

Université de Montréal

**Étude et caractérisation de détecteurs à liquide en surchauffe**

par  
Mirjam Fines-Neuschild

Département 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

© Mirjam Fines-Neuschild, 2014.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Étude et caractérisation de détecteurs à liquide en surchauffe**

présenté par:

Mirjam Fines-Neuschild

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Louis-André Hamel,	membre du jury

Mémoire accepté le: .....

## RÉSUMÉ

Les preuves astronomiques stipulent qu'environ 4% de la densité de masse-énergie de l'univers serait composé d'atomes. Le reste est séparé entre la matière sombre, qui représente 24% de la densité de masse-énergie, et l'énergie sombre, qui s'accapare les 71% restant. Le neutralino est une particule prédite par la théorie de la supersymétrie et est un candidat à la composition de la matière sombre. Le Projet d'Identification des Candidats Supersymétriques Sombres (PICASSO) vise à détecter le neutralino en utilisant des détecteurs à gouttelettes de  $C_4F_{10}$  en surchauffe. Lors du passage d'une particule dans les gouttelettes de  $C_4F_{10}$ , une transition de phase aura lieu si l'énergie déposée est au-delà du seuil prédit par le critère de nucléation d'une transition de phase (théorie de Seitz). L'onde acoustique émise durant la transition de phase est ensuite transformée en impulsion électrique par des capteurs piézoélectriques placés sur le pourtour du détecteur. Le signal est amplifié, numérisé puis enregistré afin de pouvoir être analysé par des outils numériques. L'ouvrage qui suit présente les travaux effectués sur la compréhension des signaux des détecteurs à gouttelettes en surchauffe dans le but d'améliorer la discrimination du bruit de fond. Un détecteur à petites gouttelettes,  $r \approx 15\mu m$  a été étudié et comparé à une simulation Monte Carlo. Il s'est avéré que les possibilités de discrimination du bruit de fond provenant des particules alpha étaient réduites pour un détecteur à petites gouttelettes, et ce en accord avec le modèle théorique. Différentes composantes du système d'acquisition ont été testées dont le couplage entre le capteur piézoélectrique et la paroi en acrylique, l'efficacité des capteurs piézoélectriques à gain intégré et les conséquences de la force du gain sur la qualité du signal. Une comparaison avec des résultats de l'expérience SIMPLE (Superheated Instrument for Massive Particle Experiments) a été effectuée en mesurant des signaux de détecteurs PICASSO à l'aide d'un microphone électrostatique à électret. Il a été conclu que les détecteurs PICASSO ne parviennent pas à reproduire la discrimination quasi parfaite présentée par SIMPLE.

**Mots clés :** Matière sombre, neutralino,  $C_4F_{10}$ , PICASSO, supersymétrie, système d'acquisition, WIMP.

## ABSTRACT

Experimental measurements show that only 4% of the mass-energy density of the universe is made of atomic matter. Dark matter and dark energy are responsible for 24% and 71% of the mass-energy density. The theory of supersymmetry predicts a new set of particles. The neutralino, which is the lightest stable particle, is one of the favorite candidates for dark matter. The Project in Canada to Search for Supersymmetric Objects (PICASSO) seeks dark matter using superheated droplets detectors (SDD). A phase transition occurs when a particle interact with a  $C_4F_{10}$  droplet and deposits enough energy within a certain critical radius. An acoustic wave is created during this phase transition and piezoelectric sensors transform this acoustic signal into an electrical signal. This signal is then amplified, digitised and recorded for further analysis. In this work is presented a study on superheated droplets detectors aiming in particular at an improvement of the alpha background discrimination. The data acquisition system has been tested in order to check the coupling between the piezoelectric sensors and the acrylic wall of the detector, the efficiency of the amplifier gain of the piezoelectric sensors and the effect of the gain on the quality of the signal. The SIMPLE (Superheated Instrument for Massive Particle Experiments) experiment stated that they could obtain a 97% discrimination of the alpha background using superheated droplets detectors and electric microphones. This work concludes that PICASSO detectors are not sensitive to this effect. Finally, a small droplet detector has been studied and it has been concluded that a small droplets site does not improve the alpha background discrimination.

**Keywords:** Dark matter, neutralino, WIMP, PICASSO,  $C_4F_{10}$ , supersymmetry (SUSY), acquisition system.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>RÉSUMÉ</b> . . . . .	<b>iii</b>
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .	<b>viii</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .	<b>ix</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> . . . . .	<b>xvi</b>
<b>AVANT-PROPOS</b> . . . . .	<b>xvii</b>
<b>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 2 : LA MATIÈRE SOMBRE</b> . . . . .	<b>3</b>
2.1 La cosmologie . . . . .	3
2.1.1 Évolution de l'univers . . . . .	3
2.1.2 Principe cosmologique et modèle standard cosmologique . . . . .	5
2.2 Les preuves d'existence de la matière sombre . . . . .	8
2.2.1 Les courbes de rotation des galaxies . . . . .	8
2.2.2 Les effets de lentilles gravitationnelles . . . . .	9
2.2.3 Le rayonnement fossile et la constante cosmologique . . . . .	11
2.3 Les modèles théoriques en physique des particules . . . . .	13
2.3.1 Historique des théories en physique des particules . . . . .	14
2.3.2 La théorie actuelle : le modèle standard . . . . .	16
2.3.3 La supersymétrie . . . . .	17
2.4 Les candidats à la matière sombre . . . . .	19
2.4.1 Axions . . . . .	19
2.4.2 MACHOS . . . . .	19
2.4.3 Neutrinos . . . . .	20

2.4.4	Photons sombres . . . . .	20
2.4.5	WIMPS . . . . .	21
<b>CHAPITRE 3 : LA DÉTECTION DE MATIÈRE SOMBRE . . . . .</b>		<b>22</b>
3.1	Détection directe . . . . .	22
3.1.1	Théorie de la détection . . . . .	22
3.1.2	Expériences de détection directe . . . . .	24
3.1.3	Signal de matière sombre . . . . .	25
3.1.4	Limites actuelles sur la section efficace . . . . .	26
3.2	Détection indirecte . . . . .	27
3.3	Production en collisionneurs . . . . .	27
3.4	Les détecteurs à liquide en surchauffe . . . . .	27
<b>CHAPITRE 4 : LES DÉTECTEURS À LIQUIDE EN SURCHAUFFE . . . . .</b>		<b>28</b>
4.1	Théorie de Seitz . . . . .	28
4.2	L'expérience PICASSO . . . . .	30
4.2.1	Les avantages du fluor comme choix de matière active . . . . .	30
4.2.2	Anatomie des détecteurs de l'expérience PICASSO . . . . .	30
4.2.3	Méthode de fabrication du détecteur PICASSO . . . . .	32
4.2.4	Système d'acquisition de données . . . . .	33
4.2.5	Étalonnage des détecteurs PICASSO aux neutrons monoénergétiques . . . . .	35
4.2.6	Réponse du détecteur PICASSO aux différents types de particules . . . . .	38
4.2.7	Méthodes d'analyse des signaux . . . . .	39
4.2.8	La détection de matière sombre selon PICASSO . . . . .	42
4.3	L'expérience COUPP . . . . .	44
4.4	L'expérience PICO . . . . .	46
4.5	L'expérience SIMPLE . . . . .	49
<b>CHAPITRE 5 : ÉTUDE D'UN DÉTECTEUR PICASSO À PETITES GOUTTE- TELETTES . . . . .</b>		<b>51</b>
5.1	Amplitude du signal en fonction du diamètre des gouttelettes . . . . .	51
5.2	Méthode de fabrication d'un détecteur à petites gouttelettes . . . . .	54
5.3	Test d'étalonnage . . . . .	54

5.3.1	Taux de comptage des détecteurs PICASSO en fonction de l'énergie et de la température . . . . .	55
5.3.2	Montage et résultats du détecteur à petites gouttelettes . . . . .	57
5.4	Effet de l'américium et du radon sur les variables de discrimination . . . . .	58
5.4.1	Simulation numérique de la réponse acoustique des contaminants alpha en fonction de la taille des gouttelettes . . . . .	59
5.4.2	Montage et comparaison des résultats avec la simulation Géant4 . . . . .	61
5.5	Conclusion . . . . .	63
<b>CHAPITRE 6 : ÉTUDE DU SYSTÈME D'ACQUISITION DE DONNÉES DE L'EXPÉRIENCE PICASSO . . . . .</b>		<b>65</b>
6.1	Effet de la graisse à vide et de l'enchâssement des capteurs piézoélectriques . . . . .	65
6.2	Effets du gain . . . . .	67
6.3	Capteurs piézoélectriques à gain intégré . . . . .	71
6.4	Simulation Monte Carlo de correction du gain selon l'angle solide . . . . .	73
<b>CHAPITRE 7 : ÉTUDE ACOUSTIQUE DES BASSES FRÉQUENCES D'UN DÉTECTEUR PICASSO . . . . .</b>		<b>77</b>
7.1	Simulation Monte Carlo des interactions multiples des particules alpha . . . . .	77
7.2	Description expérimentale de la discrimination alpha-neutron de l'expérience SIMPLE . . . . .	79
<b>CHAPITRE 8 : CONCLUSION . . . . .</b>		<b>84</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE . . . . .</b>		<b>86</b>

## LISTE DES TABLEAUX

2.I	Paramètres du modèle $\Lambda$ CDM tel que calculé à partir des neuf ans de mesures du <i>Wilkinson Microwave Anisotropy Probe</i> (WMAP) et du satellite Planck . . . . .	13
6.I	Configurations de graisse à vide et d'enchâssement des capteurs piézoélectriques et la couleur de la courbe sur la figure 6.2. . . . .	66
6.II	Résultats de l'amplitude des cartes d'amplification selon voltage du générateur de fonction pour le gain faible. Les unités sont en volt de pic à pic. Le rapport est sans unités. . . . .	68
6.III	Caractéristiques de la source 227Ac-Be de l'Université de Montréal. . . . .	69
6.IV	Résultats de l'amplitude des cartes d'amplification selon le voltage du générateur de fonction pour le gain élevé. . . . .	69
7.I	Caractéristiques de la simulation Monte Carlo sur la probabilité de doubles interactions d'une particule alpha. . . . .	78
7.II	Résultats moyens de dix simulations Monte Carlo sur la probabilité de doubles interactions d'une particule alpha. . . . .	78
7.III	Caractéristiques du microphone WP-23502-000 . . . . .	79



## LISTE DES FIGURES

2.1	Composition de l'univers tel que mesuré actuellement . . . . .	3
2.2	Diagramme de l'évolution de l'univers . . . . .	4
2.3	Fond diffus cosmologique . . . . .	5
2.4	Représentation géométrique des trois univers possibles . . . . .	6
2.5	Courbes de rotation de galaxies spirales . . . . .	9
2.6	Diagramme de l'effet de lentille gravitationnelle . . . . .	10
2.7	Collision entre deux amas de galaxies . . . . .	11
2.8	Spectre de puissance angulaire des fluctuations de températures en fonction du moment multipolaire tel que mesuré par WMAP. La courbe est ajustée aux données et permet de calculer $C_l$ . . . . .	12
2.9	La découverte des particules au début du XXe siècle . . . . .	14
2.10	Un supermultiplet . . . . .	15
2.11	Particules du modèle standard . . . . .	16
2.12	Valeur des forces de couplage en fonction de l'énergie des interactions. $\alpha_1$ est la constante de couplage de la force forte, $\alpha_2$ est la constante de couplage de la force faible et $\alpha_3$ est la constante de couplage de l'interaction électromagnétique. À gauche se trouvent les courbes prédites par le modèle standard et à droite se trouvent les courbes prédites par le modèle standard supersymétrique minimaliste (MSSM). . . . .	17
2.13	Études des photons sombres . . . . .	20
3.1	Différentes possibilités de détection de matière sombre . . . . .	22
3.2	Positionnement du soleil et de la Terre dans le plan galactique . . . . .	23

3.3	Sections efficaces indépendantes du spin en fonction de la masse du WIMP. Les lignes pleines présentent les limites actuelles, les projections des limites sont en pointillés et les régions où un signal a été enregistré sont délimitées par des contours fermés. La grande bande pointillée présente une approximation du bruit de fond des neutrinos solaires, des neutrinos atmosphériques et des neutrinos de supernovae. Enfin, les régions ombragées sont des prédictions théoriques de certains modèles. . . . .	26
4.1	Schéma des forces présentes lors de la surchauffe. En rouge est la force exercée par la pression de vapeur du liquide. La force exercée par la pression atmosphérique est présentée en vert et en bleu se trouve la contribution de la tension de surface. Si la force de la pression de vapeur du liquide est inférieure à la somme des forces de la pression atmosphérique et de la tension de surface, la bulle disparaîtra. . . . .	29
4.2	Trente-deux détecteurs PICASSO dans les installations de SNOLAB, à Sudbury. La photographie a été prise lors d'une opération d'entretien visant à remplacer des cartes d'amplification défectueuses. . . . .	31
4.3	Quatre des trente-deux détecteurs PICASSO dans un système de contrôle de la température et de la pression à SNOLAB. . . . .	32
4.4	Fonction d'onde enregistrée par les capteurs piézoélectriques de deuxième génération des détecteurs PICASSO. Le nombre d'échantillons est de 8192 et la durée du signal est d'environ <i>10ms</i> . . . . .	34
4.5	Schéma de l'accélérateur Tandem et de la salle des cibles de l'Université de Montréal. . . . .	35
4.6	Réponse d'un module PICASSO de 10 et 15 mL à des neutrons monoénergétiques en fonction de la température. De gauche à droite sont présentées les énergies de neutrons de 4 MeV, 3 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4,8 keV. Les courbes sont des régressions en tenant compte de simulations numériques des interactions entre le $C_4F_{10}$ et les neutrons. . . . .	36

4.7	<p>Courbe d'étalonnage du seuil d'énergie du <math>^{19}\text{F}</math> en fonction de la température. Les points sont mesurés à partir des seuils obtenus à l'aide de neutrons monoénergétiques (voir figure 4.6). Les points ouverts sont des mesures de seuil du bruit de fond de particules alpha obtenues avec un détecteur PICASSO 4.5L. . . . .</p>	37
4.8	<p>Réponse du détecteur PICASSO en fonction de différents types de particules. L'axe du bas est l'énergie de seuil et est corrélé à la température d'utilisation. Les carrés présentent la réponse en fonction des rayons gamma de 1,75MeV et des particules au minimum d'ionisation (MIP). La courbe rouge représente l'énergie du recul du <math>^{19}\text{F}</math> en fonction d'une collision avec un WIMP de masse de <math>50\text{GeV}/c^2</math>. Les points circulaires correspondent aux neutrons polyénergétiques d'une source Ac-Be. Enfin, la réponse du détecteur aux particules alpha au pic de Bragg est donnée pour l'américium (triangles) et le recul du plomb de désintégration du radium (points). . . . .</p>	39
4.9	<p>Signal enregistré par les piézoélectriques et sa transformée de Fourier rapide (FFT). . . . .</p>	40
4.10	<p>Distribution de l'énergie acoustique du signal pour un étalonnage aux neutrons produits par une source AmBe en fonction de la température. . . . .</p>	40
4.11	<p>Graphique de la distribution de la pente du signal, variable RVar, en fonction de la puissance intégrée du signal, variable EVar. Les mesures ont été prises à <math>45^\circ\text{C}</math> pour un étalonnage aux neutrons. . . . .</p>	42
4.12	<p>Limites des sections efficaces à 90% publiées en 2012 et projetées pour la prochaine publication par l'expérience PICASSO dans le secteur dépendant, à gauche, et indépendant, à droite, du spin. Les courbes rouges présentent les résultats pour la publication de 2009 et de 2012 tandis que les courbes pointillées sont des projections pour 2014. À titre de comparaison, les résultats des expériences KIMS, COUPP et SIMPLE sont présentés. Sont aussi présentés les résultats de DAMA-LIBRA. . . . .</p>	43

4.13	Effet de la diminution du bruit de fond et de l'augmentation de l'exposition sur la sensibilité de l'expérience PICASSO. . . . .	44
4.14	Photographie d'une des chambres à bulles de l'expérience COUPP. L'image de gauche présente une transition de phase induite par un muon, celle du centre présente une diffusion multiple induite par un neutron et à droite est présenté un événement induit par une seule nucléation d'un neutron. . . . .	45
4.15	Membres de la collaboration PICO lors de la rencontre de novembre 2013 à l'Université de Montréal dont l'auteure du mémoire, située au centre. . . . .	46
4.16	Réponse en fonction de l'énergie de la chambre PICO-0.2L au $C_3F_8$ . Les données sont comparées à celles obtenues précédemment avec les étalonnages aux neutrons monoénergétiques des détecteurs PICASSO au $C_4F_{10}$ . . . . .	47
4.17	Événement datant de décembre 2013 dans la chambre PICO-2L où 11 bulles sont présentes sur une même image. L'événement est causé par la diffusion multiple d'un seul neutron. . . . .	48
4.18	Compilation des limites, lignes pleines, et projections, lignes pointillées, des sections efficaces dépendantes du spin en fonction de la masse de WIMP à une sensibilité de 90%.Le graphique de gauche montre la section efficace pour la diffusion WIMP-neutron (SI), tandis que celle de droite affiche la section efficace pour la diffusion WIMP-proton (SD). . . . .	49
4.19	Histogramme du logarithme de l'amplitude au carré des étalonnages alpha et neutrons. La ligne pointillée est la coupure à $A=100mV$ où se trouve la discrimination de 97% des neutrons, courbe rouge, et des particules alpha, courbe bleue. . . . .	50
5.1	Amplitude du signal en fonction du diamètre des bulles. La légende présente la distance entre la bulle et le capteur piézoélectrique. . . .	51

