance dans la même direction que le Soleil et diminue dans le cas inverse comme il est montré à la Figure 4.2 :

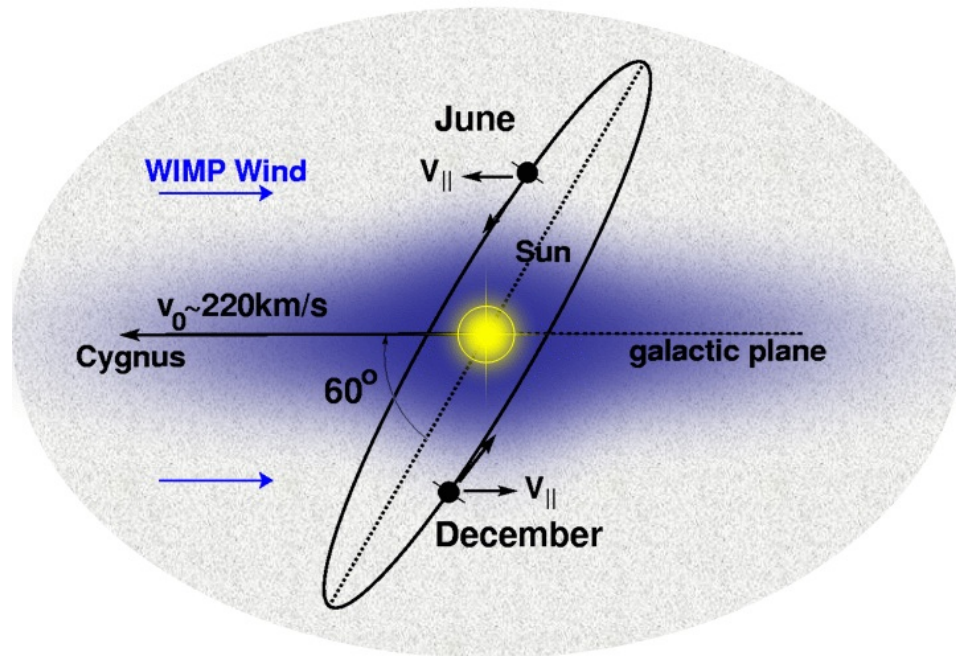


Figure 4.2 – Schéma de l'origine d'une modulation annuelle du flux de WIMPs.

Ainsi, puisque v_T varie sinusoidalement lors d'une année terrestre il en résulte une modulation sinusoidale du nombre de WIMPs traversant la Terre, mais qui est seulement fonction de la vitesse parallèle à la direction du Soleil dans la galaxie. Cette composante, d'une amplitude de 30 km/s, engendre un maximum au 1er juin et un minimum au 1er décembre. En amassant suffisamment de données sur de nombreuses années, il peut être possible de voir cette modulation sur plusieurs cycles annuels. Une telle mesure serait une mesure directe d'une signature unique de la matière sombre.

4.2 Détection indirecte

La détection indirecte consiste à mesurer les produits d'annihilation de WIMP. Dépendamment de la nature intrinsèque du neutralino, c'est-à-dire s'il est composé principalement de Wino, Zino ou Higgsino, les canaux de d'annihilation les plus favorables seront différents. Les canaux possibles sont présentés au Tableau 4.I.

Canaux de désintégrations
ZH
W^+W^-
ZZ
HH
gg
$\gamma\gamma$
$f\bar{f}$

Tableau 4.I – Canaux d’annihilation du neutralino, où f est un fermion, \bar{f} un anti-fermion et g est un gluon.[1]

Ces particules se désintègrent par la suite en particules connues du modèle standard notamment des gamma, antiprotons et positrons et également de neutrinos. Pour tirer de l’information des quantités mesurées de rayons gamma, d’antiprotons et de positrons, il faut connaître avec une très grande précision la production de ces particules par les objets astronomiques présents dans l’univers surtout dans le cas des rayons gamma. En effet, les rayons gamma observés par les télescopes proviennent de plusieurs sources différentes et leur mécanisme de production dans l’univers n’est pas encore parfaitement compris. Pour mesurer de tels signaux, il est avantageux de sonder des régions de l’espace où la densité de WIMPs est élevée. Le centre du Soleil et de la Terre étant des régions denses, elles engendrent plus de collisions entre WIMP (et matière). Une récente mesure des rayons gamma présents dans l’univers a été faite par le satellite FERMI-LAT. Ce satellite a mesuré la quantité de rayons gamma dans plusieurs régions de l’univers sur une gamme d’énergie allant de 102 MeV et 105 MeV. Les plus récentes mesures du flux de rayon gamma sont présentées à la Figure 4.3. [14]

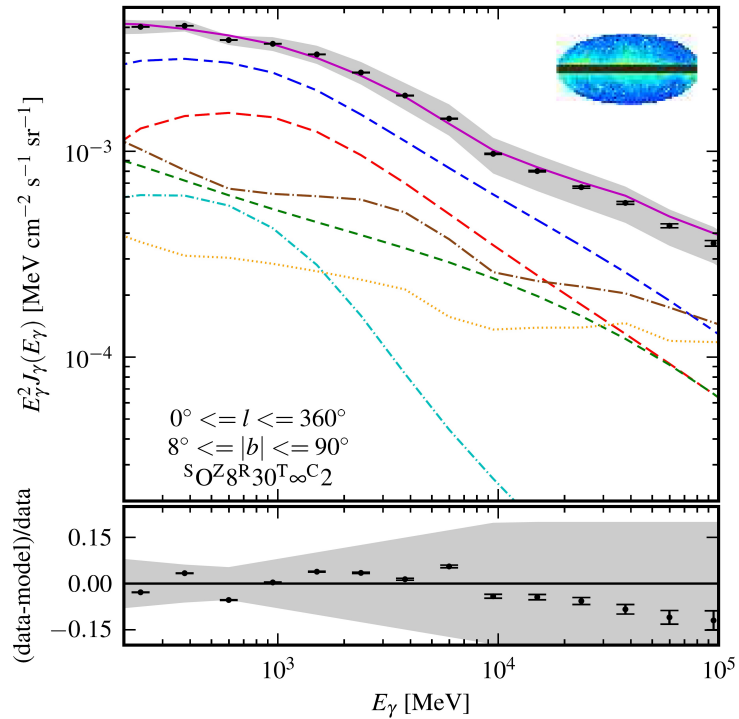


Figure 4.3 – Le flux de gamma multiplié par le carré de l'énergie ($J_\gamma E^2$) en fonction de l'énergie des gamma en MeV. Les mesures sont comparées à la théorie. Le graphique en dessous montre la fraction résiduelle (data-modèle)/data.

On peut voir sur la Figure 4.3 la contribution de chacune des sources d'émissions de gamma. Les traits mixtes bruns sont le flux du bruit de fond isotropique, en orange les sources mesurées, en rouge les gamma provenant de la désintégration de π_0 , en vert les gamma provenant de diffusion Compton inverse, en bleu cyan ceux provenant du bremsstrahlung, en bleu fonce la diffusion galactique d'émission gamma (DGE) et en mauve l'émission totale incluant les sources détectées et le bruit de fond isotropique. La région grise représente les erreurs systématiques de Fermi-LAT dans la région étudiée. On voit sur le graphique du bas de la Figure 4.3 qu'il y a un désaccord entre le modèle et les mesures expérimentales dû à l'excès de flux autour de 130 GeV. Or, l'ajout de nouvelles sources et/ou processus non inclus dans les modèles pourraient modifier les conclusions sur l'accord des modèles avec les mesures expérimentales [15]. L'excès autour de 130 GeV provient de rayons γ de la région centrale de la galaxie et peut être

interprété comme étant la signature de l'annihilation de matière sombre en 2γ . La comparaison entre les données mesurées expérimentalement et le signal attendu pour cette signature est montrée à la Figure 4.4. [14]

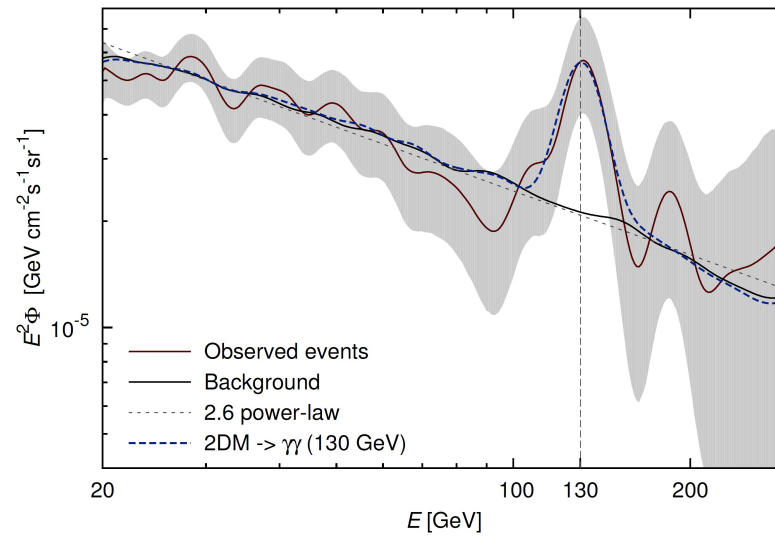


Figure 4.4 – Évènements gamma observés dans la région centrale de la Galaxie et comparés au signal de l'annihilation de matière sombre en 2γ (130 GeV).

Lorsque les WIMPs s'annihilent, ils peuvent également créer des neutrinos de très haute énergie. En effet, les WIMPs perdent de la quantité de mouvement lorsqu'ils interagissent avec la matière baryonique par collision élastique. Ainsi ils s'accumuleraient au centre de la Terre et du Soleil dû à la force gravitationnelle et parce qu'ils n'auraient pas une vitesse suffisamment grande pour vaincre le puits de potentiel gravitationnel. Par conséquent, si les WIMPs s'accumulent, leur densité augmente et donc le nombre de désintégrations. Ces désintégrations pourraient produire des neutrinos émanant du centre de la Terre ayant de grandes énergies qui pourraient être détectées. Les expériences AMANDA, IceCube et ANTARES sont des expériences qui recherchent activement ce signal.

4.3 Détection directe

Lorsque les WIMPs traversent la matière et qu'ils interagissent avec cette dernière, ils le font par collision élastique dont le lagrangien d'interaction est le suivant :

$$L = 4\sqrt{2}G_F[\chi^+\vec{\sigma}\chi(a_p p^+\vec{\sigma}p + a_n n^+\vec{\sigma}n) + \chi^+\vec{\sigma}\chi(f_p p^+\vec{\sigma}p + f_n n^+\vec{\sigma}n)] \quad (4.2)$$

où G_F est la constante de Fermi, p , n et χ sont les fonctions d'ondes des protons, neutrons et neutrino respectivement, a_n et a_p sont respectivement les constantes de couplages pour proton et neutron dans la section dépendant du spin, tandis que f_n et f_p sont les constantes de couplages du neutron et du proton respectivement dans le secteur indépendant du spin. Le premier terme est responsable de l'interaction dépendante du spin tandis que le dernier est pour l'interaction indépendante du spin. À partir de ce lagrangien, on obtient la section efficace d'interaction pour les collisions élastiques entre WIMP et noyau :

$$\sigma_A = 4G_F^2\left(\frac{M_\chi M_N}{M_\chi + M_N}\right)^2 C_A F(q^2) \quad (4.3)$$

où M_χ est la masse du WIMP, M_N est la masse du noyau, C_A est un facteur de renforcement qui dépend du type de l'interaction et $F(q^2)$ est un facteur de forme où $q = \sqrt{2M_N E_R}$ est le transfert de la quantité de mouvement. Dû au couplage G_F la section efficace de la diffusion élastique WIMP-nucléon est typiquement de l'ordre de 10^{-39} à 10^{-50} cm^{-2} . Cela résulte à une section efficace compatible avec la densité actuelle de matière sombre ($\Omega_c = 0.26$) Le facteur de forme est le terme qui rend compte du recouvrement des fonctions d'onde du WIMP par rapport au noyau. Ainsi il dépend de la masse du noyau et de l'énergie de recul du noyau qui dépend à son tour de la masse du WIMP et de sa vitesse. Les facteurs de formes de plusieurs différents noyaux sont présentés à la Figure 4.5 en fonction de l'énergie de recul. [16]

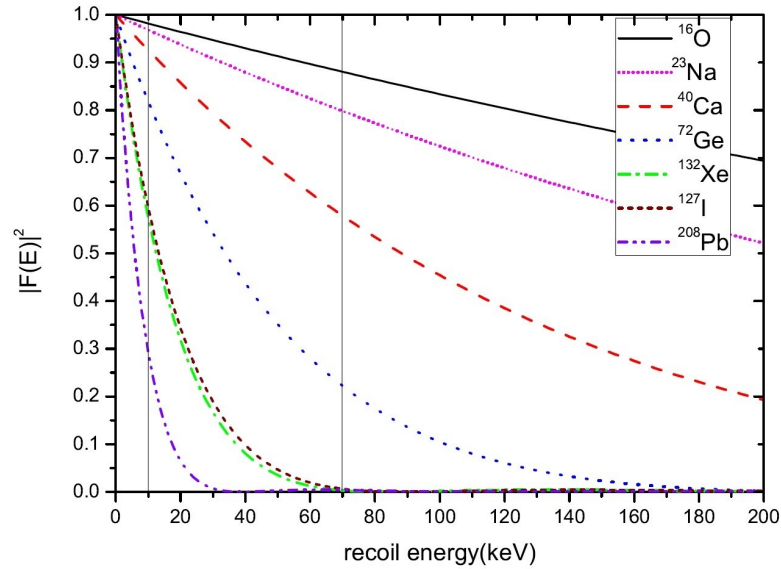


Figure 4.5 – Facteurs de forme pour différents noyaux en fonction de l'énergie de recul.

À partir de la Figure ci-dessus, on peut voir que le facteur de forme diminue plus rapidement lorsque le poids atomique (A) augmente. Ainsi dans le cas de noyaux légers, le facteur de forme varie très peu en fonction de l'énergie de recul. De son côté, C_A , le facteur de rehaussement dépend de la nature de l'interaction et peut être dépendant ou indépendant du spin. Dans le cas de l'interaction indépendante du spin, le facteur de rehaussement est donné par :

$$C_A^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} [f_p Z + f_n (A - Z)]^2 \quad (4.4)$$

En supposant l'invariance sous la symétrie de l'isospin, f_p est égale à f_n , c'est-à-dire que les neutralinos couplent de la même manière aux neutrons qu'aux protons. Cependant, ce n'est pas nécessairement le cas, mais si $f_p = f_n$ façon, la section efficace d'interaction devient proportionnelle au carré du nombre de nucléons :

$$C_A^{SI} \propto A^2 F(q^2) \quad (4.5)$$

Ainsi, pour les expériences sensibles à l'interaction indépendante du spin et en sup-

posant l'invariance sous isospin, le facteur le plus important est le nombre de masse des noyaux cibles. En ce qui concerne l'interaction dépendante du spin, le facteur de rehaussement est donné par :

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (4.6)$$

où $\langle S_{p,n} \rangle$ représente les valeurs moyennes du spin de l'ensemble des protons et neutrons du noyau cible, J est le spin total du noyau et $a_{(p,n)}$ sont les forces de couplage du neutralino aux protons et aux neutrons. Les valeurs de $\langle S_{p,n} \rangle$ pour différents noyaux sont présentés au Tableau 4.II [17].

Noyau	Z	nucléon impair	J	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	C_A^p/C_p	C_A^n/C_n
1H	1	p	1/2	0.5	0	1	0
^{19}F	9	p	1/2	0.411	-0.109	7.78×10^{-1}	4.75×10^{-2}
^{23}Na	11	p	3/2	0.248	0.020	1.37×10^{-1}	8.89×10^{-4}
^{27}Al	13	p	5/2	-0.343	0.030	2.20×10^{-1}	1.68×10^{-3}
^{29}Si	14	n	1/2	-0.002	0.130	1.60×10^{-5}	6.76×10^{-2}
^{35}Cl	17	p	3/2	-0.083	0.004	1.53×10^{-2}	3.56×10^{-5}
^{39}K	19	p	3/2	-0.180	0.050	0.20×10^{-2}	5.56×10^{-3}
^{73}Ge	32	n	9/2	0.030	0.378	1.47×10^{-3}	2.33×10^{-1}
^{93}Nb	41	p	9/2	0.460	0.080	3.45×10^{-1}	1.04×10^{-2}
^{125}Te	52	n	1/2	0.001	0.287	4.00×10^{-6}	3.29×10^{-1}
^{127}I	53	p	5/2	0.309	0.075	1.78×10^{-1}	1.05×10^{-2}
^{129}Xe	54	n	1/2	0.0208	0.359	3.14×10^{-3}	5.16×10^{-1}
^{131}Xe	54	n	3/2	-0.009	-0.227	1.80×10^{-4}	1.15×10^{-1}

Tableau 4.II – Propriétés nucléaires des noyaux

D'après le Tableau 4.II, on peut voir que le ^{93}Nb et le ^{19}F sont les noyaux les plus favorables pour l'interaction avec un proton mis à part l'hydrogène.

4.4 Signal attendu du WIMP

Le but des expériences de détections directes est de réduire et/ou de rejeter les événements de bruits de fond pour isoler les rares événements produit par l'interaction des

neutralinos dans un détecteur. Le signal d'un WIMP sera fonction de l'énergie de recul suite à un choc élastique sur un noyau cible. Cette énergie de recul dépend de la masse du WIMP M_χ et de la masse du noyau cible M_N ainsi que de l'énergie cinétique du WIMP E_χ :

$$E_R = 2E_\chi \frac{(M_N M_\chi)^2}{(M_N + M_\chi)^2} (1 - \cos\theta) \quad (4.7)$$

où θ est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse WIMP-noyau. L'énergie cinétique des WIMPs dépend de la vitesse des neutralinos dont la distribution maxwellienne est donnée par l'équation 4.1 pour des WIMPs dans le voisinage de la terre. Pour des masses typiques de WIMP, $M_\chi = 10 - 1000 \text{ GeV} c^{-2}$, l'énergie de recul correspondante est $E_R = 10 - 100 \text{ keV}$. Le spectre d'énergie de recul est donné par :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{\langle E_R \rangle} e^{-E_R/\langle E_R \rangle} F^2(q). \quad (4.8)$$

où E_R est l'énergie de recul, R_0 est le taux d'évènement total, $F(q)$ est le facteur de forme du noyau cible et $\langle E_R \rangle$ l'énergie de recul moyenne :

$$\langle E_R \rangle = 4 \frac{(M_N M_\chi)^2}{(M_N + M_\chi)^2} \frac{1}{2} M_\chi \langle v_\chi \rangle^2 \quad (4.9)$$

où $\langle v_\chi \rangle$ est la vitesse relative moyenne du neutralino par rapport à la Terre.

Ainsi, il est possible de mesurer expérimentalement le spectre de recul $\frac{dR}{dE_R}$ et par la suite obtenir une valeur de R_0 en fonction de la masse du neutralino. Par convention, R_0 est normalisée par la densité de matière sombre dans le halo galactique $\rho_{halo} = 0.3 \text{ GeV} cm^{-3}$, par la vitesse de rotation du Soleil autour de la galaxie $v_0 = 230 \text{ kms}^{-1}$, et par une section efficace de diffusion de 1 pb :

$$R_0 = \frac{403}{AM_\chi} \left(\frac{\sigma_A}{1 \text{ pb}} \right) \left(\frac{\rho_\chi}{\rho_{halo}} \right) \left(\frac{v_\chi}{v_0} \right) \varepsilon(E_{th}, M_\chi) \quad (4.10)$$

où $\varepsilon(E_{th}, M_\chi)$ est l'efficacité du détecteur pour la détection du WIMP et qui dépend du seuil d'énergie du détecteur E_{th} et de la masse du WIMP, ρ_χ est la densité locale de neutralino en unité de $\rho_{halo} = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^2$ et M_χ est la masse du WIMP en GeV/c^2 . Puisqu'un détecteur est sensible à une plage donnée d'énergie de recul de noyau, l'efficacité de détection du détecteur sera différente pour chaque masse de neutralinos. En effet, pour une masse plus petite, le spectre de recul du noyau sera concentré à des énergies plus petites tandis que pour une grande masse, les énergies du spectre de recul seront plus grandes. Ainsi, pour un détecteur à seuil fixe, l'efficacité sera plus grande pour une grande masse de WIMP et l'inverse pour une petite masse comme il est montré à la Figure 4.6 dans le cas d'un noyau cible de ^{19}F :

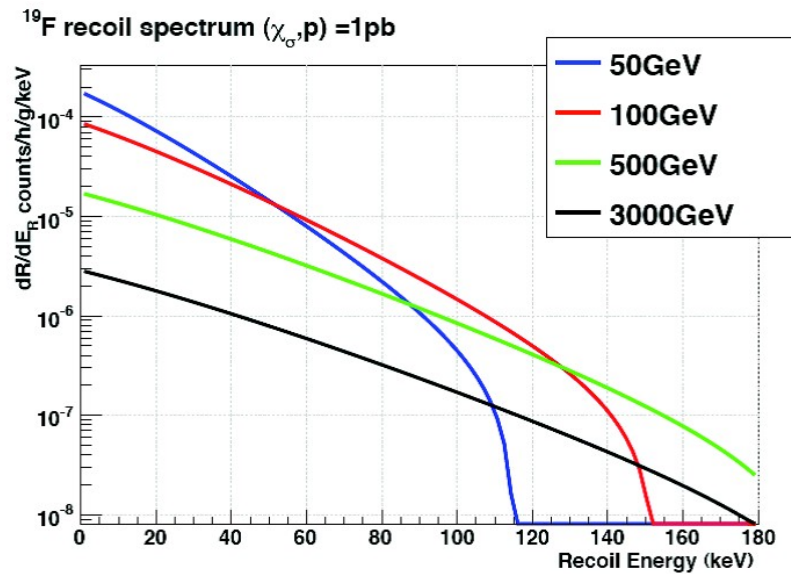


Figure 4.6 – Spectre de recul attendu pour différentes masses du neutralino.

Lorsqu'aucun candidat WIMP n'est trouvé, on pose des limites d'exclusion sur la masse et la section efficace des WIMP. La section efficace est obtenue en inversant l'équation 4.10

$$\sigma_A = \text{Const} \frac{M_\chi}{\varepsilon(E_{th}, M_\chi)} R_0 \quad (4.11)$$

Pour comparer les différentes expériences, les résultats, en absence d'un signal, sont présentés sous forme de contours d'exclusion. Ces contours sont calculés avec l'équation 4.11 et montrent la section efficace en fonction de la masse des WIMP et délimite la partie exclue et permise. Un schéma de contour d'exclusion est présenté à la Figure 4.7 :

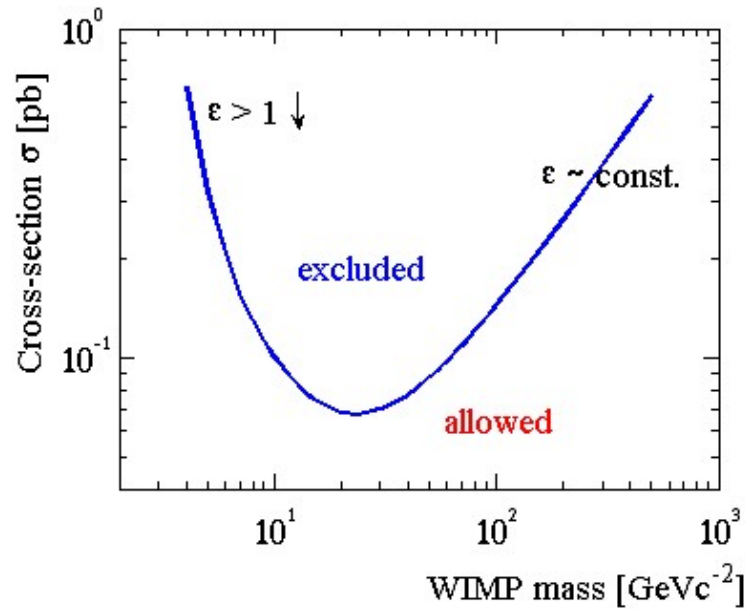


Figure 4.7 – Schéma de contour d'exclusion.

L'efficacité du détecteur joue un rôle quant à la forme de la courbe. Effectivement, selon l'équation 4.7, pour une masse de WIMP plus petite que la masse du noyau cible, l'énergie de recul sera fortement diminuée. De plus, l'efficacité du détecteur le sera également, car la probabilité d'un évènement d'avoir une énergie de recul plus petite que le seuil de détection augmentera. De l'autre côté, pour de grandes masses de WIMP l'efficacité est presque constante. En effet, bien que l'énergie cinétique du WIMP augmente, le facteur cinématique diminue laissant l'énergie de recul quasi inchangé. La limite sur la section efficace devient alors proportionnelle à la masse du WIMP.

4.5 Limites actuelles

Par la suite, on compare les résultats et les projections des différentes expériences de détection directe et les prédictions théoriques des modèles les plus populaires pour les deux différents types d'interaction, c'est-à-dire indépendante et dépendante du spin. On peut également comparer les limites obtenues par la détection directe aux prédictions des différents modèles telle que le MSSM. La Figure 4.8 présente les contours d'exclusion des principales expériences de détection directe de matière sombre dans le domaine indépendant du spin. Cette figure est construite à partir de l'équation 4.11 tout comme la figure 4.7.

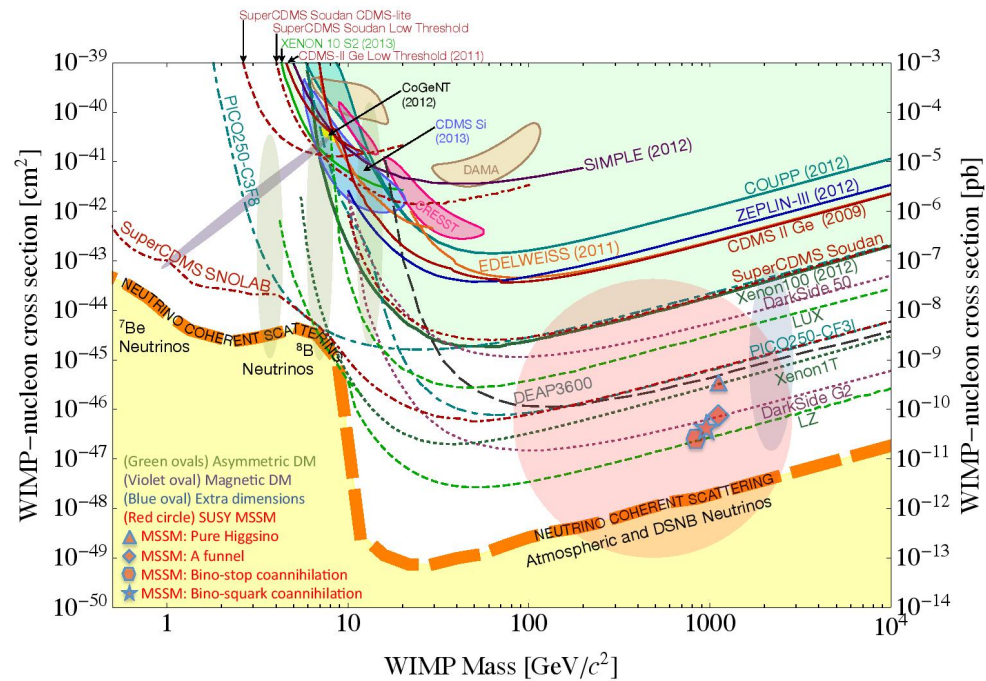


Figure 4.8 – Compilation de la section efficace WIMP-nucléon dans le domaine indépendant du spin. En trait plein sont les limites actuelles et en pointillé les limites projetées. Les prédictions théoriques de certains modèles sont également présentées (contours colorés fermés) en plus de la limite au-delà de laquelle l'interaction neutrino-nucléon limitera la sensibilité de la détection directe de matière sombre.

Les lignes pleines représentent les résultats publiés par chacune des expériences tandis que les lignes pointillées représentent des projections. Les contours fermés sont des régions dans lesquelles différentes expériences ont mesuré un excès d'évènement dû à l'interaction de la matière sombre avec leur détecteur. De plus, il existe une limite importante à la détection directe au-delà de laquelle les détecteurs seront sensibles aux neutrinos solaires comme il est montré à la Figure 4.8. En effet, au-delà de cette limite les détecteurs seront sensibles aux neutrinos solaires. Les neutrinos ont la caractéristique de produire un signal identique à l'interaction WIMP-nucléon. Il serait donc impossible de distinguer la signature entre un WIMP et un neutrino et ainsi de détecter la matière sombre directement.

CHAPITRE 5

L'EXPÉRIENCE PICASSO

Plusieurs paramètres sont à considérer dans une expérience de matière sombre dans le but d'optimiser l'éventuelle détection de cette dernière. Puisque la matière sombre couple à la matière en fonction des propriétés nucléaires des noyaux, le choix de l'élément actif est un choix crucial tout comme la faisabilité à grande échelle d'un détecteur avec ledit élément actif et le coût qu'il engendre. En effet, les taux de comptage attendus pour le neutralino sont très faibles (<1 coups/kgj) étant donné les sections efficaces de l'ordre de 10^{-39} à 10^{-50} cm^{-2} . Dans le but de maximiser le taux de comptage les expériences désirent une grande exposition (kgj) et donc une grande masse active et optimiser le temps d'acquisition de données. La difficulté de détection réside dans la sensibilité requise des détecteurs pour mesurer des WIMPs ($M_\chi = 10 - 1000 \text{ GeV}c^{-2}$) qui entre en collision élastique avec des noyaux engendrant des reculs nucléaires d'énergie se situant entre 10-100 keV. L'expérience PICASSO (Projet d'Identification de Candidats Supersymétriques Sombres) est une expérience de détection directe de matière sombre qui utilise la technique de gouttelette en surchauffe. Ces types de détecteurs sont des détecteurs à seuil dont l'énergie de seuil dépend des conditions d'opérations (température et pression). Les détecteurs sont opérés de telle sorte à ce que l'énergie de seuil est suffisamment petite pour que des reculs nucléaires de quelques keV, induits notamment par l'interaction du détecteur avec des WIMPS, puissent engendrer la formation de bulles tout en ayant une suppression du bruit de fond de 10^{-10} pour des rayons γ . L'élément actif utilisé est le ^{19}F qui est sous la forme de fréon dont la composition chimique est C_4F_{10} . Le fréon utilisé est présent sous forme de gouttelettes liquides surchauffées et emprisonnées dans un gel. Ce fréon est riche en ^{19}F possédant des propriétés favorisant la détection de l'interaction dépendante du spin (SD). Dans ce chapitre, le fonctionnement des détecteurs PICASSO sera présenté dans le contexte de la théorie de nucléation des transitions de phase (théorie de Seitz) ainsi que la réponse du détecteur à plusieurs types de particules.

5.1 Principe de détection et modèle théorique

Lorsqu'une quantité d'énergie est déposée dans un liquide en surchauffe, une transition de phase locale est amorcée créant ainsi une cavité sphérique de rayon R remplie de vapeur et entourée de liquide surchauffé appelé protobulle. Il existe un rayon critique R_c , tel que la protobulle sera en équilibre statique. Ainsi, si le rayon de la protobulle est plus petit que ce rayon R_c , cette dernière s'effondrera sur elle-même tandis que si le rayon est plus grand que le rayon R_c , elle effectuera une expansion macroscopique. Le rayon critique est donné par l'équation suivante :

$$R_c = 2\sigma / (p' - p'') \quad (5.1)$$

où p' est la pression de vapeur à l'intérieure de la protobulle, p'' est la pression à l'extérieur de la protobulle exercée par le liquide. À l'aide de l'équation d'équilibre du potentiel chimique :

$$\mu'(p', T) = \mu''(p'', T) \quad (5.2)$$

où μ est le potentiel chimique et T la température d'opération, il est possible de déterminer p' en fonction de la pression de saturation p_{sat} et de la pression d'opération p'' . Ainsi, la pression de vapeur à l'intérieur de la protobulle est donnée par :

$$p' = p_{sat} - (p_{sat} - p'') \frac{\rho'_{sat}}{\rho''} \quad (5.3)$$

où p'_{sat} est la pression de vapeur sur la courbe de saturation et p'' la pression du liquide externe. À l'aide de ces équations, il est possible de connaître le rayon critique requis pour qu'il y ait transition de phase de la gouttelette. Par la suite, on calcule l'énergie critique (E_c) qui doit être injectée dans ce rayon critique pour initier la formation d'une protobulle de rayon R_c :

$$E_c = \frac{4\pi}{3} R_c^3 \Delta p + \frac{4\pi}{3} R_c^3 \rho_v (h'_m - h''_m) + 4\pi R_c^2 (\sigma - T \frac{d\sigma}{dT}) + W_{irr} \quad (5.4)$$

où ρ_v est la densité de la phase gazeuse, $\Delta_p = (p' - p'')$ est appelée la surchauffe, h_m est la chaleur latente qui sera discuté dans le prochain paragraphe. Le premier terme représente le travail mécanique nécessaire pour créer la protobulle, le deuxième considère l'énergie requise pour effectuer la transition de phase de l'état liquide à l'état gazeux. Le troisième est un terme de surface correspondant à l'énergie nécessaire pour vaincre la tension de surface. Finalement, W_{irr} représente les termes de nature irréversible notamment l'émission d'ondes acoustiques et des effets la viscosité. Or, ils ne sont pas pris en considération puisqu'ils représentent que 1.4 % dans la plage d'opération des détecteurs PICASSO [18]. Les contributions relatives de chacun des termes présents dans l'équation 5.4 dans le cas du C_4F_{10} sont présentés au Tableau 5.I omis le terme W_{irr} :

Énergie critique (E_c)	$4\pi/3R_c^3\Delta_p$	$4\pi/3R_c^3\rho_v(h'_m - h''_m)$	$4\pi R_c^2(\sigma T d\sigma/dT)$
2 keV	0.0049	0.51	0.54
10 keV	0.0049	0.60	0.45
100 keV	0.0044	0.72	0.32

Tableau 5.I – Contribution relative normalisée par rapport à un de chacun des termes de l'énergie de Seitz à différentes énergies.