5.2	Amplitude du signal en fonction de la distance entre la bulle et le capteur piézoélectrique. La droite présente la régression linéaire utilisée pour renormaliser l'amplitude en fonction de la distance entre la bulle et le capteur piézoélectrique. . . . .	52
5.3	Amplitude du signal renormalisé selon la distance en fonction du diamètre des bulles. La légende présente la distance entre les bulles et le capteur piézoélectrique. . . . .	53
5.4	Réponse d'un détecteur PICASSO contaminé aux émetteurs alpha. Les carrés et triangles représentent les alphas provenant du $^{226}\text{Ra}$ tandis que les cercles proviennent de la contamination à $^{241}\text{Am}$ . . . . .	55
5.5	Schéma de deux types d'événements dont les traces des particules sont en pointillé et les protobulles en rouge. . . . .	56
5.6	Taux de comptage en fonction de la température pour une étude du bruit de fond alpha, $^{241}\text{Am}$ , du détecteur Berna à petites gouttelettes. . . . .	57
5.7	Distribution du paramètre de l'énergie acoustique en fonction de la température pour un détecteur standard de 4.5 litres contaminé aux particules alpha provenant de l'intérieur de la gouttelette. La courbe rouge présente l'étalonnage aux neutrons avec la source AcBe. . . . .	58
5.8	Simulation Geant 4 sur l'effet du radon. Le graphique présente la fraction du deuxième pic en fonction de la température pour plusieurs tailles de gouttelettes. . . . .	59
5.9	Simulation Geant 4 sur l'effet du radon. Le graphique présente la fraction du premier pic, en rouge, et du deuxième pic, en bleu, en fonction de la température pour des gouttelettes de 20 micromètres. . . . .	60
5.10	Variable EVAR pour un étalonnage aux neutrons, courbe bleue, et un bruit de fond provenant du radon, courbe rouge. Les principales variables d'analyse, voir tableau 4.III, de l'expérience PICASSO ont été calculées et les coupures ont été faites afin d'exclure les événements indésirables. Les mesures de la figure a) ont été prises à $33^{\circ}\text{C}$ , celles de b) à $35^{\circ}\text{C}$ , celles de c) à $38^{\circ}\text{C}$ et celles de d) à $45^{\circ}\text{C}$ . . . . .	62

5.11	Variable EVAR pour un étalonnage aux neutrons, courbe bleue, et un bruit de fond provenant de l'américium, courbe rouge. Les principales variables d'analyse, voir tableau 4.III, de l'expérience PICASSO ont été calculées et les coupures ont été faites afin qu'il ne reste que les événements provenant de gouttelettes en expansion. Les mesures de la figure a) ont été prises à 33°C et celles de b) à 45°C. . . . .	63
6.1	Schéma du montage permettant de mesurer l'effet de la graisse à vide et de l'enchâssement des capteurs piézoélectriques sur la qualité des signaux . . . . .	65
6.2	Transformée de Fourier moyenne des signaux captés par un des capteurs piézoélectriques pour chacune des configurations. Une description de chacune des configurations est donnée au tableau 6.I . . . . .	67
6.3	Montage schématisé permettant de comparer les gains des différents amplificateurs. $P_e$ est le capteur piézoélectrique émetteur du signal du générateur de fonction et $P_r$ est le capteur piézoélectrique receveur. . . . .	68
6.4	Histogramme de la variable PICASSO EVar pour le détecteur 93. L'étalonnage aux neutrons est en bleu et pour la mesure de bruit de fond, dominé par les particules alpha, est en rouge. Ces mesures ont été prises à une température de 45°C. a) Amplitude du signal correspondant au nouveau gain, gain faible. b) Amplitude du signal correspondant à l'ancien gain, gain élevé. Les événements présentés sont ceux qui ont survécu aux coupures sur les variables EVar, Fvar, Qsigma et Qvar. . . . .	70
6.5	Détecteur 93 dans le contrôleur de température et pression (TPCS) avec les capteurs piézoélectriques à gain intégré. . . . .	71
6.6	EVar à la suite des coupures appliquées par les différentes variables. La courbe rouge présente les données de bruit de fond tandis que la courbe bleue est celle de l'étalonnage aux neutrons. Les mesures ont été prises à 45°C . . . . .	72
6.7	Définition en coordonnée polaire des angles $\theta$ et $\phi$ . . . . .	73

6.8	Distribution de l'intensité totale calculée à partir de la somme des angles solides pour 50 000 événements. . . . .	74
6.9	Correction sur le gain de manière radiale et angulaire dans le plan central du détecteur, c'est-à-dire $z = 0$ . Les régions où l'amplitude du facteur de correction est petite sont situées en face des senseurs piézoélectriques. . . . .	75
6.10	À gauche, paramètre d'énergie acoustique du signal, PVar, avant et après la correction du gain selon la position. À droite, variable proportionnelle à l'amplitude au carré du signal avant et après la correction du gain selon la position. Les mesures ont été prises par le détecteur 93 à 45°C. . . . .	76
7.1	Photographie du microphone WP-23502-000 dans son port. . . . .	80
7.2	Montage schématisé visant à observer la réponse acoustique d'un microphone à électret des événements dans un détecteur de l'expérience PICASSO. Le senseur piézoélectrique enclenche l'acquisition de données du microphone. . . . .	80
7.3	Exemple d'un signal brut enregistré par le microphone. . . . .	81
7.4	Moyenne de la transformée de Fourier des signaux pris avec un microphone. . . . .	82

## REMERCIEMENTS

En premier lieu, je tiens à remercier Monsieur Viktor Zacek pour m'avoir dirigé, conseillé et motivé dans mes travaux. Je remercie aussi les membres de la collaboration PICASSO et PICO pour leurs conseils et collaboration. J'offre un grand merci à mes collègues de bureau qui étaient toujours présents et encourageants. Je remercie Louis Godbout, Nikolai Starinski, Yannick Landry-Ducharme, Jean Soucy et Tomy Arial pour leur aide quant à la fabrication de mes montages expérimentaux et à l'utilisation de l'accélérateur de particules. Je remercie le département de physique pour son soutien et son aide administrative.

Je remercie mes vaillants correcteurs, Viktor Zacek, Jacques César, Louis Renaud-Desjardins et Éric Dupuis.

Je voudrais remercier ma famille et mes étudiants de travaux pratiques qui testent mes connaissances scientifiques avec toutes sortes de questions.

Enfin, je remercie mon père pour sa curiosité envers mes travaux et ses nombreux encouragements.



## AVANT-PROPOS

À titre d'étudiante à la maîtrise dans l'expérience PICASSO, j'ai participé à la fabrication des capteurs piézoélectriques qui ont été utilisés lors de la dernière phase d'expansion de l'expérience. J'ai aussi été à SNOLAB dans le cadre d'une opération d'entretien. En particulier, j'ai participé à une mission de réparation et de remplacement des cartes d'amplification qui étaient défectueuses en février 2013. Plusieurs semaines par an, j'ai effectué de la surveillance à distance de la prise de données à SNOLAB. J'ai participé à une étude sur les corrélations des variables d'analyse. Enfin, mes contributions relatives au mémoire qui suit sont présentées dans l'introduction.

En octobre 2013, je suis retournée à SNOLAB afin de travailler à l'installation de la chambre PICO-2L. J'ai aussi contribué à l'étalonnage du détecteur PICO-0.1L en utilisant l'accélérateur TANDEM du laboratoire R-J-A Lévesque. Les résultats de ces mesures seront présentés dans la prochaine publication de la collaboration PICO.

D'un autre côté, j'ai aussi présenté mes résultats aux rencontres de collaboration des expériences PICASSO et PICO. J'ai présenté une affiche au congrès de l'association des physiciens, ACP, en mai 2013. Durant mes études, j'ai présenté à diverses reprises le projet PICASSO aux étudiants du département de physique de l'université de Montréal lors de conférences au JARÉPUM, FlashBAC et FREQ.

# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION

Le début du XXI<sup>e</sup> siècle a été marqué par la découverte du boson de Higgs et de sa nobélisation. En effet, ce sont les expériences ATLAS et CMS situées au grand collisionneur de l'organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN) qui ont accompli cet exploit en 2012. Ensuite, François Englert et Peter Higgs se sont partagé le prix Nobel de physique de 2013 pour avoir postulé l'existence du champ de Higgs et de sa particule associée, le boson de Higgs. La théorie actuelle en physique des particules, le modèle standard, semble complète. Cependant, cette théorie ne parvient pas à tout expliquer, comme la masse des neutrinos. Les yeux des scientifiques sont maintenant rivés sur la suite telle la théorie de la supersymétrie (SUSY) qui impliquerait l'existence d'une multitude de particules aux propriétés inconnues.

La prochaine décennie pourrait aussi voir la réponse à une autre grande question en suspens : quelle est la composition de la matière sombre ? Depuis 1924, des preuves se sont accumulées quant à la présence d'une masse manquante dans l'univers. Plusieurs groupes de recherche tentent de mesurer sa présence par diverses techniques. Les expériences PICASSO et PICO utilisent des liquides riches en fluor et en état de surchauffe afin de pouvoir détecter directement le passage des particules de matière sombre.

Le mémoire présente mes travaux dans le cadre des expériences PICASSO et PICO. La première section sera consacrée à une introduction aux théories liées à la matière sombre. Suivra une section décrivant la recherche de la matière sombre et plus précisément la recherche par les détecteurs en surchauffe. Je présenterai ensuite plus particulièrement mes contributions. L'objectif des travaux présentés dans cet ouvrage est de bonifier la sensibilité des détecteurs PICASSO en oeuvrant entre autres sur la résolution du paramètre d'énergie acoustique. Dans cette optique, j'ai étudié un détecteur PICASSO composé de petites gouttelettes et vérifié, à l'aide d'un étalonnage du bruit de fond alpha, ses caractéristiques. D'autre part, j'ai voulu comparer les résultats d'une simulation numérique affirmant que les détecteurs à petites gouttelettes sont sensibles aux effets de la trace et du pic de Bragg de déposition d'énergie des particules alpha, et ce à plus haute tempéra-

ture que les détecteurs PICASSO usuels. J'ai effectué une étude du système d'acquisition en caractérisant l'effet du positionnement des capteurs piézoélectriques, la pertinence des capteurs piézoélectriques à gain intégrés et l'effet du gain dans le système d'amplification. De plus, j'ai effectué une simulation Monte Carlo visant à quantifier l'amélioration de la résolution de la distribution du paramètre d'énergie acoustique selon une correction du gain en fonction de l'angle solide soutenu par les capteurs piézoélectriques. J'ai vérifié par simulation Monte Carlo l'impossibilité d'une discrimination  $\alpha$ -neutron étudiant les interactions multiples des particules alpha sur leur trace. Enfin, j'ai étudié le spectre des basses fréquences, c'est-à-dire en deçà de 18kHz, des détecteurs PICASSO en usant d'un microphone à condensateur.

## CHAPITRE 2

### LA MATIÈRE SOMBRE

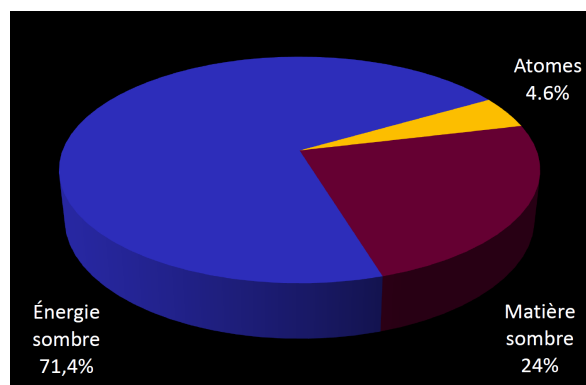


Figure 2.1 – Composition de l’univers tel que mesuré actuellement

Tel que présenté à la figure 2.1, les observations expérimentales permettent de déduire que la matière sombre composerait 24% et l’énergie sombre 71,4% de la masse et l’énergie de l’univers. Malgré l’angoisse que peut susciter le fait de ne connaître qu’une infime partie du monde, la communauté scientifique possède un arsenal de théories permettant d’expliquer un tel phénomène. Le chapitre débute par une description de la cosmologie, qui décrit l’évolution de l’univers. Par la suite, seront décrites les théories actuelles en physique des particules, qui recherche les constituants fondamentaux de la matière.

#### 2.1 La cosmologie

Cette section sur la cosmologie sert d’introduction aux concepts permettant d’affirmer l’existence de la matière sombre. Elle s’amorce par une présentation de l’histoire de l’univers, puis enchaîne avec les principaux concepts cosmologiques.

##### 2.1.1 Évolution de l’univers

La figure 2.2 présente l’évolution de l’univers telle que comprise actuellement. L’espace et le temps auraient été créés lors d’une explosion microscopique appelée «Big Bang». Les causes et caractéristiques des premiers instants demeurent encore floues, mais il est

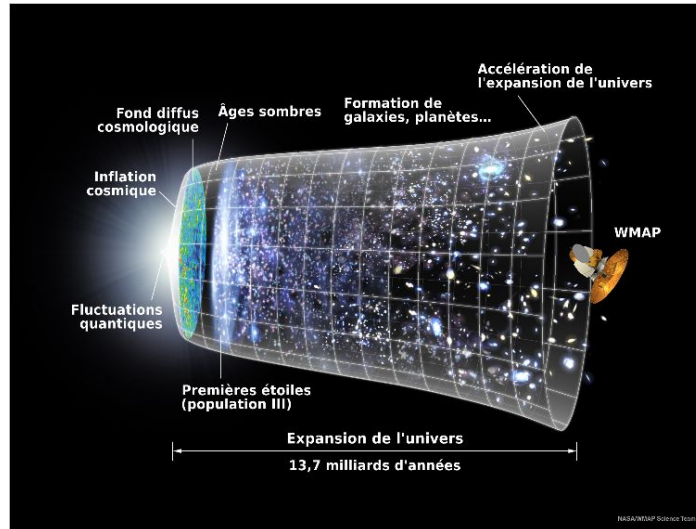


Figure 2.2 – Diagramme de l'évolution de l'univers

certain que l'univers s'est dilaté pour atteindre sa taille actuelle. Il est stipulé qu'au *temps de Planck*, c'est-à-dire à environ  $5,4 \times 10^{-44}$  s, toutes les forces, dont la gravité, étaient unifiées et donc, étaient décrites par la même physique, ou encore, constante de couplage. L'univers se refroidissant en se dilatant, la force gravitationnelle s'est découplée pour former un phénomène distinct.

L'inflation est une théorie développée par Alan Guth. Elle permet d'expliquer l'absence de courbure de l'univers de même que les structures à grandes échelles tels les superamas de galaxies. La période d'inflation est caractérisée par un refroidissement de  $10^{32}$  K à  $10^{28}$  K. L'univers devint  $10^{25}$  fois plus grand qu'avant l'inflation. À ce moment, les particules présentes dans ce plasma de quark, dont le neutralino, acquièrent leur masse actuelle et la force forte se découple suivie par la force faible.

À  $10^{-4}$  seconde, les quarks se condensent pour former les protons et neutrons. À ce moment, l'univers est opaque, car les photons ne peuvent se propager sans interagir constamment. Aussi peu qu'une seconde après le big bang commence la nucléosynthèse qui est la formation des noyaux légers. L'univers était alors dominé par la radiation, mais à  $10^4$  ans, la densité de radiation devient du même ordre que la densité de la matière et la tendance se poursuit alors que l'univers est ensuite dominé par la matière.

Le découplage de la radiation et de la matière survient à  $10^5$  ans et les photons peuvent se propager sans nécessairement interagir avec les électrons. Ce phénomène est nommé la

*recombinaison*, car les électrons se sont combinés avec les noyaux. C'est cette première émission de photons qui forme le rayonnement fossile, voir figure 2.3 tel que cartographié par le satellite Planck, lancé en 2009 par l'agence spatiale européenne.

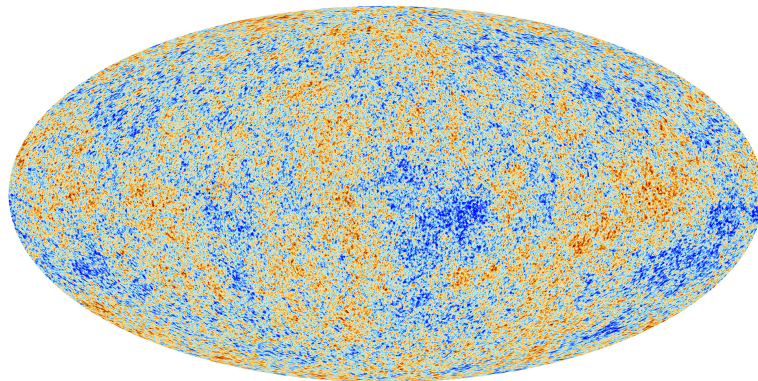


Figure 2.3 – Fond diffus cosmologique

Étant donné que l'univers est devenu transparent, c'est-à-dire que la lumière peut se propager, il est maintenant possible de faire des observations des émissions électromagnétiques. En effet, plus un objet est lointain, plus l'information reçue a été émise il y a longtemps.

Enfin, les premières galaxies se sont formées il y a environ 13 milliards d'années et notre système solaire, il y a 8 milliards d'années.

### 2.1.2 Principe cosmologique et modèle standard cosmologique

La cosmologie se base sur le principe de Copernic où aucun observateur n'est privilégié. Lorsque tous les points d'un univers semblent identiques, celui-ci est dit homogène. De surcroît, lorsque pour un point donné l'univers semble identique dans toutes les directions, l'univers est dit isotrope. Étant donné que l'univers est isotrope et homogène, il est par conséquent invariant sous rotation et sous translation.

Notons que l'homogénéité n'implique pas nécessairement l'isotropie. Soit un champ magnétique homogène,  $\vec{B} = B\hat{z}$ , il n'est point isotrope puisqu'à un point donné, il y a une direction préférentielle au champ magnétique. Cependant, si un espace est isotrope en tout point, il se doit d'être homogène.

La métrique de Minkowski représente un intervalle d'espace-temps dans un univers

cartésien, ou encore, plat. La constante de la célérité,  $c$ , est posée égale à 1.

$$ds^2 = -dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad (2.1)$$

La courbure de cet intervalle d'espace-temps est nulle. Cependant, un univers pourrait avoir une géométrie ouverte ou encore fermée, selon sa courbure. La figure 2.4 présente les différents types d'univers possibles. Un triangle est tracé sur chacune des représentations, car elle montre une caractéristique des courbures de la métrique. Dans un univers plat, la somme des angles internes d'un triangle font  $180^\circ$ , dans un univers fermé, la somme des angles est supérieure à  $180^\circ$  et dans un univers ouvert, la somme des angles est inférieure à  $180^\circ$ .



Figure 2.4 – Représentation géométrique des trois univers possibles

En appliquant l'homogénéité et l'isotropie pour les composantes spatiales et en laissant le temps évoluer, il est possible de construire une nouvelle métrique

$$ds^2 = -dt^2 + R^2(t)d\sigma^2 \quad (2.2)$$

où  $R(t)$  est le facteur d'échelle et  $d\sigma$  les coordonnées spatiales. La métrique de Robertson Walker est obtenue en effectuant quelques changements de variables et renormalisations.

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2 d\Omega^2 \right] \quad (2.3)$$

Sous cette forme,  $\kappa$  représente la courbure de l'univers et de -1, 0 ou +1.  $a(t) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3}$  est le facteur d'échelle pour un temps  $t$  en rapport au temps actuel  $t_0$ . L'équation de Friedmann, 2.5, est obtenue en insérant la métrique de Robertson-Walker, 2.3, dans l'équation

d'Einstein, 2.4.

$$R_{\mu\nu} = 8\pi G \left( T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right). \quad (2.4)$$

$$H^2 = \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{\kappa c^2}{a^2} \quad (2.5)$$

L'équation de Friedmann décrit le facteur d'échelle,  $a(t)$ , en fonction de la densité d'énergie  $\rho$ . De plus,  $H$  est dit le paramètre de Hubble et actuellement le paramètre de Hubble vaut

$$H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (2.6)$$

où  $h = 0.72 \pm 0.008$ . Il est à noter que la densité critique est définie comme suit

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (2.7)$$

et permet de définir le paramètre de densité totale

$$\Omega_{tot} = \frac{\rho}{\rho_c}. \quad (2.8)$$

La condition  $\Omega_{tot} = 1$  est caractéristique d'un univers plat.

Les mesures sur les distances se mesurent principalement par le décalage vers le rouge, *redshift*, celui-ci est défini comme

$$z_{em} = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} \quad (2.9)$$

où  $\lambda_{obs}$  et  $\lambda_{em}$  sont les longueurs d'onde observées et émises. Si la mesure est prise à notre époque, c'est-à-dire que  $a_{obs} - a_0 = 1$ , l'équation se réduit à

$$a_{em} = \frac{1}{1 - z_{em}}. \quad (2.10)$$

Enfin, les récentes mesures montrent que l'expansion de l'univers est en accélération. Pour décrire correctement ce phénomène, il a fallu rétablir la fameuse constante cosmolo-



gique d'Einstein dans l'équation du même nom.

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (2.11)$$

La constante cosmologique,  $\Lambda$ , est mesurable indirectement. Le quotient de la densité d'énergie sombre sur la densité critique  $\Omega_\Lambda = \rho_\Lambda/\rho_c = \Lambda/3H^2$  vaut  $0.692 \pm 0.010$ [5]. La théorie cosmologique  $\Lambda$ CDM décrit un univers plat dominé par une constante cosmologique,  $\Lambda$ , où il existe de la matière sombre froide et les fluctuations adiabatiques initiales ont été amplifiées par l'inflation.

## 2.2 Les preuves d'existence de la matière sombre

L'histoire de la matière sombre débute en 1932 lorsque Oort mesura des indices de matière invisible dans la Voie lactée. Puis, en 1933, fut postulée l'existence de la matière sombre, la *Dunkle Materie*. Fritz Zwicky effectuait des mesures d'effet Doppler sur l'amas de Coma et en comparant la masse obtenue par le théorème du viriel et celle calculée à partir de la luminosité des galaxies, il trouva une différence d'un facteur 400 entre les deux mesures[32].

Il fallut attendre quarante ans pour que déboulent les preuves expérimentales d'une masse invisible telles les anormales courbes de rotation des galaxies, les effets de lentilles gravitationnelles des galaxies et les mesures provenant du fond de radiation cosmologique.

### 2.2.1 Les courbes de rotation des galaxies

La courbe de rotation des galaxies peut être calculée théoriquement. Chaque étoile d'une galaxie suit une orbite suivant la loi de Kepler. La force centrifuge doit être égale à la force gravitationnelle. Soit

$$\frac{v^2}{R} = \frac{GM(R)}{R^2} \quad (2.12)$$

où  $M$  est la masse de la galaxie dans un certain rayon,  $R$ , et  $v$  est la vitesse de l'étoile. Aussi, en isolant la vitesse on trouve

$$v = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}} \quad (2.13)$$

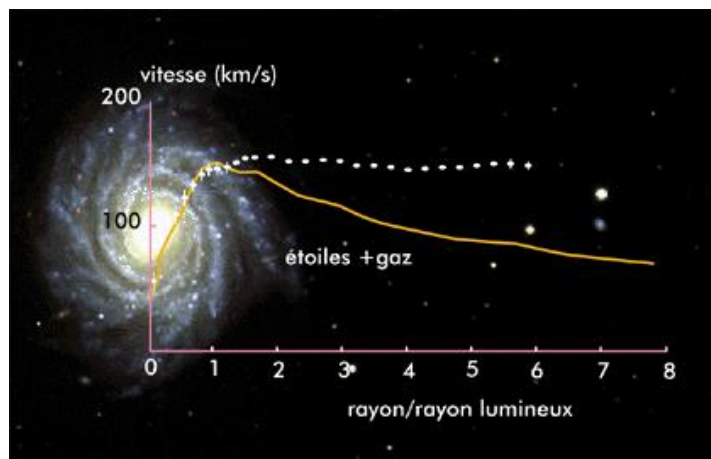


Figure 2.5 – Courbes de rotation de galaxies spirales

Pour de grands rayons, la masse de la galaxie s’approche d’une valeur constante. Il s’en suit que la vitesse des étoiles dans une galaxie doit décroître en  $\frac{1}{\sqrt{R}}$  pour de grands  $R$ .

Au début des années 70, l’astronome Vera Rubin mesura la courbe de rotation de galaxies spirales[26]. La figure 2.5 montre la courbe théorique et celle mesurée pour une galaxie spirale. On note une grande différence entre les deux courbes et Vera Rubin en a déduit qu’il fallait environ six fois plus de masse dans la galaxie pour arriver au même résultat. Ainsi, s’il existe un halo sphérique de matière sombre englobant la galaxie, la masse continuera d’augmenter pour de grands rayons et la vitesse des étoiles aux confins de la galaxie restera constante.

### 2.2.2 Les effets de lentilles gravitationnelles

Johan Soldner fut le premier à publier, en 1804, des calculs concernant une déviation possible de la lumière par la force gravitationnelle du soleil [29]. En supposant que la lumière se comportait comme une particule, il appliqua la théorie gravitationnelle de Newton et obtint le résultat suivant

$$\alpha = \frac{2GM_{\odot}}{c^2R_{\odot}} = 0.83 \text{ arcsec} \quad (2.14)$$

où  $\alpha$  est l’angle de déviation,  $M_{\odot}$  et  $R_{\odot}$  sont la masse et le rayon du soleil,  $c$ , la vitesse de la lumière et  $G$  la constante gravitationnelle. Par la suite, Einstein appliqua les résultats de la théorie de la relativité générale et obtint le même résultat à un facteur deux près. Celui-ci provient de la courbure de la métrique. Ainsi, l’angle de déviation de manière

générale s'écrit

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2} \frac{1}{r}. \quad (2.15)$$

Ainsi, pour le soleil on obtient  $\alpha = 1.74$  arcsec. Cela fut confirmé par Arthur Eddington lors d'une éclipse solaire totale en 1919. Eddington poursuivit ses recherches et supposa que plusieurs chemins lumineux sont possibles entre une source et un observateur[9] tel que montré à la figure 2.6. Puis, Fritz Zwicky montra que les galaxies pouvaient effectivement permettre de visualiser en double un objet lointain. Enfin, Refsdal décrivit en 1964 comment mesurer la constante de Hubble  $H_0$  par effet de lentille gravitationnelle.

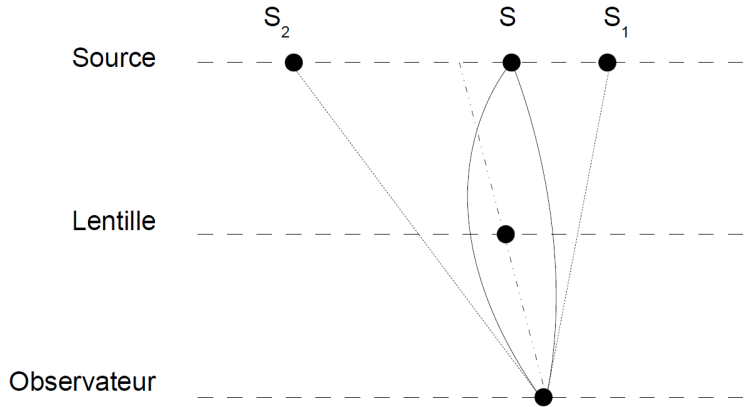


Figure 2.6 – Diagramme de l'effet de lentille gravitationnelle

Aujourd'hui, l'effet de lentille gravitationnelle est utilisé pour faire des mesures de précision sur les masses des objets cosmiques. La figure 2.7 présente la distribution de matière lumineuse et non lumineuse suite à une collision entre deux amas de galaxies nommés *Amas du Boulet* (1E 0657-56). L'impact s'est fait à grande vitesse, soit  $4.5 \times 10^3$  km/s. De plus, le gaz interstellaire a été chauffé jusqu'à une température d'environ  $10^6$  K ce qui résulte, selon la loi du déplacement de Wien  $\lambda_{max} = \frac{hc}{4.965 k_B T}$ , en une phénoménale émission électromagnétique de rayons X. Celle-ci a été mesurée par le satellite Chandra et est en rose sur la figure 2.7[4]. La mesure par effet de lentille gravitationnelle a permis de déterminer les halos de matière sombre, présentés en bleu. Étant en présence d'un décalage spatial entre l'émission électromagnétique et la présence de masse, il se doit d'y avoir une masse invisible. Aussi, puisque la matière sombre devance maintenant le gaz interstellaire dans le mouvement de l'amas, il est conclu que la matière sombre est passée tout droit,



Figure 2.7 – Collision entre deux amas de galaxies

sans interaction.

### 2.2.3 Le rayonnement fossile et la constante cosmologique

Cette section présente une des mesures les plus précises concernant la composition en matière sombre de l'univers. Tel que présenté à la section 2.1.1, le rayonnement fossile a été émis lorsque les électrons se sont combinés aux protons permettant la propagation des photons. En se référant à la figure 2.3, de l'isotropie de la température du rayonnement fossile, il est possible d'établir une température au rayonnement en supposant une émission suivant le spectre du corps noir. Soit la température pour une direction donnée  $T(\theta, \phi)$ , on peut lui soustraire la température moyenne  $\bar{T}$  et la renormaliser.

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \frac{T(\theta, \phi) - \bar{T}}{\bar{T}} \quad (2.16)$$

Soit la série de Fourier pour la surface d'une sphère, c'est-à-dire une expansion en harmoniques sphériques  $Y_m^l(\theta, \phi)$ .

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_m^l(\theta, \phi) \quad (2.17)$$

où  $a_{lm}$  est un coefficient qui caractérise la taille des fluctuations aux différentes échelles. Le spectre de puissance de la radiation angulaire,  $C_l$ , est alors défini comme

$$C_l = \langle |a_{lm}|^2 \rangle. \quad (2.18)$$

Étant donné que les propriétés de l'univers sont indépendantes du choix de l'origine des coordonnées  $\theta - \phi$ , la dépendance de la puissance de la radiation angulaire ne peut être selon l'indice  $m$  définissant l'ordre azimutal.  $C_l$  mesure la déviation de  $a_{lm}$  et indique la taille typique des anisotropies. Étant donné que l'indice  $l$  représente l'échelle angulaire, un petit  $l$  est synonyme de grandes échelles et vice-versa. Approximativement,  $C_l$  présente la taille des fluctuations sur une échelle de  $180^\circ/l$ .

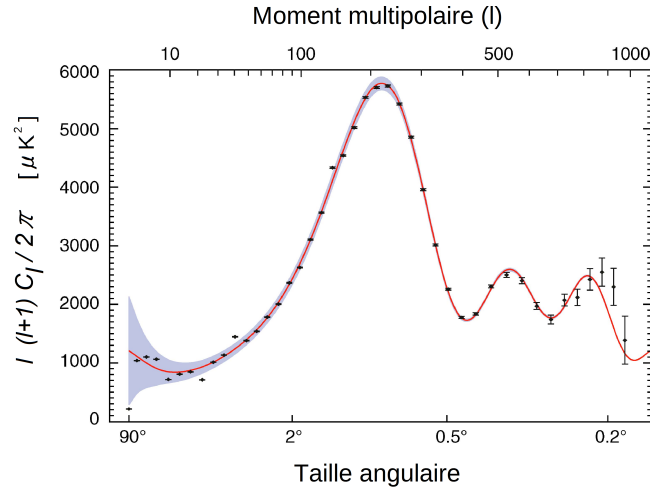


Figure 2.8 – Spectre de puissance angulaire des fluctuations de températures en fonction du moment multipolaire tel que mesuré par WMAP. La courbe est ajustée aux données et permet de calculer  $C_l$ .

La figure 2.8 présente le spectre de puissance angulaire des fluctuations de températures en fonction du moment multipolaire. La sonde *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* est une expérience de la NASA visant à caractériser le rayonnement fossile. Cette mission s'est déroulée de 2001 à 2010 [15]. À partir de ces mesures et de la régression sur le spectre de puissance angulaire des fluctuations de températures, il est possible de déterminer certaines constantes cosmologiques décrivant l'univers selon la théorie du modèle cosmologique  $\Lambda$ CDM. D'autre part, l'agence spatiale européenne a lancé en 2009 le

satellite Planck afin d'améliorer la cartographie du rayonnement fossile et ont aussi calculé les constantes cosmologiques [5] Les paramètres de densité de baryons, de matière sombre et d'énergie sombre sont présentés au tableau 2.I.

	Paramètres du $\Lambda$ CDM	WMAP	Planck
Paramètre de la densité de baryons	$\Omega_b h^2$	$0.02264 \pm 0.00050$	$0.02207 \pm 0.00033$
Paramètre de la densité de matière sombre	$\Omega_c h^2$	$0.1138 \pm 0.0045$	$0.1196 \pm 0.0031$
Paramètre de la densité d'énergie sombre	$\Omega_\Lambda$	$0.721 \pm 0.025$	$0.686 \pm 0.020$

Tableau 2.I – Paramètres du modèle  $\Lambda$ CDM tel que calculé à partir des neuf ans de mesures du *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) et du satellite Planck

Lorsque sont combinées les valeurs de WMAP et de Planck, des mesures d'anisotropie du bruit de fond, des oscillations acoustiques de baryon et de la constante de Hubble, sont obtenues  $\Omega_\Lambda = 0.71$ ,  $\Omega_b = 0.046$  et  $\Omega_c = 0.24$  qui sont les valeurs illustrées à la figure 2.1. Sachant que la densité totale est la somme des densités de chacune des composantes de l'univers,

$$\Omega_{tot} = \frac{\rho}{\rho_c} = \Omega_b + \Omega_c + \Omega_\Lambda \quad (2.19)$$

en utilisant les données du tableau 2.I, la densité totale est environ  $\Omega_{tot} = 1$ . En l'insérant dans une variation de l'équation de Friedmann,  $\Omega - 1 = \frac{\kappa}{a^2 H^2}$ , il faut que  $\kappa = 1$ . Cela démontre que notre univers est plat et contient une contribution importante de matière sombre.

### 2.3 Les modèles théoriques en physique des particules

Le modèle standard est la théorie actuelle en physique des particules qui permet de décrire les interactions entre les particules élémentaires. Il existe trois types de particules élémentaires, les leptons, les quarks et les bosons de jauge. Elles sont dites élémentaires, car il est supposé qu'elles n'ont pas de structure interne. La section suivante présente un bref historique des découvertes amenant à la théorie du modèle standard, qui est décrite par la suite, puis suivie par la théorie de la supersymétrie qui prédit l'existence de nouvelles

particules. La particule la plus légère et stable de la supersymétrie, le neutralino, pourrait expliquer les preuves astronomiques de la matière sombre.

### 2.3.1 Historique des théories en physique des particules

La première particule a été découverte en 1897 par J. J Thomson en étudiant les rayons cathodiques. Ce *corpuscule* pouvant être dévié par un champ magnétique avait un ratio charge-masse énorme indiquant qu'elle avait une grande charge ou une petite masse. Par la suite, George Johnstone Stoney donna le nom *électron* à l'unité fondamentale de charge. Le terme électron dénomma ensuite une particule, de charge 1 et de masse excessivement petite comparées à celle des ions. L'expérience des feuilles d'or par Rutherford a permis de conclure que la masse des atomes était concentrée au centre dans un *noyau*. Rutherford a ensuite renommé le noyau de l'atome d'hydrogène sous le terme *proton*. En 1914, Bohr propose un modèle atomique d'électrons orbitant autour du noyau tel un système planétaire. Cependant, cela ne parvenait pas à expliquer la masse des atomes plus lourds que l'hydrogène. Chadwick découvrit le neutron en 1932.

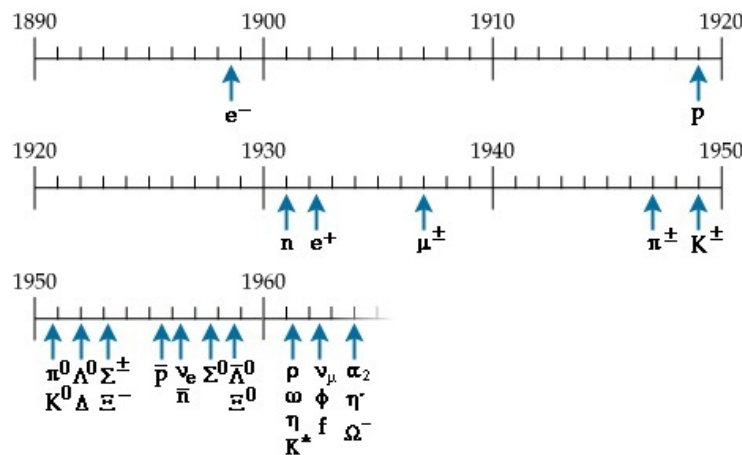


Figure 2.9 – La découverte des particules au début du XXe siècle

Parallèlement, la quantification du rayonnement électromagnétique a été proposée en 1900 dans la théorie du corps noir de Planck avec sa célèbre équation  $E = h\nu$  où  $h$  est la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence.