La chaleur latente est donnée par la différence entre l'enthalpie de vapeur à l'intérieur de la bulle h' et l'enthalpie du liquide à l'extérieur de la bulle h'' :

$$h'_m - h''_m \approx h_m^{vap} + \frac{p_{sat} - p''}{\rho_l''} T(\alpha' - \alpha'') \quad (5.5)$$

où h_m^{vap} est la chaleur latente de saturation spécifique, c'est-à-dire l'enthalpie H divisé par la masse du système (H/m) qui est exprimé en J/kg et α est le coefficient d'expansion thermique qui est donnée par :

$$\alpha = 1/V(\partial V/\partial T)_p \quad (5.6)$$

où V est le volume du liquide. L'approximation est utilisée pour calculer la différence des enthalpies et l'approximation la plus importante est due au fait que l'on suppose le coefficient α constant et que le fluide est incompressible. Le terme h_m^{vap} est de 100 à 1000

fois plus grand que le terme contenant les coefficients d'expansion thermique. De plus, dans l'équation de l'énergie critique, on retrouve σ , la tension de surface de la bulle. Or, en pratique, la tension de surface est mesurée à des états saturés. Il faut donc relier σ_{sat} à σ :

$$\sigma = \sigma_{sat} + (p' - p'')\delta \quad (5.7)$$

où δ est la longueur de Tolman. Cette longueur est typiquement du même ordre de grandeur que l'espace intramoléculaire, c'est-à-dire quelques angströms. De plus, σ_{sat} , la tension de surface sur la courbe de saturation est donnée par l'équation suivante :

$$\sigma_{sat} = \sigma_0[(1 - T)/T_c]^n \quad (5.8)$$

où T_c est la température critique, σ_0 est la tension de surface à la température d'ébullition, T est la température d'opération et donc du liquide en état de surchauffe et $n = 1.232$. Ainsi, en première approximation, on peut utiliser σ_{sat} , car le terme de deuxième ordre est plus petit d'un facteur cent. Tous ces paramètres thermodynamiques sont compilés par NIST [19] desquelles l'énergie critique (E_c) et le rayon critique (R_c) peuvent être calculés et qui sont directement présents dans les critères de Seitz.

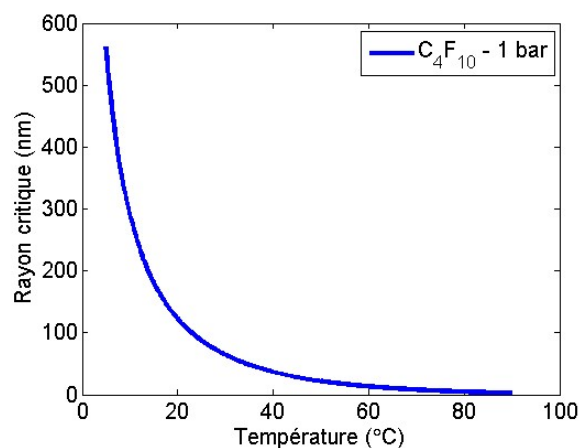


Figure 5.1 – Rayon critique du C_4F_{10} en fonction de la température pour une pression de 1 bar.

Ces deux paramètres sont présentés à la Figure 5.1 et 5.2 et dépendent de la température et de la pression. Puisque les détecteurs PICASSO sont opérés à pression constante, les deux paramètres sont présentés à une pression de 1 bar.

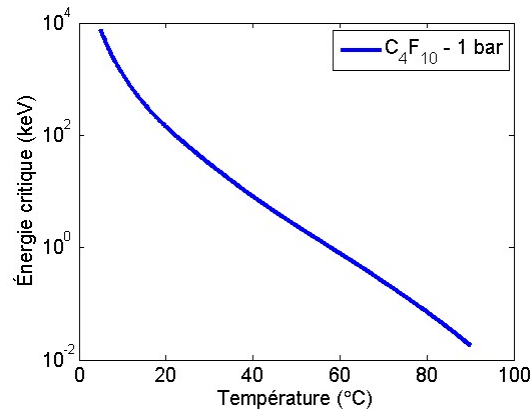


Figure 5.2 – Énergie critique du C_4F_{10} en fonction de la température pour une pression de 1 bar.

La loi de Seitz stipule que le critère suivant doit être respecté pour qu’il y ait la création d’une protobulle capable d’induire une transition de phase complète de la gouttelette [20] :

$$dE/dx \cdot L_c \geq E_c \quad (5.9)$$

où dE/dx est l’énergie déposée par la particule incidente, $L_c = bR_c$ est la longueur critique, b est le paramètre de nucléation et R_c le rayon critique. Pour qu’il y ait nucléation, il faut que l’énergie déposée à l’intérieur de la longueur critique soit plus grande que l’énergie critique. Il s’agit donc d’un double critère, car il y a une condition sur l’énergie déposée et sur la longueur dans laquelle cette énergie est déposée. Le paramètre de nucléation, b , est un paramètre libre qui n’est pas inclus dans le modèle de nucléation de Seitz, mais utilisé par plusieurs auteurs [21]. Il a été ajouté dans le modèle utilisé dans cet ouvrage. De plus, une dépendance par rapport à l’énergie critique lui a été attribuée. En ajustant le paramètre de nucléation, le critère sur la longueur critique permet un accord avec les mesures expérimentales en utilisant le modèle de Seitz.

La perte d'énergie spécifique (dE/dx) dans le C_4F_{10} par les particules utilisées pour l'étalonnage des détecteurs PICASSO (Chapitre 6), c'est-à-dire les particules alpha et les reculs de fluor et de carbone ont été calculé avec le logiciel SRIM [22] et sont présentés à la Figure 5.3.

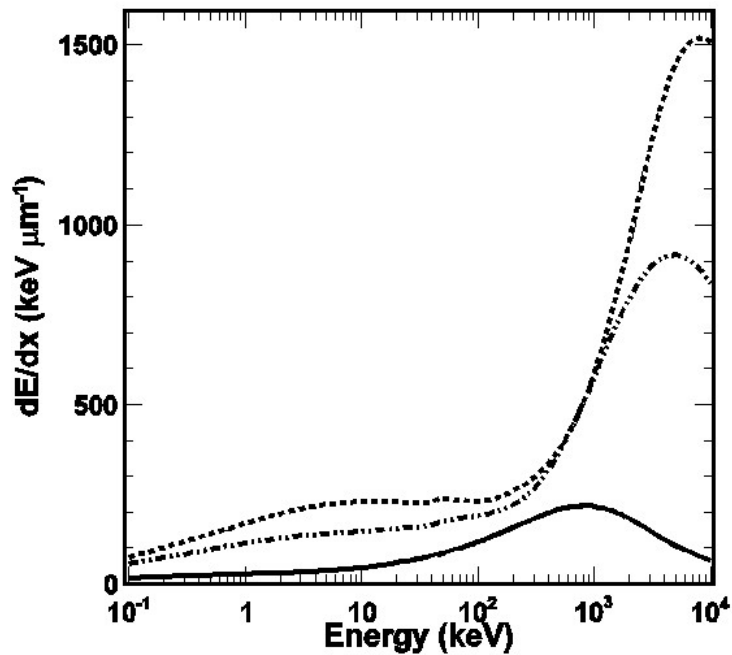


Figure 5.3 – Pouvoir d'arrêt en unité de $keV\mu m^{-1}$ des particules alpha (ligne continue pleine), du fluor (ligne en tirets) et du carbone (ligne en tirets alternés) dans le liquide de C_4F_{10} , calculé avec le logiciel SRIM.

On peut conclure que la particule avec le plus grand pouvoir d'arrêt est le fluor suivi du carbone puis des particules alpha. Ces caractéristiques se montreront essentielles lors de l'étalonnage des détecteurs ainsi que l'élaboration d'un modèle décrivant les taux de comptage des détecteurs. En effet, le critère théorique déterminant si une particule peut engendrer une transition de phase, le critère de Seitz, requiert que l'énergie critique soit déposée à l'intérieur d'une longueur critique.

5.2 Mécanisme de croissance des protobulles

Lorsque la condition de Seitz n'est pas remplie, la protobulle s'effondre sur elle-même tandis que dans le cas contraire, elle continue de croître. Cette croissance peut être séparée en deux régimes. Étant donné que le liquide est dans un état métastable, l'énergie qu'il contient est supérieure à l'énergie minimale nécessaire pour faire une transition de phase. Ainsi, en premier lieu, la bulle utilisera l'énergie stockée dans la gouttelette dans son voisinage immédiat. Ce régime est appelé le régime de Rayleigh et est régi par l'équation suivante [23] [24] :

$$p' = p'' + \frac{3}{2}\rho_l \dot{r}^2 + \rho_l r \ddot{r} \quad (5.10)$$

où p' est la pression à l'intérieur de la bulle, p'' est la pression extérieure, ρ_l est la densité du liquide et r le rayon. La solution à cette équation est donnée par :

$$R_1(t) = \phi_1 t \text{ où } \phi_1 = \left(\frac{2}{3\rho_l} (p'' - p') \right)^{1/2} \quad (5.11)$$

où ϕ_1 est la vitesse d'expansion du régime inertiel. Dans ce régime, le mécanisme agissant à l'encontre de l'accroissement de la bulle est l'inertie du liquide qui diminue en fonction du rayon de la bulle.

Le second régime, nommé régime de croissance thermique, se manifeste lorsque l'énergie dans le voisinage immédiat n'est plus suffisante pour alimenter la transition de phase. Il faut alors que l'énergie soit fournie par transfert de chaleur à une distance r du centre de la bulle. Ce régime est régi par l'équation suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{R^2 \dot{R}}{r^2} \frac{\partial T}{\partial r} = D \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (5.12)$$

où R est le rayon de la bulle et T est la température à une distance r du centre de la bulle

et D est la diffusivité thermique. La solution à cette équation est donnée par :

$$R_2(t) = \phi_2 t^{1/2} \text{ où } \phi_2 = Ja(12D/\pi)^{1/2} \quad (5.13)$$

$$Ja = \frac{\rho_l C_l [T'' - T_{sat}(p'')]}{\rho_v h_m^{vap}} \quad (5.14)$$

et où C_l est la capacité thermique massique en phase liquide, ρ_l la densité liquide, T'' la température à l'extérieur de la gouttelette, $T_{sat}(p'')$ est la température de saturation à la pression externe, ρ_v est la densité de la vapeur de la gouttelette et h_m l'enthalpie d'évaporation. Lors de l'expansion de la bulle, une onde sonore est émise dont la forme générale de l'intensité est donnée par l'équation suivante :

$$I = \frac{\rho_l \dot{V}^2}{4\pi C} \quad (5.15)$$

où \dot{V} est la deuxième dérivée du volume de la bulle en expansion par rapport au temps et C la vitesse du son. Il est alors possible d'obtenir une expression pour chacun des régimes en supposant que le volume est celui d'une sphère. Dans ce cas, on obtient l'expression suivante pour \dot{V} :

$$\frac{4\pi \ddot{R}^3}{3} = \frac{4\pi}{3} (3R^2 \ddot{R} + 6\dot{R}^2 R)^2 \quad (5.16)$$

Ainsi, l'intensité pour le régime d'inertiel et thermique est donnée respectivement par les équations suivantes en utilisant R_1 et R_2 et où $\dot{R}_1 = 0$ pour le régime de Rayleigh :

$$I_T = \frac{\pi \rho_l \phi_2^6}{C} \frac{1}{t} \quad (5.17)$$

$$I_R = 16\pi \rho_l \phi_1^6 C t^2 \quad (5.18)$$

Les caractéristiques des amplitudes acoustiques du point de vue de la théorie seront

discutées dans le chapitre 8 dont notamment la dépendance en fonction de la température, de la taille des gouttelettes et du nombre de nucléations créées à l'intérieur des gouttelettes.

5.3 Les détecteurs PICASSO

Les détecteurs PICASSO contiennent des gouttelettes de C_4F_{10} en état de surchauffe emprisonnée dans un gel de polyacrylamides et l'expérience PICASSO se base donc sur le principe de détection qui est décrit par la théorie de Seitz. Ce fréon offre plusieurs avantages notamment d'être opérable dans une plage de température facilement accessible. La Figure 5.4 suivante représente le diagramme de phase du C_4F_{10} . La zone colorée indique les conditions d'opération des détecteurs et la zone plus foncée celle en état de surchauffe. Les différents paramètres thermodynamiques du C_4F_{10} sont présentés au Tableau 5.II :

température critique (T_c)	113.176° C
Pression critique (P_c)	23.23 bar
température d'ébullition (T_b)	-2.089° C

Tableau 5.II – Paramètres thermodynamiques du C_4F_{10} .

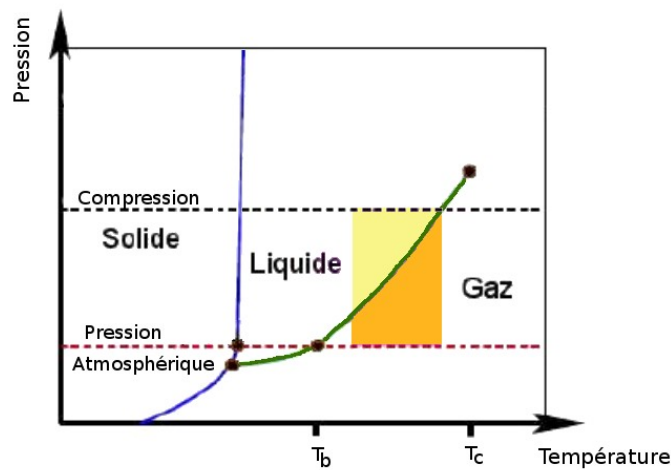


Figure 5.4 – Diagramme de phase indiquant la zone de l'état de surchauffe.

Ce type de détecteurs est très semblable aux traditionnelles chambres à bulles fréquemment utilisées en physique des hautes énergies dans les années '70 - '80. Or l'avantage de ces détecteurs réside dans le fait que chaque gouttelette agit comme une chambre à bulles indépendante, car elles sont séparées par le gel [25]. Ainsi, contrairement aux chambres à bulles, il n'est pas nécessaire de compresser le détecteur suite à un événement. Par conséquent, il n'y a pas de temps mort entre chaque événement. Lorsqu'une protobulle induit une transition de phase complète dans la gouttelette, le tout est accompagné de l'émission d'une onde sonore. Cette dernière est captée par neuf senseurs piézoélectriques situés sur le pourtour du détecteur. Le signal électrique passe par la suite par des amplificateurs. L'analyse de ces signaux permet de faire la distinction entre les différents types de particules créant des événements dans les détecteurs ainsi que la localisation des événements. Un schéma du détecteur est présenté à la Figure 5.5 :

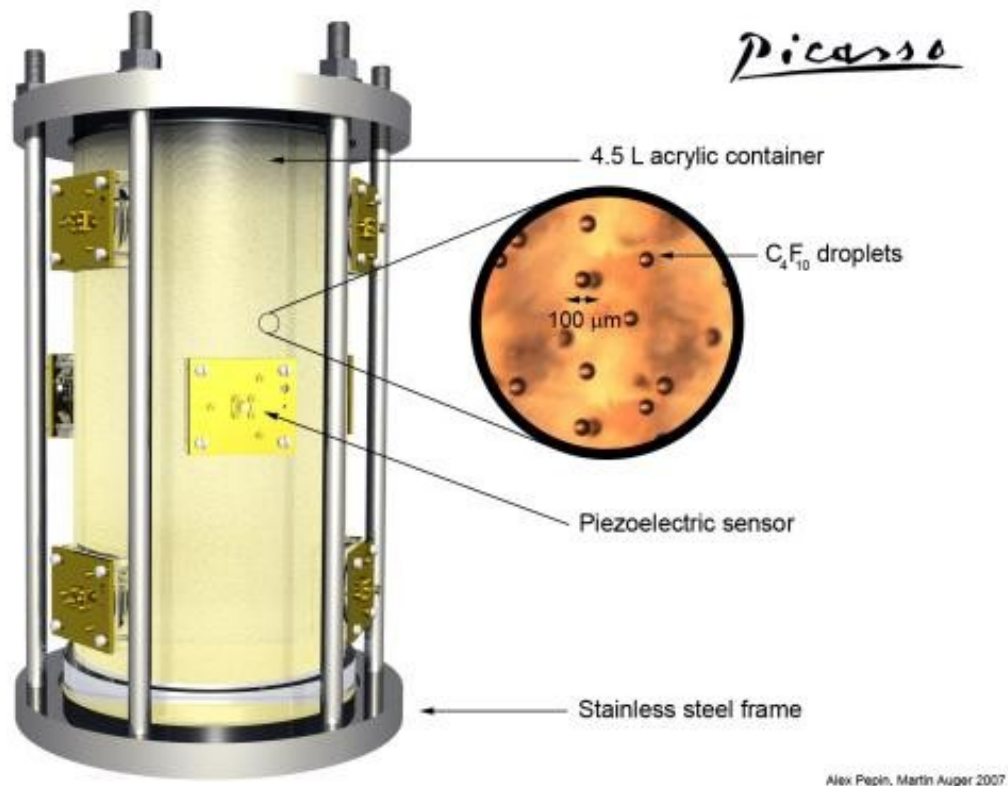


Figure 5.5 – Présentation d'un module de détection PICASSO.

Les détecteurs PICASSO contiennent des gouttelettes de C_4F_{10} ayant un diamètre moyen de $200 \mu m$ qui sont en suspension dans un gel de polyacrylamides dont le tout est placé dans un contenant de 4.5 L en acrylique de forme cylindrique. La taille des gouttelettes est fonction de la vitesse de rotation du barreau magnétique qui a été ajustée à 250 rotations par minute pour un temps d'agitation de 15 minutes pour obtenir un diamètre moyen des gouttelettes de $200 \mu m$. La masse active c'est-à-dire, la masse du ^{19}F présente dans les détecteurs varie de 60 - 110 g (F). Les détecteurs sont opérés sur une plage de température allant de $20^\circ C$ à $50^\circ C$ ce qui correspond à des seuils de détection de quelques keV à une centaine de keV. Les dimensions des détecteurs sont présentées à la Figure 5.6 :

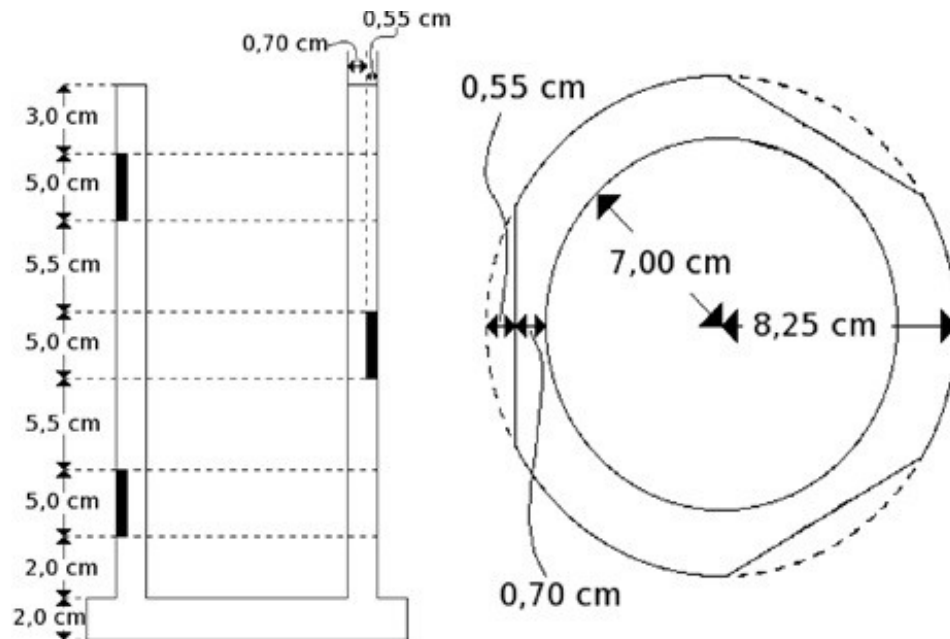


Figure 5.6 – Représentations schématiques des contenants des détecteurs PICASSO [3].

Le contenant en acrylique a une paroi d'une épaisseur de 1.25 cm, un rayon intérieur de 7 cm et une hauteur de 32.5 cm. Au niveau des senseurs piézoélectriques, la paroi a une épaisseur de 0.7 cm. Chaque extrémité du contenant est refermée par un disque en acier inoxydable.

5.3.1 Senseurs piézoélectriques

Les détecteurs PICASSO sont munis de neuf senseurs piézoélectriques disposés sur le pourtour du détecteur en trois étages. Les étages sont distants de 10.5 cm et sur un étage donne, les senseurs piézoélectriques ont un angle de 120° les uns par rapport aux autres comme le montre la Figure 5.8.

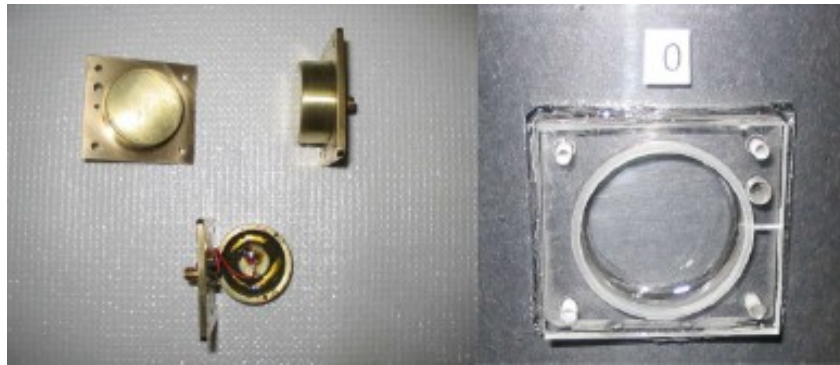


Figure 5.7 – Senseur piézoélectrique (gauche) et socle en acrylique (droite) des détecteurs PICASSO.

L'onde acoustique traverse donc la paroi du détecteur en acrylique pour ensuite frapper la membrane du senseur piézoélectrique. Pour optimiser la transmission du signal acoustique, de la graisse à vide est utilisée entre la membrane du senseur piézoélectrique et l'acrylique.

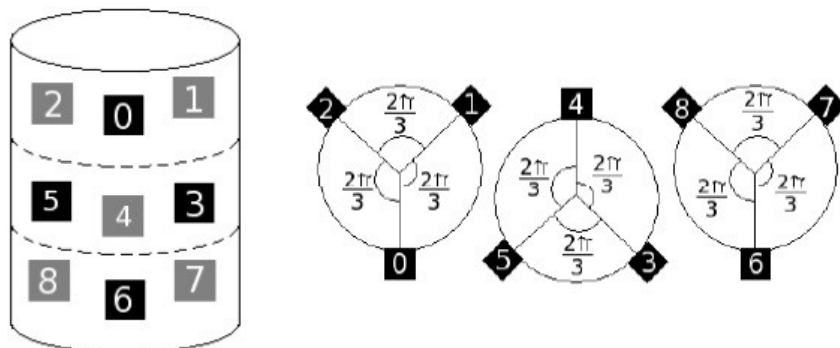


Figure 5.8 – Disposition des senseurs piézoélectriques dans les détecteurs PICASSO.

Les senseurs piézoélectriques sont constitués de PZT (Titano-Zirconate de Plomb) d'une sensibilité de $27\mu V\mu bar^{-1}$, ont un diamètre de 16mm et une épaisseur de 8.77 mm. Ils sont maintenus en place à l'aide d'un socle en acrylique (5.7).

5.4 Prise de données à Snolab

La prise de données de l'expérience PICASSO se fait dans le laboratoire Snolab qui est situé dans une mine de 2.3 km de profondeur. La raison principale, outre la qualité de l'environnement, est la protection du détecteur contre les neutrons créés par les muons cosmiques. Les trente-deux détecteurs sont placés quatre à quatre dans huit TPCS (température/Pressure Control system). Les TPCS ont pour rôle de contrôler la pression et la température avec une précision de $\pm 0.1^{\circ}C$, la Figure 5.9 montre un des TPCS placés dans la mine.



Figure 5.9 – Un des 8 systèmes de contrôle de pression et température de l'expérience PICASSO installé dans le laboratoire Snolab (TPCS). Chaque TPCS contient quatre détecteurs.

Le tout est entouré d'un blindage d'eau de 50 cm dont le but est de modérer les neutrons. En effet, lorsque les muons cosmiques traversent le roc, ils entrent en collision avec les noyaux du roc. Or, à cette profondeur, le flux de muons cosmiques est de $0.29 \mu\text{m}/\text{m}^2/\text{j}$ ce qui rend le nombre de neutrons induit par ce processus négligeable. Il y a également des neutrons qui sont émis à partir de la paroi de la cavité rocheuse dont le flux est d'environ $3000 \text{ n}/\text{m}^2 \text{ j}$. De plus, dans la roche, 90% de ces neutrons proviennent des réactions (α, n) et 10% de fission nucléaire. Ce flux important de neutron doit être arrêté pour pouvoir extraire le signal de la matière sombre. Pour vérifier que le blindage d'eau est suffisant, des simulations Monte-Carlo ont été effectuées tout en incluant les matériaux constituant les TPCS et les détecteurs. L'installation dans le laboratoire Snolab est montrée à la Figure 5.10.

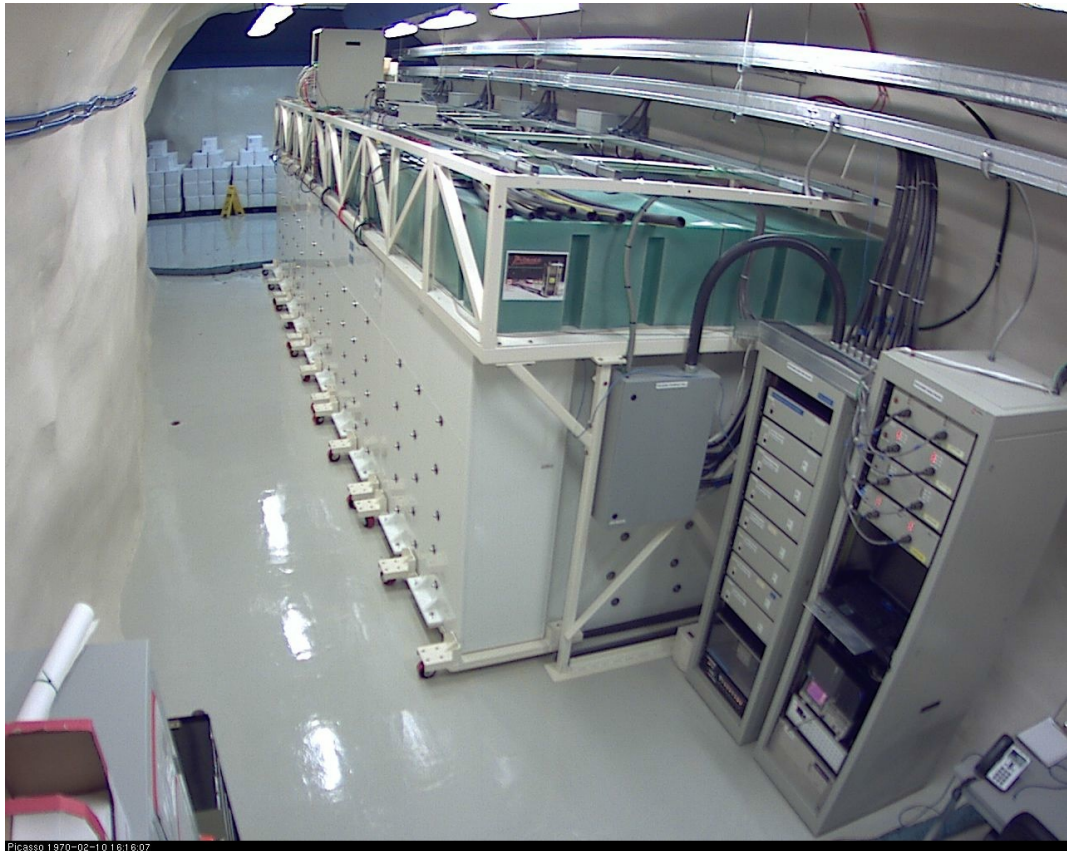


Figure 5.10 – Installation de l'expérience PICASSO dans le laboratoire Snolab.

Les sessions de prises de données sont séparées en deux types, WIMP et étalonnage avec source de neutron. Les sessions de WIMP durent 40 heures, tandis que les sessions d'étalonnage durent 6 heures. Lors d'une session d'étalonnage, une source de neutron est utilisée et est placée à l'intérieure d'un TPCS au centre des quatre détecteurs à distance égale de chacun. Lors des mesures de WIMP, étant donné la présence du blindage d'eau, le nombre de neutrons qui créent une transition de phase est négligeable. Les deux périodes sont suivies d'une période de compression de 15 heures puisque suite à une prise de données, il est nécessaire de compresser le détecteur pour reformer les gouttelettes. De plus, le nombre d'évènements permis lors d'une mesure ne doit pas dépasser trois milles, autrement, la matrice du gel à une probabilité élevée de se fracturer et donc d'endommager le détecteur.

5.5 Traitement des données brutes

Lorsqu'un évènement survient dans un détecteur PICASSO, l'amplitude de l'onde acoustique émise par la vaporisation de la gouttelette est transformée en un signal électrique par neuf senseurs piézoélectriques et enregistrée par un système d'acquisition de données (DAQ). Ce système d'acquisition engendre des évènements causés par du bruit électronique qui pourra être discriminé par l'analyse des signaux acquis.

5.5.1 Système d'acquisition

Le rôle du système d'acquisition consiste à l'enregistrement des signaux électriques produits par les neuf capteurs piézoélectriques. Ce système à une fréquence d'échantillonnage de 400 kHz pour une durée de 20.48 ms, c'est-à-dire 8192 échantillons de $2.5 \mu s$. La Figure 5.11 montre un signal produit par l'interaction d'un neutron avec une gouttelette en surchauffe qui a été enregistré par un senseur piézoélectrique.

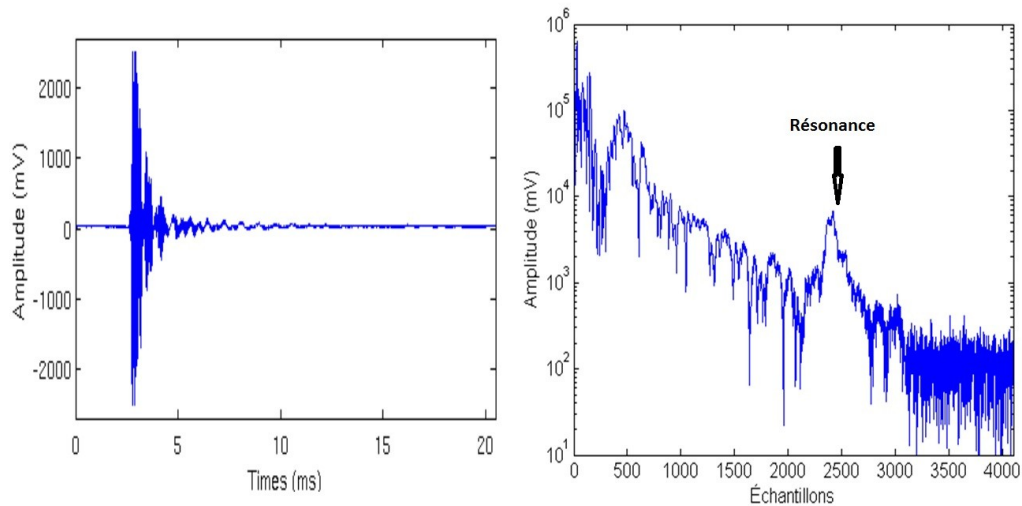


Figure 5.11 – À gauche, signal induit par l'éclatement d'une bulle et enregistré par le système d'acquisition de données avec une fenêtre de temps de 20.48 ms et à droite la transformée de Fourier du signal où un échantillon est égal à $2.5\mu\text{m}$. La résonance du capteur piézoélectrique se situe à ≈ 120 kHz.

Le système d'acquisition possède en mémoire 1024 échantillons précédant le début du signal qui est utilisé dans le calcul de la variable EVAR, variable qui est décrite dans la suite de cette section.

La première analyse effectuée suite à l'enregistrement des signaux consiste à discriminer les événements provenant de phénomènes physiques et ceux engendrés par le bruit électronique du système d'acquisition. Cette étape est cruciale dans l'analyse des données puisqu'il est indispensable de connaître le taux de comptage des événements physiques des détecteurs. Il existe des différences significatives entre les deux types d'événements. Les événements physiques montrent un seuil franc d'amplitude de courte durée s'atténuant, tandis que les événements dus au bruit électronique montrent une amplitude constante tout au long des 20.48 ms d'acquisition. Une autre caractéristique les différenciant est l'amplitude du spectre de fréquence. En effet, l'amplitude des bruits électroniques se situe en grande majorité à des fréquences plus petites que 18kHz tandis que les événements physiques montrent un spectre contenant des hautes fréquences. La

Figure 5.12 montre l'effet de l'application d'un filtre passe-haut de 18 kHz appliqué sur les signaux de chacun des types d'évènements.