En 1934, Yukawa a proposé que les protons et neutrons étaient liés par une force, c'est-à-dire un champ, pouvant être quantifié au même titre que le photon quantifiait

le champ électromagnétique. Ses calculs ont proposé que la particule devait avoir une masse d'un sixième d'un proton et donc la nomma méson pour intermédiaire en grec (mesos). Conséquemment, l'électron fut nommé lepton et le proton et neutron, baryon. En 1947, Powell et Bristol découvrirent deux particules provenant des rayons cosmiques correspondant aux caractéristiques posées par Yukawa le pion  $\pi$  et le muon  $\mu$ . Le pion étant le méson prédit par Yukawa.

Au même moment, en 1927, Dirac proposait une équation décrivant l'énergie d'un électron relativiste

$$E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4 \quad (2.20)$$

Cette équation posait un énorme problème. Elle prédisait une solution d'énergie négative. C'est l'apparition de l'antiparticule qui sera confirmée par l'expérience d'Anderson.

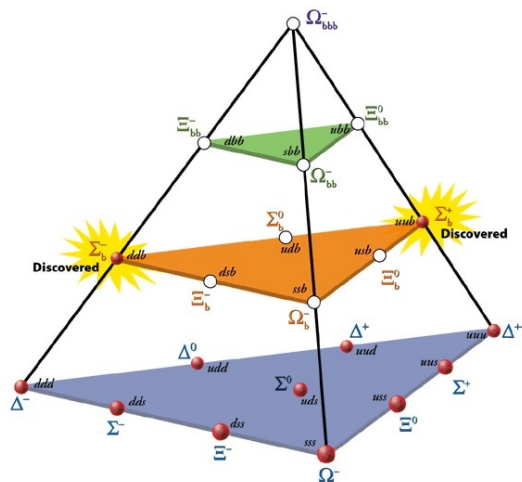


Figure 2.10 – Un supermultiplet

Le neutrino fut proposé quant à lui pour expliquer la désintégration du neutron en proton. Pour un neutron au repos, qui suit la désintégration suivante  $n \rightarrow p^+ + e^-$ , la conservation de la quantité de mouvement assurerait que  $\vec{p}_p = \vec{p}_e$ . Ce faisant, l'électron doit être émis avec une énergie fixe. Ce n'est pas ce qui était observé. Selon les désintégrations, l'énergie de l'électron émis suivait une distribution continue qui ne pouvait être expliquée que par la présence d'une autre particule dans la réaction. C'est ainsi que l'existence du neutrino, petit neutron, fut postulée par Pauli.



L'apparition de signaux étranges dans les chambres à gaz de Rochester et Butler en 1947 remit la théorie des particules en question. Ce n'était qu'un début. Tel que montré à la figure 2.9 on remarque qu'une vingtaine de particules fut découverte. Au milieu de la mêlée Willis Lamb affirma dans son discours de prix Nobel de 1955 que : « *I have heard it said that "the finder of a new elementary particle used to be rewarded by a Nobel Prize, but such a discovery now ought to be punished by a \$ 10000 fine".* » Il était évident qu'il fallait mettre un peu d'ordre dans ce *zoo de particules* un peu à l'image du tableau périodique. C'est ce qui fut fait par Murray Gell-Mann en 1961 avec l'octet de mésons et le décuplet de baryons, qui ont ensuite été généralisés en supermultiplet, voir la figure 2.10. Cette classification a permis de proposer la théorie des quarks.

Enfin, la théorie électrofaible de Glashow, Weinberg et Salam prédisait l'existence de trois bosons vecteurs de la force électrofaible. En 1983, le groupe de Carlo Rubbia annonça la découverte de ces fameux bosons au CERN.

### 2.3.2 La théorie actuelle : le modèle standard

La figure 2.11 présente les trois types de particules élémentaires soit les leptons, les quarks et les bosons de jauge. Les leptons et quarks sont des particules de spin 1/2 et existent en 3 générations de masse différentes dont seule la première génération est stable. Cela signifie que la matière usuelle est composée de quarks up et down, qui composent les protons et neutrons, et d'électrons. Les bosons de jauge sont les médiateurs de force

Particules de matière (fermions)			Particules d'interactions	boson de masse	
	I	II	III		
QUARKS	2.4 MeV +2/3 1/2 <b>u</b> up	1.27 GeV +2/3 1/2 <b>c</b> charm	171.2 GeV +2/3 1/2 <b>t</b> top	0 0 1 <b>γ</b> photon	125 GeV 0 0 <b>H</b> boson de Higgs
	4.8 MeV -1/3 1/2 <b>d</b> down	104 GeV -1/3 1/2 <b>s</b> strange	4.2 GeV -1/3 1/2 <b>b</b> bottom	0 0 1 <b>g</b> gluon	
	<2.2 eV 0 1/2 <b>ν<sub>e</sub></b> neutrino électronique	<0.17 MeV 0 1/2 <b>ν<sub>μ</sub></b> neutrino muonique	<15.5 MeV 0 1/2 <b>ν<sub>τ</sub></b> neutrino tauique	91.2 GeV 0 1 <b>Z<sup>0</sup></b> boson Z	125 GeV 0 0 <b>H</b> boson H
511 KeV -1 1/2 <b>e</b> électron	105.7 MeV -1 1/2 <b>μ</b> muon	1.777 GeV -1 1/2 <b>τ</b> tau	80.4 GeV ±1 1 <b>W<sup>±</sup></b> bosons W		
LEPTONS				BOSONS DE JAUGE	

nom spin charge électrique masse symbole

Figure 2.11 – Particules du modèle standard

et ont un spin de 1. Les médiateurs de la force électromagnétique sont le photon, ceux de la force faible, les bosons  $W$  et  $Z$ , et ceux de la force forte, les gluons. Les photons et gluons n'ont pas de masse tandis que les bosons  $Z$  et  $W$  sont massifs. Le boson de Higgs complète le tableau. Cette particule de spin 0 a été postulée relativement au champ de Higgs afin d'expliquer la masse non nulle des particules élémentaires. Notons enfin que la gravité n'est pas décrite par le modèle standard.

### 2.3.3 La supersymétrie

Le modèle standard n'est pas sans faille. Par exemple, il ne parvient pas à expliquer pourquoi les neutrinos ont une masse. Aussi, cette théorie ne prédit pas de nouvelles particules pouvant composer la matière sombre. Enfin, il est souhaité qu'une théorie fondamentale puisse unifier les forces, c'est-à-dire que pour une certaine énergie, ces forces ont la même constante de couplage. La figure 2.12 présente une représentation des forces de couplage en fonction de l'énergie.

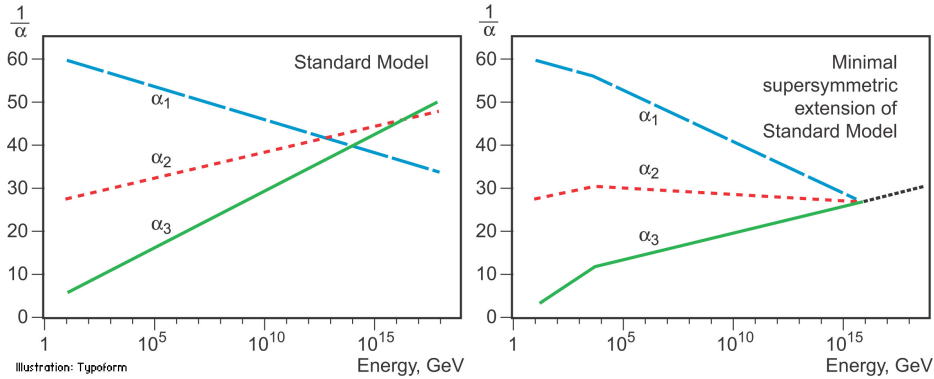


Figure 2.12 – Valeur des forces de couplage en fonction de l'énergie des interactions.  $\alpha_1$  est la constante de couplage de la force forte,  $\alpha_2$  est la constante de couplage de la force faible et  $\alpha_3$  est la constante de couplage de l'interaction électromagnétique. À gauche se trouvent les courbes prédites par le modèle standard et à droite se trouvent les courbes prédites par le modèle standard supersymétrique minimaliste (MSSM).

On remarque qu'à grande énergie, les constantes de couplages décrites ne s'unissent pas. Cette asymétrie évacue la possibilité d'une théorie d'unification et diminue donc la beauté de la théorie. Afin de remédier à ce problème et aux autres mentionnés précédemment, il a été postulé l'existence de partenaires supersymétriques aux particules fondamentales. Ce faisant, les fermions et quarks, de spin  $1/2$  auraient des partenaires de spin 0 ou 1

dénommés sleptons et squarks. De la même manière, les bosons de jauge et le boson de Higgs de spin entier auraient des partenaires de spin demi-entiers soient les photinos, gluinos, zinos, winos et higgsinos. Au-delà de simplement rajouter de nouvelles particules fondamentales, la supersymétrie comprend une nouvelle symétrie entre les fermions et bosons. Aussi, selon les modèles, l'arsenal mathématique permet d'expliquer la masse des neutrinos. Enfin, la matière sombre pourrait être composée de la particule la plus légère, le LSP (lightest supersymmetric particle) ou encore le neutralino, sa masse étant garante de sa stabilité.

Les neutralinos auraient été créés au début de l'univers et auraient permis aux baryons de s'agglomérer pour former les structures actuelles de l'univers. Il s'agit du candidat préférentiel à la matière sombre. Cette particule est une combinaison linéaire du photino, zino et higgsino.

$$\chi = N_{10}^* \tilde{B} + N_{20}^* \tilde{W}^3 + N_{30}^* \tilde{H}_1^0 + N_{40}^* \tilde{H}_2^0 \quad (2.21)$$

Les coefficients  $N_{i0}$  sont déterminés par la matrice suivante selon le calcul de Jungman [18].

$$M_{neut} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z c_\beta s_W & m_Z s_\beta s_W \\ 0 & M_2 & m_Z c_\beta c_W & -m_Z s_\beta c_W \\ -m_Z c_\beta s_W & m_Z c_\beta c_W & 0 & -\mu \\ m_Z s_\beta s_W & -m_Z s_\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Dans cette matrice,  $M_1$  est la masse du Bino et  $M_2$  celle du Wino. D'autre part, la notation  $c_\beta = \cos\beta$  et  $s_\beta = \sin\beta$  a été utilisée où  $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ .  $v_1$  et  $v_2$  sont les *vev* (vacuum expectation value) des deux champs neutres qui brisent la symétrie électrofaible. L'angle de Weinberg,  $\cos\theta_W = \frac{M_W}{M_Z}$ , est le quotient des masses des bosons W et Z. Enfin,  $\mu$  est le paramètre relié à la masse du Higgs.

Enfin, la théorie supersymétrie offre une explication au fait que l'on n'a pas encore détecté ces particules. La masse prédite pour ces particules est très élevée et de surcroît, elles interagissent faiblement avec la matière usuelle.

## 2.4 Les candidats à la matière sombre

Il existe plusieurs théories tentant d'expliquer les observations de matière sombre. Certaines théories, dont celles des MACHOS (Massive Astronomical Compact Halo ObjectS) et des neutrinos lourds affirment l'existence de matière ordinaire cachée dans l'univers. La théorie des photons sombres propose aussi de nouvelles particules, mais selon un mécanisme différent de la supersymétrie. De son côté, la théorie MOND (Modified Newtonian Dynamics) redéfinit les lois gravitationnelles. Étant donné qu'elle a été infirmée par les mesures de COBE, WMAP et Planck [4], cette théorie ne sera pas décrite en détail.

### 2.4.1 Axions

Les axions ont été proposés par Peccei-Quinn [23] afin de résoudre le problème de l'absence de violation CP de l'interaction forte dans la chromodynamique quantique. Par la suite, les axions sont devenus une sorte de particule pouvant expliquer les preuves de matière sombre. Les axions auraient une charge et un spin nul de même qu'une masse de  $10^{-6}$  à 1 eV. Plusieurs expériences tentent de les détecter dont ADMX et PVLAS[25]. De plus, certaines expériences de détection de matière sombre telles EDELWEISS, CDMS, CoGenT et DAMA seraient aussi sensibles à ces particules[7].

### 2.4.2 MACHOS

La théorie des MACHOS (Massive Astronomical Compact Halo ObjectS) affirme qu'il pourrait y avoir de la matière dense cachée dans le halo galactique. Celle-ci serait composée de naines blanches, de gaz d'hydrogène, d'étoiles à neutrons et même de trous noirs et n'émettrait donc que peu de lumière. Elle serait presque exclusivement détectable par effet de lentille gravitationnelle. Cependant, le modèle cosmologique actuel prévoit des limites sur la quantité de matière baryonique dans l'univers. Ce faisant, les MACHOS ne pourraient pas expliquer toutes les preuves astronomiques de l'existence de matière sombre. De plus, les expériences MACHO et EROS ont posé des limites sur la proportion de la galaxie qui pourrait être composée de naines brunes et de naines blanches [30]. Cette limite est insuffisante pour expliquer les preuves astronomiques de matière sombre.

### 2.4.3 Neutrinos

Interagissant faiblement avec la matière, les neutrinos ont été considérés comme candidat à la matière sombre. Compte tenu de leur très faible masse, les neutrinos ont une très grande vitesse, proche de celle de la lumière. Des neutrinos rapides permettent la formation dans l'univers de structures à grandes échelles et ensuite de structures à petites échelles. Cependant, les observations montrent que ce serait l'inverse qui se serait produit. Les petites structures se seraient agglomérées afin de créer des galaxies puis des amas et superamas de galaxies.

### 2.4.4 Photons sombres

Le photon sombre est une théorie alternative à la supersymétrie. Cette théorie a été présentée en 1986 par Bob Holdom [16]. Celle-ci a connu un regain d'intérêt avec les récents résultats de l'expérience PAMELA qui montre un léger excédent de positrons dans la galaxie [2]. La théorie des photons sombres affirme qu'il existerait un photon massif qui ne serait détectable qu'indirectement. Il serait aussi le vecteur d'une nouvelle force fondamentale. Cette théorie a l'avantage de pouvoir être testée avec des accélérateurs moins puissants que le LHC tel le faisceau d'électrons du laboratoire Jefferson (Thomas Jefferson National Accelerator Facility) aux États-Unis.

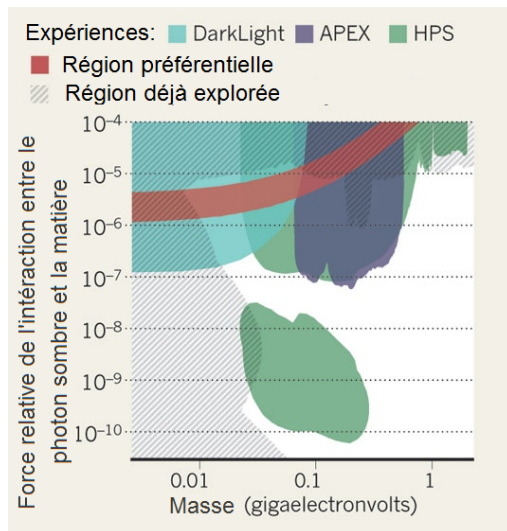


Figure 2.13 – Études des photons sombres

La figure 2.13 présente les recherches publiées dans la revue Nature en avril 2012 [14].

La bande rouge est la région préférentielle. Aussi, les zones hachurées ont déjà été sondées tandis que les zones de couleurs sont celles qui le seront dans les prochaines années par les expériences DarkLight, APEX et HPS.

#### 2.4.5 WIMPS

Les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) sont des particules massives et qui interagissent faiblement avec la matière. Tel que vu à la section 2.3.3, la théorie de la supersymétrie prédit naturellement un candidat à la matière sombre, le neutralino. La masse se situerait entre 1 GeV et 100 TeV et les sections efficaces seraient très petites, de  $10^{-40}$  à  $10^{-50}\text{cm}^2$ . D'autres candidats possibles sont les particules de Kaluza-Klein qui proviendraient du fait que l'espace-temps est inclus dans un espace de plus grande dimension [28]. Leur masse prédite est de l'ordre du TeV et ils auraient une section efficace d'annihilation concordant avec la densité de matière sombre dans l'univers. Enfin, Kolb, Chung et Riotto ont proposé le WIMPZILLA [19]. Cette particule serait une matière sombre nonthermique et aurait une masse comprise entre  $10^{12}$  et  $10^{16}$  GeV.

## CHAPITRE 3

### LA DÉTECTION DE MATIÈRE SOMBRE

Ce chapitre présente les différentes techniques de détection de matière sombre. Celle-ci peut se faire de trois manières, par détection directe, détection indirecte et production en collisionneurs. La figure 3.1 présente schématiquement les différents processus où  $\chi$  est une particule de matière sombre et  $f$  un fermion.

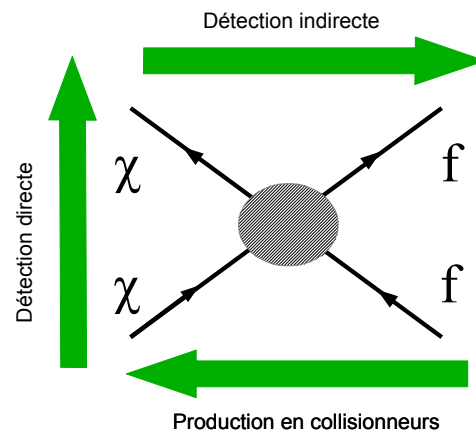


Figure 3.1 – Différentes possibilités de détection de matière sombre

### 3.1 Détection directe

#### 3.1.1 Théorie de la détection

La détection directe se produit lorsqu'est mesurée le dépôt d'énergie d'une particule de matière sombre par collision élastique sur un fermion. À cet effet, il faut qu'un flux de matière sombre soit présent. Il a été vu dans la section 2.2.1 qu'il fallait un halo de matière sombre dans la galaxie pour que les courbes de rotations puissent concorder avec la physique newtonienne. Aussi, la masse prédite des WIMPs est entre 10GeV et 1TeV et entraîne une limite supérieure sur la vitesse de rotation des WIMPs. Cette vitesse limite est de  $\approx 600$  km/s. En supposant que ce halo est présent et que le soleil se déplace à une vitesse de 220 km/s dans celui-ci, la matière sombre environnante ferait office de vent dans le référentiel du Soleil. La Terre a une vitesse moyenne de 30 km/s et une orbite inclinée

de  $60^\circ$  par rapport au plan galactique et tel que présenté à la figure 3.2. En observant la

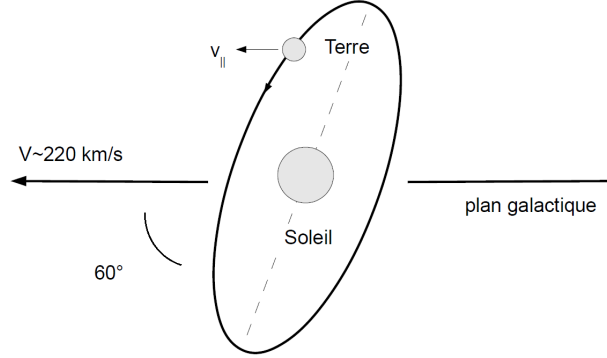


Figure 3.2 – Positionnement du soleil et de la Terre dans le plan galactique

figure, on remarque que la vitesse de la Terre a une composante parallèle et perpendiculaire au plan galactique. Selon les mesures, c'est au mois de juin que la composante de la vitesse parallèle est la plus grande. Le flux de matière sombre doit donc atteindre un maximum. Lorsque la vitesse est opposée à la vitesse du soleil, le flux de matière sombre doit être à son minimum. Ce faisant, le flux de matière sombre comporte des fluctuations annuelles.