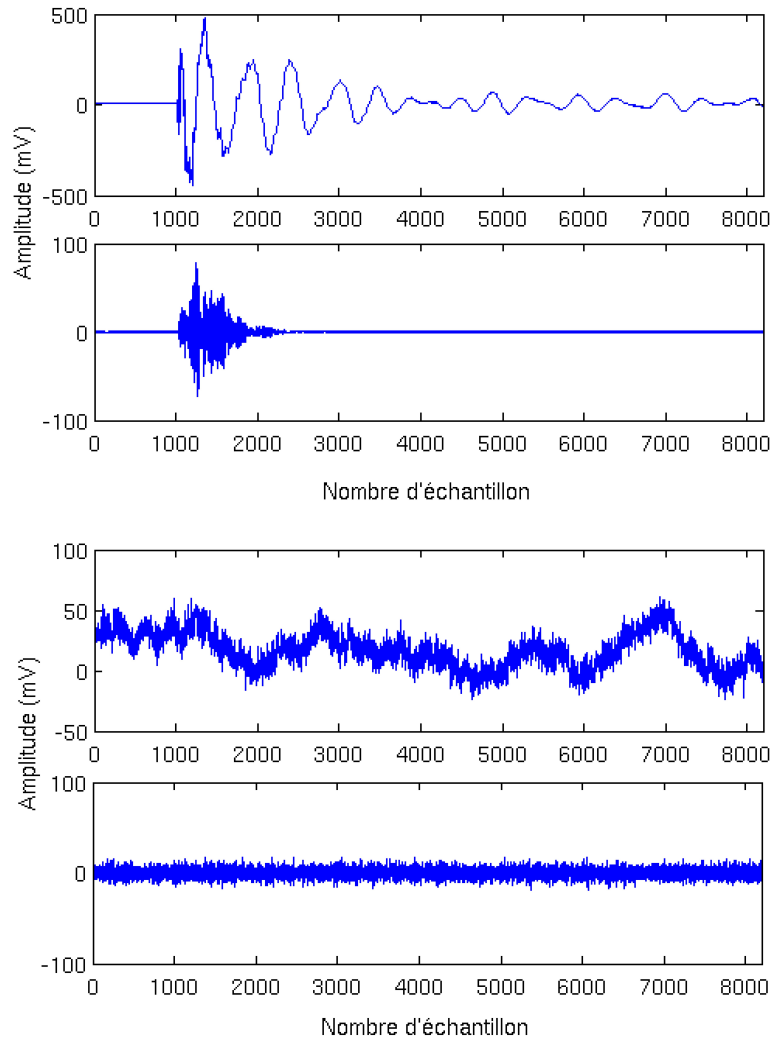


Figure 5.12 – Les deux premières figures représentent les amplitudes brutes et filtrées avec un filtre passe-haut de 18 kHz d'un signal provoqué par la nucléation d'une gouttelette, tandis que les deux dernières représentent les amplitudes d'un signal bruité.

Suite à l'application de ce filtre, l'amplitude des signaux causés par le bruit est grandement réduite. Par la suite, la variable utilisée pour discriminer ces deux types d'évènements consiste à calculer la somme cumulative du carré du signal. Cette variable d'un

point de vue théorique mesure l'intensité acoustique émise par la vaporisation de la gouttelette. Étant donné que l'amplitude des signaux de bruit après application d'un filtre passe-haut de 18 kHz est constante, la somme cumulative augmentera linéairement. Par contre, pour les événements physiques, la somme cumulative augmentera très abruptement puis restera constante. Dans le but de différencier de manière optimale les deux types de signaux, l'on soustrait une droite à la somme cumulative qui aura pour effet d'éliminer presque en totalité les signaux engendrés par les bruits électroniques. L'application de ce processus crée la variable EVAR et est présentée à la Figure 5.13 :

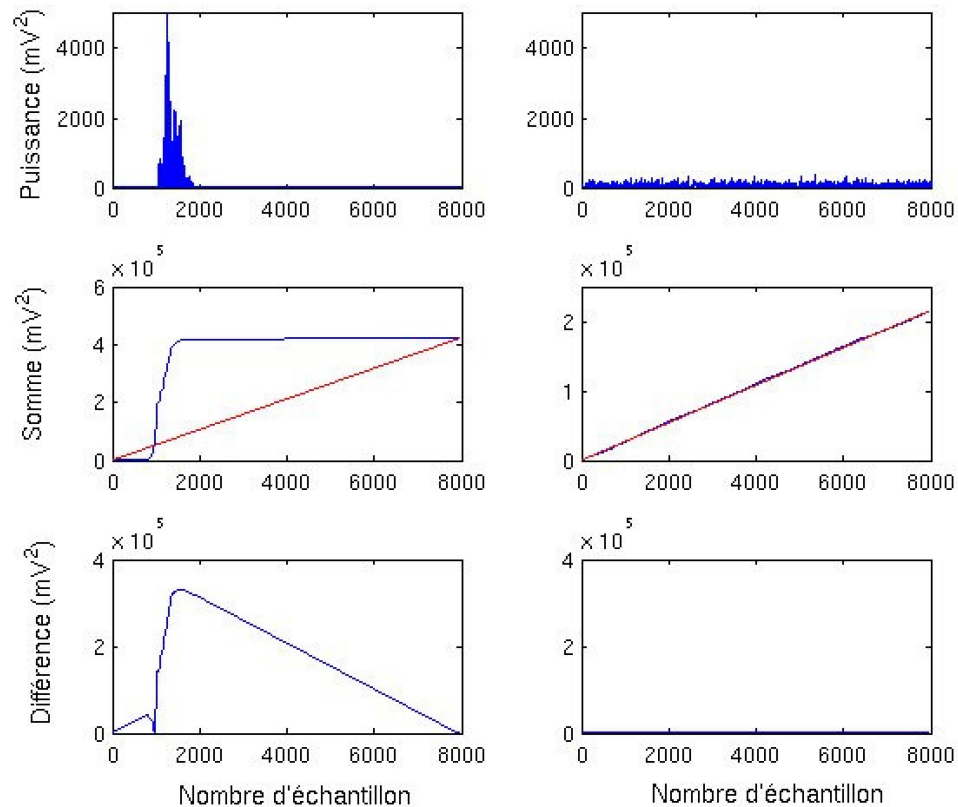


Figure 5.13 – Représentation graphique des différentes étapes dans la construction de la variable EVAR compilée pour les deux événements de la Figure 5.12 : à gauche pour le signal provenant de la nucléation suite à l'interaction d'une particule et à droite pour le signal généré par du bruit électronique.

Une fois cet exercice effectué sur tous les événements, le logarithmique naturel de la somme cumulative est calculé et l'on obtient le résultat présenté à la Figure 5.14.

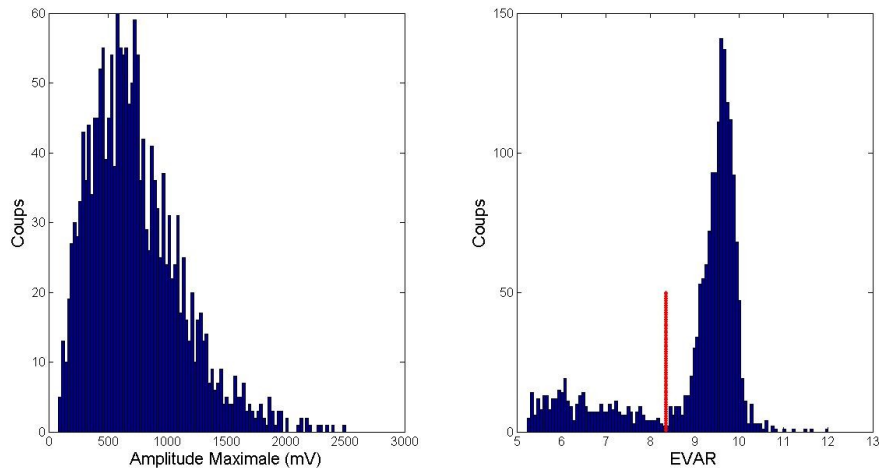


Figure 5.14 – Discrimination des signaux provenant de bruits électroniques et des évènements physiques en utilisant l’amplitude maximale (gauche) et à l’aide de la variable EVAR (droite). Dans l’histogramme de EVAR, les évènements physiques sont à droite de la ligne rouge.

Avec cet outil en main, il est maintenant possible d’obtenir le taux de comptage des évènements physiques et d’effectuer des mesures d’étalonnage. Les détecteurs PICASSO ont quatre types de bruit de fond. Le premier est le bruit de fond électronique, le deuxième les neutrons, le troisième les désintégrations alpha et le dernier les rayons gamma qui seront chacun présenté dans le chapitre suivant. La source de bruit de fond principale de l’expérience PICASSO est les désintégrations alpha. Cette source de bruit est présentée sommairement à la section suivante et sera traitée en détail dans le chapitre suivant.

5.6 Bruit de fond alpha

Lors de la confection des détecteurs, une quantité de ^{222}Rn s’infiltrer très probablement dans le détecteur. Ce radon, dû à sa solubilité plus élevée dans les gouttelettes de C_4F_{10} que dans le gel, s’accumule à l’intérieur des gouttelettes. Ce radon a une durée de vie de 3.8 jours et se désintègre en émettant une particule alpha de 5.590 MeV. Une autre source de contamination est la présence de trace d’uranium et de thorium dans les

ingrédients nécessaires à la confection des détecteurs. Les désintégrations alpha ont la caractéristique de pouvoir créer deux sites de nucléations ou plus. En effet, le recul du noyau et la particule alpha peuvent créer chacun un site de nucléation dépendamment de la température. Ainsi, lorsque la température augmente, c'est-à-dire que l'énergie de seuil diminue, le recul est le premier à être en mesure de remplir la condition de Seitz et de créer une transition de phase tandis que le seuil doit être abaissé davantage pour que la particule alpha puisse faire de même. Comme il sera discuté à la section 8.4, le signal acoustique est fonction du nombre de nucléations. Par conséquent, lorsque les désintégrations alpha sont en mesure de créer deux nucléations, le signal acoustique de ces événements devient différentiable des événements WIMPs qui comporte qu'un seul site de nucléation. Or, la distinction entre les deux types d'évènements n'est pas parfaite et donne lieu à une discrimination partielle entre les deux types d'évènements. Une grande partie de ce mémoire tente d'approfondir la compréhension des signaux acoustiques des désintégrations alpha ayant lieu à l'intérieur de gouttelettes. Plusieurs étalonnages avec des sources alpha introduites dans des détecteurs ont été effectués et seront présentés dans la section 6.2. Dans cette section, l'origine des sources alpha sera également discutée ainsi que le comportement des signaux acoustiques en fonction de la température. Par la suite, le chapitre 8 traitera de la comparaison entre les signaux acoustiques des désintégrations alpha et des événements de type "neutron"/"WIMP", où soit un neutron ou un WIMP crée un seul noyau de recul détectable. Finalement, le chapitre 9, discutera de l'analyse des données amassées par un des détecteurs PICASSO, le détecteur 93, ayant un taux de comptage d'évènements alpha élevé. Plus précisément, la discrimination de ce détecteur sera quantifiée et de nouveaux outils d'analyse seront implémentés dans le but d'améliorer la discrimination entre les désintégrations alpha et noyaux de recul.

5.7 Limites de l'expérience PICASSO

Les résultats les plus récents de l'expérience PICASSO ont été obtenus avec 10 détecteurs pour une masse active totale de 0.72 kg de ^{19}F et une exposition de 114 kg j. Le faible bruit de fond de l'expérience permet la détection des reculs d'énergie de 1.7 keV

ce qui résulte à une sensibilité à des masses de WIMPs de $10 \text{ GeV}/c^2$. Aucun signal de matière sombre n'a été trouvé. Les meilleures limites d'exclusion obtenue dans le secteur dépendant du spin sont pour une masse de WIMP de $20 \text{ GeV}/c^2$ avec une section efficace de l'interaction WIMP-proton de $\sigma_{SD} = 0.032 \text{ pb}$ (90 % niveaux de confiance). Les contours d'exclusions sont présentés à la Figure 5.15 ainsi que celle des autres expériences. Au moment de la publication en 2012, les limites de l'expérience PICASSO étaient les meilleures au monde pour la section efficace dépendante du spin.

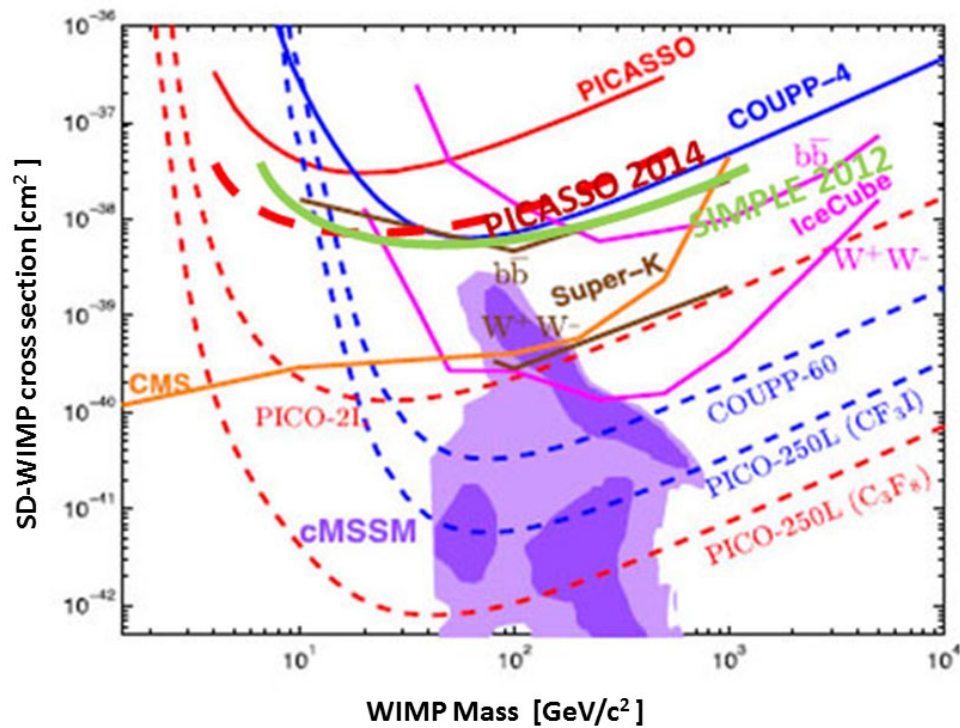


Figure 5.15 – Compilation des limites de section efficace de l'interaction WIMP-proton dans le secteur dépendant du spin. Les traits pleins sont les limites publiées et en pointillés la sensibilité projeté des expériences futures. La région situé au-dessus des limites est exclue.

Étant donné que l'expérience PICASSO utilise du C_4F_{10} est que le fluor à un proton non apparié, les limites sur la masse du WIMP et la section efficace de l'interaction WIMP-proton sont très compétitive.

CHAPITRE 6

ÉTALONNAGE DES DÉTECTEURS PICASSO

Pour détecter un signal de matière sombre, il est crucial de connaître la réponse des détecteurs à toute autre forme de particules et de caractériser la réponse des détecteurs. Pour ce faire, les détecteurs sont soumis à différents types de rayonnement tels que des neutrons, des particules alpha ainsi que des rayons gamma. Pour l'étalonnage de neutrons, l'accélérateur de type van de Graaff pelletron au laboratoire Rene-J-A. Levesque permet de créer des neutrons monoénergétiques en exploitant la réaction nucléaire $X(p, n)Y$ sur des cibles de ^{51}V et de ^7Li qui sont ensuite dirigés vers le détecteur. De plus, une source de neutrons polyénergétiques est utilisée pour caractériser les détecteurs et déterminer la masse active des détecteurs. Dans le cas de l'étalonnage des particules alpha, des émetteurs d'alpha tel que le ^{226}Ra et ^{214}Am sont injectés directement dans le détecteur lors de sa fabrication. Puis finalement, une série de sources émettant des rayons gamma est utilisée pour caractériser la réponse des détecteurs aux photons énergétiques entre 100 keV et 1 MeV.

6.1 Interaction du détecteur avec des neutrons et production de neutron

Les neutrons interagissant avec le carbone ou le fluor du C_4F_{10} le font majoritairement par collision élastique ($\sigma_{el} \approx \sigma_{total}$). Si l'on connaît l'énergie des neutrons incidents, il est possible de connaître le spectre d'énergie de recul des noyaux frappe par les neutrons :

$$E_R = \frac{2A}{[A + 1]^2} (1 - \cos\theta) E_n \quad (6.1)$$

où A est la masse atomique du noyau de recul, θ est l'angle de diffusion du neutron dans le référentiel du centre de masse. L'angle de diffusion étant isotrope au premier ordre, le spectre d'énergie est semblable une boîte. Étant donné que les détecteurs PICASSO sont des détecteurs à seuil d'énergie, lorsque le seuil est abaissé, le taux de

comptage augmente linéairement comme le montre la Figure 6.1.

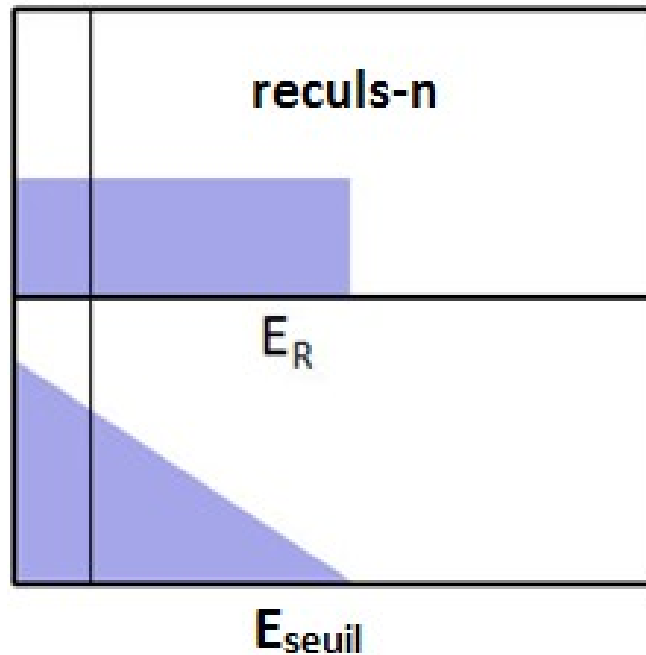


Figure 6.1 – Spectre d'énergie de reculs nucléaire théorique et le taux de comptage qui en est généré avec un détecteur de seuil tel que PICASSO.

Le spectre des angles de diffusion dans le système du centre de masse est isotrope au premier ordre et c'est pourquoi on obtient le spectre d'énergie de recul de la Figure 6.1. Or, dans les régions des résonances du ^{19}F , le spectre de recul dévie de la simple forme de boîte montrée ici et l'approximation n'est plus adéquate [26]. Dans cet ouvrage, seulement le calcul de premier ordre a été effectué.

Lorsque les neutrons sont envoyés sur un détecteur PICASSO, ils sont également affectés par la présence d'eau dans le gel du détecteur. L'eau a pour effet de modifier le spectre des reculs en changeant la distribution du spectre en énergie des neutrons [27]. La Figure 6.2 montre la simulation du spectre d'énergie de neutrons de 40 keV lorsqu'ils atteignent les gouttelettes, c'est-à-dire après avoir interagi avec l'eau.

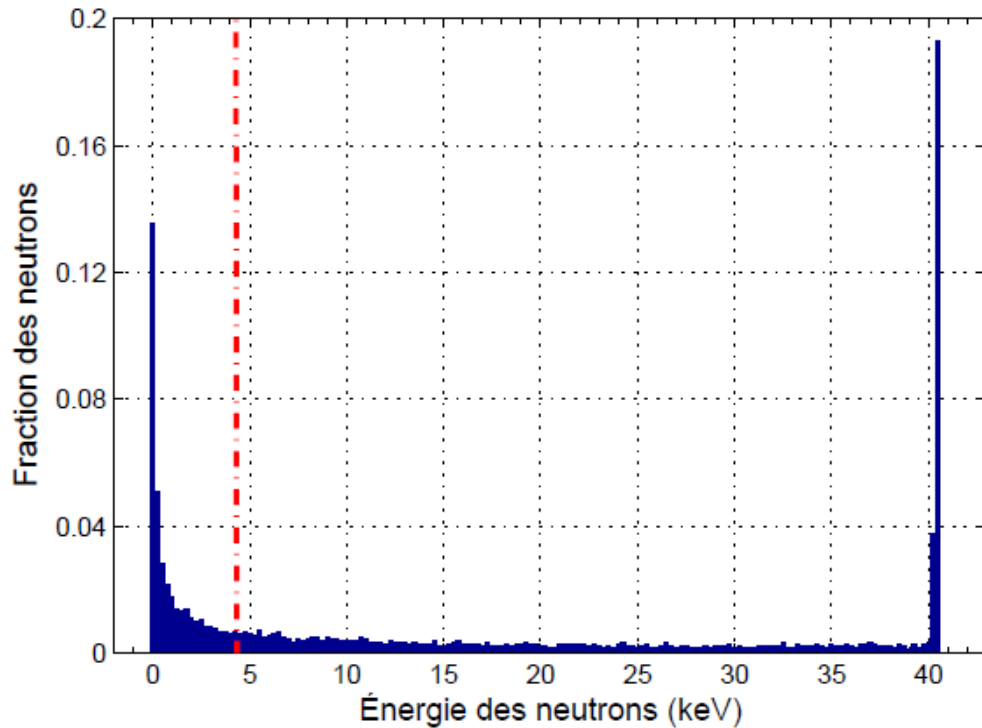


Figure 6.2 – Simulation du spectre d'énergie de neutrons de 40 keV après avoir interagit avec le détecteur et tout juste avant leur interaction avec les gouttelettes de C_4F_{10} . La bande rouge représente l'énergie de seuil qui est déterminée par la température d'opération des détecteurs PICASSO.

Ainsi lorsque cet effet est inclus, le spectre des énergies de reculs est modifié notamment dû à l'interaction des neutrons avec l'hydrogène contenu dans le gel du détecteur [28]. Le spectre des énergies de recul n'est plus celui de la Figure 6.1, mais plutôt celui présenté à la Figure 6.3. Cet effet est inclus dans les simulations Monte-Carlo de la collaboration PICASSO, mais n'est pas inclus dans cet ouvrage. Bien qu'importante, elle ne modifie pas drastiquement les mesures des taux de comptage lorsque les détecteurs sont soumis à des neutrons monoénergétiques. En effet, la majorité des neutrons dont l'énergie est modifiée par l'interaction avec l'eau ont une énergie en dessous de l'énergie de seuil atteint lors des mesures expérimentales comme il est montré par le trait rouge de la Figure 6.2.

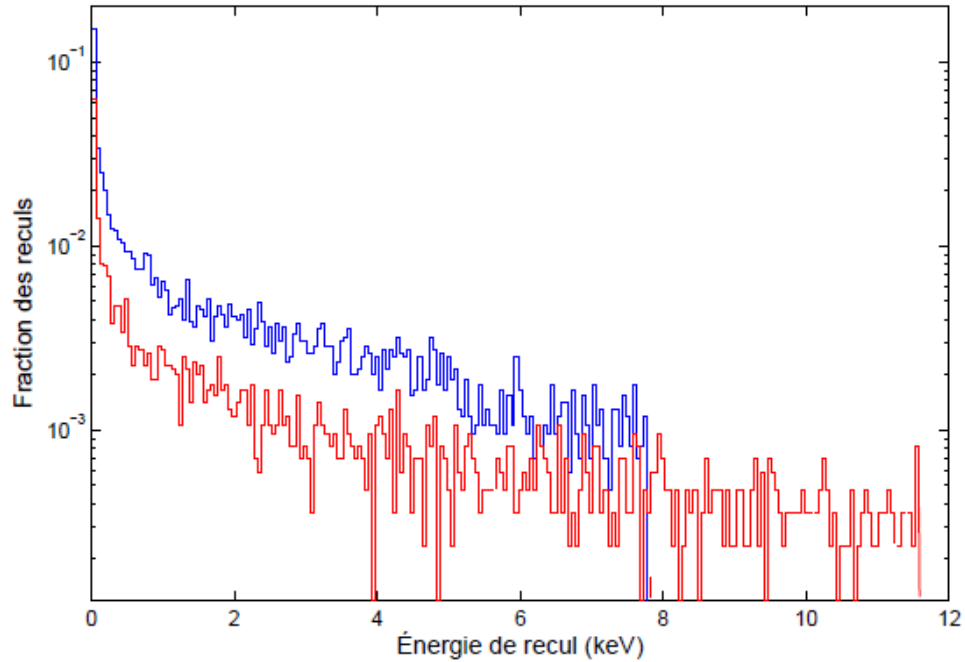


Figure 6.3 – Spectre en énergie simulé des reculs de noyaux de ^{12}C (en rouge) et de ^{19}F (en bleu) induits par des neutrons incidents d'une énergie de 40 keV.

L'effet le plus notable est donc la diminution du taux de comptage absolue lors des mesures expérimentales, car les reculs ayant une énergie plus petite que l'énergie de seuil lors des mesures (trait rouge) ne peuvent pas engendrer d'évènements. La courbe des taux de comptage est modifiée par la contribution des reculs se retrouvant entre le pic situé à 40 keV et le trait rouge situé à 4.9 keV comme on peut le voir à partir de la Figure 6.2. Or, cela est suffisamment petit pour que l'approximation, de négliger cet effet dans cet ouvrage, soit adéquate. Par ailleurs on doit également ajouter l'efficacité de détection qui module le taux de comptage et qui peut être paramétrée par l'équation suivante :

$$\varepsilon(E_N, E) = 1 - \frac{E_{seuil}}{E_{Rmax}} - \frac{E_{seuil}}{\alpha E_{Rmax}} \left[1 - \exp\left(-\alpha \left(\frac{E_{Rmax}}{E_{seuil}} - 1\right)\right) \right] \quad (6.2)$$

où α est un paramètre libre modifiant l'efficacité qui doit être mesuré expérimentalement et qui est montré la Figure 6.4.

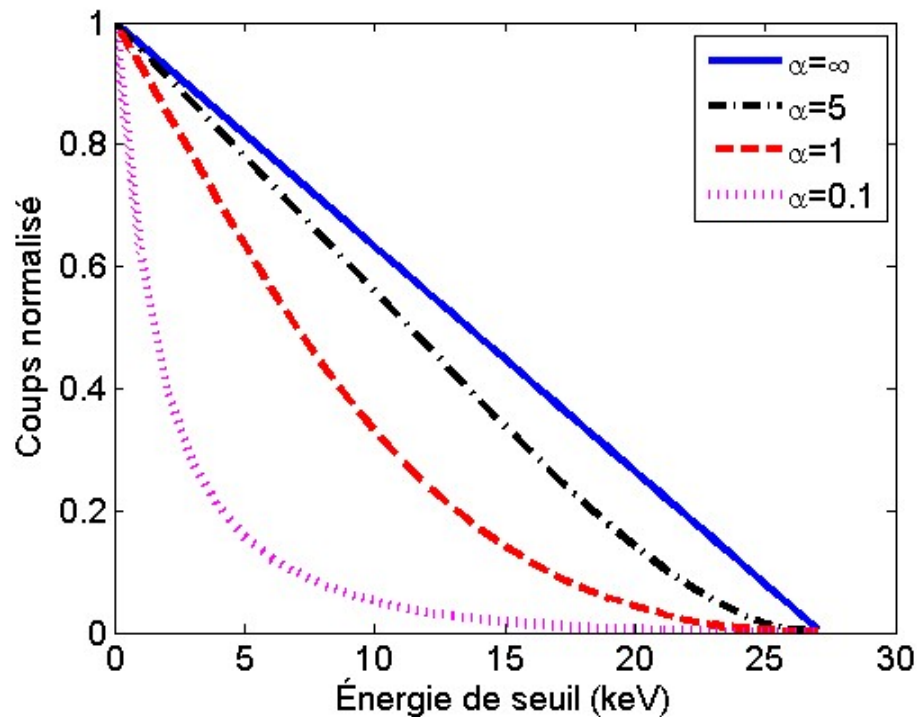


Figure 6.4 – Effet du paramètre alpha sur le taux de comptage où alpha définit la vitesse de la croissance du seuil.

Cette paramétrisation, qui est empirique, a pour effet de quantifier le taux de comptage. Pour une grande valeur de α , le taux de comptage augmentera très rapidement et est dit franc, tandis que pour une faible valeur de α , le taux augmentera lentement et est dit mou. Lorsque $\alpha \rightarrow \infty$, le taux de comptage augmente linéairement comme la Figure 6.1 et correspond à une efficacité constante de 100%.

6.1.1 Accélérateur van de Graaff pelletron

Pour produire un flux de neutron monoénergétique, l'accélérateur de type van de Graaff pelletron situé à l'Université de Montréal est utilisé pour produire des protons ayant des énergies allant jusqu'à 12 MeV. Le faisceau de protons peut être dirigé dans différentes lignes de faisceau comme il est montré à la Figure 6.5.



Figure 6.5 – Ligne du faisceau de protons de l'accélérateur de type van de Graaff pelletron situé à l'Université de Montréal.

Ces protons sont dirigés sur une cible de vanadium ^{51}V , d'une épaisseur de 16 nm, ou de lithium, d'une épaisseur de 200 nm, pour produire un faisceau monoénergétique de neutrons via la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ ou $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$. Les énergies des neutrons produits et le rendement de production des neutrons sont fonction de l'énergie des protons incidents comme le montre la Figure 6.6 et le Tableau 6.I pour la cible de vanadium.

Lors de mesures expérimentales, l'énergie des protons utilisée est choisie dans le but de connaître précisément l'énergie des protons, car cela permet de connaître précisément l'énergie des neutrons utilisés. Ainsi, l'accélérateur est ajusté aux résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$.

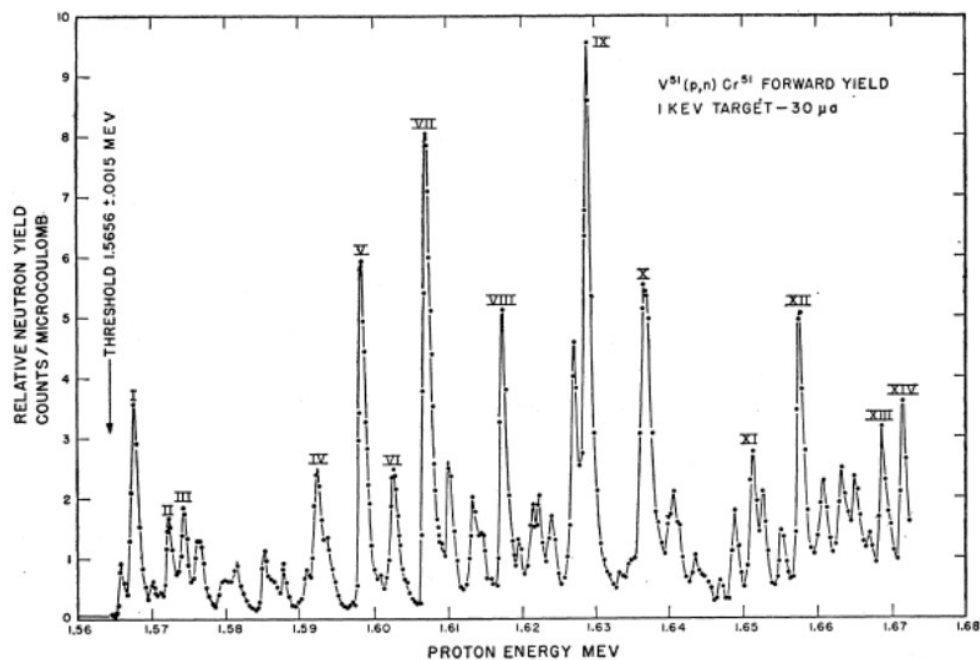


Figure 6.6 – Rendement de neutrons de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ en fonction de l'énergie de seuil. Les résonances permettent une excellente définition de l'énergie des neutrons.

Résonance	E_p (MeV)	E_n à 0° (keV)
I	1.568	4.8
II	1.573	11.3
III	1.575	13.6
IV	1.592	34
V	1.598	40
VI	1.603	45
VII	1.607	50
VIII	1.617	61
IX	1.629	74
X	1.637	82
XI	1.651	97
XII	1.658	104
XIII	1.669	116
XIV	1.672	119

Tableau 6.I – Énergie de protons et de neutrons correspondant aux résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$.

La résolution en énergie des neutrons produits de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ est de ≈ 0.25 keV. Les neutrons produits sont dirigés sur un détecteur PICASSO et dont la probabilité d'interaction entre neutron et fluor/carbone, atomes présents dans le liquide actif, dépend également de la section efficace de la réaction (n, C/F) qui est présentée à la Figure 6.7

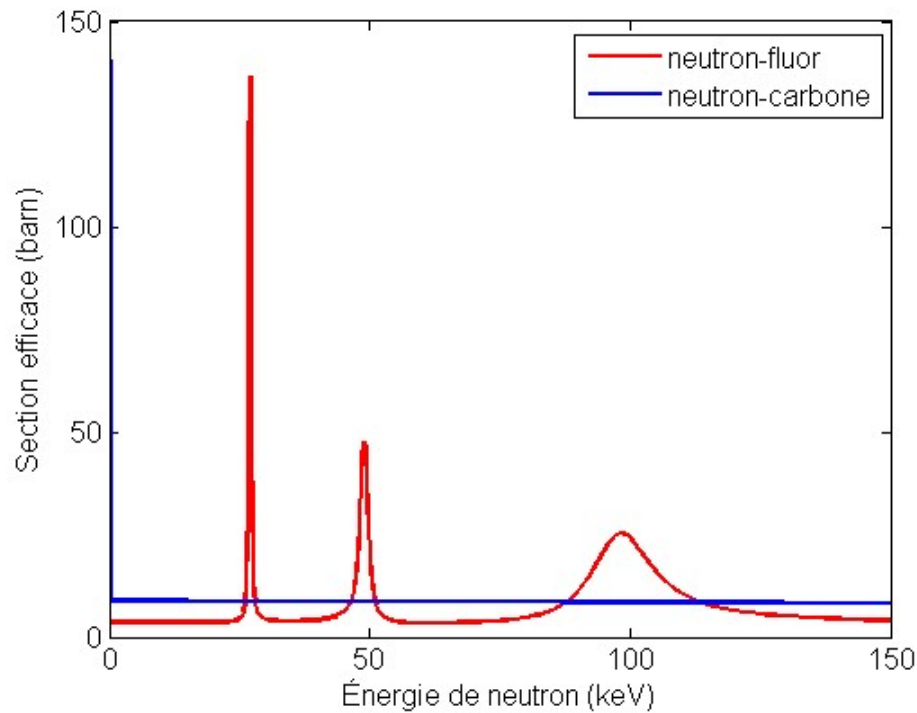


Figure 6.7 – Sections efficaces des réactions (n, F/C) en fonction de l'énergie du neutron.

On remarque que la section efficace du carbone est constante dans l'intervalle présenté à la Figure précédente tandis que celle du fluor comporte différentes résonances qui sont situées à 30 keV, 49 keV et 97 keV. Ce montage expérimental a été utilisé dans le but de déterminer l'énergie de seuil du détecteur à différentes conditions d'opération ainsi pour comparer le taux de comptage en fonction de l'énergie de seuil des détecteurs PICASSO dont le liquide actif est du C_4F_{10} et une chambre à bulles de l'expérience PICO dont le liquide actif est du C_3F_8 .

6.1.2 Mesure de l'énergie de seuil

Pour déterminer la température de seuil du détecteur pour une énergie de neutron donnée, on s'intéresse à l'énergie de recul maximale qui se produit lorsque $\theta = \pi$ dans l'équation 6.1. Étant donné que le liquide actif utilisé est le C_4F_{10} , il y a deux noyaux cibles auxquels correspond chacun une énergie maximale $E_{R,max}$:

$$E_{(Fluor,max)} = 0.19E_n \quad (6.3)$$

$$E_{(Carbon,max)} = 0.28E_n \quad (6.4)$$

Un détecteur 63 mL utilisant les mêmes procédés de fabrication des détecteurs PI-CASSO est utilisé pour ces mesures d'étalonnages. Pour produire des neutrons entre 100 keV et 4 MeV la cible de lithium est utilisée, tandis que pour des neutrons avec une énergie inférieure à 100 keV, la cible de vanadium est utilisée. La prise de donnée consiste à obtenir le taux de comptage du détecteur en fonction de la température d'opération à la pression ambiante. Les résultats sont présentés à la Figure 6.8.

L'énergie critique, calculée par la théorie de Seitz, est associée à la température d'opération et comparée à l'énergie de recul maximale du fluor ($E_{Fluor,max}$) et du carbone ($E_{Carbon,max}$) à la température seuil. La comparaison de ces trois valeurs d'énergie est présentée à la Figure 6.9 en fonction de la température d'opération pour différentes énergies de neutrons incidents.

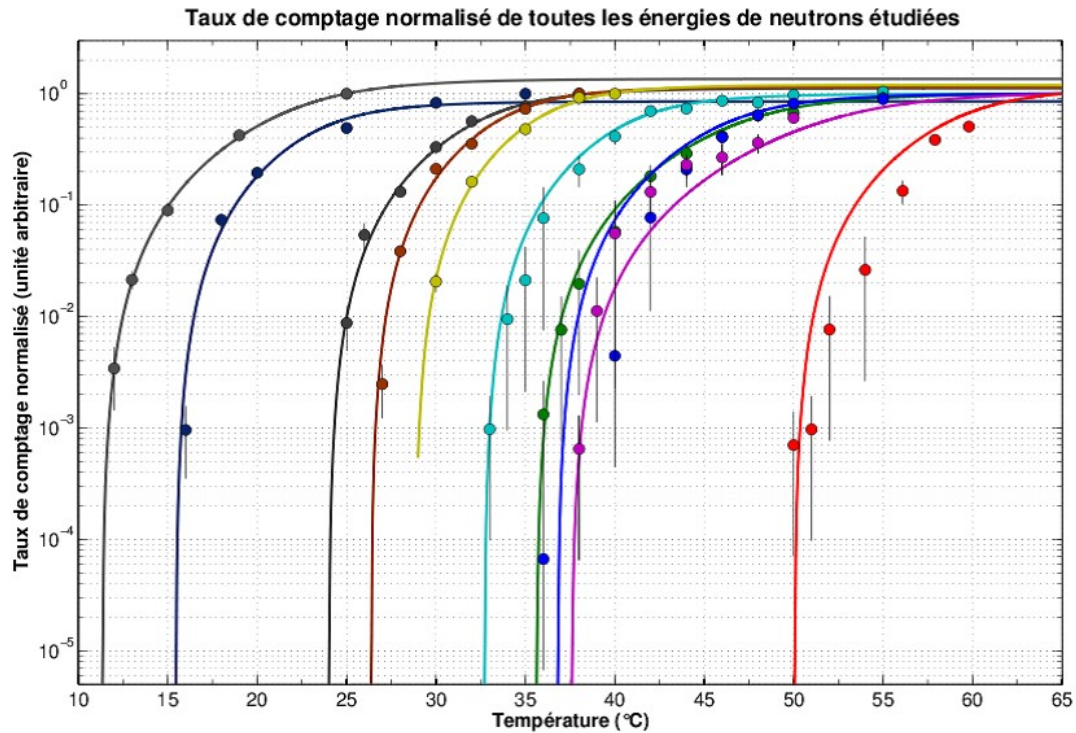


Figure 6.8 – Réponses normalisées du détecteur au faisceau de neutrons monoénergétiques pour différentes énergies incidentes, de gauche à droite : 4 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4.8 keV. Les cinq plus basses énergies ont été obtenues à travers les résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ et les énergies plus élevées par la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$.

Tout d'abord, la température des points bleus et rouges correspond à la température lorsque les taux de comptage des mesures expérimentales qui sont présentées à la Figure 6.8 tendent vers zéro. L'énergie qui est associée à chacun des points bleus et rouges est l'énergie du neutron respectif à chacune des courbes de la Figure 6.8 et multiplié par le facteur de recul maximal propre au noyau de recul (0.19 pour fluor et 0.28 pour carbone). Ensuite, les données expérimentales sont comparés à la courbe de seuil calculée avec le modèle de Seitz (courbe noire). On observe que les points rouges (carbone) sont plus éloignés de la courbe prédite par le modèle Seitz (noir) que les points bleus (fluor) dans l'intervalle de température allant de 10 à 37°C. Bien que les reculs de carbone ont une énergie maximale supérieure que le fluor, lors de la prise des mesures expérimentales,

un nombre négligeable d'évènements, de l'ordre du bruit, a été mesuré dans l'intervalle d'énergie allant de $E_{Fluor,max}$ à $E_{Carbon,max}$.

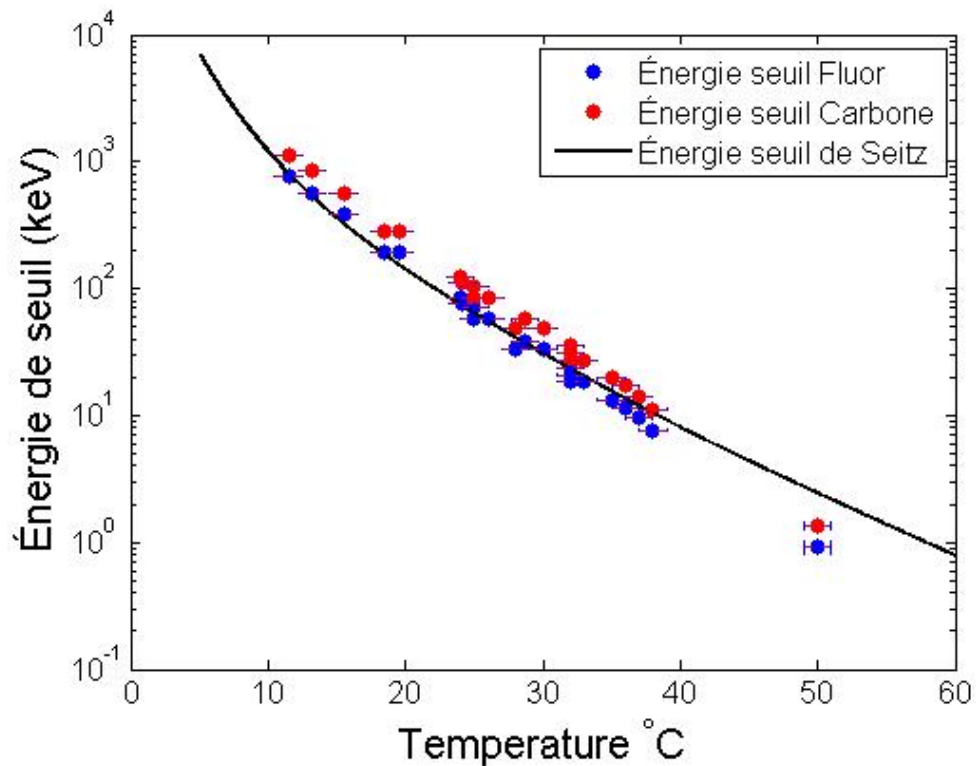


Figure 6.9 – Comparaison des données expérimentales avec l'énergie de seuil calculée avec le modèle de Seitz (noir). En bleu (rouge), en supposant que l'énergie de seuil est déterminé par les reculs de fluor (carbone). La température des points bleus et rouges correspond à la température obtenue par l'ajustement sur les courbes de la Figure 6.8 lorsque le taux de comptage tend vers zéro.

On en conclut donc que le seuil de détection est dû aux collisions entre les neutrons et les noyaux de fluors. Pour expliquer ce phénomène, on doit se rappeler que l'énergie de seuil doit être déposée dans une longueur critique. Les reculs de carbone possèdent une portée qui est toujours plus grande que les reculs de fluor dans du C_4F_{10} . À titre d'exemple les reculs d'énergies maximales de fluor et de carbone engendré par des neutrons de 40 keV ont été simulés avec SRIM. Voici le résultat à la Figure 6.10.

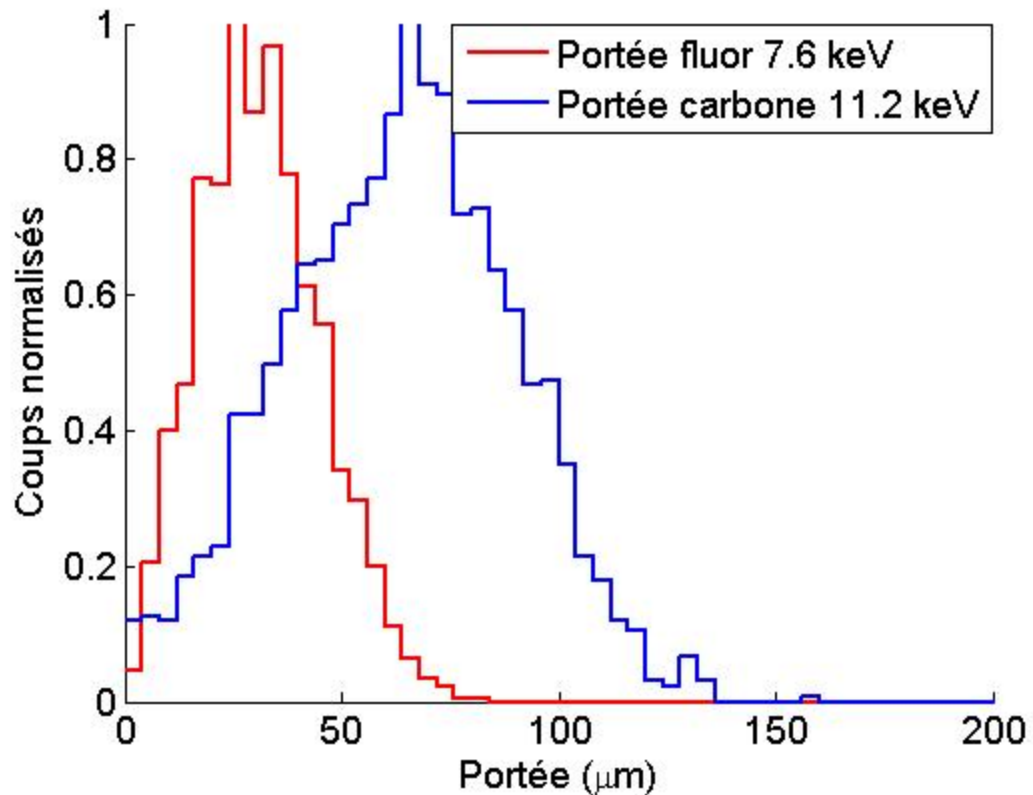


Figure 6.10 – Portée des reculs d'énergie maximale du fluor ($0.19E_n$) et du carbone ($0.28E_n$) pour une énergie de neutron de 40 keV, c'est-à-dire 7.6 keV et 11.2 keV respectivement.

On voit que la portée du carbone est supérieure à celle du fluor. Ainsi, lorsque le critère de Seitz est appliqué, une plus grande proportion du spectre de recul du fluor comparativement au carbone sera en mesure de créer une transition de phase notamment dans le cas montré à la Figure 6.10 pour un seuil d'énergie de Seitz de 7.6 keV. Dans le modèle utilisé, on suppose que l'énergie déposée sous forme d'ionisation et sous forme de chocs nucléaires contribue à la formation d'une protobulle et qu'une bulle se forme si l'énergie déposée est suffisante. D'un point de vue théorique, il est donc nécessaire d'utiliser la portée des reculs nucléaire pour appliquer le double critère de Seitz.

6.1.3 Étalonage avec une source de neutrons polyénergétiques d'américium béryllium

Dans le but de s'assurer du bon fonctionnement des détecteurs, du système électronique et de mesurer la masse active de chacun des détecteurs, on les soumet chacun des détecteurs à une source d'américium béryllium périodiquement dont le spectre est présenté à la Figure 6.11.

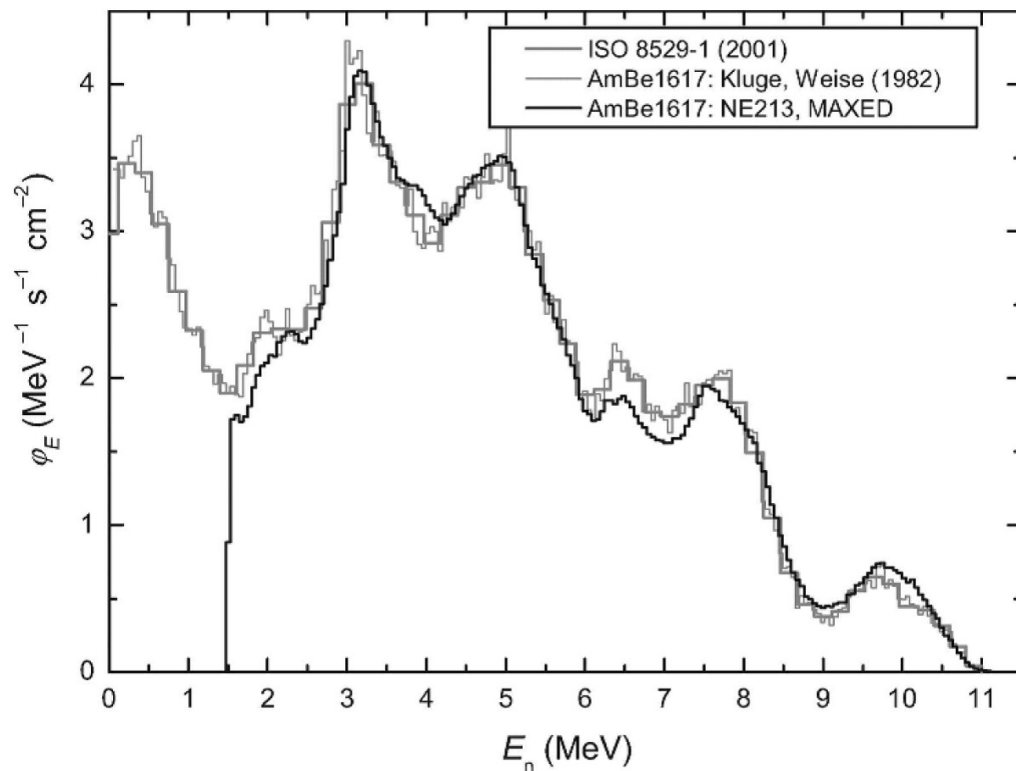


Figure 6.11 – Spectre en énergie de la source de AmBe utilisée dans la mine pour les mesures d'étalonnage aux neutrons des détecteurs.

L'activité de la source est de 68.71 ± 0.74 n/s et étant donné les dimensions des détecteurs et de la position de la source, les détecteurs sont soumis à un flux de neutrons de $8.54 \cdot 10^{-3}$ neutrons/s/cm². Les mesures d'étalonnage de 15 détecteurs sur une période de 5 ans ont été combinées et sont présentées à la Figure 6.11. En considérant toutes les caractéristiques du montage, la réponse des détecteurs a été simulée dans GÉANT4 et

est également présentée à la Figure 6.12 par la bande rouge dont la largeur correspond à l'incertitude qui est d'origine statistique.

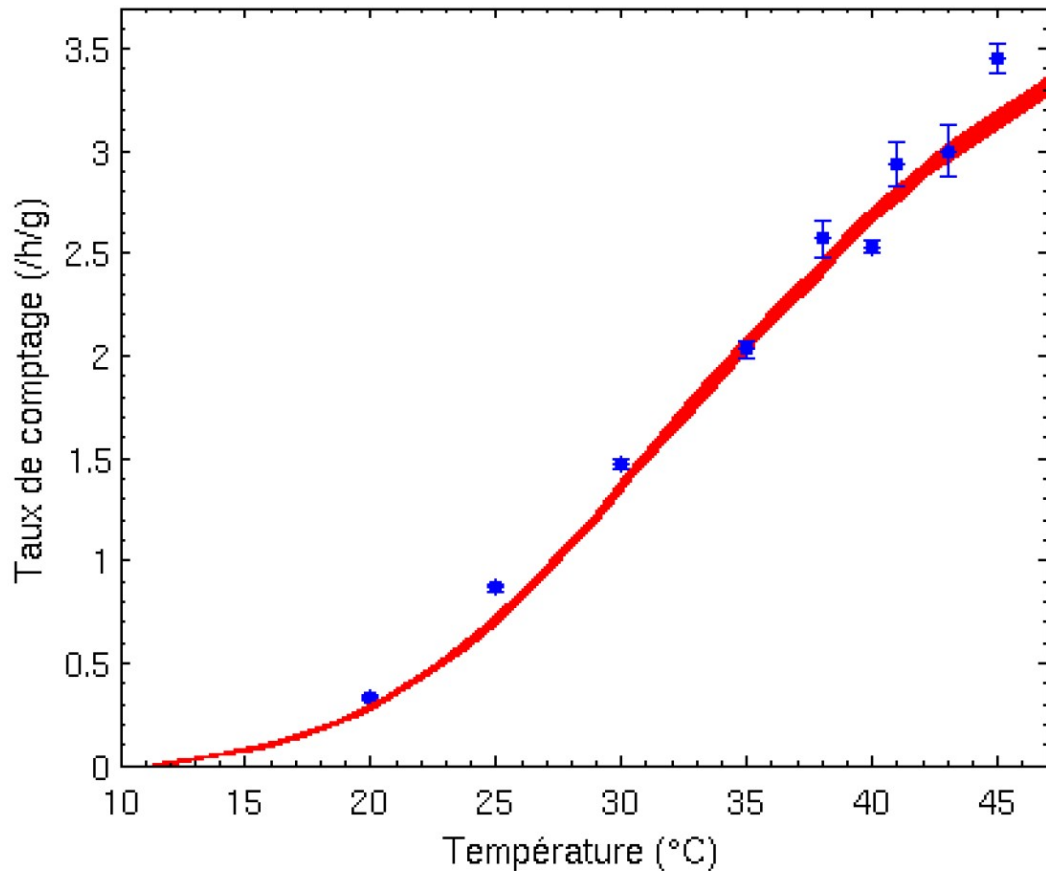


Figure 6.12 – Réponse moyenne de 15 détecteurs, mesurée lors des séries d'étalonnage entre 2006 et 2011 dans la mine. La bande rouge représente la réponse obtenue par une simulation Monte Carlo dans GEANT4. L'écart entre la simulation Monte-Carlo et les points expérimentaux est dû aux erreurs systématiques dont la plus importante est la position de la source de neutron entre chaque étalonnage.

La Figure 6.12 montre la stabilité des détecteurs. En effet, des étalonnages ont été faits entre 2006 et 2011 avec une fréquence de 3 mois pour un total de 20 étalonnages distincts.

6.2 Étalonage avec sources alpha

L'étalonnage du détecteur PICASSO à l'aide de sources alpha permet d'acquérir de nombreuses informations quant à la compréhension de la discrimination entre les événements engendrés par les particules alpha et les neutrons et par des particules candidates de la matière sombre.

Il existe deux types d'événements alpha présents dans les détecteurs PICASSO, ceux qui sont à l'intérieur des gouttelettes et ceux qui sont à l'extérieur [29]. Lorsque le noyau radioactif se désintègre, le noyau fille recule avec une énergie donnée par :

$$E_R = \frac{m_\alpha}{m_R} E_\alpha \quad (6.5)$$

où m_α est la masse de la particule alpha, m_R celle du noyau fille et E_α est l'énergie de la particule alpha émise. Ainsi lorsqu'un noyau se désintègre à l'intérieur d'une gouttelette, le noyau reculant et la particule alpha pourront créer des nucléations. Étant donné la grande masse du noyau fille, la portée de ce dernier dans le C_4F_{10} , qui est de l'ordre quelques dizaines de nanomètres, est beaucoup plus petite que celle de la particule alpha qui est de quelque dizaine de micromètres. Par conséquent, si le noyau radioactif est situé à l'extérieur de la gouttelette, le noyau fille se situera à l'extérieur de la gouttelette tandis que la particule alpha pourra pénétrer une gouttelette et engendrer une transition de phase. L'étalonnage avec des sources radioactives à l'extérieur et à l'intérieur des gouttelettes est un outil précieux pour comprendre la réponse des détecteurs à ce type de radiation et la discrimination entre les événements alpha et ceux de matière sombre. Pour distinguer une particule de matière sombre d'un événement causé par un noyau radioactif présent dans le détecteur, il faut que le signal acoustique émis par l'un et l'autre soit différentiable. La matière sombre et les neutrons produisent théoriquement le même signal en créant qu'une seule transition de phase suite à une collision élastique, il est désirable qu'une discrimination sur une base événement par événement soit possible entre les événements du genre "neutrons" c'est-à-dire aussi "WIMP" et du genre "alpha".

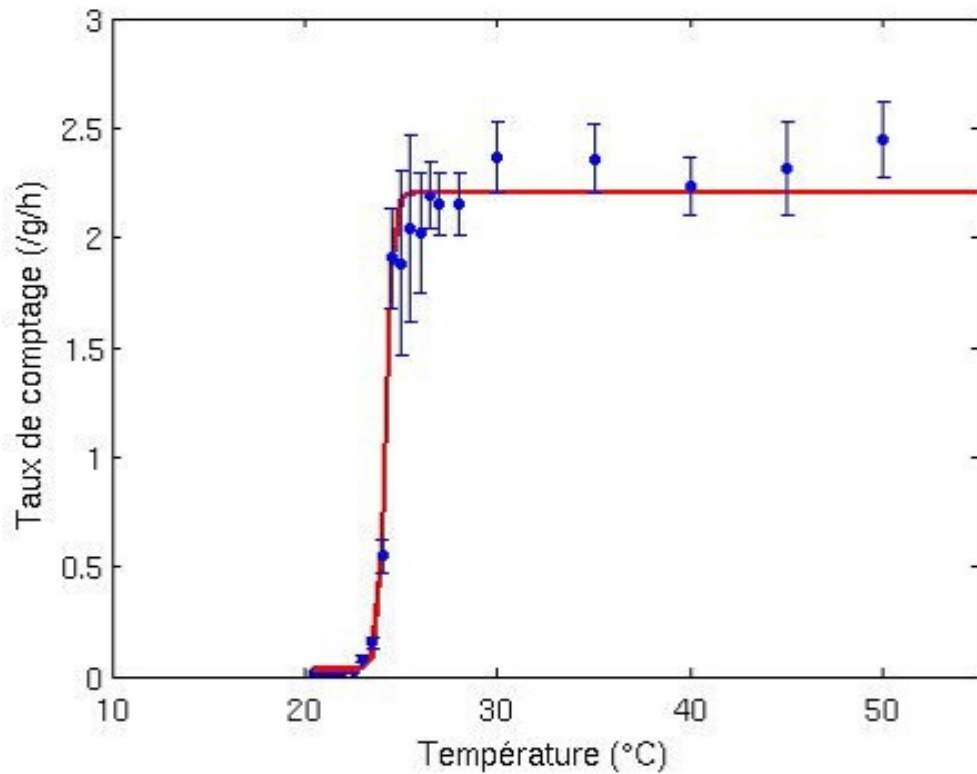


Figure 6.13 – Réponse du détecteur URS, dopé avec une source de ^{241}Am . L'activité alpha est localisée à l'extérieur de la gouttelette et seulement les particules alpha qui y entrent sont détectées et non pas les noyaux de recul.

L'énergie de recul du noyau de neptunium est de 93.5 keV ce qui correspond à une température de seuil de 22.52°C selon la théorie de Seitz. Or, les mesures expérimentales indiquent une température de 24.5°C lorsque le taux de comptage est égale à 50% de la valeur du plateau ce qui correspond à une énergie de seuil de 68.8 keV. Étant donné que le chlorure d'américium se dissocie est les ions de Cl et de Am diffusent dans le gel aqueux et se trouve à l'extérieur des bulles, seule la particule α de 5.638 MeV émise lors de la désintégration est en mesure de déposer une telle quantité d'énergie. Cela signifie que les particules alpha créées à l'extérieur de la gouttelette réussissent, grâce à leur portée de $40\ \mu\text{m}$, à déposer l'énergie de seuil de 68.7531 keV à une température de 24.5°C . Il faut donc que la longueur critique soit suffisamment grande pour que la

particule α puisse déposer 68.8 keV. En effectuant une simulation de particules alpha de 5.638 MeV incidente sur C_4F_{10} à $24.5^\circ C$ à l'aide de SRIM et en analysant les données, une longueur critique de $1\mu m$ permet d'obtenir un taux de comptage de 50% du nombre d'alpha émis dans la simulation. Étant donné que le rayon critique est de 90 nm à $24.5^\circ C$, cela correspond à un paramètre de nucléation de 11.8.

6.2.2 Émetteur alpha et leur origine

La source de contamination principale des détecteurs est due à l'intrusion de ^{222}Ra dans les gouttelettes et les produits de sa chaîne de désintégration qui est présentée au Tableau 6.III.

Noyau	Mode de désintégration	Temps de demi-vie	Énergie de la particule émise	Produit de la désintégration
^{226}Ra	α	1602 a	4.871	^{222}Rn
^{222}Rn	α	3.8235 j	5.590	^{218}Po
(80.8 keV)				
^{218}Po	α 99.98%	3.10 min	6.115	^{214}Pb
(102.5 keV)	β 0.02%		2.883	
^{218}At	α 99.90 %	1.5 s	6.874	^{214}Bi
	β^- 0.10%		2.883	^{218}Rn
^{218}Rn	α	35ms	7.263	^{214}Po
^{214}Pb	β^-	26.8 min	1.024	^{214}Bi
^{214}Bi	β 99.98%	19.9 min	3.272	^{214}Po
	α 0.02%		5.617	^{210}Ti
^{214}Po	α	0.1643 ms	7.883	^{210}Pb
^{210}Ti	β^-	1.30 min	5.484	^{210}Pb
^{210}Pb	β^-	22.3 a	0.064	^{210}Bi
(150.1 keV)				
^{210}Bi	β^- 99.99987%	5.013 j	1.426	^{210}Po
	α 0.00013%		5.982	^{206}Ti
^{210}Po	α	138.376 j	5.407	^{206}Pb
^{206}Ti	β^-	4.199 min	1.533	^{206}Pb
^{206}Pb	-	stable -	-	

Tableau 6.III – Chaîne de désintégration du ^{226}Ra .

Lors de la fabrication des détecteurs, une certaine quantité de ^{222}Rn s'introduit dans le détecteur. Étant donné que ce dernier est sous forme gazeuse, il peut diffuser dans le détecteur, mais reste à l'intérieur des gouttelettes lorsqu'il en rencontre une due à sa grande solubilité dans le C_4F_{10} .

6.2.3 Émetteur alpha ^{226}Ra à l'intérieur de la gouttelette

Un détecteur ayant une hauteur d'un tiers d'un détecteur PICASSO traditionnel et donc un volume de 1.5 L, appelé URS, a été injecté avec une solution de chlorure de radium ($^{226}\text{RaCl}$) à la surface de ce dernier. L'activité injectée était de ≈ 10 Bq. Puisque le ^{226}Ra se désintègre en ^{222}Rn et que ce dernier est gazeux, il peut alors diffuser partout dans le détecteur y compris à l'intérieur des gouttelettes. Pour connaître la réponse de ce type de contamination, une série de mesure a été effectuée permettant d'obtenir le taux de comptage en fonction de la température qui est présenté à la Figure 6.14.

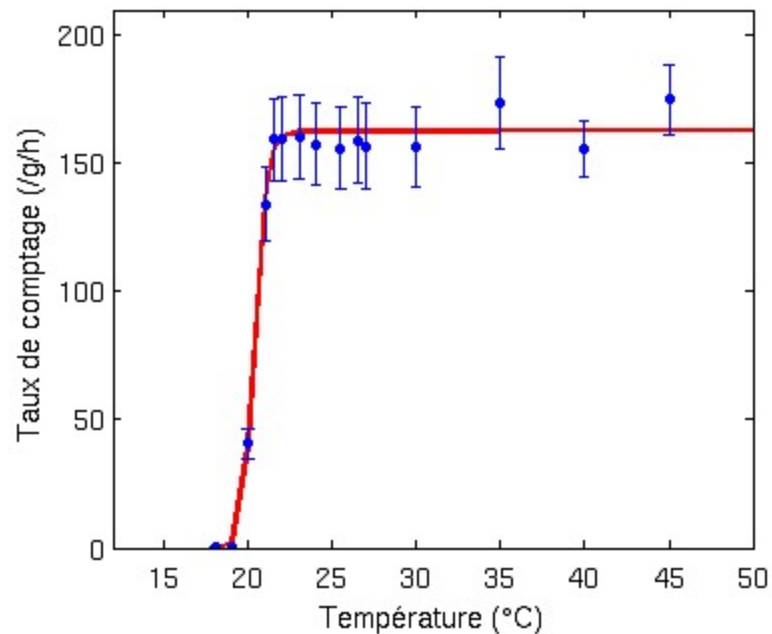


Figure 6.14 – Réponse du détecteur URS dopé avec du ^{226}Ra . Ce dernier diffuse dans les gouttelettes. Le détecteur est donc sensible aux reculs nucléaires et aux particules alpha.

À l'aide de la chaîne de désintégration du radon, on peut voir que la particule qui dépose le plus d'énergie est le ^{210}Pb avec 150.1 keV lors de la désintégration $^{214}\text{Po} \rightarrow \alpha(7.883\text{MeV}) + ^{210}\text{Pb}$. Les mesures expérimentales montrent un taux de comptage de 50% de la valeur du plateau à une température de 20°C qui correspond à une énergie de Seitz de ≈ 141 keV. Cette valeur a été vérifiée à l'aide d'une simulation avec le programme SRIM. En effet, des reculs de ^{210}Pb (150.1 keV) ont été envoyés sur du C_4F_{10} et suite à l'application des critères de nucléation, 100% des ^{210}Pb ont engendré des nucléations. Les critères de Seitz sont que l'énergie déposée à l'intérieur de la longueur critique à une température de 20°C soit plus grande que ≈ 141 keV. La théorie de Seitz prédit un rayon critique (R_c) de ≈ 122 nm à cette température, tandis que le paramètre de nucléation, qui définit la longueur critique par $L_c = bR_c$, n'est pas connu. Cependant, l'on sait de l'étalonnage avec une source d'américium que le paramètre de nucléation était de 11 à une température de 24.5°C et que la valeur du paramètre augmente lorsque la température diminue. Ainsi si on compare la distance de parcours moyen d'un recul de ^{210}Pb (150.1 keV), dans du C_4F_{10} à 20°C qui est de 90 nm, au rayon critique qui est de ≈ 122 , un paramètre de nucléation de 11 fait en sorte que la trace du recul est entièrement contenue dans la longueur critique. La différence qui existe entre l'énergie de recul du noyau de ^{210}Pb de 150.1 keV et l'énergie de Seitz correspondant à la température de seuil de mesure de ce recul de 141 keV est attribuée à l'incertitude sur la définition du seuil de détection, mais ne change pas la conclusion, c'est-à-dire que les reculs de 150.1 keV déposent suffisamment d'énergie à une température d'opération de 20°C pour engendrer des nucléations. Or, il est possible que les particules α de 7.883 MeV de la désintégration du ^{214}Po soient responsables du seuil mesure. En effet si le paramètre de nucléation est suffisamment grand, ces particules alpha pourraient déposer 141.17 keV dans la longueur critique. Pour vérifier si tel est le cas, il est indispensable d'analyser les signaux mesurés et de caractériser les événements par rapport à l'énergie acoustique émise (EVAR).

6.2.4 Réponse acoustique des détecteurs PICASSO aux émetteurs alpha à l'intérieur des gouttelettes

En étudiant le comportement des signaux acoustiques des détecteurs PICASSO contaminés avec des émetteurs alpha situés dans le laboratoire SnoLab, en fonction de la température, on observe qu'à partir de 25°C , pour une pression d'opération de 1.2 bar, un second pic ayant une valeur plus grande de EVAR que le pic dû aux événements de type "neutron et "WIMP", apparaît comme le montre la Figure 6.15.

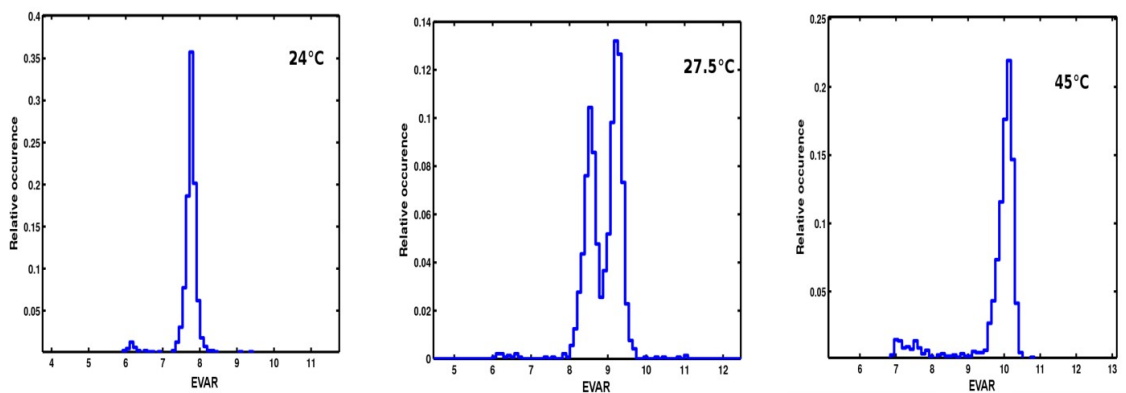


Figure 6.15 – Distribution du paramètre d'énergie acoustique EVAR en fonction de la température à une pression de 1.2 bar pour le détecteur 76.

qui est propre la combinaison d'une transition de phase créée par le recul du noyau et de la trace de la particule alpha émise. On peut voir sur la figure précédente qu'il y a seulement un seul pic 24°C qui correspond à une seule transition de phase dans la gouttelette qui est due au recul du noyau lors de la désintégration alpha. Par la suite à 27.5° , un second pic apparaît dans la distribution de EVAR. Ce résultat est interprété de la manière suivante : les reculs nucléaires lors des désintégrations alpha sont toujours en mesure d'engendrer une transition de phase, mais il existe dorénavant une probabilité que la particule alpha émise dépose suffisamment d'énergie pour engendrer une deuxième transition de phase dans la gouttelette. Ainsi, à cette température, deux pics coexistent le premier pour lequel seulement le recul nucléaire engendre une transition de phase et la deuxième où le recul nucléaire et la particule alpha engendrent des transitions de phase. La

coexistence des pics est due à la probabilité de la particule alpha de ne pas être en mesure de créer une nucléation dans la gouttelette. Finalement, à une température de 45°, la probabilité de la particule alpha d'engendrer une transition de phase très près de 100% et donc la distribution de la variable EVAR montre un seul pic. Le taux de comptage de chacun des pics a été comptabilisé en fonction de la température d'opération et est présenté à la Figure 6.16.