En plus de connaître le flux théorique de matière sombre, il est nécessaire d'en évaluer la probabilité d'interaction donnée par la section efficace. En supposant que la matière sombre soit composée de neutralinos, l'équation 3.1 présente la forme générale de la section efficace d'un neutralino sur un atome[31]

$$\sigma_A = 4G_F^2 \left( \frac{M_\chi M_A}{M_\chi + M_A} \right)^2 C_A F^2(q) \quad (3.1)$$

où  $G_F$  est la constante de couplage de Fermi,  $M_\chi$  est la masse du neutralino,  $M_A$  est la masse de l'atome cible,  $C_A$  est le facteur de rehaussement qui dépend de la nature de l'interaction et  $F(q)$  est le facteur de forme du noyau qui dépend du transfert d'impulsion  $q$ .

Pour le secteur indépendant du spin, le facteur de rehaussement est défini comme

$$C_A^{SI} = \frac{1}{4\pi} (Zf_p + (A-Z)f_n)^2 \quad (3.2)$$



où  $f_p$  est le couplage du neutralino au proton et  $f_n$  celui du neutron. On remarque que pour des couplages de proton et neutron équivalents  $f_p \approx f_n$  la section efficace est proportionnelle à  $A^2$ , c'est-à-dire la masse du noyau.

D'autre part, le facteur de rehaussement pour les interactions dépendantes du spin est décrit par l'équation suivante

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 (J+1)J \quad (3.3)$$

où  $\langle S_{p,n} \rangle$  est la valeur attendue du spin du proton ou neutron dans le noyau cible,  $a_{p,n}$  sont les forces de couplages et  $J$  est le spin nucléaire total.

Tel que mentionné précédemment, les interactions des WIMPS se feraient selon une diffusion élastique sur les noyaux cibles du détecteur. L'énergie de recul,  $E_r$ , est définie par

$$E_r = 2E_\chi \frac{M_N M_\chi}{(M_N + M_\chi)^2} (1 - \cos\theta) \quad (3.4)$$

où  $E_\chi$  est l'énergie cinétique du neutralino,  $M_N$  et  $M_\chi$  sont les masses du nucléon et du neutralino respectivement et  $\theta$  est l'angle de diffusion. Ce faisant, les expériences qui peuvent déterminer l'angle de diffusion obtiennent ainsi une valeur exacte de l'énergie initiale du neutralino.

### 3.1.2 Expériences de détection directe

Les premières expériences tentant de détecter directement les particules candidates de la matière sombre utilisaient des spectromètres au germanium ultra pur (HPGe) à des températures d'environ 90 K. L'avantage de cette méthode de détection est qu'elle comporte une excellente résolution en énergie, un seuil de détection bas et est très accessible sur le marché. CoGeNT est une des expériences utilisant cette technique. Les détecteurs au germanium et silicium de CDMS sont des détecteurs cryogéniques, c'est-à-dire qu'ils sont opérés à très basse température. D'autre part, EDELWEISS et CRESST utilisent du germanium et du tungstate de calcium respectivement. Afin de demeurer compétitif, SuperCDMS a proposé une expérience contenant 200 à 400 kg de germanium et silicium pour 2017. D'autre part, EDELWEISS et CRESST ont fusionné pour former EURECA, une expérience d'une tonne de germanium.

Par sa masse, sa facilité de purification et étant un composé inerte, le xénon liquide est un excellent élément pour détecter la matière sombre dans le secteur indépendant du spin. De plus, un détecteur au xénon liquide est *auto-blindé*. En effet, le centre du détecteur est une région ayant un très faible taux de bruit de fond tandis que la région externe diffuse les rayons gamma. XMASS utilise 834 kg de xénon liquide. XENON100 est le précurseur dans la détection de WIMP dans le secteur indépendant du spin de XENON1T qui devrait être opérationnel en 2015. LUX comporte 300 kg de matière active, du xénon, et prépare la suite avec l'expérience LZ qui aurait 6 tonnes de volume fiduciel et serait mise en marche en 2017. Dans la même veine, certaines expériences utilisent l'argon liquide, dont MiniCLEAN et DEAP. DEAP-3600 devrait débuter en 2014 et comporterait 1 tonne de volume fiduciel sur 3,6 tonnes.

Les détecteurs à cristaux scintillants tels le NaI ou le CsI peuvent aussi servir de détecteur à matière sombre. Les principales expériences oeuvrant dans ce domaine sont DAMA/LIBRA qui ont débuté en 1995 avec 200 kg de NaI et KIMS qui opère actuellement 100 kg de CsI. L'expérience DAMA/LIBRA a mesuré des fluctuations saisonnières et sera donc traitée dans la prochaine section.

Enfin, les détecteurs à liquide à surchauffe sont représentés par les expériences PICASSO, COUPP, PICO et SIMPLE. Étant donné que cet ouvrage porte sur ce type de détecteurs, ils seront traités plus en détails dans la section 3.4.

### 3.1.3 Signal de matière sombre

L'expérience DAMA/LIBRA dans ses dernières mesures de 2003 observe une modulation annuelle de  $9\sigma$  avec une phase qui concorde avec les valeurs théoriques. Ces résultats ne concordent pas avec l'absence de modulation des autres expériences. Actuellement, il n'existe pas de consensus quant à une explication théorique ou expérimentale des modulations saisonnières. L'expérience DM-Ice comporte 17 kg de NaI dans un laboratoire en Antarctique et s'attend à pouvoir atteindre 250 kg d'ici 2015. Cette mesure étant dans l'autre hémisphère, elle vérifiera si c'est vraiment une modulation due au mouvement de la Terre ou à celle des saisons.

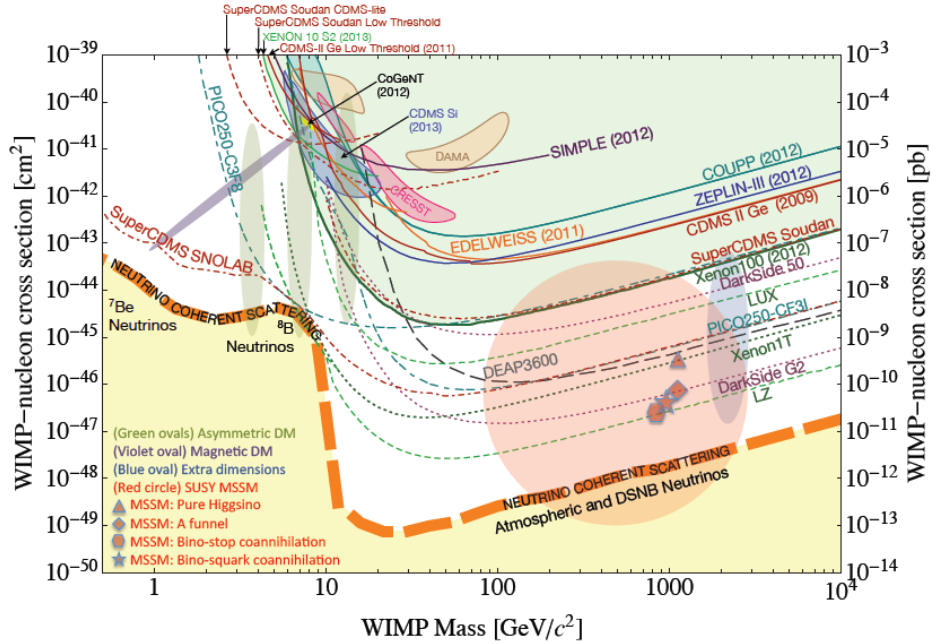


Figure 3.3 – Sections efficaces indépendantes du spin en fonction de la masse du WIMP. Les lignes pleines présentent les limites actuelles, les projections des limites sont en pointillés et les régions où un signal a été enregistré sont délimitées par des contours fermés. La grande bande pointillée présente une approximation du bruit de fond des neutrinos solaires, des neutrinos atmosphériques et des neutrinos de supernovae. Enfin, les régions ombragées sont des prédictions théoriques de certains modèles.

### 3.1.4 Limites actuelles sur la section efficace

La figure 3.3 présente les dernières limites de section efficace en fonction de la masse dans le secteur indépendant du spin tel que décrit par Cushman à la conférence Snowmass de 2013 [7]. La grande bande pointillée présente une approximation du bruit de fond des neutrinos solaires, atmosphériques et de supernovae. D'autre part, les régions ombragées sont des prédictions théoriques de certains modèles. On remarque que les projections des expériences font en sorte qu'elles balayent les régions de prédictions théoriques des caractéristiques de la matière sombre. D'autre part, les expériences qui vont atteindre la zone du bruit de fond des neutrinos pourront valider les modèles théoriques d'émission de neutrinos. D'autre part, le bruit de fond des neutrinos est l'ultime limite, car il ne sera plus possible de distinguer la diffusion de la matière sombre sur les particules du modèle standard de celle des neutrinos.

### 3.2 Détection indirecte

La détection indirecte se base sur le principe que les particules de matière sombre sont affectées par la gravité. Ce faisant, elles peuvent se retrouver concentrées au centre des galaxies. Certaines théories prédisent que la matière sombre serait une particule de Majorana, c'est-à-dire sa propre antiparticule. Le neutralino serait une particule de Majorana et ce faisant, deux neutralinos pourraient s'annihiler et former des paires de quarks et antiquarks ou des paires de bosons W et Z. Ces particules se désintègrent ensuite en rayons gamma, neutrinos, positrons, antiprotons et antideutérons. Les principales expériences sont AMS-02, HEAT, Fermi LAT et PAMELA et leurs plus récentes observations montrent un léger excédent de positrons dans les rayons cosmiques [17].

### 3.3 Production en collisionneurs

Actuellement le collisionneur le plus puissant est le *Large Hadron Collider* (LHC) au CERN. Cet accélérateur a permis en 2012 de démontrer l'existence du boson de Higgs. Cependant, l'objectif principal de celui-ci est de tester la théorie de la supersymétrie en effectuant un balayage sur les énergies de 50 à 300 GeV. L'absence actuelle de signaux de nouvelle particule permet de mettre une limite inférieure sur la masse du neutralino. Enfin, même si le LHC découvre une nouvelle particule qui pourrait être candidate à la matière sombre, il faudra que les expériences en détection directe et indirecte confirment que ce signal est celui de la matière sombre.

### 3.4 Les détecteurs à liquide en surchauffe

Étant donné que les détecteurs de l'expérience PICASSO usent de liquides en surchauffe, le fonctionnement de ce type de détecteurs sera plus ardemment discuté dans le chapitre suivant. Notamment, la première partie présente la théorie de la nucléation des liquides en surchauffe avec le modèle de Seitz. Ensuite, seront décrites les expériences PICASSO, COUPP, PICO et SIMPLE car il en sera question dans les prochains chapitres de cet ouvrage.

## CHAPITRE 4

### LES DÉTECTEURS À LIQUIDE EN SURCHAUFFE

Ce chapitre présente les méthodes de détection de la matière sombre par les détecteurs à liquide en surchauffe. Ainsi, la théorie de Seitz, qui décrit le mécanisme de transition de phase pour des liquides en surchauffe, sera abordée. Par la suite, sera présenté en détail le détecteur de l'expérience PICASSO de même que sa réponse aux différentes sortes de particules. Enfin, les autres expériences de détection de matière sombre par liquide en surchauffe seront décrites soient COUPP, PICO et SIMPLE.

#### 4.1 Théorie de Seitz

Il est généralement admis qu'un liquide entre en phase d'ébullition lorsqu'à une température donnée la pression de vapeur du liquide est supérieure à la pression atmosphérique. Cette température est dite *température d'ébullition*,  $T_b$ . Le phénomène de la *surchauffe* survient alors que la température d'un liquide est supérieure à la température d'ébullition sans pour autant y avoir présence d'ébullition. Il a été montré que la contribution de la tension de surface permettait d'expliquer le phénomène. La figure 4.1 présente un schéma des forces en jeu lors de la surchauffe.

Le modèle théorique de Seitz[27] décrit les caractéristiques d'une transition de phase dans un liquide en surchauffe. Les deux équations suivantes présentent la définition de l'énergie critique,  $E_c$ , et du rayon critique,  $R_c$ , en fonction de la température.

$$E_c(T) = -\frac{4\pi}{3}R_c^3\Delta p + \frac{4\pi}{3}R_c^3\rho_v h_{lv} + 4\pi R_c^2 \left( \sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) + W_{irr} \quad (4.1)$$

$$R_c(T) = \frac{2\sigma}{\Delta p} \quad (4.2)$$

$\sigma$  est la tension de surface à l'interface liquide-vapeur de la proto-bulle,  $T$ , la température d'opération,  $\Delta p = p_v - p_e$ , degré de surchauffe en fonction de la pression de vapeur du liquide,  $p_v$ , et de la pression externe,  $p_e$ . De plus,  $\rho_v$  est la densité du gaz et  $h_{lv}$  la chaleur latente. Le premier terme de l'équation 4.1 décrit le travail mécanique réversible effectué

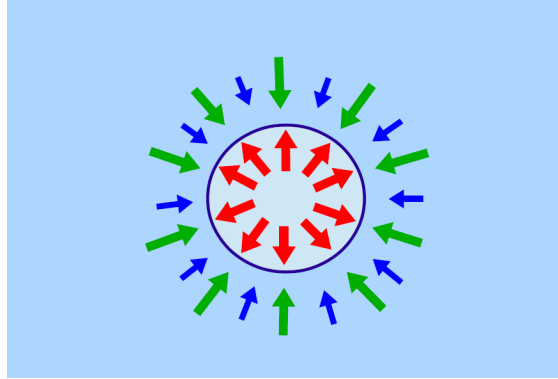


Figure 4.1 – Schéma des forces présentes lors de la surchauffe. En rouge est la force exercée par la pression de vapeur du liquide. La force exercée par la pression atmosphérique est présentée en vert et en bleu se trouve la contribution de la tension de surface. Si la force de la pression de vapeur du liquide est inférieure à la somme des forces de la pression atmosphérique et de la tension de surface, la bulle disparaîtra.

durant l'expansion de la bulle jusqu'à un rayon  $R_c$  contre la pression du liquide. Il est à noter que ce terme est négatif lorsque le liquide environnant est en état de surchauffe. Le second terme présente l'énergie nécessaire à l'évaporation du liquide jusqu'à une bulle de taille critique. Le troisième terme est le travail nécessaire pour créer l'interface liquide-vapeur de la protobulle. Enfin, le terme  $W_{irr}$  représente le travail des processus irréversibles telle l'émission d'onde acoustique et est petit comparé aux autres.

Soit la longueur critique en fonction du rayon critique,

$$L_c(T) = b(t) \times R_c(T) \quad (4.3)$$

où  $b(t)$  est le paramètre de nucléation, ou encore paramètre de Harper, qui est déterminé expérimentalement. L'équation suivante présente la condition nécessaire à la transition de phase.

$$E_{dep}(T) = \int_0^{L_c(T)} \frac{dE}{dx} dx \geq E_c(T) \quad (4.4)$$

$E_{dep}(T)$  est définie comme l'énergie déposée dans la longueur critique,  $L_c$ , définie à l'équation 4.3. Lorsque l'énergie déposée est supérieure à l'énergie critique, il s'enclenche une transition de phase dans le liquide en surchauffe.

## 4.2 L'expérience PICASSO

La section suivante présente les différentes composantes de l'expérience PICASSO soit la matière active, les détecteurs, la fabrication des détecteurs, le système d'acquisition de données, les méthodes d'analyse des signaux et les étalonnages des détecteurs en fonction de diverses particules. Enfin, les dernières limites d'exclusion de l'expérience PICASSO, publiées en 2012, seront présentées à la section 4.2.6.

### 4.2.1 Les avantages du fluor comme choix de matière active

Le choix de la matière active est basé sur des calculs tels ceux d'Ellis qui, en 1991, stipulait que le fluor était un excellent noyau pour la détection de matière sombre dans le régime dépendant du spin[10]. En réexaminant l'équation 3.3, on note que la section efficace dépend de  $\langle S_{p,n} \rangle$ ,  $a_{p,n}$  et  $J$ . La valeur de  $\langle S_p \rangle$  telle que calculée par Tovey est de 0.477 [31]. En insérant cette valeur dans l'équation 3.3 la valeur de la section efficace dépendante du spin est presque d'un ordre de grandeur plus élevé que les éléments utilisés habituellement en détection de matière sombre.

Le  $C_4F_{10}$ , utilisé par l'expérience PICASSO, comporte une grande concentration de fluor. Sa température d'ébullition est de  $T_b = -1.7^\circ C$  à une pression de 1.013 bar. Ce faisant, le  $C_4F_{10}$  est en état de surchauffe aux températures d'utilisation soit de  $20^\circ C$  à  $50^\circ C$ . En se référant à l'équation 3.4, l'expérience PICASSO est sensible plus particulièrement aux WIMPS de faible masse, soit en deçà de  $15 GeV/c^2$  compte tenu de la légèreté du noyau cible, le  $^{19}F$ .