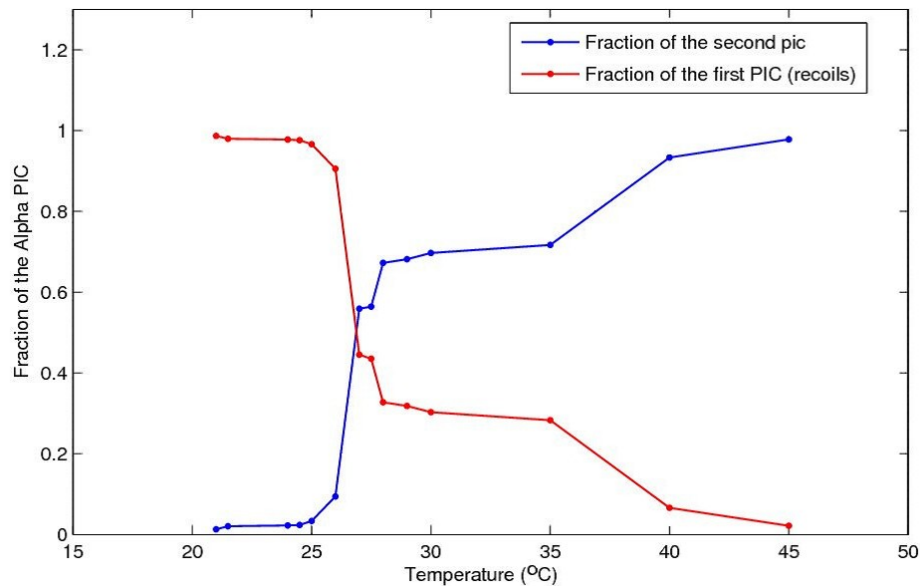


Figure 6.16 – Fraction de chacun des pics de la variable EVAR en fonction de la température à une pression de 1.2 bar (détecteur 76). Premier pic : noyaux de recul, deuxième pic : noyaux de recul + particules alpha.

Pour expliquer que l'énergie acoustique des événements du deuxième pic est plus grande pour ces événements, il faut qu'un processus soit en mesure de créer plus d'un site de nucléation. Cela est seulement possible si le recul nucléaire et la particule alpha créent chacun un ou des sites de nucléations. En effet, l'énergie acoustique sera plus grande s'il y a plus d'un site de nucléation dans la gouttelette. Pour expliquer le premier pic dans la distribution de la variable EVAR, on doit nécessairement attribuer le seuil du premier pic au recul ayant la plus grande énergie de recul dans la chaîne de désintégration du radon et le second pic doit provenir d'une désintégration accompagnée de

l'émission d'une particule α . On peut donc établir que le premier seuil est attribué au recul de ^{210}Pb (146 keV) qui se situe à une température de 20°C à une pression de 1 bar. En effet, il est impossible d'attribuer le premier pic à la particule alpha de 7.88 MeV, car le second pic apparaît à partir d'une température de 25°C (1 bar) et une pression de 1.2 bar, qui est équivalent à une température de 22.8°C à 1 bar et une énergie de Seitz de 89.8525 keV.

6.2.5 Augmentation du taux de comptage du second pic de EVAR

Lorsque la température seuil permettant aux particules alpha d'engendrer une transition de phase, le taux de comptage augmente drastiquement, mais sans atteindre une efficacité de 100%. Cela est dû au fait qu'à partir de cette température, seulement le pic de Bragg de la particule alpha dépose suffisamment d'énergie dans la longueur critique propre à cette température de seuil. Or, il existe une probabilité importante que le pic de Bragg de la particule alpha se situe à l'extérieure de la gouttelette. En effet, le rayon moyen des gouttelettes dans les détecteurs PICASSO étant de $100\ \mu\text{m}$ et la portée de la particule alpha étant de $40\ \mu\text{m}$, certaines désintégrations auront le pic de Bragg à l'extérieure de la gouttelette. Cependant, lorsque la température augmente davantage, le seuil diminue davantage et une plus grande partie de la trace des particules alpha est en mesure d'engendrer un site de nucléation. Ainsi, les particules ayant leur pic de Bragg à l'extérieure de la gouttelette ont une plus grande probabilité d'engendrer une transition de phase lorsque la température augmente.

6.3 Réponse au rayonnement gamma

Le principal processus d'interaction des rayons gamma avec le liquide actif est par diffusion Compton. Ce processus engendre des électrons Compton qui à leur tour produisent des rayons delta tout au long de leur trace. L'énergie typique de ces rayons delta est au maximum 1 keV et le spectre d'énergie diminue exponentiellement avec l'énergie. Par conséquent, la réponse des détecteurs à ce rayonnement ne survient qu'à très

haute température ($T > 60^{\circ}\text{C}$). La réponse des détecteurs au rayonnement gamma a été mesurée en utilisant une source de ^{22}Na ($0.7\mu\text{Ci}$), le taux de comptage est présenté à la Figure 6.17.

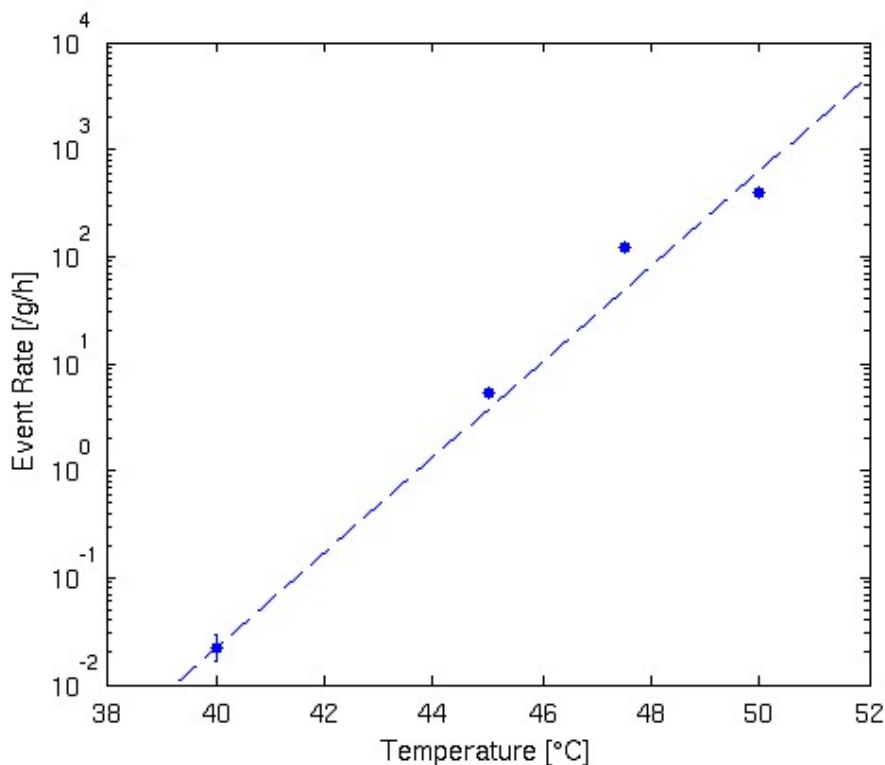


Figure 6.17 – Réponse à une source de rayons gamma du détecteur de 4.5 L (C_4F_{10}).

Les rayons gamma émis par cette source ont une énergie de 1.275 MeV. De plus, cette source émet des positrons qui s'annihilent pour créer deux électrons de 511 keV avec un angle de 180° l'un de l'autre. Les rayons gamma produisent des électrons de Compton dans le détecteur avec une énergie moyenne de 500 keV et une portée de 1 mm. Un détecteur PICASSO de 4.5 L, ayant une masse active de 78.9 ± 8 g, a été utilisé pour mesurer la réponse gamma pour des températures allant de 40°C à 50°C . La source avait été placée à 21 cm du détecteur pour chaque température. Par la suite, cette réponse a été comparée avec la réponse de deux détecteurs de 10 mL ayant une masse active d'environ 30 g, dans une gamme de température allant de 48°C à 72°C . Au-delà

de 72°C , la nucléation spontanée a lieu et le taux de comptage du détecteur augmente d'au moins de trois ordres de grandeur pour une élévation de 1°C . Les mesures de chacun des détecteurs de 10 mL ont été combinées et normalisées en coups/ γ/cm^{-2} avec celle effectuée avec le détecteur de 4.5 L. La Figure 6.18 montre les taux de comptages combinés.

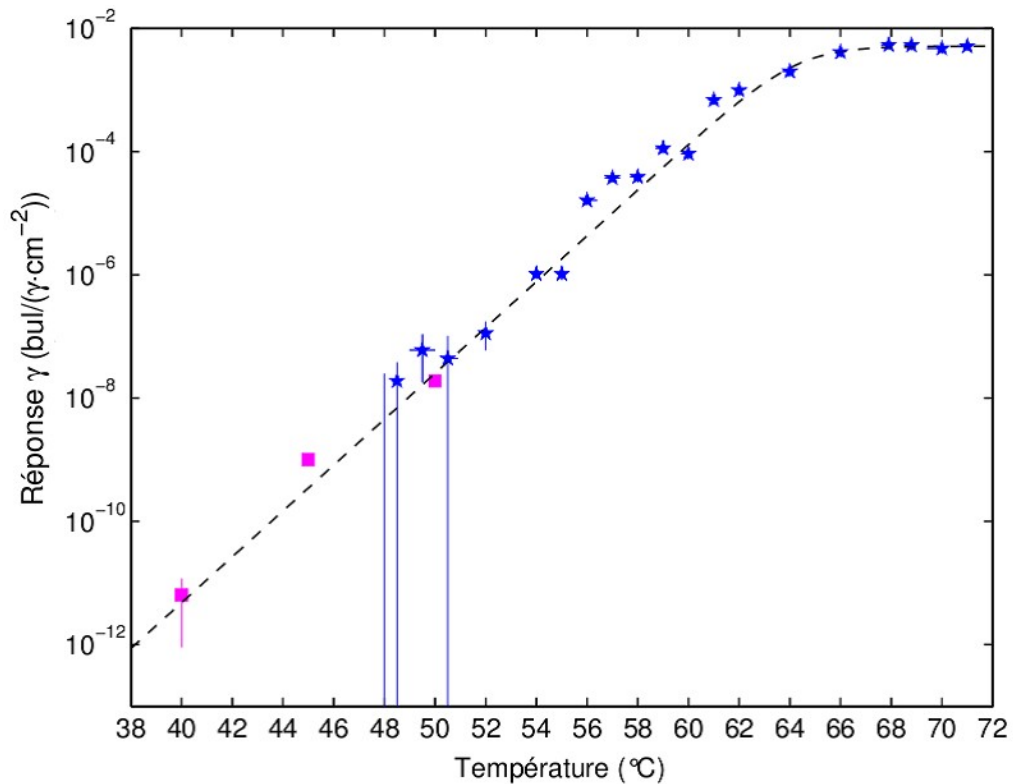


Figure 6.18 – Sensibilité des détecteurs PICASSO (C_4F_{10}) au rayonnement gamma. Les étoiles bleues sont les données mesurées avec le détecteur de 10 mL tandis que les carrés roses sont ceux obtenus avec le module de 4.5 L de la figure précédente. La ligne en tirets représente l'ajustement des données avec l'équation 6.7.

La réponse mesurée des détecteurs au rayonnement gamma peut être paramétrée par une fonction sigmoïde donnée par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{\gamma} = \varepsilon_{max} / (1 - \exp[(T_0 - T)/\tau]) \quad (6.7)$$

où ε_{max} représente l'efficacité mesurée au plateau et les paramètres $T_0 = 63.6^\circ C$ et $\tau = 1.78^\circ C$ sont donnés par l'ajustement. Pour des températures supérieures ou égales à $65^\circ C$, l'efficacité mesurée au plateau gamma correspond à 5% et coïncide approximativement avec l'efficacité géométrique de détection des électrons de Compton (1%). La différence observée peut être expliquée partiellement par l'incertitude relative sur la masse active du détecteur en question.

L'étalonnage des détecteurs PICASSO aux rayons gamma a également été fait avec des sources de ^{57}Co , ^{60}Co et ^{137}Cs . Bien que ces émetteurs gamma ont des énergies distinctes allant de 122 keV à 1.3 MeV, les courbes de réponse et l'efficacité au plateau sont identiques. Pour connaître le mode d'interaction primaire des gamma avec le détecteur, on considère le numéro atomique moyen des détecteurs qui est de $Z \approx 5.5$. Pour cette valeur, c'est la diffusion Compton qui domine pour des énergies entre 400 keV et 5 MeV. Dans cette plage d'énergie, la section efficace est relativement constante ainsi que la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) des électrons secondaires émis. Étant donné que la production de rayons delta est proportionnelle au dE/dx et que ce dernier ne varie pas, on en conclut que la réponse des détecteurs PICASSO au rayonnement gamma est attribuée à la détection des électrons delta produits lors de l'interaction des rayons gamma dans le détecteur. Cette observation a pu être confirmée par des simulations auxquelles la fonction sigmoïde a été ajustée. Le tout est présenté à la Figure 6.19. Ces résultats montrent donc que les détecteurs PICASSO sont sensibles aux électrons delta induits seulement à partir d'une température d'opération de $60^\circ C$ à une pression de 1 bar et atteint le plateau à $\geq 65^\circ C$. On peut donc conclure que les détecteurs ne sont pas sensibles aux rayons gamma dans la plage de température d'opération utilisée pour la recherche de signal de matière sombre.

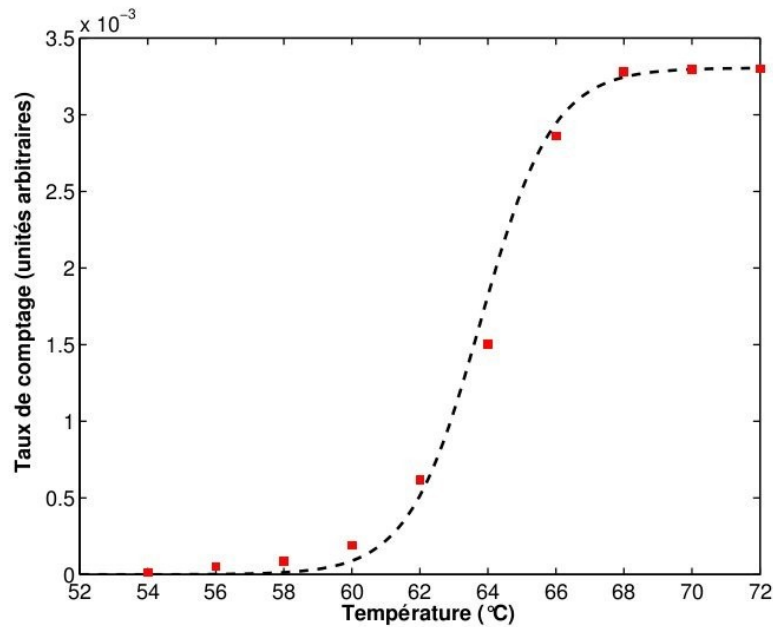


Figure 6.19 – Réponse gamma des détecteurs PICASSO. Le trait représente la simulation Monte-Carlo et les carrés rouges, les points expérimentaux.

6.4 Réponse complète du détecteur

Suite aux étalonnages effectués, on obtient la réponse des détecteurs PICASSO à chacun des types de radiations qui sont récapitulés dans la Figure 6.20 [31], où les différentes réponses présentées sont les suivantes :

- Les deux réponses alpha des détecteurs dopés au radium et à l'américium, c'est-à-dire les contaminations à l'intérieur (trait plein et cercle) et à l'extérieur (trait plein et triangle) des gouttelettes respectivement.
- La réponse lorsqu'exposée à une source de neutrons polyénergétique (AmBe). (trait pointillé et cercle)
- La réponse d'un WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$. (trait rouge)
- La réponse des gamma et des particules à ionisation minimales. (trait et pointillé avec des carrés)

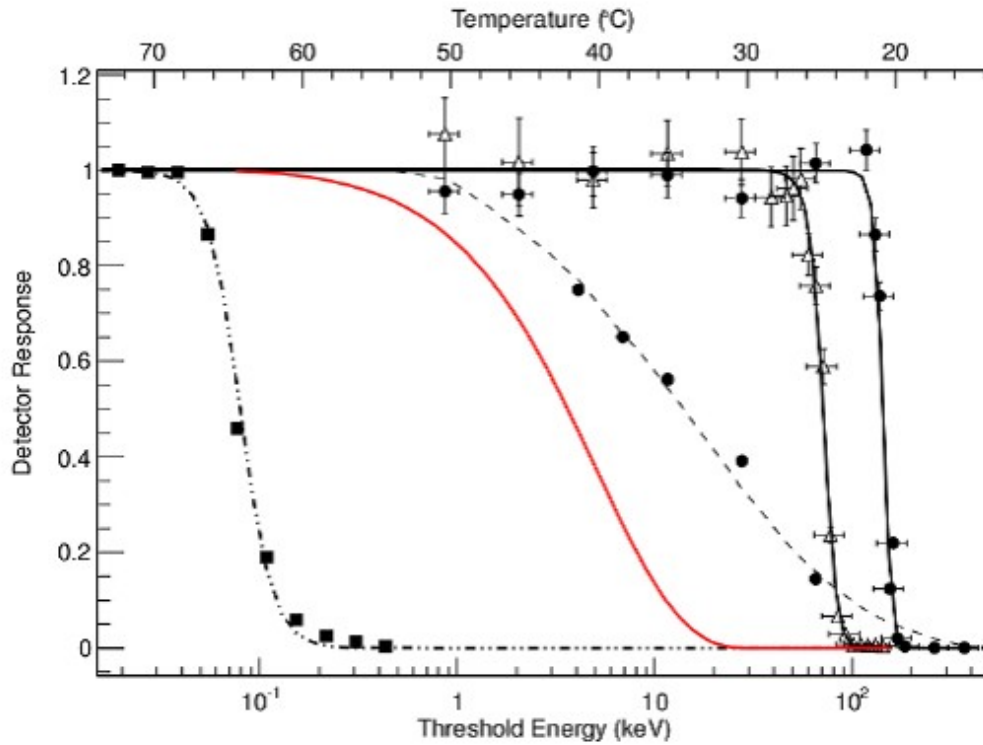


Figure 6.20 – Réponse totale du détecteur PICASSO en fonction de la température (échelle en haut) et de l'énergie de Seitz (échelle en bas).

La plage de température d'opération des détecteurs PICASSO est de 30 à 50°C. Dans cet intervalle, les réponses dominantes du bruit de fond des détecteurs sont les neutrons et les émetteurs alpha. Dans le but de réduire ces contaminations, l'utilisation d'un blindage d'eau permettra de réduire significativement le taux de comptage des neutrons (1.1 neutron/kg/j) tandis qu'une analyse approfondie sera développée pour maximiser la discrimination alpha-neutron dont le taux de comptage est de l'ordre de 20 fois plus grand que le taux de comptage de neutron.

CHAPITRE 7

MODÉLISATION DU TAUX DE COMPTAGE

Dans le chapitre 6, les étalonnages des détecteurs PICASSO soumis à des neutrons monoénergétiques ont montré un accord entre la température de seuil mesurée et la température prédite par la théorie de Seitz. Dans ce chapitre, ces mêmes taux de comptage mesurés en fonction de la température seront paramétrés pour deux différents détecteurs. En effet, un détecteur PICASSO chargé de C_4F_{10} et un détecteur de l'expérience PICO (PICASSO-COUPP) utilisant du C_3F_8 comme liquide actif a également été soumis à des neutrons monoénergétiques.

Les taux de comptage des deux détecteurs seront comparés en utilisant deux approches différentes. Premièrement, une paramétrisation empirique qui a été présentée à l'équation 6.2 du chapitre 6. Deuxièmement en utilisant le modèle de Seitz qui contient notamment la double condition de nucléation présentée à l'équation 5.9 du chapitre 5.1.

Des reculs de fluor et de carbone ont été simulés par le programme SRIM et soumis au critère de nucléation. En appliquant ce critère, le paramètre libre de cette théorie, le paramètre de nucléation b , qui a été introduit à la section 5.1, est calculé en fonction de l'énergie de seuil pour trois différents cas qui seront expliqués dans ce chapitre.

Finalement, les taux de comptage mesurés expérimentalement par le détecteur PICASSO de 85 mL soumis à des neutrons monoénergétiques de 40, 50, 61 et 97 seront comparés à l'évolution du taux de comptage prédit par la théorie de Seitz pour ces trois différentes modélisations du paramètre de nucléation.

7.1 Comparaison entre les détecteurs PICASSO et PICO

Lors de ces séries expériences, des faisceaux de neutrons ayant des énergies de 40, 61 et 97 keV ont été utilisés pour comparer les résultats expérimentaux obtenus par les détecteurs PICASSO et PICO, c'est-à-dire un détecteur à gouttelettes (C_4F_{10}) et une chambre à bulles (C_3F_8). Les caractéristiques suivantes seront comparées :

- Le seuil de détection des détecteurs.
- Le comportement du taux de comptage en fonction de l'énergie de seuil
- Comparaison de la théorie de Seitz pour différents liquides
- Quantification du comportement du taux de comptage en variant le paramètre de nucléation et en introduisant une fonction de résolution en énergie.
- Comparaison des taux de comptages observés aux sections efficaces relatives.

7.1.1 Chambre PICO 0.1

Le détecteur PICO 0.1 est une chambre à bulles qui fonctionne sous les mêmes principes physiques que les détecteurs PICASSO, c'est-à-dire que la chambre est opérée dans un état de surchauffe. Contrairement aux détecteurs PICASSO, la chambre est opérée à température constante et c'est plutôt la pression à l'intérieure de la chambre qui est ajustée et qui détermine le degré de surchauffe. Elle contient 30.7 g de C_3F_8 et de l'alkylbenzene linéaire (LAB) comme solution tampon. La chambre est montrée à la Figure 7.1.

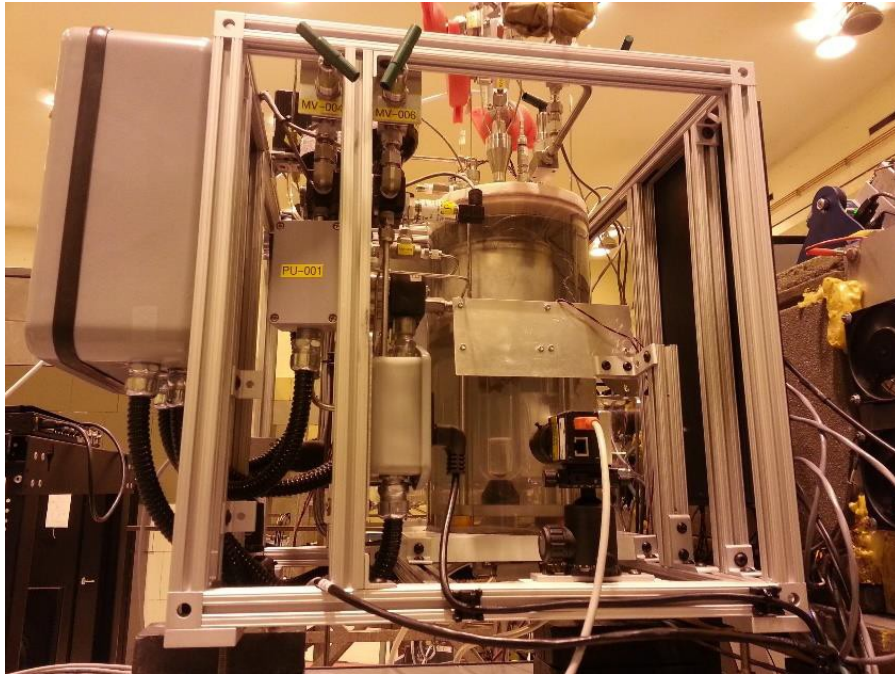


Figure 7.1 – Le détecteur PICO 0.1 est une chambre à bulles contenant une masse de 30.7 g de liquide actif (C_3F_8) et de l'alkylbenzene linéaire (LAB) comme solution tampon.

Lorsqu'une particule engendre une nucléation dans la chambre, deux caméras enregistrent l'accroissement de la bulle formée et déclenchent un système de compression. Lorsque la pression augmente, la surchauffe diminue et le liquide retrouve sa forme liquide. Ainsi, la bulle nouvellement formée retourne sous la forme liquide et le détecteur est de nouveau actif. L'entièreté du détecteur est placée dans un bain d'eau pour contrôler la température de ce dernier. L'acquisition des données se fait à l'aide d'un mode pulser du faisceau de protons. Le cycle du détecteur est le suivant ; le détecteur est actif au maximum pendant 100 secondes et est suivi d'une compression de 30 secondes.

7.2 Analyse des données de neutrons monoénergétiques

Les résultats expérimentaux pour chacun des détecteurs pour chacune des énergies de neutron considérées sont présentés à la Figure 7.2. Précisons que dans cette section, le modèle de Seitz n'est pas utilisé pour la courbe théorique des taux de comptage, c'est

plutôt la paramétrisation empirique qui est utilisée qui a été introduite à l'équation 6.2 de la section 6.1.

De plus, il est important de préciser que lorsque l'énergie des neutrons est de 97 keV, leur énergie correspond à une résonance de la section efficace de la réaction (n, F) tel qu'il a été montré par le graphique de la section efficace de cette réaction (6.7, section 6.1.1). Cela a pour effet que le ratio de reculs de fluor par rapport aux reculs de carbone est beaucoup plus grand que lorsque l'énergie des neutrons ne correspond pas à une résonance telle que pour les énergies de 40 et 61 keV.

Avant tout, dans le but de comparer les différentes mesures expérimentales, les normalisations suivantes sont effectuées : les données du C_4F_{10} et du C_3F_8 prise à 97 keV sont ajustées relativement. Ensuite, la courbe théorique calculée pour la réponse aux neutrons de 97 keV est ajustée aux données lorsque $E_{seuil} = 0$. Ce coefficient de normalisation est par la suite appliqué à la paramétrisation des simulations avec des neutrons de 40 et 61 keV dans le but de laisser inchangés les taux de comptages relatifs définis par les simulations. Les données pour les neutrons à une énergie de 97 keV sont particulièrement intéressantes, puisque'elles sont prises sur la résonance du fluor et par conséquent, assurément seulement les reculs du fluor sont actifs au seuil. Finalement, on détermine le paramètre α qui a été introduit à la section 6.1 qui décrit le comportement du seuil et qui est propre à l'échelle d'énergies des reculs.

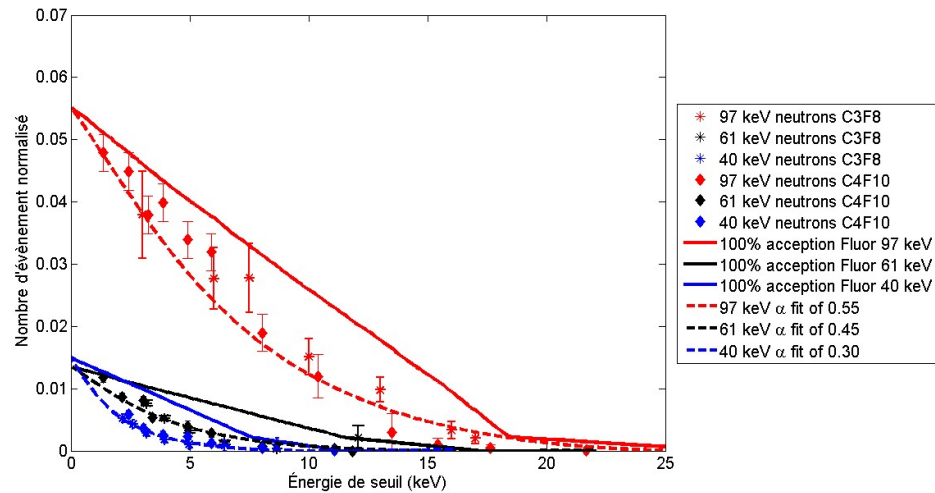


Figure 7.2 – Taux de comptage des détecteurs PICASSO (C_4F_{10}) et PICO (C_3F_8) ainsi que la paramétrisation de l'équation 6.2 pour des neutrons incidents d'énergie de 40 (bleu), 61 (noir), et 97 keV (rouge). Les points en forme de losange représentent les données expérimentales effectuées avec les détecteurs PICASSO, tandis que les points en forme d'étoile sont propres au détecteur PICO. Pour chacune des séries de mesures, une courbe paramétrée, avec le paramètre alpha, a été calculée (trait pointillé) et à titre de comparaison, la courbe paramétrée lorsque le paramètre $\alpha \rightarrow \infty$ est présenté (trait plein).

On peut voir à partir de ces mesures que les taux de comptage pour les deux liquides en état de surchauffe, C_4F_{10} et C_3F_8 ainsi que pour chaque énergie de neutron, suivent le même comportement. Cela est quantifié par la paramétrisation alpha avec laquelle on obtient un facteur alpha de 0.55, 0.45 et 0.30 pour les énergies de neutron de 97, 60 et 41 keV respectivement. Rappelons qu'un paramètre alpha plus petit que $\alpha = 1$ implique un seuil mou, au lieu d'un seuil franc, qui se traduit pour le spectre des énergies de seuil en une plus lente augmentation du taux de comptage suivi d'une accélération. En effet, un seuil franc engendre en une augmentation linéaire du taux de comptage, tel que montré dans la Figure 7.2. Pour une énergie de neutron donné, les courbes de C_3F_8 et de C_4F_{10} peuvent être paramétrées par les mêmes facteurs alpha. On en conclut que chacun des détecteurs est assujéti aux mêmes processus de nucléation.

Comme discuté dans la section 6.1.2, les données expérimentales de la Figure 6.9 montraient que le seuil de détection était donné par les reculs d'énergie maximale du fluor plutôt que le carbone bien que le carbone aille une énergie maximale de recul supérieur au fluor et la même observation est faite à partir de la Figure 7.2 pour les données de C_3F_8 .

Rappelons qu'en normalisant les données et les simulations pour les neutrons de 97 keV, les taux de comptages et les simulations pour les autres énergies (40 et 61 keV) sont en parfait accord.

Finalement, pour mettre en évidence la contribution du carbone au taux de comptage, la section efficace pour le calcul des paramétrisations empiriques a été modifiée pour considérer seulement celle du fluor. Le résultat est présenté à la Figure 7.3.

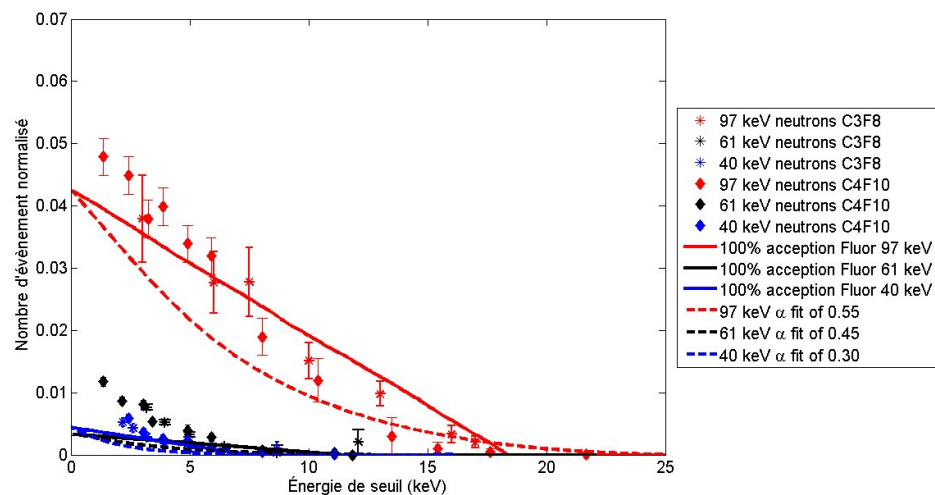


Figure 7.3 – Taux de comptage des détecteurs PICASSO et PICO ainsi que la paramétrisation empirique de l'équation 6.2 pour des neutrons incidents d'énergie de 40 (bleu), 61 (noir), et 97 keV (rouge). On suppose ici que seulement le fluor contribue au taux de comptage.

Cette dernière figure montre qu'il est indispensable d'inclure les reculs de carbone pour rendre compte des taux de comptage mesurés par les détecteurs PICO et PICASSO,

c'est-à-dire C_4F_{10} et C_3F_8 et ce bien que le seuil de détection est donné par l'énergie maximale de recul du fluor et non par les reculs de carbone. Pour expliquer ce phénomène et pour éventuellement trouver une description physique du paramètre alpha, c'est-à-dire du seuil "mou" on revient au critère de nucléation décrit à la section 5.1. En particulier, l'étude de la portée du carbone et du fluor dans le C_4F_{10} en la comparant à la longueur critique définie comme $L_c = bR_c$ où b est le paramètre de nucléation sera effectué dans la portion suivante de ce chapitre.

7.3 Description du modèle de Seitz avec un paramètre de nucléation

Le modèle qui sera utilisé consiste à déterminer si un recul d'une énergie donnée E_R peut engendrer une transition de phase lorsqu'il dépose son énergie dans du C_4F_{10} . Le modèle de nucléation de Seitz contient une double condition dictant si une particule déposant de l'énergie dans un milieu peut engendrer une transition de phase. L'une des conditions impose que l'énergie déposée par une particule soit contenue à l'intérieure d'une longueur critique L_c . Dans le modèle utilisé pour le reste de ce travail, on suppose que la longueur critique est donnée par $L_c = bR_c$ où R_c est le rayon critique qui est calculé via l'équation 5.1 de la section 5.1 et b est le paramètre de nucléation. Dans le modèle considéré, on attribue à b une dépendance en fonction de l'énergie critique E_c . Rappelons que le modèle de Seitz ne contient aucune indication, a priori, sur le paramètre de nucléation b et de sa dépendance de l'échelle d'énergie en particulier. Ce paramètre est d'une grande importance, car il change la longueur critique.

7.4 Exemple de l'application du modèle de Seitz avec un paramètre de nucléation

Si on considère le cas simple où les conditions d'opérations telles que l'énergie critique E_c est de 7.6 keV et un échantillon de reculs de fluor ayant une énergie de 7.6 keV et qu'on veut connaître le nombre de transition de phase engendrée selon le modèle présenté ci-haut, ce nombre dépendra directement de la longueur critique. Dans ce cas, l'énergie critique est égale à l'énergie de recul ($E_c = E_R$) ainsi la première condition du modèle est remplie ($E_R \geq E_c$). Cependant cette énergie doit être déposée à l'intérieur de

la longueur critique et donc le nombre de nucléations dépendra de la portée de ces reculs qui est notamment présentée à la Figure 6.10 pour des reculs de fluor de 7.6 keV. Si un recul à une portée plus petite que la longueur critique, alors toute son énergie sera déposée à l'intérieur de la longueur critique et il pourra engendrer une transition de phase. Ainsi, on peut calculer quel doit être la valeur du paramètre de nucléation à cette énergie critique $b(7.6keV)$ pour que l'efficacité de détection dans du C_4F_{10} soit de 50% par exemple.

Le but de ce modèle est donc de calculer le paramètre de nucléation en fonction de l'énergie critique de telle sorte que les taux de comptage calculés par ce modèle soient en accord avec les mesures expérimentales. Ce travail sera fait en utilisant les étalonnages des détecteurs PICASSO avec des neutrons monoénergétique de 40, 50, 61 et 97 keV.

7.5 Contraintes du paramètre de nucléation

Pour trouver une gamme de valeurs compatibles avec l'expérience, trois scénarios limites seront étudiés. À l'aide des informations amassées par le biais des étalonnages des détecteurs avec des particules α et des neutrons, des limites sur le paramètre de nucléation en fonction de la température peuvent être dérivées. Voici les énoncés de ces scénarios et la définition du paramètre de nucléation respective :

- Les particules α de 5.590 MeV se situant à l'extérieure des gouttelettes créent des transitions de phase pour des températures $>22.77^\circ C$ à 1.2 bar (à SNOLAB) comme le montre le taux de comptage de chacun des pics du détecteur 76 dans la Figure 6.16. À partir de cette observation, on conclut qu'à partir de cette température et pour toutes températures plus grande, les particules alpha peuvent engendrés au moins une transition de phase lorsqu'elles déposent leur énergie dans du C_4F_{10} . On peut alors calculer les paramètre de nucléation en fonction de la température pour $T > 22.77^\circ C$ de telle sorte qu'en dessous de ces valeurs les particules alpha ne seraient pas en mesure de créer une transition de phase. Si le paramètre de nucléation est plus petit que ces valeurs, les résultats seraient contraires aux

résultats obtenus via le détecteur 76. Il s'agit donc d'une limite inférieure et qu'on nomme $b_{100\%alpha}$.

- À titre de comparaison, on dérivera des valeurs du paramètre de nucléation telle qu'on obtient une efficacité de 50% pour les reculs de fluor lorsqu'ils ont une énergie de recul égale à l'énergie de seuil ($E_R = E_{seuil}$) comme l'exemple qui a été prit en exemple à la section 7.3, et de même pour les reculs de carbone. Ces deux différentes courbes du paramètre de nucléation sont définies $b_{50\%fluor}$ et $\rightarrow b_{50\%carbone}$. Ce paramètre consiste à fixer la longueur critique de telle sorte que 50% des reculs d'une énergie E_R aient une portée plus petite que la longueur critique pour une énergie de seuil égale à l'énergie de recul ($E_{seuil} = E_R$). Par exemple, dans le cas de la Figure 6.10 de la section 6.1.2, connaissant la valeur du rayon critique R_c , on peut fixer la valeur du paramètre de nucléation b de telle sorte que 50% des reculs de fluor de 7.6 keV aient une portée plus petite que la longueur critique $L_c = bR_c$. Avec un tel calcul, on obtiendrait donc la valeur du paramètre de nucléation $b(7.6keV)_{50\%fluor}$. De la même manière, on peut déterminer $b(11.2keV)_{50\%carbone}$ et pour toutes autres énergies pour obtenir $b(E)_{50\%carbone}$ et $b(E)_{50\%fluor}$.

Puisque ce travail se concentre essentiellement sur la physique des détecteurs PI-CASSO/PICO près du seuil de détection et pour des énergies de neutrons allant de 0 à 97 keV, les énergies de reculs simulés sont dans l'intervalle de 1 keV jusqu'à l'énergie maximale de recul du carbone pour des neutrons de 97 keV, c'est-à-dire 27.16 keV.

7.6 Caclul du paramètre de nucléation

Pour calculer les paramètres de nucléation $b_{50\%fluor}$ et $b_{50\%carbone}$, des reculs de fluor et de carbone ont été soumis à la condition de Seitz pour des énergies de seuil égales à leur énergie de recul ($E_R = E_{seuil}$) et le paramètre de nucléation est ajusté jusqu'à ce que 50% des reculs soient en mesure de satisfaire la condition de Seitz. De la même manière, des particules α de 5.590 MeV ont été simulées et le paramètre de nucléation a

été ajusté de telle sorte que 100% des α puissent créer au moins une transition de phase. Les valeurs obtenues pour le paramètre de nucléation pour les trois différents cas sont présentées à la Figure 7.4.

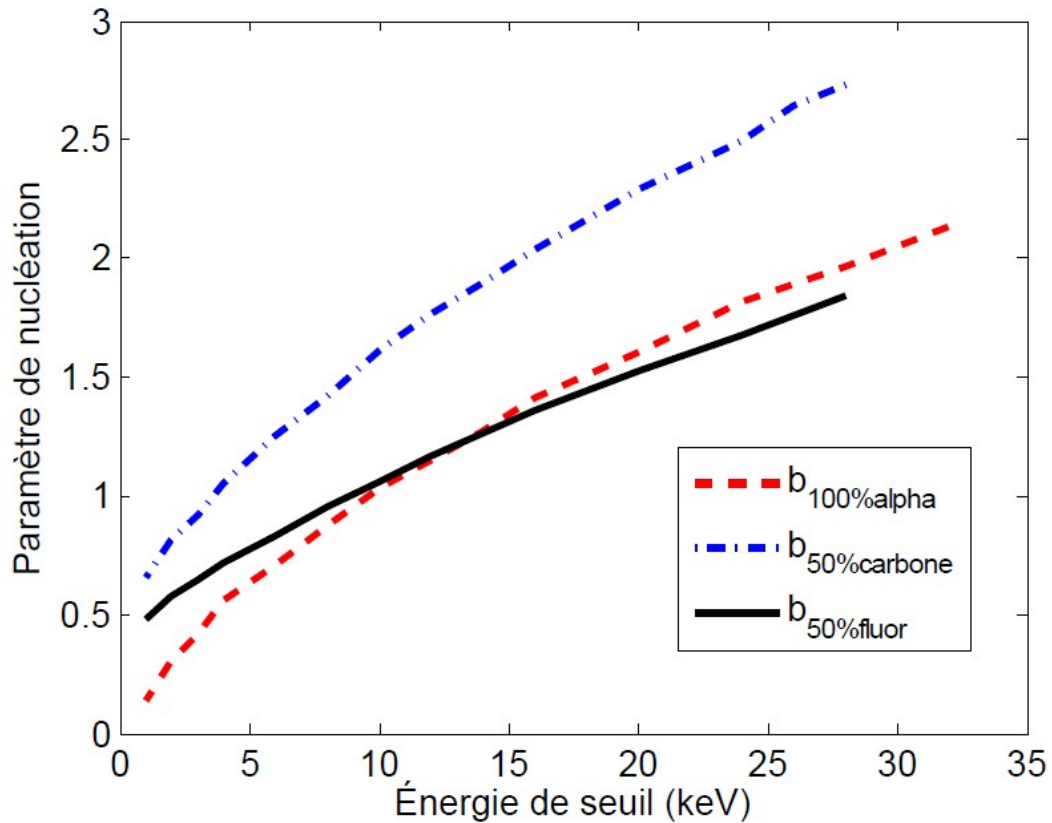


Figure 7.4 – Paramètre de nucléation du C_4F_{10} calculé en fonction de l'énergie de seuil pour les trois différents cas ($b = b_{50\%fluor}$, $b = b_{50\%carbone}$, $b = b_{100\%alpha}$).

Maintenant que les paramètres de nucléation sont connus pour ces trois situations différentes, deux cas seront étudiés en particulier. Tout d'abord, quelle est l'efficacité en fonction de l'énergie de seuil pour des reculs ayant une énergie de recul égale à l'énergie de seuil ($E_R = E_{seuil}$). Puis, qu'elle est l'efficacité de détection d'un noyau de recul d'une énergie donnée ($E_R = cte$) en fonction de l'énergie.

7.7 Efficacité de détection dans le cas $E_R = E_{seuil}$

Pour chacun des cas, des simulations ont été effectuées en prenant les différents scénarios du paramètre de nucléation. Les résultats de la simulation du premier cas ($E_R = E_{seuil}$) sont présentés à la Figure 7.5.

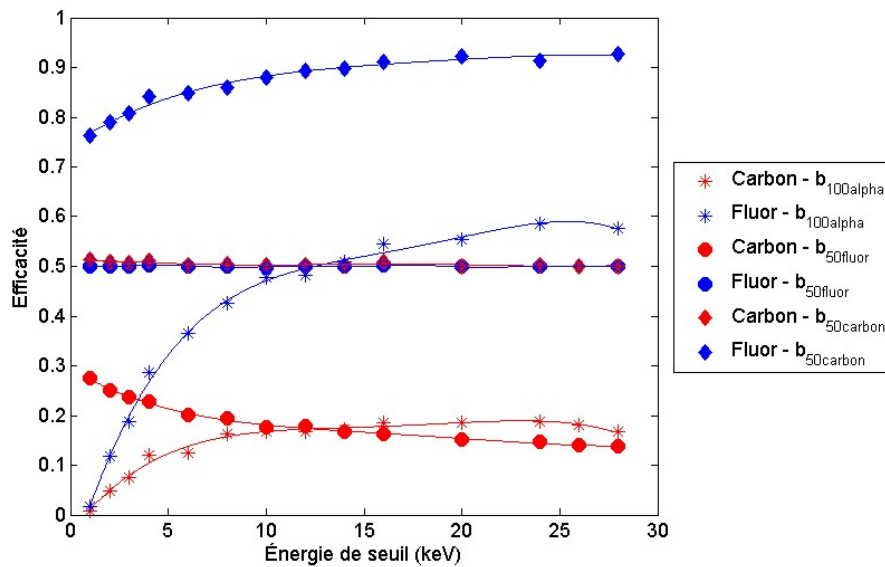


Figure 7.5 – Efficacité de détection du fluor et du carbone lorsque l'énergie de recul est égale à l'énergie de seuil ($E_R = E_{seuil}$) en fonction de l'énergie de seuil pour les paramètres de nucléation suivant : $b_{100\%alpha}$, $b_{50\%carbone}$ $b_{50\%fluor}$.

Tout d'abord, on peut voir que l'efficacité du fluor est supérieure à celle du carbone. Dans le cas où $b = b_{100\%alpha}$, l'efficacité du fluor diminue avec l'énergie de seuil pour finalement atteindre celle du carbone et tous les deux tendent vers 0. La différence d'efficacité entre le fluor et le carbone lorsque $E_R = E_{seuil}$ est une observation importante pour comprendre pourquoi, le seuil observé expérimentalement est celui des énergies maximales du fluor comme montré dans la Figure 6.9. Or, bien que l'énergie de seuil de détection correspond à l'énergie maximale de recul du fluor, les reculs de carbone ayant une énergie entre $E_{fluor,max}$ et $E_{carbon,max}$ contribuent également au taux de comptage, mais de manière beaucoup moins important que les reculs de fluor.

7.8 Efficacité de détection dans le cas $E_R = cte$

Ensuite, on doit comprendre le comportement de l'efficacité des reculs de carbone et du fluor d'une énergie fixe ($E_R = cte$) en variant le seuil d'énergie, c'est-à-dire avec $E_{seuil} < E_{recul}$. Il est donc important de connaître le comportement de l'efficacité des reculs de carbone et de fluor pour une énergie de seuil fixe en fonction de l'énergie de seuil, ce qui correspond au deuxième cas. Pour ceci, il est essentiel de connaître la relation de la longueur critique, de la portée du fluor et du carbone avec l'énergie de seuil. À titre d'exemple, des reculs d'énergie constante ($E_R = cte$) de 20 keV de fluor et de 29.5 keV de carbone correspondant aux énergies de reculs maximales suite à une collision avec un neutron de 100 keV sont présentés à la Figure 7.6 pour $b_{50\%carbone}$.

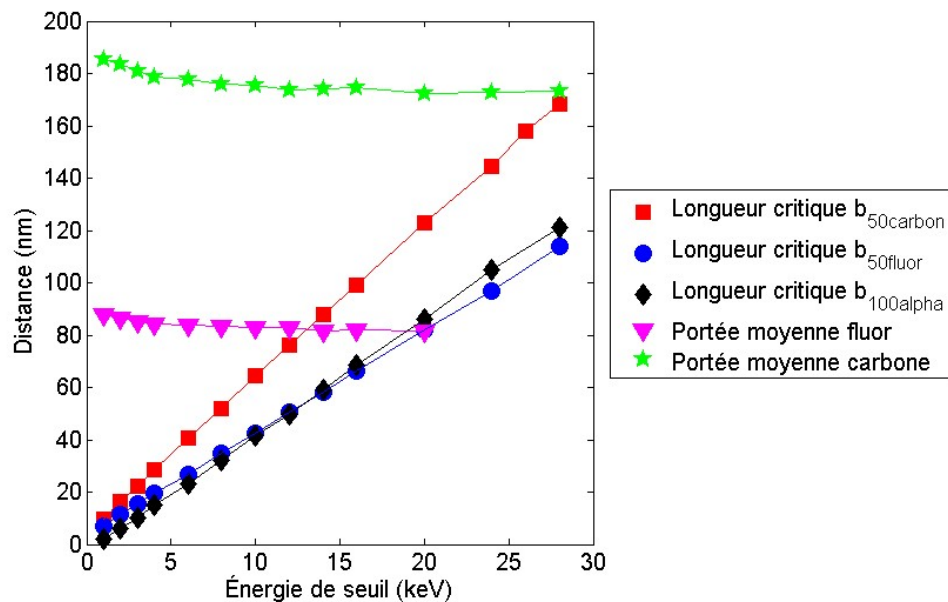


Figure 7.6 – Distance moyenne parcourue par des reculs de fluor et de carbone mono-énergétique de 20 keV (triangles mauves) et 29.5 keV (étoiles vertes) respectivement en fonction de l'énergie de seuil. La longueur critique pour $b_{100\%alpha}$ (losanges noirs), $b_{50\%carbone}$ (carrés rouges) et $b_{50\%fluor}$ (cercles bleus) dans du C_4F_{10} .

On remarque que la portée des deux atomes n'est pas constante due à la faible dépendance de la densité par rapport à la température. En effet, pour une pression constante, pour une énergie de seuil décroissante, la température augmente. Puis, lorsque la densité diminue, la portée du fluor et du carbone augmente légèrement. Si $E_R > E_{seuil}$, tous les reculs ayant une portée plus petite que la longueur critique vont créer des nucléations ($P < L_c$). Le comportement de l'efficacité dépend donc du nombre de reculs ayant des portées (P) plus grandes que la longueur critique ($P > L_c$). Dans cette dernière condition, certains des reculs pourront engendrer une nucléation s'il dépose suffisamment d'énergie dans la longueur critique, et ce bien qu'ils aient une portée plus grande que la longueur critique et qu'ils ne peuvent pas déposer la totalité de leur énergie à l'intérieur de la longueur critique. Pour mieux comprendre, la Figure 7.7 montre l'énergie déposée d'un recul de 20 keV en fonction de la distance parcourue et montre comment un recul $P > L_c$ crée une nucléation.

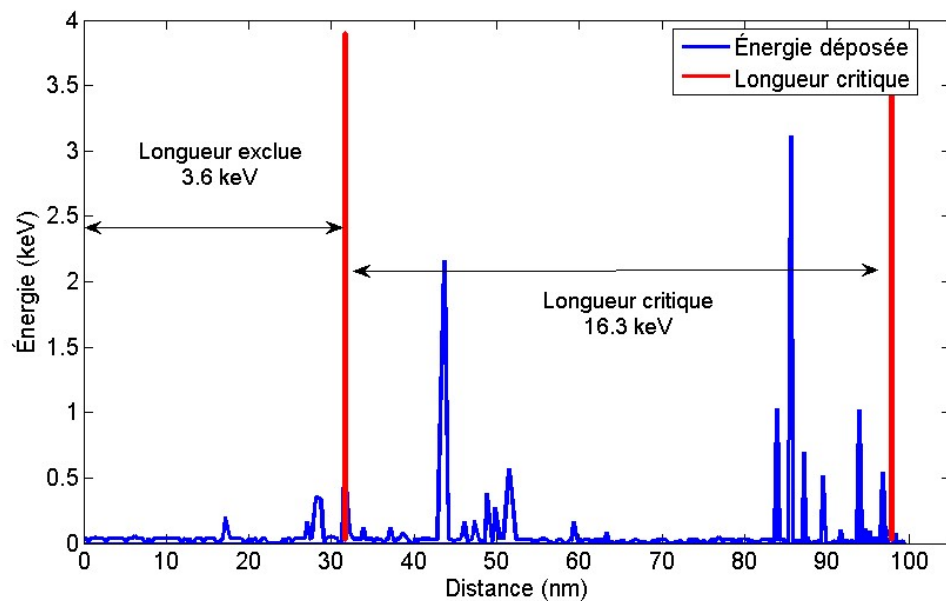


Figure 7.7 – Énergie déposée en fonction de la distance parcourue d'un recul de fluor de 20 keV (bleu). Comme exemple, en rouge, la longueur critique à un seuil de 16 keV pour $b = (16\text{keV})_{50\%fluor}$.

La Figure précédente montre que malgré que $P > L_c$, où dans le cas présent $P \approx 99$ nm et $L_c \approx 66$ nm, il est possible de créer une nucléation à un seuil de 16 keV à condition qu'il existe une région à l'intérieur du trajet du recul qu'il y ait 16 keV contenus dans 66 nm. Ainsi, si 4 keV est contenu dans une région continue de 33 nm, la double condition de Seitz est respectée, c'est-à-dire de contenir 16 keV à l'intérieur d'une longueur de 66 nm. Dans le cas présenté, une région de 33 nm contenait ≈ 3.6 keV.

Maintenant que la mécanisme permettant aux reculs, ayant une portée plus grande que la longueur critique tout en ayant une énergie de recul plus grande que l'énergie de seuil, de créer une transition de phase a été expliqué, on peut étudié le comportement de leur efficacité en fonction de l'énergie de seuil. À titre d'exemple, l'efficacité des reculs de fluor de 20 keV pour une valeur de $b = b_{50\%carbon}$ sont présentés à la Figure 7.8.

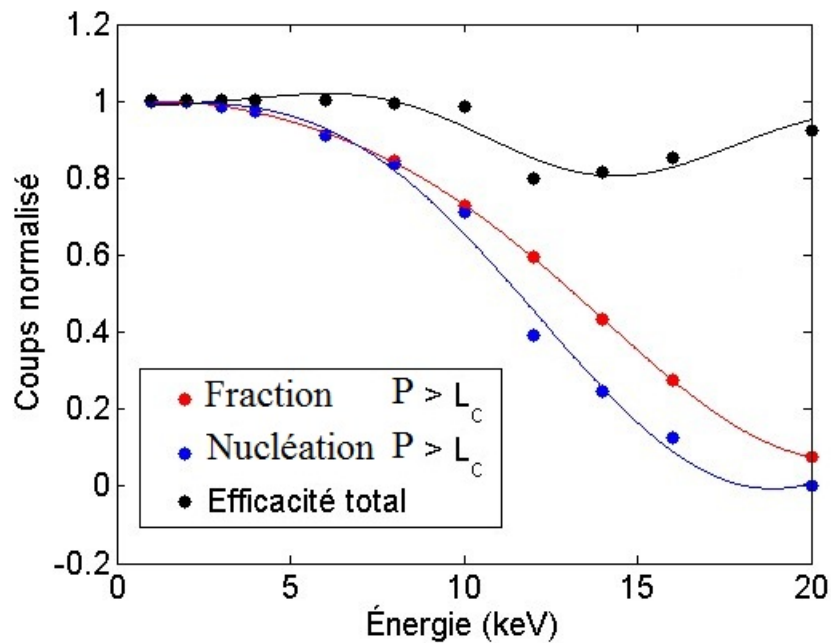


Figure 7.8 – Efficacité et fraction des reculs avec une portée plus grande que la longueur critique dans le scénario où $b = b_{50\%carbon}$. En rouge, la fraction d'évènements ayant une portée plus grande que la longueur critique ($P > L_c$), en bleu, la fraction de ces évènements ayant créé une nucléation, en noir, l'efficacité de la totalité du spectre d'énergie de recul.

À partir de la Figure 7.8, on voit que la fraction des reculs (rouge) pour lesquels $P > L_c$ augmente lorsque le seuil diminue. Leur fraction augmente dû à la relation entre la portée des reculs et la longueur critique qui est présentée à la Figure 7.6 où l'on voit que la portée reste constante tandis que la longueur critique diminue. De plus, l'efficacité de ces reculs (bleu) augmente lorsque le seuil diminue et tend vers 100% lorsque le seuil tend vers 0.

Pour des énergies de seuil près de l'énergie de recul ($E_{seuil} \approx E_R$), l'efficacité est très faible ($< 10\%$). Cela engendre une diminution de l'efficacité totale de tous les reculs de 20 keV simulés (noir) et qui est attribué à un transfert des reculs ayant une portée plus petite que la longueur critique vers des reculs ayant des portées plus grandes que la longueur critique due à la relation entre la longueur critique et la portée des reculs qui a été présenté à la Figure 7.6.

Maintenant que ce mécanisme a été expliqué, il est possible de comprendre le comportement du deuxième cas, $E_R = cte$ qui est présenté à la Figure 7.9 pour les trois valeurs du paramètre de nucléation dans le cas de reculs de fluor de 20 keV et de reculs de carbones de 29.5 keV.

On peut voir à la Figure 7.9 qu'à une certaine énergie d'environ 14 keV pour le fluor et 20 keV pour le carbone, la différence entre l'énergie de recul et de seuil devient suffisamment grande pour que $\approx 100\%$ des reculs puissent créer des nucléations en utilisant le mécanisme qui a été expliqué précédemment. Cela veut donc dire que si un recul d'une énergie E_R à une efficacité de 50% à $E_{th} = E_R$, son efficacité augmente rapidement pour atteindre 100%.

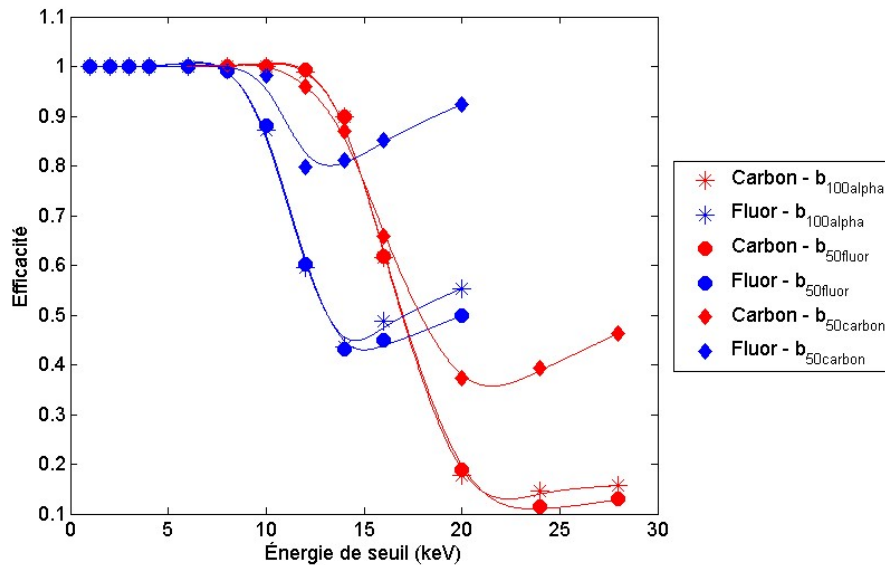


Figure 7.9 – Efficacité de détection des reculs de fluor et de carbone monoénergétique de 20 keV et 29.5 keV respectivement ($E_R = cte$) en fonction de l'énergie de seuil dans le cas où $b = b_{100\%alpha}$. Les lignes pleines sont simplement pour guider l'oeil.

7.9 Comparaison entre le modèle de Seitz et les données du C_4F_{10}

Les données expérimentales du détecteur PICASSO soumis à un faisceau de neutrons monoénergétique de 40, 61 et 97 keV ont été comparées au modèle de Seitz dont les mécanismes ont été exposés à la section précédente. La simulation a été effectuée avec le logiciel SRIM en générant des reculs de fluors et de carbones entre 1 et 27.16 keV par bond de 1 keV. Ces reculs sont par la suite soumis aux conditions de Seitz qui détermine si chacun des reculs est en mesure d'engendrer une nucléation selon les critères de Seitz. Pour une énergie de neutron donnée, le taux de comptage à une énergie de seuil E_{seuil} est donné par la somme des reculs de tout le spectre d'énergie de recul de cette énergie de neutron qui ont passé les conditions de Seitz à cette énergie de seuil. Trois différents cas ont été simulés pour chacune des énergies de neutron, une simulation pour chacune des valeurs du paramètre de nucléation. Les résultats sont présentés à la Figure 7.10.

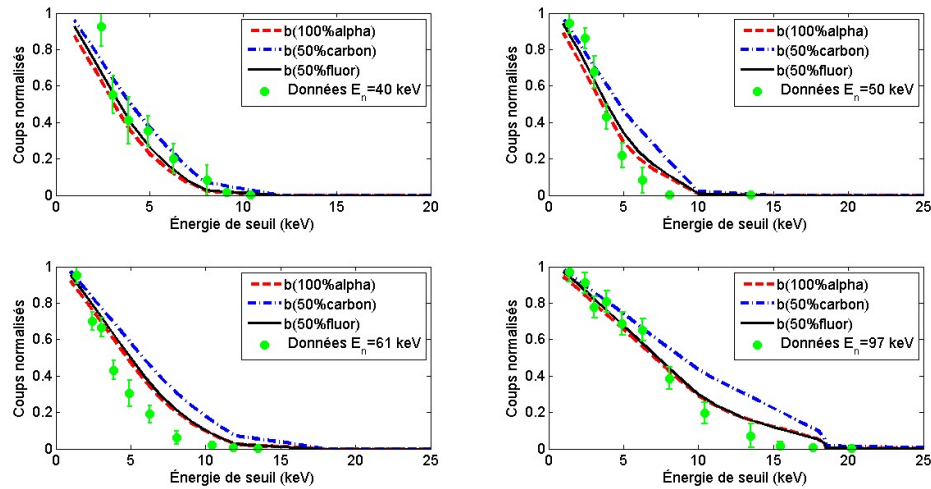


Figure 7.10 – Comparaison entre les données expérimentales des étalonnages avec neutrons monoénergétiques de 40, 50, 61 et 97 keV et les simulations les trois paramètres de nucléation : le trait rouge la simulation $b = b_{100\%alpha}$, le trait pointillé bleu pour la simulation $b = b_{50\%carbone}$ et le trait plein noir pour la simulation $b = b_{50\%fluor}$. Les points verts représentent les données expérimentales.

Tout d'abord, il est important de préciser que le taux de comptage absolu ne sera pas étudié dans cet ouvrage. Pour ce faire, une simulation Monte-Carlo prenant en considération l'entièreté de l'installation expérimentale et la simulation du taux de comptage du détecteur de neutron d^3He est nécessaire. Ainsi, seulement le comportement de la courbe est étudié. On voit donc à partir de la Figure 7.10 que le comportement des courbes est très bien respecté par les simulations avec $b_{100\%alpha}$ et $b_{50\%fluor}$, car elles montrent un taux de comptage qui augmente graduellement près de $E_{fluor,max}$. De l'autre cote, la simulation avec $b_{50\%carbone}$ montre un taux de comptage qui augmente très rapidement près de $E_{fluor,max}$ et n'est pas en accord avec les données expérimentales ce qui permet d'exclure ce paramètre de nucléation. Les paramètres de nucléation $b_{50\%fluor}$ ou $b_{100\%alpha}$ montrent des taux de comptage très similaires et concordent avec les données. Cette étude permet alors de savoir que le paramètre de nucléation doit être très près de $b_{100\%alpha}$ pour être en accord avec les données expérimentales. Or, il existe une grande différence entre ces deux paramètres de nucléation. En effet, comme il a été

montré à la Figure 7.5, dans le cas où $b = b_{50\%fluor}$, l'efficacité du fluor est évidemment 50% et celle du carbone est $\approx 15\%$ et augmente lorsque le seuil est abaissé. Cependant, lorsque $b = b_{100\%alpha}$, c'est tout à fait l'inverse, l'efficacité du carbone et du fluor diminuent lorsque le seuil diminue. Ainsi, pour deux comportements très différents de l'efficacité des reculs qui ont une énergie de recul égale à l'énergie de seuil, les deux courbes montrent un très bon accord. Cet effet est dû à l'augmentation rapide de l'efficacité lorsque le seuil est plus petit que l'énergie de recul et que le taux de comptage à chaque énergie de seuil est la somme de l'efficacité de tous les reculs. Ainsi, les taux de comptage sont beaucoup plus sensibles au paramètre de nucléation pour des énergies de seuil près de l'énergie de recul maximale.

Pour poursuivre l'étude de ce modèle, une simulation complète avec le programme de simulation GEANT4 sera effectuée et de nouvelles mesures expérimentales plus précises seront prises. Une simulation complète avec GEANT4 permettrait d'obtenir le nombre de comptes absolu ainsi que l'anisotropie des spectres de recul pour chacune des énergies de neutrons.

CHAPITRE 8

SIMULATION DE SIGNAUX ACOUSTIQUES

Dans ce chapitre, la théorie du mécanisme de croissance des protobulles qui a été introduit à la section 5.2 sera étudiée en détail. À partir de cette théorie, un modèle simulant l'amplitudes des signaux acoustiques de différentes particules sera élaborés. Dans ce modèle, on suppose que la taille des gouttelettes peut influencer la formation du signal. Ceci est une hypothèse dont la validité n'est pas encore prouvée et établie expérimentalement. Le but de ce modèle est de simuler l'amplitude des signaux acoustiques et d'expliquer les différences entre les signaux engendrés par des désintégrations alpha et par des reculs nucléaires. Un paramètre important sera introduit, le temps de transfert du régime inertiel au régime thermique. En utilisant les connaissances sur la taille des gouttelettes dans les détecteurs PICASSO et le temps de transfert de régime, l'amplitude de l'onde acoustique émise lors de la transition de phase de la gouttelette sera calculée en fonction de la température. De plus, l'amplitude de l'onde acoustique en fonction du nombre de sites de nucléation à l'intérieur d'une gouttelette ainsi qu'en fonction de la taille des gouttelettes sera étudiée. En simulant, avec le logiciel SRIM, des particules alpha dans le C_4F_{10} et en leur appliquant les trois paramètres de nucléations développés dans le chapitre précédent, le nombre de bulles créées par les particules alpha sera calculé en fonction de la température. À l'aide de ces informations, l'onde acoustique émise par les désintégrations alpha sera comparée à celle des évènements de type neutrons/WIMP. Finalement, la dépendance de l'amplitude acoustique par rapport à la taille des gouttelettes sera étudiée et utilisée pour caractériser la discrimination entre les évènements alpha et neutrons.

8.1 Temps de transfert du régime inertiel au régime thermique

Il est possible d'estimer le temps requis pour que l'expansion de la bulle passe du régime inertiel au régime thermique. Pour ce faire, on suppose que le changement se

produit lorsque $R_2(t) = R_1(t)$ où $R_2(t)$ et $R_1(t)$ sont respectivement le rayon de la bulle dans le régime thermique et dans le régime inertiel qui sont donnés par les équations 5.13 et 5.11. Le temps de transfert est alors donné par [24] :

$$\tau = (\varphi_2/\varphi_1)^2 \quad (8.1)$$

Ce temps τ , qui dépend de la température et la pression d'opération du détecteur, a été calculé pour le C_4F_{10} en utilisant l'équation 8.1 et est présenté à la Figure 8.1.