### 4.2.2 Anatomie des détecteurs de l'expérience PICASSO

Les détecteurs PICASSO ont été installés au laboratoire SNOLAB, à Sudbury. Le laboratoire SNOLAB est à 2070 mètres sous-terre (équivalent à 6000 MWe d'eau) dans la mine Vale Creighton. La couche de roche permet ainsi de blinder les installations des rayons cosmiques présents à la surface et dans l'atmosphère. Ainsi, 90% neutrons d'énergie de plus 5 keV, neutrons rapides, sont produits par les réactions ( $\alpha, n$ ) de la norite, roche ignée principalement présente dans la structure géologique du bassin de Sudbury. Le 10% restants sont produits par des neutrons de fission. Le flux de neutrons rapides a été mesuré

et est d'environ 3000 neutrons mètres<sup>-2</sup> jours<sup>-1</sup> [11]. Afin de stopper ces neutrons, un blindage d'eau d'une largeur de 30.5 cm a été installé autour du montage. Le montage de l'expérience PICASSO à SNOLAB est présenté à la figure 4.2. Des simulations Monte-Carlo ont été effectuées afin de calculer le flux de neutron résiduel et celui-ci est diminué s'établissant ainsi à 1.1 neutron kg<sup>-1</sup> j<sup>-1</sup> où la masse est celle du <sup>19</sup>F.



Figure 4.2 – Trente-deux détecteurs PICASSO dans les installations de SNOLAB, à Sudbury. La photographie a été prise lors d'une opération d'entretien visant à remplacer des cartes d'amplification défectueuses.

Les détecteurs PICASSO sont aussi placés par groupes de quatre dans des chambres isolées thermiquement et acoustiquement. La température est contrôlée de 20°C à 50°C avec une précision de  $\pm 0.1$  °C. Les détecteurs sont branchés sur un système hydraulique assurant des pressurisations de manière périodique. Ces chambres sont présentées à la figure 4.3 et sont nommés système de régulation de la température et de la pression, *temperature and pressure control system* (TPCS).

Les détecteurs de l'expérience PICASSO consistent en un cylindre en acrylique de 14cm de diamètre et de 40cm de hauteur. Les extrémités du cylindre sont fermées à l'aide de disques en acier inoxydable et sont hermétiques grâce aux anneaux «O» en polyuréthane. Les détecteurs sont remplis de 4.5L d'une émulsion polymérisée composée principalement de glycérine et de polyéthylène glycol. Des gouttelettes de C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> d'un diamètre moyen de 200µm sont suspendues de manière homogène et uniforme dans l'émulsion lors de la fabrication du détecteur. La masse active d'un détecteur est d'environ 90 g de C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> équivalant à 72 g de <sup>19</sup>F. Enfin, le dessus du gel est couvert d'une couche d'huile minérale





Figure 4.3 – Quatre des trente-deux détecteurs PICASSO dans un système de contrôle de la température et de la pression à SNOLAB.

et les détecteurs sont pressurisés à 6 bars avec celle-ci. En période de pressurisation, les détecteurs sont insensibles à tout type de particule et de rayonnement.

L'utilisation d'un détecteur à gouttelettes présente l'avantage suivant. À l'instar des chambres à pressurisation où il doit y avoir recompression entre chaque événement, les gouttelettes du détecteur PICASSO sont indépendantes. Cela limite le temps d'inutilisation du détecteur.

Neuf capteurs piézo-électriques sont montés à l'extérieur de la paroi en acrylique du détecteur à trois hauteurs différentes. Ces capteurs sont des disques en céramiques d'un diamètre de 16 mm et de 8.7 mm d'épaisseur de type Ferroperm PZ27. La sensibilité des capteurs piézoélectriques utilisés est de  $27\mu\text{V}/\mu\text{bar}$ . Le signal émis par les capteurs piézo-électriques est ensuite traité par des amplificateurs à faible bruit faits sur mesure [21].

### 4.2.3 Méthode de fabrication du détecteur PICASSO

Le groupe PICASSO possède une salle blanche de classe 10 000 servant à la fabrication des détecteurs située dans le pavillon R.J.A Lévesque de l'Université de Montréal.

Afin d'éviter toute contamination au radon, les outils et contenants servant à la fabrication sont nettoyés à l'aide d'un bain à ultrason rempli d'eau ultra pure. Le savon Radiacwash est aussi ajouté au nettoyage à ultrason, car il sert à nettoyer les contaminants radioactifs. Par la suite sont mélangés les trois composants du détecteur, le monomère, la

solution de l'initiateur et la solution du catalyseur. Ces trois solutions sont mélangées à une solution de HZrO qui précipite lorsque filtrés entraînant avec elle les ions lourds tels l'uranium et le thorium de même que les éléments de leur chaîne de désintégration. Les solutions sont ensuite dégazées.

Le monomère est composé en ordre d'importance d'eau ultrapure, de glycérine, de polyéthylène glycol, d'acrylamide, de bisacrylamide et de Triton X-100. Le monomère représente aussi 98% de la composition du détecteur et est versé dans le contenant de fabrication des détecteurs PICASSO qui est en acrylique. Le contenant est alors placé dans un environnement froid et laissé jusqu'à ce que la température du monomère atteigne  $-20^{\circ}\text{C}$ . En effet, à cette température le  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  est en phase liquide. Le fréon est alors injecté dans le détecteur de même que les solutions d'initiateur et de catalyseur. Afin de disperser les gouttelettes de  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  uniformément, les solutions sont mélangées à l'aide d'un brasseur magnétique. De plus, il a été observé que la viscosité du monomère permettait aux gouttelettes de fréon de rester en suspension. Les solutions sont ainsi mélangées et lentement amenées à la température de la pièce jusqu'à ce qu'il y ait polymérisation. Le détecteur est ensuite versé tête première dans son contenant final en acier et acrylique et la barre magnétique est retirée. Enfin, de l'huile minérale est versée sur le dessus du gel polymérisé et le détecteur est pressurisé à 6 bars.

#### 4.2.4 Système d'acquisition de données

Le système d'acquisition de données d'un détecteur de l'expérience PICASSO est composé de neuf capteurs piézoélectriques enduits de graisse à vide appuyés contre la paroi d'acrylique du détecteur et reliés à des préamplificateurs qui sont par la suite connectés à un système de numérisation de données.

Les matériaux piézoélectriques accumulent une charge électrique lorsqu'ils sont soumis à un stress mécanique. Ainsi, lorsqu'une onde de pression pénètre dans le senseur piézoélectrique, le voltage de sortie fluctue en fonction de la pression appliquée. Dans le cas de l'expérience PICASSO, les capteurs piézoélectriques sont composés d'une pastille de titano-zirconate de plomb de type Ferroperm PZ27 de 16 mm de diamètre et de 8.7 mm d'épaisseur. Le boîtier du senseur est en laiton et est assemblé manuellement à l'Université de Montréal. *J'ai participé au polissage et à l'assemblage du boîtier en laiton pour la*

*dernière phase d'expansion de l'expérience PICASSO.* Les capteurs piézoélectriques sont sensibles aux fréquences entre 20 kHz et 300 kHz et ils ont un pic de résonance autour de 120 kHz.

Le seuil d'activation est choisi en fonction de chacun des capteurs piézoélectriques afin que le signal soit distinct du bruit de fond électronique. Les préamplificateurs couplent ensuite l'impédance du signal et filtrent signaux en basses fréquences ( $\geq 18kHz$ ). L'expérience PICASSO comporte 3 générations de système d'acquisition qui diffèrent principalement par la fréquence d'échantillonnage et du gain appliqué par les préamplificateurs. La première génération de système d'acquisition échantillonnait 4096 éléments à une fréquence de 400 kHz par événements. La durée du signal était donc de 10.24 ms. Le gain total des préamplificateurs était d'un facteur 5. L'inconvénient majeur de ce système était le décalage de la tension à l'entrée du signal en fonction de la référence ou encore la présence de *offset*.

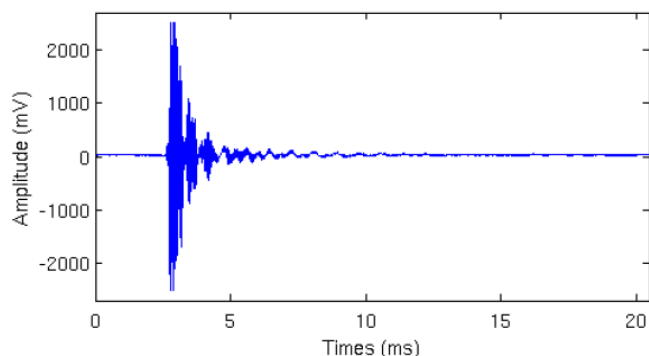


Figure 4.4 – Fonction d'onde enregistrée par les capteurs piézoélectriques de deuxième génération des détecteurs PICASSO. Le nombre d'échantillons est de 8192 et la durée du signal est d'environ 10ms

La deuxième génération de système d'acquisition de données a donc été fabriquée afin de supprimer le décalage de tension. De plus, la résolution a été doublée faisant en sorte que 8092 échantillons, dont 1024 avant le début du signal, étaient enregistrés à la fréquence de 400 kHz pour un signal d'une durée de 20,48 ms. Le gain a été augmenté à un facteur de 4000 afin de maximiser la collecte d'information dans le signal. En effet, plus un signal se distingue du bruit de fond électronique, plus son analyse est aisée. Un exemple de signal d'éclatement de bulles enregistré par le système d'acquisition de deuxième génération est présenté à la figure 4.4. Il est à noter que l'amplitude du signal varie entre une centaine de

millivolts et quelques Volts. La saturation du signal survient à 2,4V. Suite à une analyse poussée visant à améliorer la discrimination du bruit de fond alpha, il a été conclu qu'une certaine information était perdue lors de la saturation des signaux. De plus, à ce niveau d'amplification, la plupart des événements étaient saturés.

La troisième génération s'est vue améliorer ce détail en ramenant le gain à un facteur 100. Un filtre RC passe-haut de 20 kHz a aussi été intégré entre la première et la deuxième étape d'amplification. Il avait déjà été noté que les capteurs piézoélectriques n'étaient pas sensibles à ces fréquences et donc, les signaux reçus à moins de 20 kHz devaient être des bruits électroniques. Deux versions de la troisième génération du système d'acquisition ont été utilisées. La première a une résolution dite *simple* de 8192 éléments à une fréquence d'échantillonnage de 400 kHz et la seconde est la résolution *double* où 16384 éléments sont enregistrés à une fréquence d'échantillonnage de 800 kHz.

Le signal sortant des cartes d'amplification est ensuite numérisé puis enregistré sur serveurs afin d'être analysé selon les algorithmes établis en MATLAB et en C++.

#### 4.2.5 Étalonnage des détecteurs PICASSO aux neutrons monoénergétiques

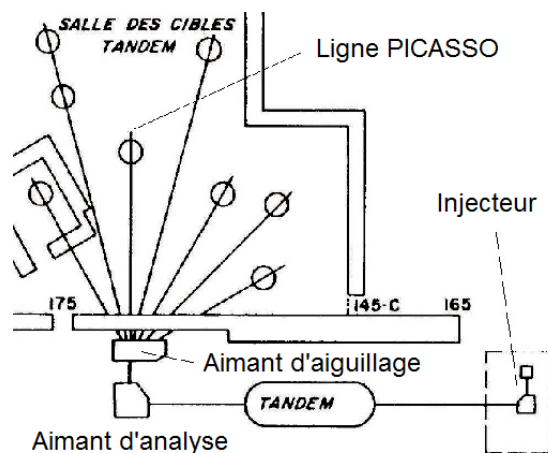


Figure 4.5 – Schéma de l'accélérateur Tandem et de la salle des cibles de l'Université de Montréal.

L'objectif de l'étalonnage des détecteurs PICASSO aux neutrons monoénergétiques est de connaître la dépendance de l'énergie de seuil en fonction de la température de seuil des détecteurs et l'énergie de seuil du recul du noyau de fluor. Les neutrons monoénergétiques ont été produits par des réactions nucléaires de protons monoénergétiques selon

les réactions suivantes :  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  et  ${}^{51}\text{V}(p,n){}^{51}\text{Cr}$ . Les protons ont été accélérés et sélectionnés par l'accélérateur Tandem au laboratoire René-J.-A. Lévesque. Un schéma de l'accélérateur et de la salle des cibles est présenté à la figure 4.5.

Une source d'ions duoplasmatron fonctionnant à l'hydrogène gazeux, ( $\text{H}_2$ ), permet de générer des ions d'hydrogène, ( $\text{H}^+$ ). Un canal d'échange de charge permet ensuite de donner une charge négative aux ions. Les ions négatifs entrent alors dans la partie Tandem de l'accélérateur. Un grand champ électrique fait en sorte que les ions sont attirés vers la partie centrale. Les ions traversent alors une zone contenant de l'oxygène gazeux, ( $\text{O}_2$ ), qui leur soutire des électrons. Étant maintenant de charge positive, les ions d'hydrogène, ou encore protons, sont repoussés violemment par le champ électrique. Il y a donc eu double accélération d'où le nom Tandem. Les particules sont ensuite dirigées vers l'aimant d'analyse où un champ magnétique de l'ordre du tesla permet de sélectionner des ions d'une énergie précise. L'aimant d'aiguillage permet enfin de diriger le faisceau de particules vers la ligne d'analyse de l'expérience PICASSO où se trouvent les cibles de vanadium 51, ( $9\mu\text{g cm}^{-2}$ ), et de lithium 7, ( $10\mu\text{g cm}^{-2}$ ) de même qu'un détecteur PICASSO.

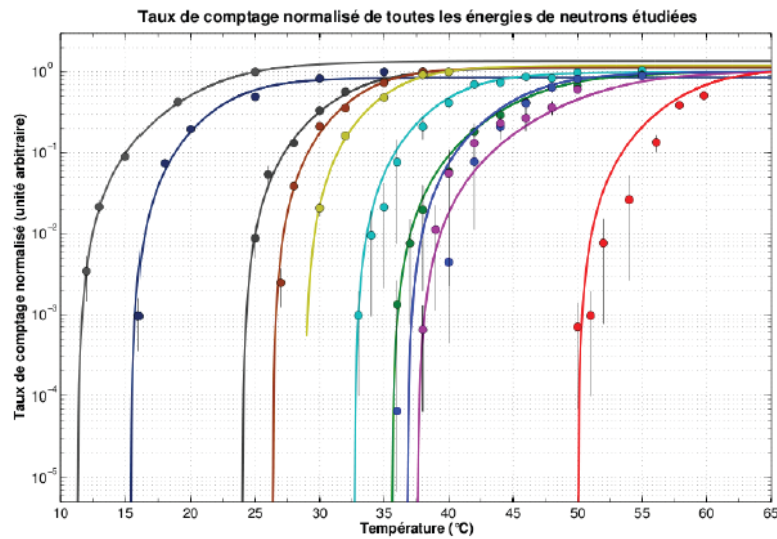


Figure 4.6 – Réponse d'un module PICASSO de 10 et 15 mL à des neutrons monoénergétiques en fonction de la température. De gauche à droite sont présentées les énergies de neutrons de 4 MeV, 3 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4,8 keV. Les courbes sont des régressions en tenant compte de simulations numériques des interactions entre le  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  et les neutrons.

Les mesures du taux de comptage sont prises par un détecteur PICASSO de 63mL

préparé de la même manière que les détecteurs habituels de 4.5L. Deux capteurs piézoélectriques sont posés sur les parois en acrylique du détecteur afin d'enregistrer les impulsions acoustiques. Pour chacune des énergies des neutrons, soit 4 MeV, 3 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4,8 keV, la température du détecteur est variée. De plus, lors de la prise de mesure, le détecteur est à une pression de 1 bar. Par la suite, le détecteur est repressurisé durant 8 heures à 6 bars avant une mesure de bruit de fond.

La figure 4.6 présente le taux de comptage en fonction de la température pour diverses énergies de neutrons. Il est à noter que les cinq plus basses énergies de neutrons ont été générées par les résonances du  $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$  et les hautes énergies de neutrons sont générées par la réaction  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ . De plus, les mesures sont normalisées par l'intégrale du courant de proton dans l'accélérateur de même que par le taux de comptage d'un compteur à neutron à l'hélium 3,  $^3\text{He}$ , posé derrière la cible.

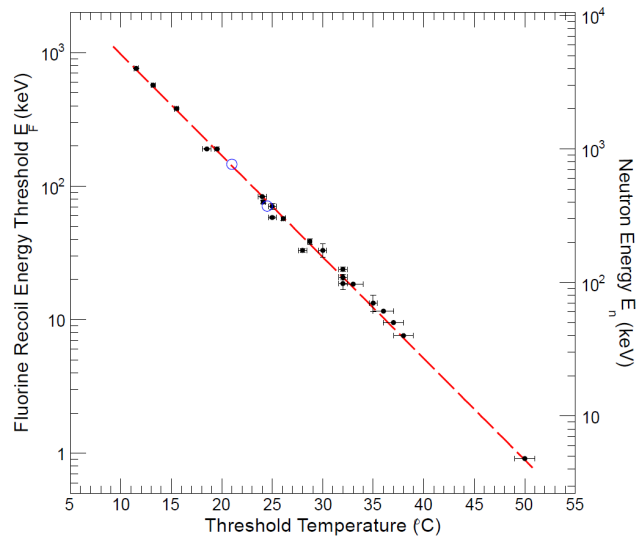


Figure 4.7 – Courbe d'étalonnage du seuil d'énergie du  $^{19}\text{F}$  en fonction de la température. Les points sont mesurés à partir des seuils obtenus à l'aide de neutrons monoénergétiques (voir figure 4.6). Les points ouverts sont des mesures de seuil du bruit de fond de particules alpha obtenues avec un détecteur PICASSO 4.5L.

La température de seuil peut être déduite des étalonnages et ajustant les mesures à une réponse théorique qui tient compte des pertes d'énergies dans la cible et dans le gel du détecteur. La figure 4.7 présente l'énergie de seuil en fonction de la température telle que

déduite à partir du graphique 4.6. Les valeurs trouvées de l'énergie de seuil des neutrons suivent la relation suivante pour le fluor.

$$E_{ih}^F(T) = f_F E_{ih}^n = (4.93 \pm 0.15) \times 10^3 \exp[-0.173T(^{\circ}C)] \text{ (keV)} \quad (4.5)$$

où  $E_{ih}^f$  est l'énergie de seuil du recul du noyau de fluor et  $E_{ih}^n$  est l'énergie de seuil du neutron incident. D'autre part,  $f_i$  est la fraction maximale de l'énergie du neutron incident qui est transmise au noyau quelconque et vaut pour le fluor  $f_F = \frac{4m_n m_F}{(m_n + m_F)^2} = 0.19$  où  $m_n$  est la masse du neutron et  $m_F$  est la masse du noyau de fluor. La relation 4.5 suit une dépendance exponentielle en fonction de la température et cet effet a été observé pour d'autres halocarbures tels le  $C_4F_8$ ,  $CCl_2F_2$ ,  $C_2H_3ClF_2$  et  $C_2Cl_2F_4$ [8].

#### 4.2.6 Réponse du détecteur PICASSO aux différents types de particules

Afin de connaître avec exactitude la réponse à un WIMP, mais aussi au bruit de fond dans les détecteurs PICASSO, la réponse du détecteur a été mesurée en fonction de la température pour plusieurs types de particules dont les alpha, les neutrons et les rayons gamma telle que présentée à la figure 4.8[6]. Tel que vu à la section précédente, il y a une corrélation entre l'énergie de seuil du recul du fluor et la température du détecteur telle que mesurée à partir de l'étalonnage d'un détecteur PICASSO aux neutrons monoénergétiques. Ainsi, une énergie de seuil de 1 keV correspond à une température de 50°C.

C'est à une énergie de seuil de 1keV, ou a une température de 50°C, que les détecteurs PICASSO deviennent sensibles aux rayons gamma. Ainsi, les détecteurs PICASSO, lorsqu'ils sont opérés à moins de 50°C, ne réagissent pas aux rayons gamma et cela s'avère être un grand avantage. Il s'agit d'une suppression effective du bruit de fond à un niveau de  $10^{-8}$ . L'absence des rayons gamma dans le bruit de fond élimine la nécessité d'un blindage de plomb, lourd et cher.

En augmentant l'énergie de seuil se trouve à la figure 4.8 la courbe rouge qui présente la courbe théorique de la réponse du neutralino. Il est donc attendu que les détecteurs PICASSO soient sensibles aux WIMPs aux températures entre 40°C et 50°C. Le neutron est une particule neutre et aurait une réponse similaire aux WIMPs. Ainsi, les étalonnages des détecteurs sont effectuées à l'aide de neutrons.

Les neutrons et les particules alpha sont les particules qui ont les énergies de seuil les

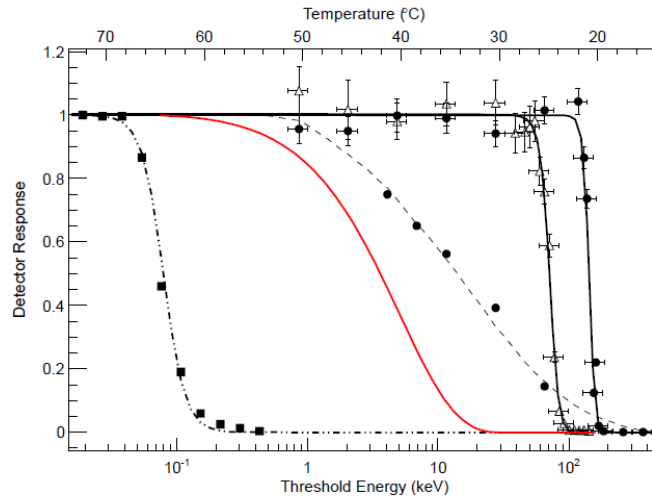


Figure 4.8 – Réponse du détecteur PICASSO en fonction de différents types de particules. L’axe du bas est l’énergie de seuil et est corrélé à la température d’utilisation. Les carrés présentent la réponse en fonction des rayons gamma de 1,75MeV et des particules au minimum d’ionisation (MIP). La courbe rouge représente l’énergie du recul du  $^{19}\text{F}$  en fonction d’une collision avec un WIMP de masse de  $50\text{GeV}/c^2$ . Les points circulaires correspondent aux neutrons polyénergétiques d’une source Ac-Be. Enfin, la réponse du détecteur aux particules alpha au pic de Bragg est donnée pour l’américium (triangles) et le recul du plomb de désintégration du radium (points).

plus élevées. Ces particules sont donc détectées à plus faible température, soit à partir de  $20^\circ\text{C}$ . En tenant compte du blindage d’eau autour des détecteurs, les neutrons sont stoppés et le principal bruit de fond des détecteurs PICASSO qui reste est dû aux particules alpha, car elles sont une contamination qui se situe à l’intérieur du détecteur.

#### 4.2.7 Méthodes d’analyse des signaux

L’événement causé par une nucléation est composé d’une croissance rapide, d’une durée d’une microseconde, puis d’une décroissance exponentielle jusqu’à l’atténuation complète du signal acoustique. La figure 4.9 présente un signal provenant d’une nucléation et sa transformée de Fourier rapide. La transformée de Fourier rapide, ou encore FFT pour *Fast Fourier Transform*, est l’outil de prédilection pour l’analyse des signaux des détecteurs PICASSO. La FFT est un algorithme permettant de calculer la composition en fréquence à partir d’une fonction donnée et se base sur la transformée de Fourier discrète. Tel qu’affiché à la figure 4.9, les basses fréquences, c’est-à-dire en deçà de 50 kHz, ont une amplitude



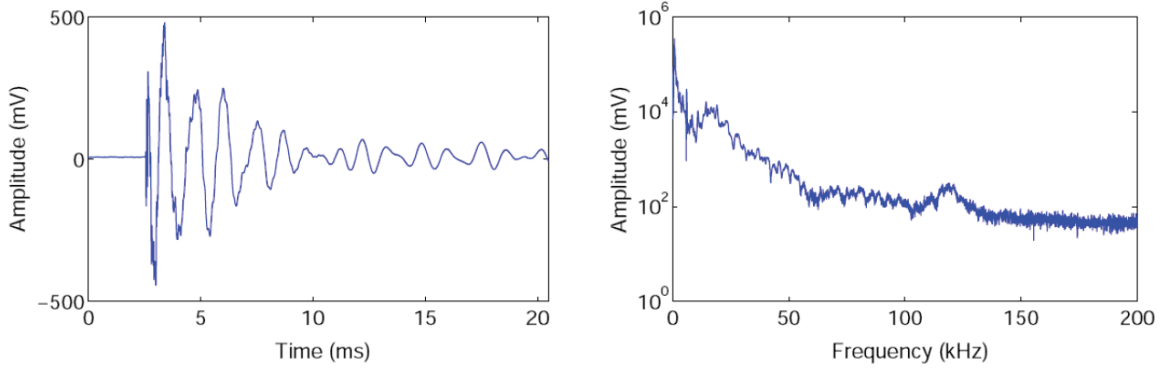


Figure 4.9 – Signal enregistré par les piézoélectriques et sa transformée de Fourier rapide (FFT).

plus élevée que les hautes fréquences. Notons aussi la présence d'un pic de résonance dû au senseur piézoélectrique aux alentours de 125 kHz. À partir du signal, des éléments peuvent en être tirés dont le temps initial,  $t_0$ , l'amplitude maximale et la transformée de Fourier. Plusieurs variables de discrimination sont appliquées afin d'exclure de l'analyse tout événement indésirable qui pourrait provenir de l'électronique (pulses), de fractures dans le gel, des détonations de la mine Vale ou encore de particules alpha. Ces variables permettent d'obtenir une réponse différente pour un événement neutron ou WIMP et un événement indésirable, et ce pour tout événement.

Les variables usuelles de discrimination sont continuellement améliorées et peaufinées. Ainsi, celles qui sont présentées le sont tel que définies dans la dernière publication de l'expérience PICASSO[6][24].

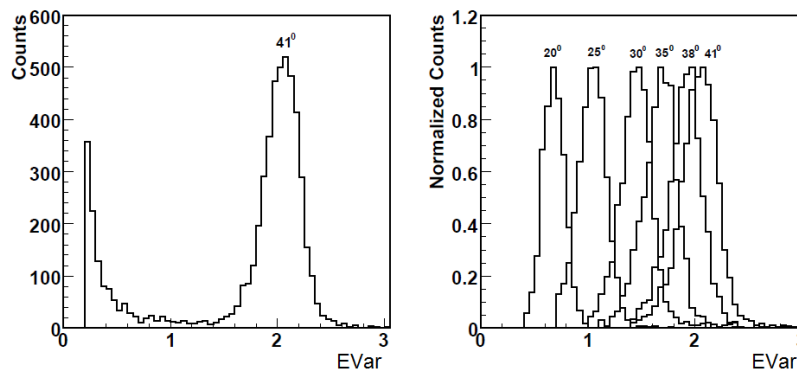


Figure 4.10 – Distribution de l'énergie acoustique du signal pour un étalonnage aux neutrons produits par une source AmBe en fonction de la température.

La première variable est EVar et est sûrement la variable la plus efficace. EVar sert à déterminer un seuil d'énergie acoustique tel que les événements provenant d'une nucléation auront une énergie acoustique supérieure au seuil. Un filtre passe-haut Butterworth est appliqué sur la transformée de Fourier rapide (FFT). Cela retire les fréquences en dessous de  $18kHz$ . La fonction d'onde est ensuite mise au carré et intégrée à partir du début du signal ( $t_0$ ). La valeur est ensuite moyennée sur chacun des capteurs piézoélectriques fonctionnels. La figure 4.10 présente la mesure de la distribution de la puissance intégrée du signal, représenté par la variable EVar, pour un étalonnage aux neutrons polyénergétiques d'une source AmBe. Les événements produits par les neutrons s'accumulent dans un pic gaussien. Sur l'image de gauche à la figure 4.10 on remarque que la distribution de l'énergie acoustique des neutrons est bien séparée de celle du bruit de fond électronique. Aussi, il est attendu que les signaux de WIMPs soient similaires aux neutrons et soient donc bien distincts du bruit électronique. Il est à noter que plus la température du détecteur est élevée, plus l'état de surchauffe sera grand, plus la transition de phase sera violente et donc plus l'énergie acoustique du signal sera grande. La coupure sur cette variable doit donc être ajustée selon la température, telle qu'observée à la partie droite de la figure 4.10.

FVar permet de retirer efficacement les événements provenant des activités minières. Cette variable est calculée en effectuant le ratio de la transformée de Fourier rapide sur les fenêtres de fréquences suivantes :  $20 - 30kHz$  et  $40 - 55kHz$ . Compte tenu de l'amélioration notable des autres variables de discrimination, cette variable ne permet plus une coupure aussi efficace sur les événements.

En améliorant les procédés de purification des détecteurs, le taux de contaminant dans les détecteurs a diminué. Dûe à cette nouvelle réalité, il été noté qu'à haute température,  $> 38^{\circ}C$ , une nouvelle catégorie d'événement ressemblant étrangement à des signaux de nucléation apparaissaient et augmentaient artificiellement le taux de comptage des détecteurs. Ayant une provenance inconnue, ces événements ont été nommés *Mystery Events*, événement mystérieux.

La variable RVar a donc été développée afin de séparer ce nouveau bruit de fond. Autrement dit, RVar permet de retirer les événements de contamination alpha qui surviennent à partir de  $38^{\circ}C$  et donc la croissance du début du signal a été notée comme plus faible que celle d'un événement habituel. Cette variable mesure la pente du début du signal et

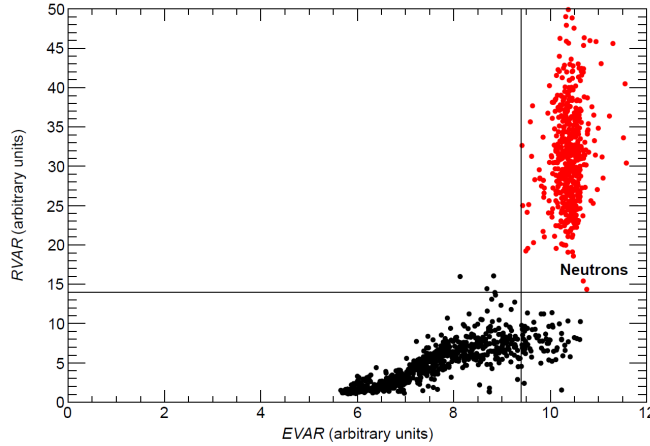


Figure 4.11 – Graphique de la distribution de la pente du signal, variable RVar, en fonction de la puissance intégrée du signal, variable EVar. Les mesures ont été prises à  $45^{\circ}\text{C}$  pour un étalonnage aux neutrons.

l'énergie contenue dans les premières  $25\mu\text{s}$  suivant le temps initial. Ce faisant, les événements seront triés et mieux caractérisés. La figure 4.11 présente un graphique des variables EVar et RVar et montre bien l'effet des deux distributions d'événements causé par du bruit de fond et des événements de nucléation. Les deux coupures sont présentées et la région  $FVAR > 9.5 \cup Rvar < 15$  et présente cette distribution d'événements mystérieux éliminés par la nouvelle variable RVar.

#### 4.2.8 La détection de matière sombre selon PICASSO

L'expérience PICASSO a atteint son expansion maximale en 2013 avec 32 détecteurs de matière sombre installés à SNOLAB. La figure 4.12 présente les derniers résultats de l'expérience PICASSO dans le secteur dépendant du spin. Cette limite été calculée selon la théorie décrite à la section 3.1.1 et plus précisément à l'aide de l'équation 3.1. N'ayant pas mesuré de fluctuations annuelles du taux de comptage tel qu'il se devrait selon la théorie du halo de matière sombre présenté à la section 3.1, elle ne peut faire qu'une courbe d'exclusion. L'avantage de PICASSO se situe dans les WIMPs de faible masse, c'est-à-dire ( $\leq 10\text{GeV}/c^2$ ). En effet, il s'agit de la seule expérience sensible à cette région. D'autre part, les résultats de PICASSO excluent pour une deuxième fois les résultats obtenus par DAMA/LIBRA autant dans le secteur dépendant qu'indépendant du spin.

Plusieurs méthodes visant à accroître la sensibilité de l'expérience existent. La première

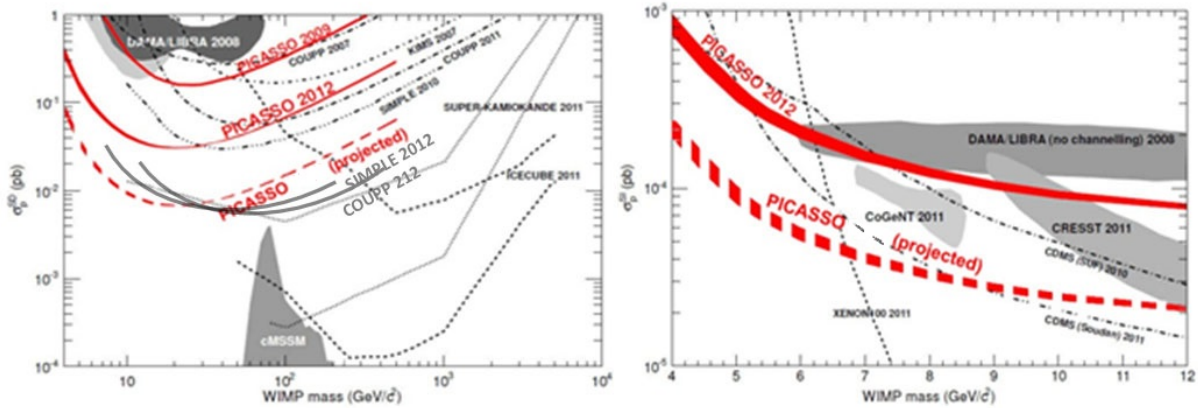


Figure 4.12 – Limites des sections efficaces à 90% publiées en 2012 et projetées pour la prochaine publication par l’expérience PICASSO dans le secteur dépendant, à gauche, et indépendant, à droite, du spin. Les courbes rouges présentent les résultats pour la publication de 2009 et de 2012 tandis que les courbes pointillées sont des projections pour 2014. À titre de comparaison, les résultats des expériences KIMS, COUPP et SIMPLE sont présentées. Sont aussi présentés les résultats de DAMA-LIBRA.

est d’augmenter l’exposition, c’est-à-dire la quantité de masse active multipliée par la durée d’acquisition. Dans cette optique, l’expérience PICASSO développe actuellement un nouveau prototype nommé le *geyser*. Il consiste en une chambre à bulles à pression autorégulée. Contrairement aux détecteurs à gouttelettes en surchauffe, les techniques de chambres à bulles peuvent être facilement adaptés aux grandes échelles soit 500kg de matière active.

Une autre méthode permettant d’augmenter la sensibilité des détecteurs est d’améliorer la discrimination des sources de bruit de fond. Ainsi, les membres de la collaboration PICASSO travaillent activement à l’élaboration d’outils permettant de discriminer le bruit de fond alpha. La figure 4.13 présente différents calculs de section efficace en fonction de l’exposition et du taux de bruit de fond. Notons que la sensibilité pour une expérience comportant un bruit de fond varie en fonction de un sur la racine carrée de l’exposition tandis qu’en l’absence de bruit de fond cette croissance est de un sur l’exposition.

L’amélioration de la résolution, diminution de la largeur des distributions, entraîne une meilleure discrimination des signaux alpha et neutrons. En effet, les différences entre les signaux sont nettement plus visibles lorsque les distributions, en énergie acoustique par exemple, sont très étroites. Ainsi, l’objectif des travaux présentés dans cet ouvrage est

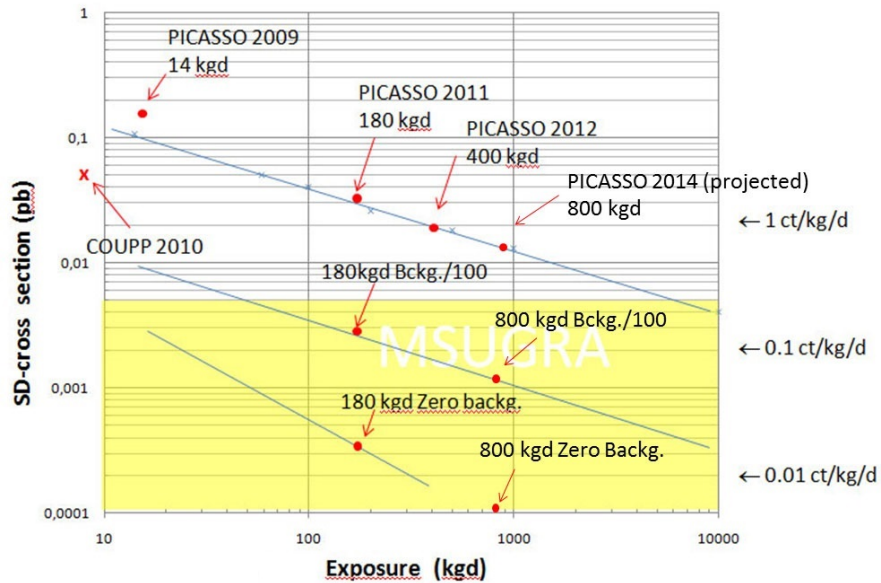


Figure 4.13 – Effet de la diminution du bruit de fond et de l’augmentation de l’exposition sur la sensibilité de l’expérience PICASSO.

l’amélioration de la résolution de l’énergie acoustique, représenté par la variable  $E_{Var}$ , des détecteurs PICASSO. Dans cette veine, des modifications de l’amplification des signaux par le système d’acquisition de même qu’une correction numérique en fonction de la position seront étudiées.