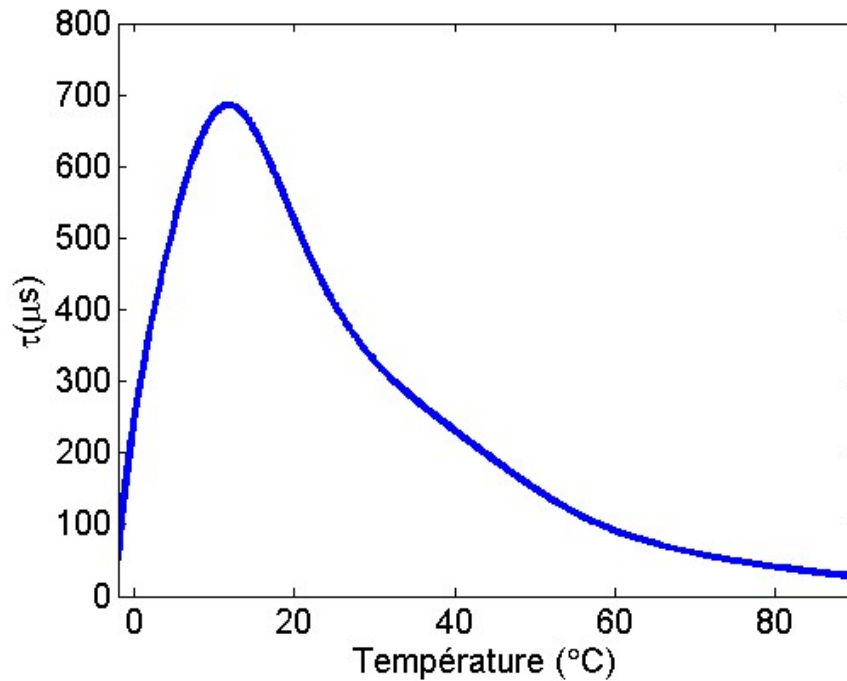


Figure 8.1 – Temps de transfert (τ) en μs entre le régime inertiel et le régime de transfert de chaleur pour le C_4F_{10} en fonction de la température.

À partir de ces données, le rayon de la bulle au moment où le changement de régime prend place et qui est donné par $R_1(\tau) = \varphi_1(\tau)$ a été calculé et est présenté à la Figure 8.2.

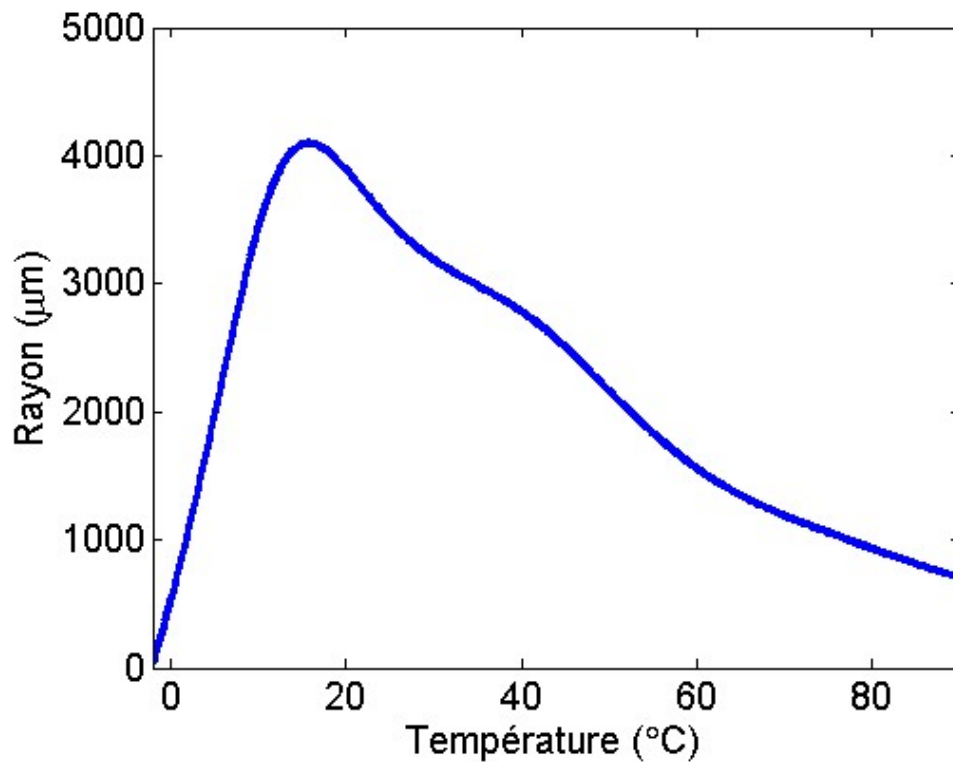


Figure 8.2 – Rayon d’une bulle de C_4F_{10} en μm après un temps de croissance égale au temps de transfert $t = \tau$ en fonction de la température.

Puisque le rayon moyen de la distribution en gouttelettes dans les détecteurs PI-CASSO est de $100 \mu m$, on conclut que les gouttelettes croissent uniquement dans le régime de Rayleigh. Cette information sera utilisée dans les sections suivantes.

8.2 Dépendance en température de l’intensité du régime de Rayleigh

L’intensité du signal émis, qui dépend de la température puisque la densité du liquide, la vitesse du son dans le milieu et φ_1 dépendent de la température, est présentée à la Figure 8.3.

À des fins de comparaison avec les données expérimentales acoustiques des détecteurs PICASSO, l'amplitude du signal acoustique a été calculée. La relation entre l'amplitude et l'intensité est la suivante :

$$A \propto \sqrt{I} = \sqrt{\frac{16\pi\rho_l}{C}} \varphi_1^3 t \quad (8.2)$$

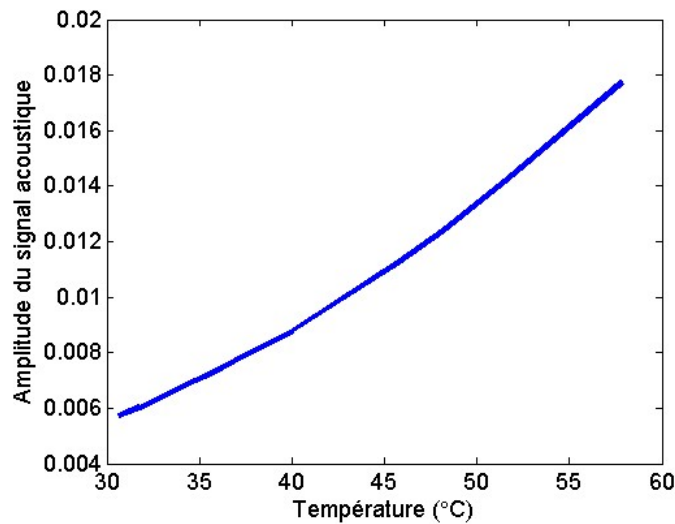


Figure 8.3 – Amplitude (unité arbitraire) du signal émis par une gouttelette de $180 \mu m$ de C_4F_{10} en fonction de la température.

Prenant ces facteurs en considération, l'amplitude acoustique émise augmente en fonction de la température. Un résultat important de ce modèle est la dépendance de l'amplitude acoustique par rapport au rayon de la gouttelette. Cela est dû au fait que pour une plus grande gouttelette, le temps requis pour une bulle de faire une transition de phase de l'entièreté du liquide contenu dans la gouttelette est plus grand et donc selon l'équation 8.2 puisque l'amplitude est proportionnelle à t , l'amplitude émise par une grande gouttelette est plus grande que celle émise par une petite gouttelette. La relation entre la taille des gouttelettes et l'amplitude acoustique est illustrée à la Figure 8.4.

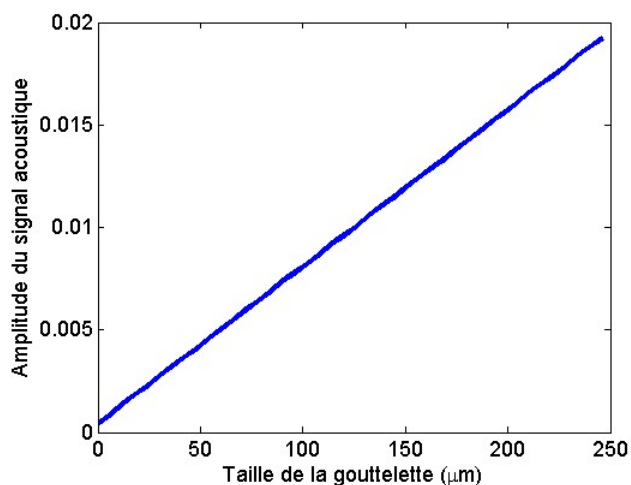


Figure 8.4 – Amplitude (unité arbitraire) du signal émis par une gouttelette de C_4F_{10} à une température de 37°C en fonction de la taille de la gouttelette.

Cela a pour conséquence qu'une distribution de taille de gouttelette engendre une distribution en amplitude du signal émis par cette population de gouttelette. Ce résultat est comparé à l'amplitude moyenne mesurée par le détecteur 71 à la Figure 8.5.

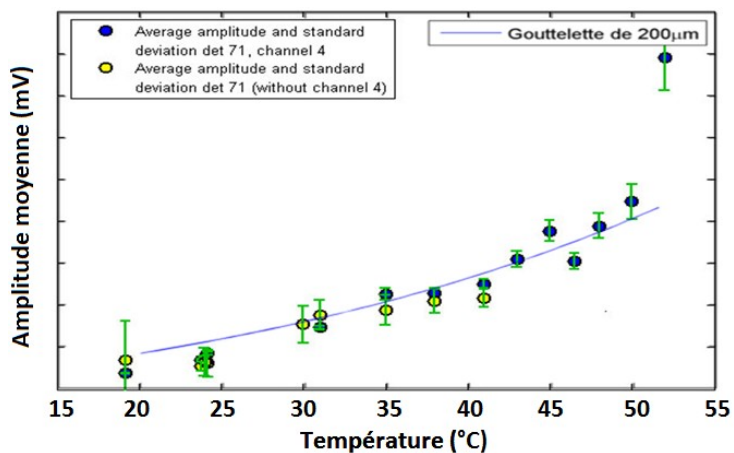


Figure 8.5 – Amplitude du signal émis par une gouttelette de C_4F_{10} ayant un diamètre de $200\ \mu\text{m}$ en fonction de la température comparée à l'amplitude moyenne des 9 senseurs des évènements du détecteur 71. Les points bleus montrent l'amplitude lorsque les 9 senseurs piézoélectriques sont inclus tandis que les points jaunes ne contiennent pas le senseur piézoélectrique #4.

On peut y voir que l'accord entre les amplitudes calculées avec les équations ci-haut et les données expérimentales sont excellentes. Il est important de mentionner que l'amplitude du signal acoustique mesuré par les senseurs piézoélectriques dépend de la distance entre le senseur et la gouttelette. Cependant, lorsque l'amplitude moyenne est considérée, c'est-à-dire la moyenne des amplitudes mesurées par chacun des senseurs, cette dépendance est grandement réduite. Ainsi, l'amplitude montrée à la Figure 8.5 ne contient pas de dépendance par rapport à la distance entre les senseurs et les gouttelettes. Il serait également intéressant de soumettre les senseurs piézoélectriques à différentes températures tout en leur envoyant un signal acoustique constant pour étudier leur dépendance en température. Or, de prime abord, la réponse des senseurs piézoélectrique ne devrait pas être modifiée, cependant, certaines composantes électroniques pourraient être affectées.

8.3 Modèle de l'amplitude du signal acoustique

Pour qu'il y aille discrimination entre les signaux créés par des noyaux de reculs suite à des interactions de type neutron/WIMPs et les désintégrations alpha, il faut que l'amplitude du signal acoustique des désintégrations alpha soit plus grande que celui des WIMPs. Il faut que l'amplitude de l'évènement de type neutron/WIMP qui a lieu dans la plus grande bulle de la distribution de la taille des gouttelettes soit distinguable de la désintégration alpha qui prend place dans la plus petite gouttelette dû à la dépendance de l'amplitude acoustique par rapport à la taille de la gouttelette. En effet, dans le modèle qui sera développé ici, l'amplitude est fonction du nombre de sites de nucléation créés par les particules et de la taille de la gouttelette contenant les bulles. Le modèle suivant a donc pour but de simuler l'amplitude des signaux acoustiques pour des évènements de type neutron/WIMP et pour des évènements alpha en simulant la contribution d'un grand nombre de sites de nucléation à l'intérieure d'une gouttelette et pour différentes tailles de gouttelette.

Lorsque les noyaux radioactifs qui créent des désintégrations alpha se trouvent à l'intérieur des gouttelettes et que l'énergie de seuil est suffisamment basse, deux sites de nucléations ou plus sont créés, l'un par le noyau de recul et le second par le pic de Bragg de la particule alpha (voir discussion 6.2.5. Le parcours du noyau de recul est typiquement d'une dizaine de nanomètres, c'est-à-dire plus petit que la longueur critique, et engendre donc qu'une seule nucléation. Si l'on suppose, par exemple, que seulement la première désintégration alpha de la chaîne du radium (6.II) engendre des événements, la particule alpha émise a une énergie de 5.590 MeV et une portée de $\approx 40\mu m$. À l'aide de l'équation 5.18, il est possible de calculer l'amplitude du signal émis par une particule alpha et la comparer à celle émise par un événement neutron par le biais d'une simulation. Pour ce faire, le modèle utilisé simule des sphères en expansion à une vitesse ϕ_1 (voir équation 5.11).

L'enveloppe, ou en d'autres mots la surface de chacune des sphères est discrétisée en un nombre de points N , où N dépend du nombre d'angles simulés et pour lesquels la position en fonction du temps est connue. Ces points sont dits libres si et seulement s'ils n'ont toujours pas rencontré une autre bulle et/ou la paroi de la gouttelette. À chaque itération de temps, on vérifie que chacun des points de l'enveloppe de la bulle n'a pas atteint la paroi de la gouttelette et n'a pas rencontré un point de l'enveloppe d'une autre bulle. Le nombre de points libres de chacune des sphères diminue donc en fonction du temps. P_{libres} , qui sera utilisé dans le reste du texte, est par définition le nombre de points libres de l'enveloppe de chacune des bulles en expansion.

Il est important de connaître le nombre de points libres de l'enveloppe de chacune des bulles en expansion à chaque itération du temps, car l'amplitude du signal est proportionnelle à la deuxième dérivée temporelle du volume de la bulle en expansion. Dans le but de prendre en considération P_{libres} à chaque incrémentation de chacune des bulles, le facteur $P_{libre}(t)$, a été ajouté à l'équation de l'intensité du régime de Rayleigh 5.18. L'équation 5.18 calcule l'intensité émise après un temps t . Mathématiquement, on obtient le même résultat si on dérive cette équation et qu'on l'intègre de $t = 0$ à $t = t_1$. En

faisant cette modification, on peut donc ajouter le paramètre $P_{libre}(t)$ dans l'équation et donc inclure la dépendance en fonction du temps de ce dernier. Pour obtenir l'amplitude du signal, on prend la racine carré de l'intensité. Ainsi on obtient l'équation suivante pour l'amplitude acoustique :

$$A_R = \int \sqrt{\frac{16\pi\rho_l\varphi_1^6}{C}} \left[P_{libres}(t) + \dot{P}_{libre}(t)t \right] dt \quad (8.3)$$

Dans le cas le plus simple, où on considère seulement une seule bulle, P_{libres} correspond aux nombres de points de l'enveloppe d'une seule bulle. Or, lorsqu'on considère plusieurs bulles en expansion P_{libres} dépend du nombre de bulles, de la distance entre elles, de leurs positions à l'intérieur de la gouttelette et la taille de la gouttelette. La position de l'évènement à l'intérieur de la gouttelette peut avoir un grand impact sur l'amplitude totale émise par la transition de phase de la gouttelette. En effet, si une bulle est créée près de la paroi de la gouttelette, P_{libres} diminue presque instantanément de moitié.

8.4 Amplitude des signaux suite à des interactions neutrons/WIMPs et des désintégrations alpha

Dans le modèle de Seitz avec un paramètre de nucléation (7.3), le nombre de bulles créé sur la trace de la particule alpha dépend du paramètre de nucléation b et est fonction des conditions d'opérations, comme il sera vu dans cette section. En simulant des particules alpha dans du C_4F_{10} et en appliquant la condition de Seitz pour les trois différentes courbes du paramètre de nucléation ($b_{100\%alpha}$, $b_{50\%carbone}$, $b_{50\%fluor}$), le nombre de nucléations créées en moyenne a été calculé ainsi que la distance moyenne entre la bulle la plus près du recul nucléaire et la bulle engendré par le recul nucléaire. Cette distance qui est nommé $D_{\alpha min}$ est fonction de la température et présentée à la Figure 8.6.

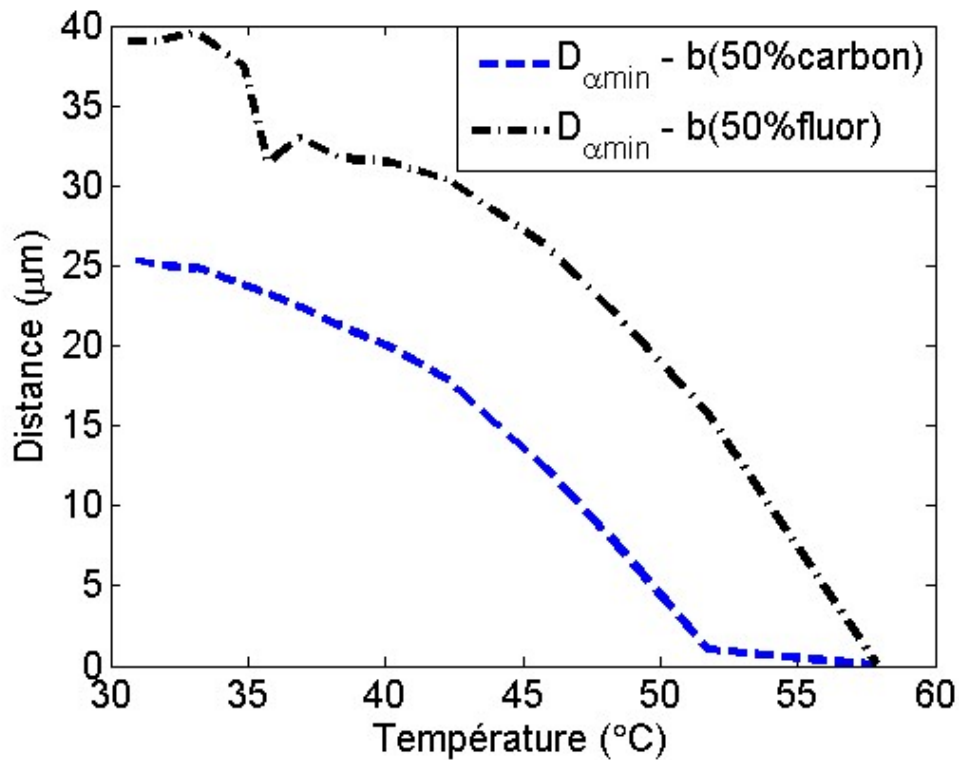


Figure 8.6 – Distance entre le recul nucléaire et la première bulle créée par la trace de la particule alpha en fonction de la température pour les deux différentes courbes du paramètre de nucléation, $b_{50\%carbone}$ et $b_{50\%fluor}$.

Tout d'abord, le scénario où $b = b_{100\%alpha}$ n'a pas été inclus dans la Figure 8.6, car il s'agit d'un cas simple où la distance $D_{\alpha min}$ est toujours de $\approx 40\mu m$ puisque la seule bulle créée par la particule alpha est créée dans le pic de Bragg et toujours situé à $\approx 40\mu m$. Par la suite, on peut voir sur la Figure 8.6 que pour $b_{50\%fluor}$ et $b_{50\%carbone}$, $D_{\alpha min}$ diminue en fonction de la température, c'est-à-dire que des bulles sont créées de plus en plus près de l'origine de la désintégration. Le nombre de nucléations moyennes créées par une particule alpha dépend également de la température et est présenté à la Figure 8.7. On y observe que le nombre de bulles créé par les particules alpha augmente exponentiellement lorsque la température augmente pour les scénarios $b_{50\%fluor}$ et $b_{50\%carbone}$. En ce qui concerne $b_{100\%alpha}$, ce scénario est par définition calculé de telle sorte que la particule alpha engendre qu'une seule transition de phase.

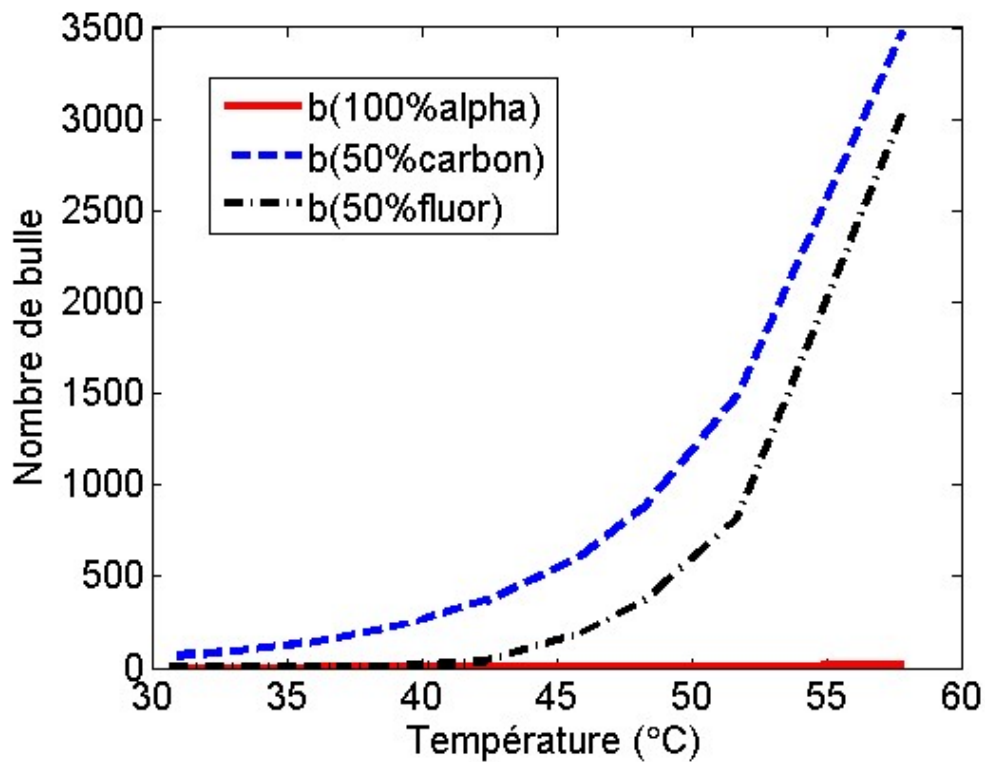


Figure 8.7 – Nombre de bulles créées par une désintégration alpha en fonction de la température pour les paramètres de nucléation $b_{100\%alpha}$, $b_{50\%carbone}$ et $b_{50\%fluor}$.

Étant donné que les détecteurs ont une distribution en taille des gouttelettes et que par hypothèse l'amplitude dépend de la taille des gouttelettes, il faut que la plus grande gouttelette qui a explosé suite à l'interaction hypothétique avec un WIMP soit différentiable de la plus petite gouttelette qui a explosé lors d'une désintégration alpha. À des fins de comparaison, la plus petite gouttelette est la gouttelette pour laquelle l'entièreté de la trace de la particule alpha est contenue. Puisque la portée moyenne est $\approx 40 \mu m$, le rayon de la plus petite gouttelette considère pour la simulation à un diamètre de $40 \mu m$. En ce qui concerne la taille de la plus grande gouttelette, on considère une distribution gaussienne de taille de gouttelettes dont la moyenne est de $\mu = 100 \mu m$ et $\sigma = 40 \mu m$. Par la suite, on prend la gouttelette pour laquelle $\approx 95\%$ des gouttelettes sont incluses, c'est-à-dire 2σ et on considère donc une gouttelette de $180 \mu m$. Il faut également consi-

déterminer la position des nucléations à l'intérieur des gouttelettes. Dans le cas des WIMPs, puisqu'on considère l'amplitude la plus grande possible, la nucléation a lieu au centre de la gouttelette. Dans le cas des désintégrations alpha, le recul nucléaire se situe sur la paroi de la gouttelette et la dernière bulle créée par la particule alpha se trouve à la paroi opposée à celle du recul. Puisqu'un événement de type alpha peut engendrer plusieurs centaines de bulles selon la Figure 8.7, le calcul de l'amplitude d'une désintégration alpha est divisé en quatre types de bulles :

- La première bulle, consiste au calcul de l'amplitude de la nucléation créée par le recul nucléaire \rightarrow *Bulle*₁.
- La deuxième bulle est la bulle située à $D_{\alpha min}$ \rightarrow *Bulle*₂
- Le regroupement des bulles créées tout au long de la trace de la particule alpha \rightarrow *Bulle*₃
- À la toute fin de la trace de la particule alpha et positionnée sur la paroi de la gouttelette \rightarrow *Bulle*₄

La simulation de l'amplitude des bulles situées à l'intérieur de la trace de la particule alpha est complexe et expliquée dans ce qui suit. La Figure 8.8 montre schématiquement les variables utilisées dans la simulation et la position de chaque type de bulle énuméré ci-haut.

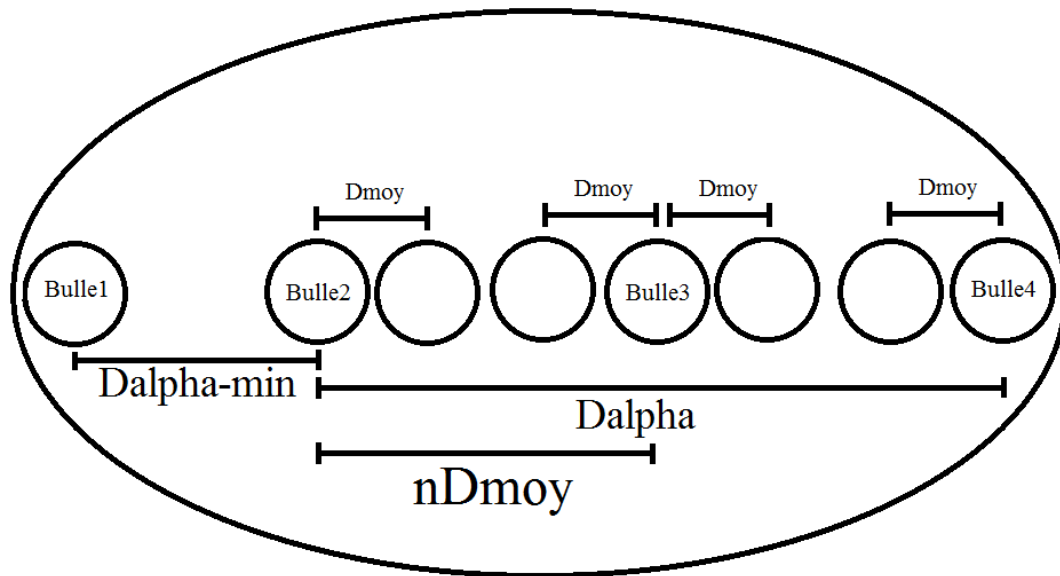


Figure 8.8 – Schéma présentant les positions et les bulles voisines de chacune des bulles $Bulle_1$, $Bulle_2$, $Bulle_3$ et $Bulle_4$.

Tout d'abord, on sait que les bulles créées sur la trace seront distribuées entre $D_{\alpha min}$ et la paroi de la gouttelette, cette distance est nommée D_{α} (voir Figure 8.8. Pour simplifier les calculs, ces nucléations sont placées à une distance moyenne de chacune des autres. La distance moyenne, D_{moy} , est défini comme suit :

$$D_{moy} = D_{\alpha} / N_{bulles} \quad (8.4)$$

Cette distance moyenne est importante, car elle définit la distance entre les voisins de gauche et de droite d'une nucléation située sur la trace de la particule alpha. Par conséquent, P_{fibres} dépend de cette distance. En effet, plus la distance entre chaque bulle est grande, plus le temps nécessaire pour que les bulles se rencontrent est grand. La relation entre D_{moy} et la température est présentée à la Figure 8.9.

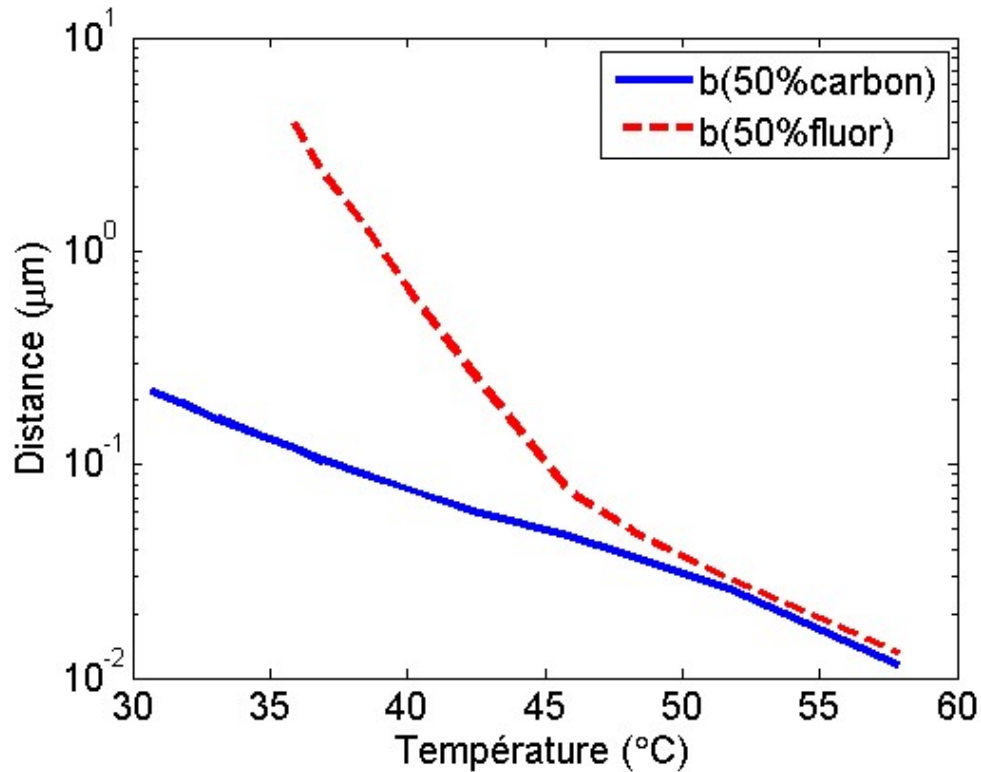


Figure 8.9 – Distance moyenne entre chacune des bulles créées le long de la trace d’une particule alpha à l’intérieur de la gouttelette de C_4F_{10} en fonction de la distance moyenne pour les paramètres de nucléations $b_{50\%carbone}$ et $b_{50\%fluor}$.

À partir de la Figure 8.9, on voit que la distance moyenne diminue lorsque la température augmente. Un autre paramètre important est la dépendance de l’amplitude d’une nucléation en fonction de sa distance par rapport à la paroi de la gouttelette. Pour certaines températures d’opération, le nombre de nucléations peut être plus grand que 1000 et simuler un tel nombre de bulles rendrait le temps de calcul extrêmement long. Pour contrer cela tout en incluant cette dépendance, on simule trois nucléations et on considère l’amplitude de la nucléation qui est bornée à gauche et à droite par les deux autres nucléations et ayant une distance D_{moy} entre elles. Par la suite, on place ces trois bulles à différentes distances de la paroi de la gouttelette pour étudier la dépendance de l’amplitude du signal acoustique en fonction de la distance de la paroi. Plus précisément, on fractionne la distance D_α en vingt parties et on considère ces trois nucléations à chacune

des parties. Ainsi, on obtient l'amplitude d'une nucléation bornée par deux autres nucléations placées à une distance D_{moy} en fonction de la distance entre $D_{\alpha min}$ et la paroi. Le résultat est présenté à la Figure 8.10.

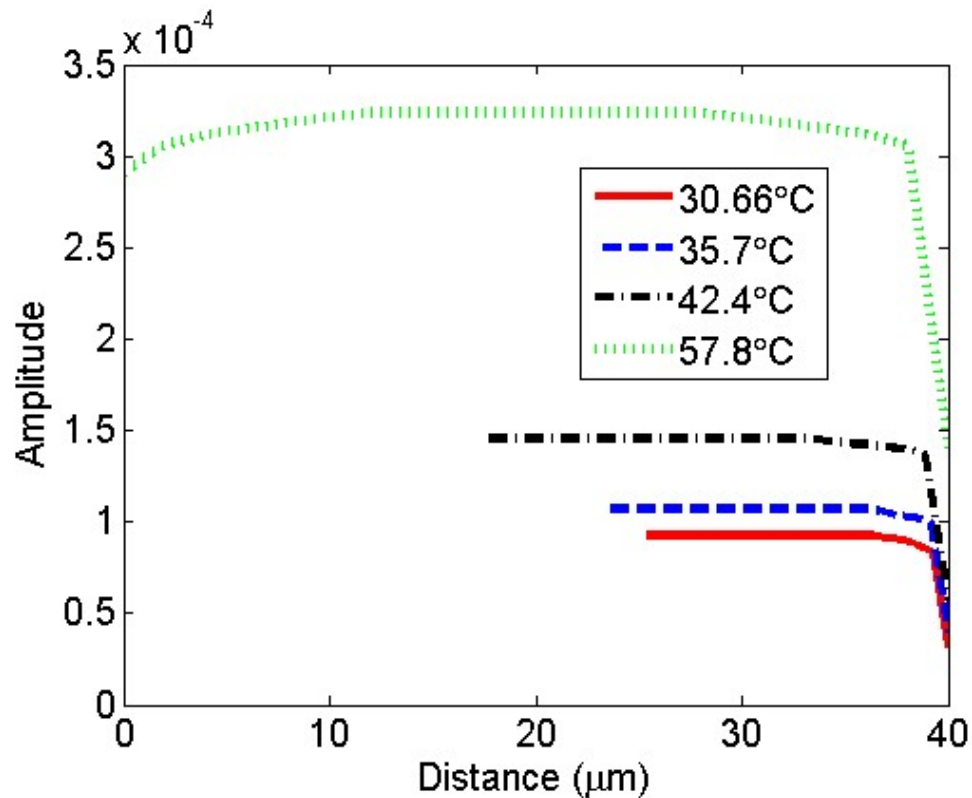


Figure 8.10 – Amplitude (unité arbitraire) d'une bulle ayant pour voisin deux bulles placées à une distance D_{moy} en fonction de sa distance par rapport à la paroi de la gouttelette pour différentes températures.

On peut voir sur la Figure 8.10 que les résultats de la simulation montrent que l'amplitude est constante lorsque la nucléation se situe au centre de la gouttelette et diminue lorsque situé près des parois. Cette dernière Figure montre également toute l'influence de la température sur les paramètres de l'amplitude acoustique. En effet, on voit que l'amplitude augmente avec la température et que la distance $D_{\alpha min}$ diminue.

La prochaine étape consiste à calculer l'amplitude pour chacune des bulles sur la trace de la particule alpha. Tout d'abord, rappelons que chacune de ces bulles est placée à une distance D_{moy} de chacune des autres où D_{moy} est défini par l'équation 8.4. Ainsi, la première bulle sera positionnée à $D_{\alpha min}$ et la dernière à $D_{\alpha min} + D_{\alpha}$. Par la définition de D_{moy} , les autres bulles seront positionnées à une distance $D_{\alpha min} + nD_{moy}$ où n est le numéro de la bulle. Le schéma de la Figure 8.8 montre le tout.

Or, comme vue à la Figure 8.10, l'amplitude dépend de la distance par rapport au bord de la gouttelette. Encore une fois, pour simplifier les calculs, pour une bulle située à une distance $D_{\alpha min} + nD_{moy}$, on se réfère à la Figure 8.10 pour connaître l'amplitude de cette bulle et on fait de même pour toutes les autres bulles contenues dans la trace de la particule alpha. Cette procédure doit être faite pour chacune des conditions d'opérations, car le nombre de bulles, D_{moy} et D_{α} dépendent de la température.

Les voisins des bulles 1, 2 et 4 sont également cruciaux dans le calcul de l'amplitude émise par ces bulles et sont montrés à la Figure 8.8. La *Bulle*₁ est situé sur la paroi de la gouttelette et son plus proche voisin est *Bulle*₂. Il faut donc considérer l'interaction entre les deux bulles lorsqu'elle se rencontre et avec la paroi. La *Bulle*₂ a comme voisin *Bulle*₁ et une bulle située à une distance égale à D_{moy} . Il faut donc calculer le nombre de points libres en prenant en considération ces deux voisins ainsi que la paroi. La *Bulle*₄ a comme plus proche voisin la paroi et une bulle situées à une distance égale à D_{moy} . Pour mieux illustrer ces interactions et leur impact sur le P_{libres} , la Figure 8.11 montre P_{libres} en fonction du temps de croissance de la bulle.

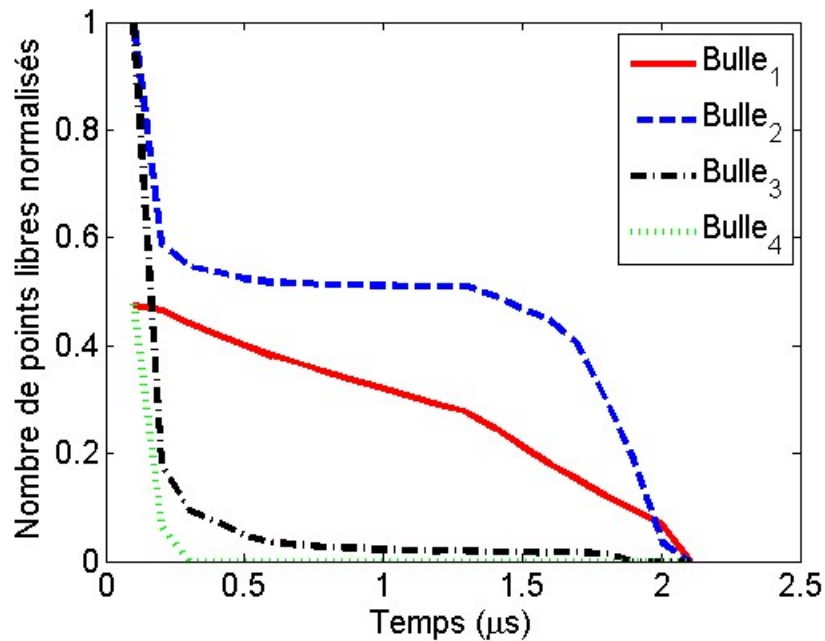


Figure 8.11 – Nombre de points libres normalisés en fonction du temps de chacun des types de bulles créées lors d’une désintégration alpha à une température de 32°C à l’intérieur d’une gouttelette de C_4F_{10} .

À partir de la Figure 8.11, on peut retracer plusieurs caractéristiques de chacun des types de bulles. Tout d’abord, initialement, les bulles 1 et 4 ont le même nombre de points libres ce qui est dû à ce que les deux sont situés sur la paroi. Par la suite, le nombre de points libres de la bulle 4 diminue drastiquement, car il y a une bulle située à une distance D_{moy} à sa gauche (voir schéma de la Figure 8.8). Les bulles 3 et 4 sont situées loin des parois et ont donc tous leurs points sont libres initialement. Ensuite, *Bulle*₂ perd la moitié de ses points libres, car elle est adjacente à une bulle située à D_{moy} et continue de perdre des points libres lorsqu’elles rencontrent *Bulle*₁. Finalement, puisque *Bulle*₁ est près de la paroi, elle perd la moitié de ses points libres avant de rencontrer *Bulle*₂. La dernière étape consiste à additionner la contribution en amplitude des quatre types de bulles pour chacune des températures et de comparé ces amplitudes avec l’amplitude des neutrons. Ce travail a été effectué pour les trois valeurs du paramètre de nucléation et est présenté à la Figure 8.12.

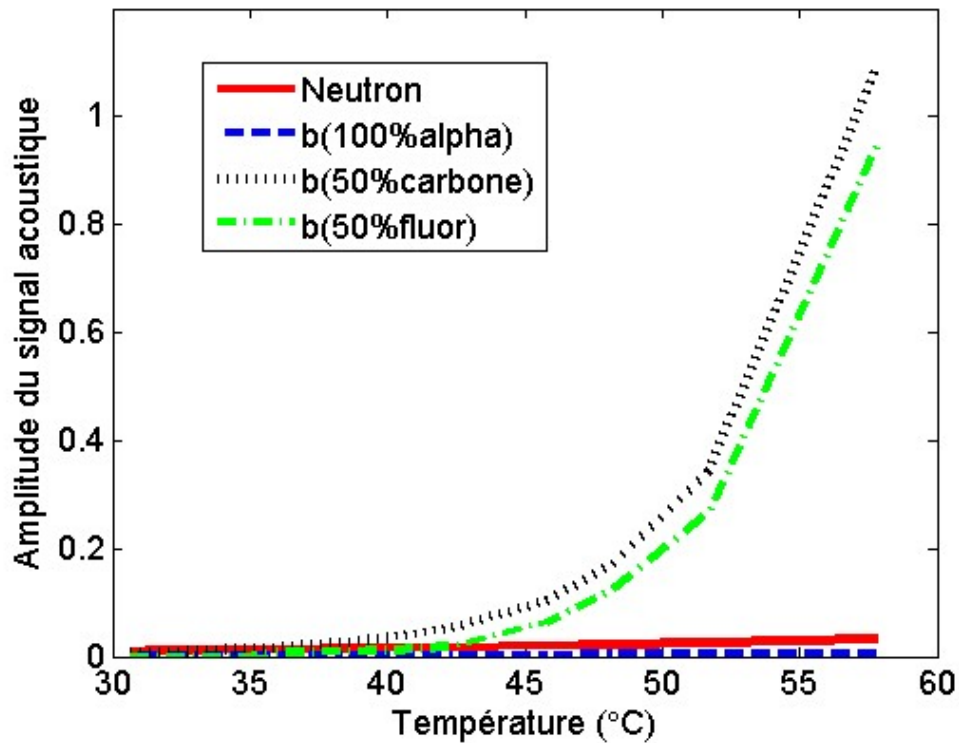


Figure 8.12 – Amplitude d’un recul nucléaire (neutron/WIMP) comparé aux alpha pour $b_{100\%alpha}$, $b_{50\%fluor}$ et $b_{50\%carbone}$ en fonction de la température.

Selon la Figure 8.12, l’amplitude des désintégrations alpha à l’intérieur d’une gouttelette de $40\mu m$ devient plus grande que l’amplitude d’un évènement créé par un neutron ou un WIMP dans une gouttelette de $180\mu m$ à partir de $\approx 43^\circ C$ dans le cas où le paramètre de nucléation est $b_{50\%fluor}$ et à une température de $\approx 37^\circ C$ pour $b_{50\%carbone}$. La simulation montre que l’amplitude des alpha augmente rapidement au-delà de $45^\circ C$ tandis que l’amplitude du neutron augmente très peu. Or, la comparaison du taux de comptage mesuré expérimentalement et du taux de comptage simulé avec la théorie de Seitz (Figure 7.10) a montré un très bon accord pour $b_{50\%fluor}$ et $b_{100\%alpha}$. Cela suggère que l’amplitude des particules alpha se situe entre la courbe $b_{50\%fluor}$ et celle de $b_{100\%alpha}$. C’est donc dire que malgré les petites différences dans les taux de comptage pour ces deux paramètres de nucléation, la différence est énorme en ce qui concerne l’amplitude

acoustique des désintégrations. Cette différence est entièrement due à la différence du nombre de bulles créées pour chacun des paramètres de nucléations. Il est donc nécessaire d'avoir des mesures du taux de comptage avec des neutrons monoénergétiques de basses énergies. En effet, contrairement aux étalonnages effectués avec des neutrons de 40, 50, 61 et 97 keV, les taux de comptage avec des neutrons de ≈ 5 keV seraient beaucoup plus sensibles au paramètre de nucléation pour des petits seuils. Lorsque l'énergie de recul maximale est grande, le taux de comptage à de petits seuils d'énergie (1 à 5 keV) est la somme cumulative de tous les reculs d'énergies supérieures ce qui rend le taux de comptage à ces seuils submergés par la somme des énergies de reculs supérieures. Ainsi un étalonnage avec des neutrons de ≈ 5 keV serait très sensible au paramètre de nucléation pour des énergies de seuils de 0 à 1.4 keV.

Cette simulation pourrait certainement être améliorée en simulant l'amplitude acoustique de l'entièreté de la distribution en taille de gouttelette pour des désintégrations alpha et pour des évènements suite à l'interaction de type neutron/WIMP. Il serait également possible de simuler des positions aléatoires pour les neutrons et les désintégrations alpha à l'intérieur des gouttelettes et la direction de la particule alpha. Ainsi, on pourrait connaître le pourcentage des désintégrations alpha dont la particule alpha est contenue entièrement ou partiellement dans la gouttelette. Une telle simulation permettrait de simuler l'entièreté du spectre d'amplitude mesuré par les détecteurs PICASSO et de le comparer au spectre mesuré expérimentalement.

Dans le cas d'une chambre à bulles, tel qu'utilisé dans l'expérience PICO, la complexité du modèle est réduite par l'absence de paroi. En effet, le liquide actif n'est pas emprisonné à l'intérieure d'une gouttelette. Selon ce modèle, cela offre un très grand avantage concernant la distinction entre les évènements de type neutron/WIMP et alpha, car il n'y a plus de distribution de taille de gouttelette. Si on suppose que chaque évènement engendre une bulle de même taille, la discrimination devient seulement fonction du nombre de bulles créées sur la trace de la particule alpha et dépend donc seulement du paramètre de nucléation dans ce modèle.

CHAPITRE 9

DISCRIMINATION DES ÉVÈNEMENTS ALPHA DANS LES DÉTECTEURS PICASSO

Dans les chapitres précédents, les bases théoriques de la discrimination entre les signaux suite à des désintégrations alpha et ceux induits par des reculs suite à des diffusions de neutron et de WIMP ont été posées. Il a été conclu que la discrimination dépendait du paramètre de nucléation, tout comme la simulation du taux de comptage des détecteurs PICASSO soumis à des neutrons monoénergétiques. D'un point de vue expérimental, de nombreux facteurs n'ont pas été considérés par les modèles théoriques, notamment le mécanisme de la propagation de l'onde acoustique dans le gel du détecteur et dans le contenant en acrylique ainsi que l'acquisition de cette onde par les senseurs piézoélectriques. De nombreux outils d'analyse seront nécessaires pour mettre en évidence le signal acoustique permettant la discrimination entre ces deux types d'interactions.

Dans ce travail, l'utilisation de la localisation des évènements était introduite pour la première fois dans la chaîne d'analyse. L'algorithme permettant de déterminer la position de chacun des évènements détermine le temps t_0 qui est le temps auquel débute un évènement. Ce temps est obtenu en analysant les signaux acoustiques tel que celui à la Figure 5.11 de la section 5.5.1. On obtient ainsi un temps t_0 pour chacun des 9 senseurs piézoélectriques. Connaissant la vitesse de propagation de l'onde dans le détecteur qui est essentiellement constitué d'eau, un algorithme de triangulation permet de déterminer la position pour chacun des évènements. La localisation des évènements permet de sélectionner seulement les évènements localisés à l'intérieure du détecteur et de rejeter par exemple, les évènements situés sur le pourtour du détecteur. Ces évènements pourraient être différents dus à la proximité de la paroi d'acrylique. Le volume retenu est alors appelé "volume fiduciel". Pour caractériser la discrimination, on calculera la fraction d'évènements alpha rejetée en fonction de la fraction de reculs de neutrons acceptée

suite à une coupure sur la variable de discrimination choisie. Ainsi, il y a deux coupures sur le nombre total d'évènements qui sont effectués, l'une lorsque le volume total du détecteur est réduit par la coupure de la localisation et cette dernière coupure. Le but de ce travail est de quantifier et d'optimiser cette discrimination.

9.1 Critères de sélection et sélection des évènements alpha et noyaux de recul

Deux types de mesures sont effectués avec les détecteurs PICASSO, des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons polyénergétiques d'une durée de 6h et des sessions de WIMP d'une durée de 40 heures. Les sessions de WIMP sont effectuées pour mesurer un signal WIMP, car durant ces sessions, il n'y a pas de source de neutrons et les neutrons ambiants sont bloqués par le blindage d'eau autour des détecteurs. Ainsi, les seuls évènements pouvant créer un évènement sont le bruit électronique, qui est discriminé par un filtre passe-haut de 18 kHz, les évènements suite à des désintégrations alpha et les évènements WIMPs. Bref, les sessions de WIMP sont donc des mesures contenant majoritairement des évènements de type alpha. L'analyse de la discrimination consiste à comparer tous les évènements de l'étalonnage avec une source de neutron avec tous les évènements des sessions de WIMP à la même température. Dans ce travail, seulement les données amassées à une température de 45°C sont analysés. Dans l'analyse actuelle des données PICASSO, pour une telle température, un filtre passe-bande de 130-160 kHz est appliqué et est donc utilisé pour sélectionner les évènements alpha et neutrons. La distribution de la variable EVAR pour ce filtre et pour ces deux populations d'évènements est présentée à la Figure 9.1.

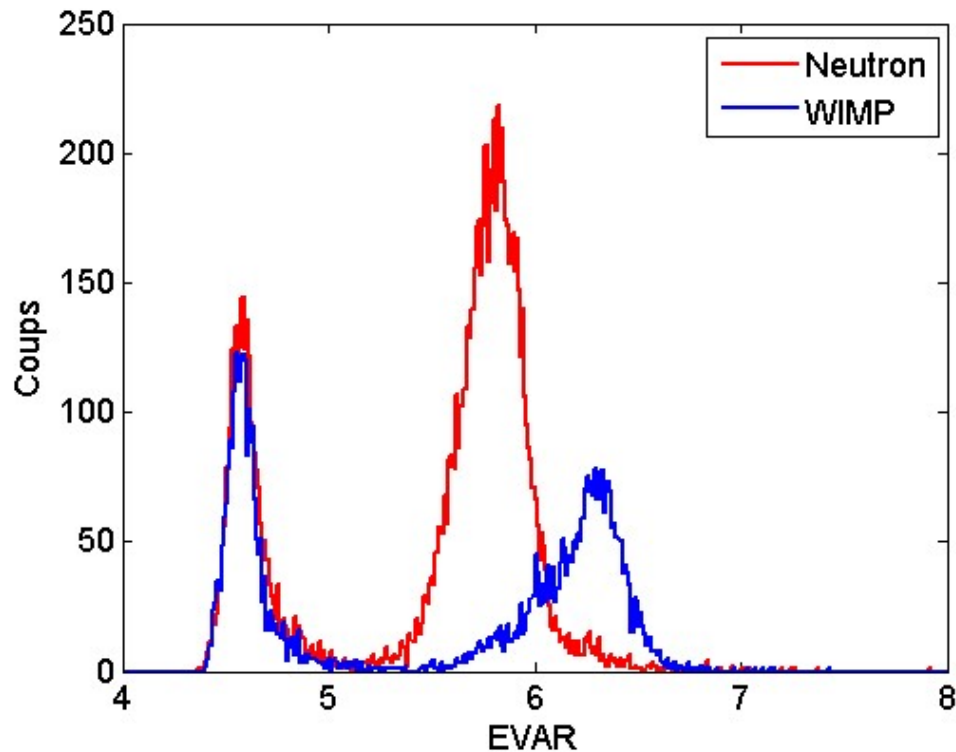


Figure 9.1 – Distribution de EVAR pour les prises de données d'étalonnage de neutron, c'est-à-dire des reculs de noyaux (rouge) et de WIMP, c'est-à-dire des émetteurs alpha (bleu) pour un filtre passe-bande de 130-160 kHz.

Comme on peut voir à la Figure 9.1, les événements de bruit électronique, qui correspond à la population d'évènement centré à ≈ 4.5 EVAR, sont très bien séparés des deux autres pics situés à ≈ 5.7 et ≈ 6.3 . Cependant, ces deux pics, qui correspondent aux événements neutrons et alpha, s'entrecoupent. La première étape est de sélectionner seulement des événements neutrons et de les comparer seulement à des événements alpha. Étant donné que la quantité des événements neutron est beaucoup plus grande que la quantité d'évènements alpha pour la durée des étalonnages avec la source polyénergétique de neutrons, on considère la totalité des événements pour les sessions d'étalonnage (rouge). De l'autre cote, les simulations Monte-Carlo de l'installation PICASSO dans Snolab ont montré que, grâce au blindage d'eau, le nombre d'évènements neutrons était négligeable comparativement aux contaminants radioactifs. Ainsi, tout comme pour les

sessions d'étalonnage de neutrons, la totalité des évènements est utilisée pour les sessions WIMP. Dans les deux cas, une coupure est appliquée pour enlever les évènements de bruit électroniques. Dans le cas présent, la coupure est appliquée à 5.2 EVAR.

La prochaine étape consiste à trouver un critère mathématique pour quantifier la discrimination entre les deux pics. Il y a deux paramètres qui déterminent la qualité de la discrimination soit la différence entre les moyennes des évènements alpha et neutrons ainsi que la déviation standard de chacune des distributions. Il faut maximiser la différence des moyennes tout en minimisant la déviation standard. Pour connaître quelles coupures sur certains paramètres qui optimisent la discrimination (comme le volume fiduciel), une variable de qualité (Q) est construite de la façon suivante :

$$Q = \sum_{i=1}^J \frac{(n_{1,i} - n_{2,i})^2}{n_{1,i} + n_{2,i}} \quad (9.1)$$

où $n_{1,i}$ et $n_{2,i}$ sont le nombre d'évènements dans l'intervalle i de l'échantillon 1 (neutron) et 2 (alpha) respectivement. Ainsi, si l'on compare les valeurs de Q de deux échantillons se recouvrant partiellement versus deux échantillons complètement distincts, le critère de qualité donnera un résultat plus petit dans le premier cas.

Le volume fiduciel cylindrique est caractérisé par deux paramètres, son rayon r et sa hauteur z . Un ensemble de données regroupées par casiers (data binning) est calculé pour chaque valeur de z et de r et chacun des regroupements est normalisé dans le but de pouvoir comparer les différents paramètres. Par la suite, la variable Q est calculé entre l'ensemble de données regroupées par casiers des WIMPs et des neutrons pour chaque valeur de z et de r . Pour chaque valeur de r , on peut déterminer la valeur de z pour laquelle la variable Q est maximale. Le Tableau 9.I montre les valeurs de chacun des paramètres pour les valeurs entières du rayon allant de 4 cm à 7 cm.

Rayon (cm)	Hauteur (cm)	Q
1	9	22.2
2	4	18.7
3	1	17.95
4	7	17.1
5	6	16.4
6	16	8.5
7	1	8.5

Tableau 9.I – Hauteur optimale du volume fiduciel pour chacune des coupures sur le rayon entre 1 et 7 cm et la valeur de la variable Q respective pour le détecteur 93 à une température de 45°C et une pression de 1 bar.

Le rayon maximal est 7 cm, car le rayon intérieur du contenant d'acrylique est de 7 cm. À partir de ces informations, on peut donc appliquer l'effet de ces coupures sur le rayon et la hauteur de la position des événements dans le détecteur. À titre d'exemple, les coupures déterminant un volume fiduciel avec une hauteur de 7 cm et un rayon de 4 cm est montré à la Figure 9.2.

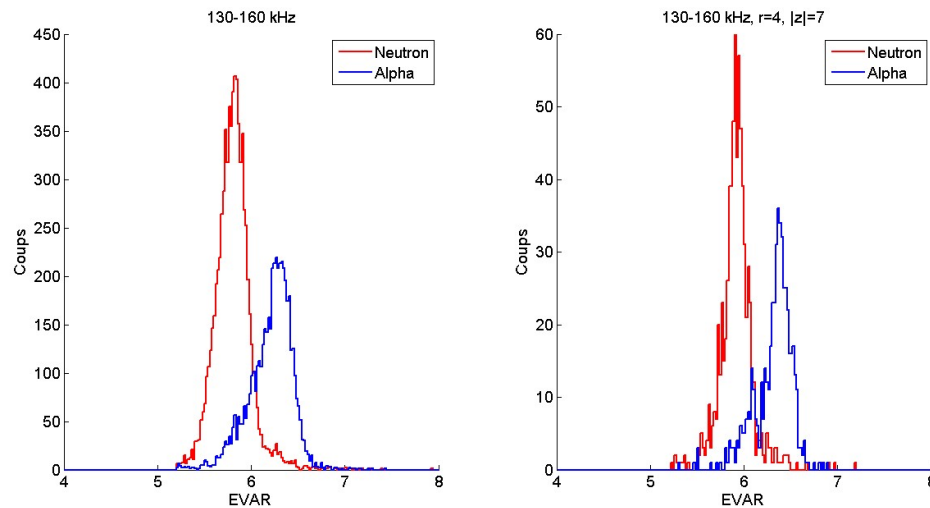


Figure 9.2 – Distribution de EVAR pour les prises de données d'étalonnage de neutron (rouge) et de WIMP (bleu) pour un filtre passe-bande de 130-160 kHz. Le graphique de gauche ne contient aucune coupure sur le volume, celui à droite défini un cylindre avec un rayon $r=4$ cm et $|z|=7$ cm (± 7 cm) par rapport au centre du détecteur qui est situé à $r=0$ et $z=0$ par définition.

La distinction entre les deux populations est meilleure pour ce choix de volume fiduciel. Pour mieux quantifier cette distinction, on effectue des coupures qui acceptent une fraction des événements de type neutron et on calcule la fraction des événements de type alpha rejetés. La Figure 9.3 montre la fraction d'alpha rejetés en fonction de la fraction de neutrons acceptés.

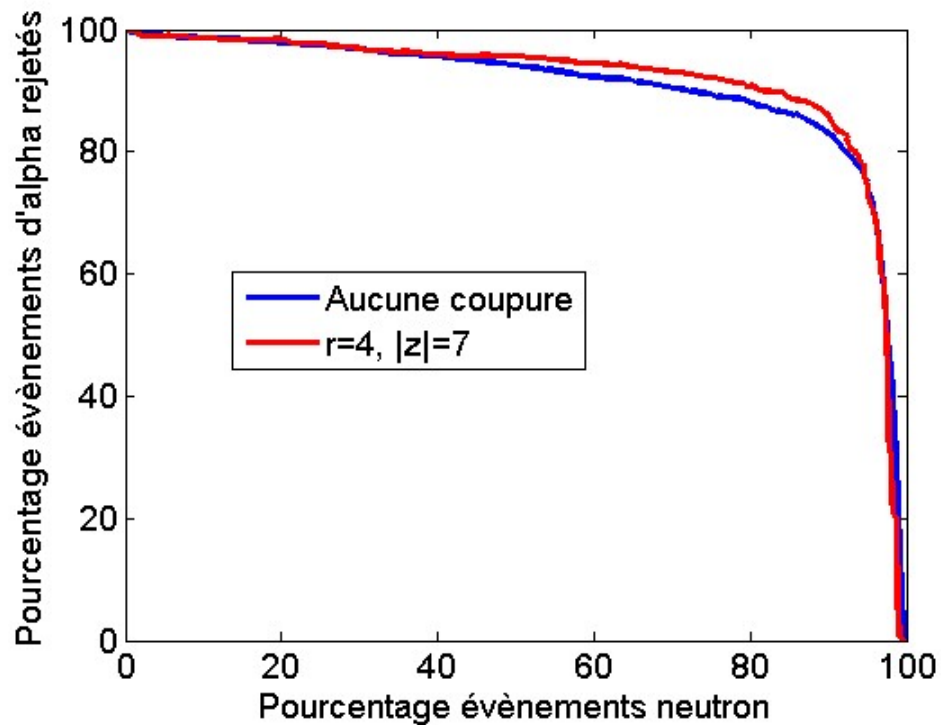


Figure 9.3 – Fraction d'alpha rejetés en fonction de la fraction de neutrons acceptés pour un rayon de 4 cm, une hauteur $|z|=7$ cm (± 7 cm) pour EVAR 130-160 kHz.

Grâce à la Figure précédente, on peut voir que l'utilisation d'une coupure sur le volume du détecteur étudié (det. 93) améliore la discrimination entre les événements de type neutrons et ceux de type alpha. La suite de ce travail consiste à appliquer une coupure optimale sur chacun des 32 détecteurs PICASSO. Il serait également intéressant de développer un algorithme qui pourrait déterminer un filtre de fréquence pour lequel la discrimination alpha-neutron est optimale pour chacune des coupures sur le volume et pour chacun des détecteurs.

CHAPITRE 10

CONCLUSION

Les récents développements en cosmologie ont permis d'établir hors de tout doute l'existence de la matière sombre. Les mesures précises des densités reliques des composants de l'univers et l'observation de phénomènes astronomiques, notamment la collision de l'amas du Boulet, sont tous inexplicables sans l'inclusion d'un nouveau type de matière ; la matière sombre. La quête de la détection de cette matière a engendré la confection de détecteur augmentant les limites de la sensibilité et de la compréhension de ceux-ci dans une gamme de divers types de détecteurs, notamment les détecteurs utilisant les liquides en état de surchauffe telle que l'expérience PICASSO.

En effet, au chapitre 6, les mesures expérimentales d'étalonnage avec des neutrons monoenergetiques des détecteurs PICASSO et PICO ont montré qu'ils étaient assujettis aux mêmes processus de nucléation qui pouvaient être décrits par une paramétrisation du taux de comptage contenant un paramètre libre. Par la suite, les simulations du taux de comptage avec SRIM en appliquant la condition de Seitz ont montré que le comportement du taux de comptage en fonction de l'énergie de seuil pouvait être très bien décrit par la théorie de Seitz en fonction du paramètre de nucléation. Ces simulations ont permis d'établir des limites inférieures et supérieures du paramètre de nucléation en fonction de l'énergie de seuil pour du C_4F_{10} . Ces limites ont notamment mis en évidence la contribution non négligeable des noyaux de carbone au taux de comptage bien que les reculs de fluors soient responsables du seuil de détection.

Un cadre théorique décrivant la formation des protobulles dans le cas spécifique du C_4F_{10} a été développé. Cela a permis de décrire l'amplitude des signaux acoustiques en fonction de la taille des gouttelettes et de la température. La comparaison avec l'amplitude des signaux expérimentaux a permis de montrer l'accord entre les calculs théoriques et les mesures expérimentales. Par la suite, la connaissance et la compréhension

de la croissance des bulles ont permis de simuler les amplitudes de l'onde acoustique créés par deux différents types d'interaction soit les désintégrations alpha et les reculs nucléaires engendrés par une diffusion de neutrons ou de WIMPs. Cette simulation complexe avait comme paramètre d'entrée le paramètre de nucléation duquel découlait le nombre de nucléations créées par les particules alpha en fonction de la température ainsi que la distance moyenne entre la nucléation créée par le recul nucléaire et celle de la particule alpha créée la plus près du recul nucléaire. Ces calculs ont été effectués pour les trois paramètres de nucléations soit $b_{50\%fluor}$, $b_{50\%carbone}$ et $b_{100alpha}$ et ont permis de calculer la température au-delà de laquelle l'amplitude des événements alpha devenait distinguable des événements neutron lorsqu'un événement neutron avait lieu dans une gouttelette ayant une taille de $180 \mu m$, c'est-à-dire éloigné de deux σ de la valeur moyenne de la distribution qui est de $100 \mu m$, comparativement à une gouttelette de $40 \mu m$, c'est-à-dire la plus petite taille de gouttelette pour laquelle l'entièreté de la désintégration alpha est contenue, pour les particules alpha.

Finalement, un nouvel outil d'analyse des signaux acoustiques a été développé permettant de déterminer le volume fiduciel optimal dans le but d'améliorer la discrimination entre les événements alpha et neutrons. Cette modification a été appliquée à l'analyse des signaux acoustiques récoltés par le détecteur 93 et a montré une amélioration de la discrimination alpha-neutron.

Le travail qui a été fait dans ce mémoire est la base de nombreux projets à venir. Tout d'abord, la simulation des taux de comptage des détecteurs PICASSO soumis à des neutrons monoenergetiques n'incluait pas plusieurs éléments notamment l'influence du gel, le contenant en acrylique ainsi que l'anisotropie des reculs nucléaires de fluor et du carbone. En ce qui concerne le détecteur PICO 0.1, plusieurs autres données expérimentales doivent être prises en considération pour ensuite simuler la réponse du détecteur en utilisant la condition de Seitz comme il a été fait pour les détecteurs PICASSO. Dans le cas des deux détecteurs, des mesures expérimentales plus précises avec des neutrons de basse énergie sont nécessaires pour étudier le paramètre de nucléation à basse énergie

de seuil. Dans le futur, la formulation d'une théorie complète, sans paramètre libre serait désirable serait envisageable à l'aide d'excellente mesure du paramètre de nucléation qui permettrait de remplacer ce paramètre par des variables physiques. La modélisation des signaux acoustiques des événements physiques de l'expérience PICASSO pourrait être élargie en simulant une distribution de la taille de gouttelette complète. Il serait également intéressant de calculer l'amplitude acoustique des désintégrations alpha dont la particule alpha se retrouve complètement ou partiellement à l'extérieur de la gouttelette et même d'y inclure la proportion réelle à l'intérieur de la distribution de la taille de gouttelette. Puis, ce modèle est également utile pour modéliser les événements physiques des détecteurs PICO où la seule différence est l'absence de condition d'interface avec la gouttelette. Il serait fort intéressant de mesurer expérimentalement l'amplitude acoustique pour différente taille de bulle de manière contrôlée. Cela pourrait être possible notamment avec un geyser, c'est-à-dire une chambre à condensation. Cette chambre est une troisième variante de la même technique utilisée par les détecteurs PICO et PICASSO. Dans ce cas présent, le détecteur qui contient un liquide en état de surchauffe et une solution tampon et qui retourne à sa pression d'équilibre par lui-même.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] K. Griest, G. Jungman and M. Kamionkowski, *Physics Report* 267 (1996) 195–373.
- [2] D. Clowe et al., *Astrophys. J.* 648 (2006) 109–113.
- [3] F. Aubin, *Caractérisation spatiale des évènements dans les détecteurs PICASSO*, Mémoire de maîtrise, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal (2007).
- [4] F. Zwicky, *Helvetica Physica Acta* 6 (1933) 110–127.
- [5] D. E. Groom et al., *Eur. Phys. J. C* 15 (2000).
- [6] F. Zwicky, *Astrophys. J.* (1937) 86–217.
- [7] V. C. Rubin and W. K. J. Ford, *Astrophys. J.* 159 (1970) 379–403.
- [8] H. Ohanian and R. Ruffin, *Gravitation and spacetime*, Norton (1994).
- [9] P. A. R. Ade et al., *Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*.
- [10] P. A. R. Ade et al., *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters* (2014).
- [11] R. H. Cyburt, B. D. Fields and K. A. Olive, *Phys. Lett. B* 567 (2003) 227–234.
- [12] J. Beringer et al., *The review of particle physics* (2012).
- [13] J. D. Bekenstein and R. H. Sanders, *A primer to relativistic MOND theory* (2005).
- [14] E. Tempel, A. Hektor and M. Raidal, *JCAP* 1209 (2012) 032.
- [15] I. V. Moskalenko et al., *ICRC* (2013).
- [16] Y.-Z. Chen et al., *Commun. Theor. Phys.* 55 (2011) 1059–1064.

- [17] D. R. Tovey et al., *Phys.Lett. B* 488 (2000) 17–26.
- [18] M.-H. Genest, Recherche du neutralino avec le détecteur ATLAS et PICASSO, Thèse de doctorat, Département de physique Faculté des arts et sciences Université de Montréal (2007).
- [19] N. I. for Standards et Technology, <http://webbook.nist.gov/>.
- [20] F. Seitz, *Physics of Fluids* 1 (1958) 2–13.
- [21] M. J. Harper and J. C. Rich, *Nucl. Inst. and Meth. A*336 (1993) 220.
- [22] J. Ziegleri, <http://www.srim.org/>.
- [23] A. J. Robinson and R. L. Judd, *Heat MassTrans* 47 5101 (2004).
- [24] Y. N. Martynyuk and N. S. Smirnova, 1991 *Sov. Phys. Acoust* 37 76 (1991).
- [25] R. E. Apfel and F. D’Errico, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res A* 476 (2002) 298–303.
- [26] A. E. Robinson, *Phys.Rev. C* 89 (2014) 3 032801.
- [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 (2009).
- [28] M. C. Piro and T. Morlat PICASSO Scientific Technical Report (2007).
- [29] S. Archambault et al., *New J. Phys.* 13 (2011) 043006.
- [30] M.-C. Piro, Analyse et modélisation de la réponse des détecteurs du projet PICASSO pour la recherche de la matière sombre, Thèse de doctorat, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal (2012).
- [31] S. Archambault et al., *Phys. Lett. B* 711 (2012) 153.