De plus, une étude sur les détecteurs à petites gouttelettes et l’utilisation de nouveau système d’acquisition tel un microphone à condensateur seront aussi présentés. Ces travaux ont été effectués dans l’optique de tester les méthodes utilisées par l’expérience SIMPLE et étudier leurs implications quant à l’amélioration des détecteurs PICASSO. Il sera discuté dans la section 4.5 que l’expérience SIMPLE comporte une discrimination du bruit de fond alpha de 97%.

### 4.3 L’expérience COUPP

Contrairement aux expériences de détection par gouttelettes de liquide en surchauffe, le détecteur de l’expérience COUPP, (Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics), est une chambre à bulles contenant un liquide homogène en surchauffe. À l’instar des détecteurs à gouttelettes, un événement se produit lorsque survient une collision élastique entre un WIMP et un nucléon ce qui entraîne une transition de phase dans le

liquide cible. La figure 4.14 présente différents types d'événements pouvant survenir dans le détecteur.

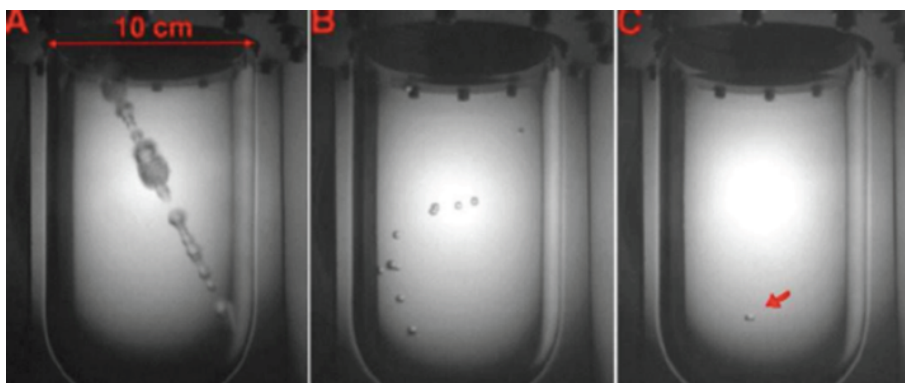


Figure 4.14 – Photographie d'une des chambres à bulles de l'expérience COUPP. L'image de gauche présente une transition de phase induite par un muon, celle du centre présente une diffusion multiple induite par un neutron et à droite est présenté un événement induit par une seule nucléation d'un neutron.

Le détecteur de COUPP utilisé pour la publication de 2012 [3] est une chambre de 3 litres installée dans le laboratoire de SNOLAB à Sudbury. Il est composé d'une jarre de 15 cm de diamètre en verre de quartz synthétique. Un tube accordéon en acier inoxydable scelle le dessus du contenant en verre. Le tout est immergé dans du propylène glycol et inséré dans une chambre à pressurisation en acier inoxydable. Le tube accordéon est flexible et sert à ce que la pression à l'intérieur et à l'extérieur de la jarre soit égale. Cela permet de réduire le stress mécanique sur le contenant en verre de quartz. Dans la jarre de quartz se trouve 4 kg de CF3I recouverts d'une couche d'eau. Ainsi, le liquide cible, le CF3I, est seulement en contact avec la surface lisse de quartz et l'eau.

Quatre capteurs piézoélectriques de type PZT, soit en Titano-Zirconate de Plomb, sont collés sur la paroi extérieure de la jarre. De plus, deux caméras CCD de résolution VGA, *Video Graphics Array*, sont placés à un angle de  $20^\circ$  l'une de l'autre et enregistrent 100 images par seconde. Elles permettent de reconstruire les coordonnées spatiales de chacune des bulles formées par la nucléation d'un atome sur le CF3I. Une coupure sur le volume est donc aisément appliquée afin d'exclure les événements pouvant être induits par la contamination provenant des parois du contenant.

Les prises de mesures se font sous des cycles de compression débutant à 215 psi. À cette pression la chambre est insensible à tout type de particules et le CF3I est à l'état

liquide. La chambre est décompressée à 30.1 psi et la chambre est alors en mode opérationnelle. Lors de la formation d'une bulle, où lorsque 500 secondes se sont écoulées depuis la dépressurisation, la chambre est repressurisée durant 30 secondes à 215 psi. À chaque 10 événements, la compression est de 300 secondes afin de s'assurer que les bulles de CF<sub>3</sub>I soient condensées. La chambre est ainsi opérée à 39.0°C, 36.2°C et 33.5°C. Selon le modèle de nucléation de Seitz, cela correspond respectivement à des énergies de recul de 7.8, 11.0 et 15.5 keV.

#### 4.4 L'expérience PICO

L'expérience PICO est née de la fusion entre les expériences **PICASSO** et **COUPP**. L'expérience résultante travaille actuellement avec des chambres à bulles traditionnelles au C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> et au CF<sub>3</sub>I, mais n'exclue pas l'utilisation d'autres types de fréon. L'objectif de la collaboration est de développer un détecteur de 250 litres, c'est-à-dire environ 500 kg. La

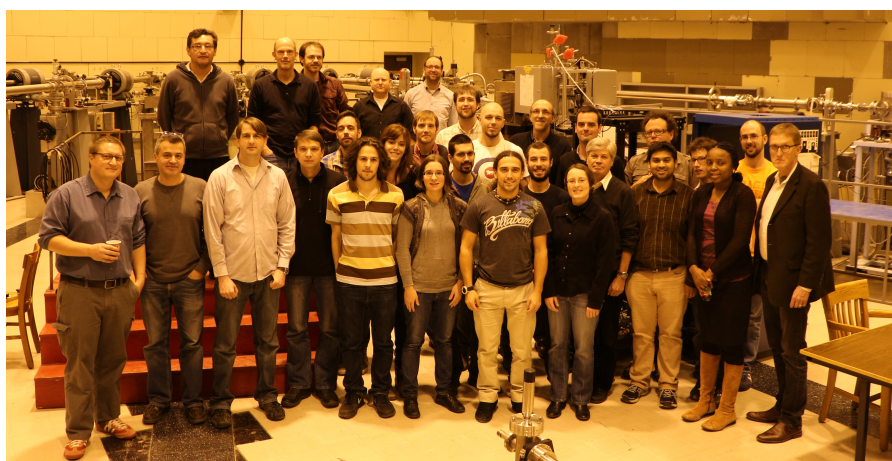


Figure 4.15 – Membres de la collaboration PICO lors de la rencontre de novembre 2013 à l'Université de Montréal dont l'auteur du mémoire, située au centre.

figure 4.15 présente les membres de la collaboration PICO devant la ligne 0° où se trouve le détecteur PICO-0.2L dans la salle des cibles de l'accélérateur TANDEM à l'Université de Montréal lors d'une réunion de collaboration en novembre 2013.

Le détecteur PICO-0.2 est une petite chambre test remplie de C<sub>3</sub>F<sub>8</sub>. Celle-ci est opérée aux installations de l'Université de Montréal qui par l'accélérateur Tandem, voir section 4.2.5, permet de générer des neutrons monoénergétiques. Le nombre de bulles observé dont

le bruit de fond est soustrait est normalisé en fonction d'un compteur à hélium-3. *L'auteure de ce mémoire a eu l'occasion d'être initiée à l'opération de l'accélérateur de même que la ligne de faisceau de l'Université de Montréal. Cela implique le démarrage de la source duoplasmatron, l'alignement du faisceau de protons et la mesure de la position des pics de résonance de la cible de vanadium.*

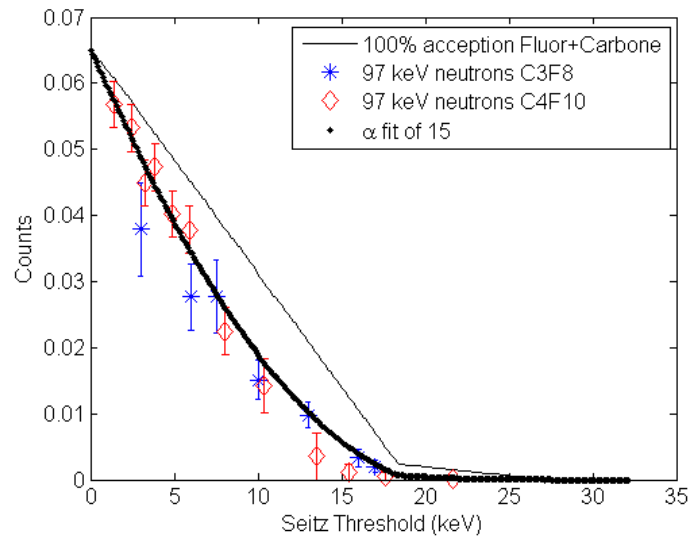


Figure 4.16 – Réponse en fonction de l'énergie de la chambre PICO-0.2L au  $C_3F_8$ . Les données sont comparées à celles obtenues précédemment avec les étalonnages aux neutrons monoénergétiques des détecteurs PICASSO au  $C_4F_{10}$ .

La figure 4.16 présente la réponse du détecteur PICO-0.2L comparée aux réponses obtenues pour le  $C_4F_{10}$ . Les résultats demeurent toujours à l'étude, mais semblent bien concorder avec la théorie de Seitz et les résultats observés avec le  $C_4F_{10}$  par l'expérience PICASSO.

Le détecteur PICO-2L est une chambre à bulles dont la matière active est le  $C_3F_8$ . Les pièces maîtresses du détecteur proviennent de la chambre COUPP-4L où des améliorations dans la radiopureté des composantes ont été apportées. Ce détecteur est un premier test visant à vérifier la possibilité d'utiliser le  $C_3F_8$  dans un éventuel détecteur de 250 litres. Des questions demeurent quant à la possibilité que le  $C_3F_8$  fasse des nucléations spontanées aux parois du détecteur. *L'auteur a eu l'occasion de participer à l'installation de ce détecteur à SNOLAB notamment en opérant la distillation du  $C_3F_8$  permettant le remplissage de la chambre.* La figure 4.17 présente un événement enregistré à SNOLAB



où sur une même image, onze bulles sont observées. Ceci est typique d'un neutron qui aurait effectué plusieurs nucléations avant d'effectuer un dépôt complet de son énergie et démontre le très faible seuil d'énergie soit 3 keV.

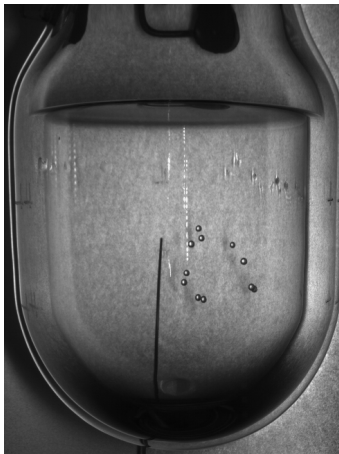


Figure 4.17 – Événement datant de décembre 2013 dans la chambre PICO-2L où 11 bulles sont présentes sur une même image. L'événement est causé par la diffusion multiple d'un seul neutron.

Le détecteur PICO-60L, ou encore COUPP-60, est en fonction à SNOLAB. Il est composé de 37kg de CF<sub>3</sub>I et opère de la même manière que les détecteurs COUPP présentés à la section précédente. Ce détecteur a pour objectif de permettre la caractérisation de certains événements de bruits de fond de la chambre COUPP-4L qui demeurent toujours inexplicés. De plus, les propriétés et réponses du CF<sub>3</sub>I sont à l'étude.

Le détecteur PICO-250 est l'objectif ultime de la collaboration PICO. La figure 4.18 présente une compilation des limites et projections des sections efficaces dépendantes du spin en fonction de la masse du WIMP pour un détecteur de 250 litres. On remarque que dans le secteur des sections efficaces dépendantes du spin, l'expérience PICO serait de loin la plus sensible. Aussi, ce détecteur serait capable d'étudier une grande partie de l'espace des paramètres du cMSSM. Cette limite a été calculée pour le C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> d'où l'importance de résultats positifs de la part du détecteur PICO-2L. De plus, dans le secteur indépendant du spin la possibilité d'utiliser le C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> permet un balayage complémentaire de la région des WIMPs de faible masse,  $< 10\text{GeV}/c^2$ . En usant du CF<sub>3</sub>I, l'expérience PICO mise plutôt sur le secteur indépendant du spin et pour des masses autour de  $50\text{GeV}/c^2$ .

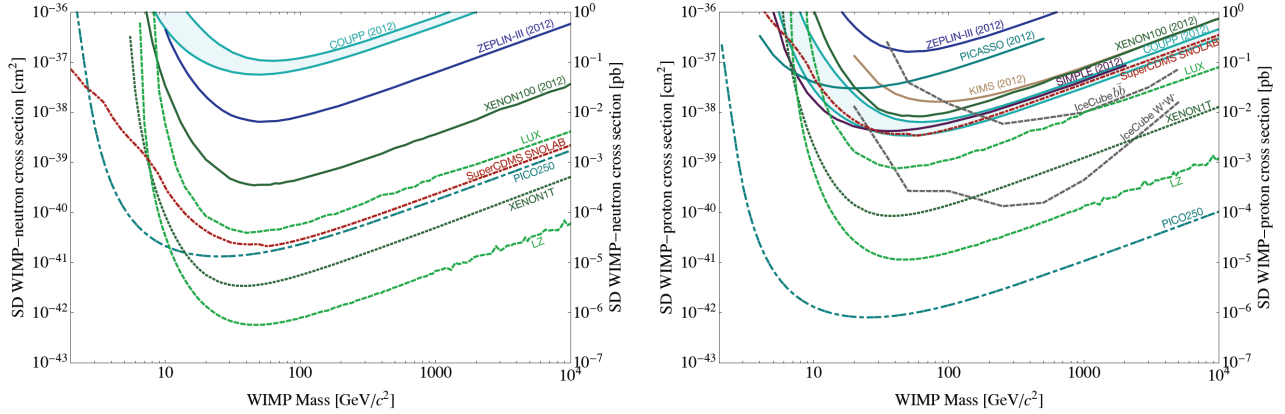


Figure 4.18 – Compilation des limites, lignes pleines, et projections, lignes pointillées, des sections efficaces dépendantes du spin en fonction de la masse de WIMP à une sensibilité de 90%. Le graphique de gauche montre la section efficace pour la diffusion WIMP-neutron (SI), tandis que celle de droite affiche la section efficace pour la diffusion WIMP-proton (SD).

#### 4.5 L'expérience SIMPLE

L'expérience SIMPLE (Superheated Instrument for Massive Particle Experiments) vise à détecter un signal de WIMP en utilisant des détecteurs à gouttelettes de  $C_2ClF_5$  en surchauffe suspendues dans un gel visqueux et élastique. L'expérience est située au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) au sud de la France et les détecteurs sont placés dans un bain d'eau de 700L servant de blindage et de contrôle de température.

Les détecteurs de l'expérience SIMPLE comportent 0.2 kg de  $C_2ClF_5$  et 900 mL de gel matriciel. Le couvercle du détecteur est muni d'un port d'accès afin de mesurer la pression. La prise de mesure se fait à l'aide d'un microphone protégé par une membrane de latex et encapsulé dans une couche de 4 cm de glycérine recouvrant le gel et permettant la pressurisation de la chambre. Les microphones de l'expérience SIMPLE ont une sensibilité entre 20 et 16 000 Hz [12]. La taille des gouttelettes de  $C_2ClF_5$  dans le détecteur de l'expérience SIMPLE est de  $r \approx 30 \mu m$ . La distribution des gouttelettes est uniforme et homogène. Au même titre qu'à l'expérience PICASSO, une plus longue période d'agitation rapide produit des gouttelettes plus petites.

Un signal provenant d'une nucléation dans le détecteur SIMPLE est composé d'une première partie où l'amplitude croît sur quelques millisecondes, puis vient une décroissance constante durant 5 ms à 40 ms. Le signal est aussi caractérisé par une harmonique primaire

située entre 0.45 kHz et 0.75kHz.

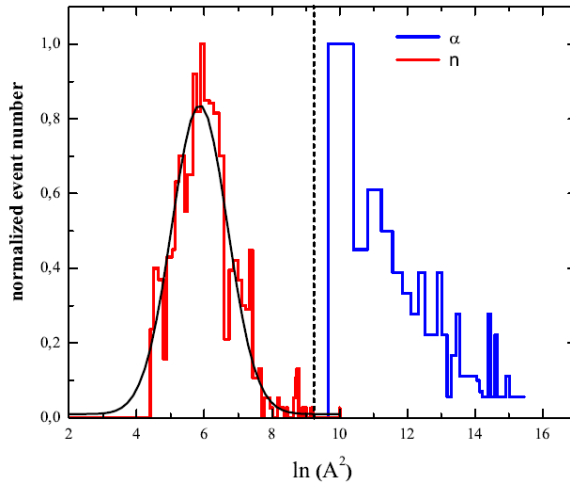


Figure 4.19 – Histogramme du logarithme de l’amplitude au carré des étalonnages alpha et neutrons. La ligne pointillée est la coupure à  $A=100\text{mV}$  où se trouve la discrimination de 97% des neutrons, courbe rouge, et des particules alpha, courbe bleue.

La figure 4.19 présente un histogramme du logarithme de l’amplitude au carré pour les étalonnages alpha et neutrons. L’étalonnage s’est fait avec une source de neutron Am-Be. On remarque que l’amplitude des événements provenant des neutrons est nettement plus faible que celle des particules alpha. Telle que décrite par SIMPLE[13], l’explication du phénomène est que :

*The small droplet size provides a natural lower cutoff to the deposited  $\alpha$  energy and is together with the  $dE/dx$  responsible both for the amplitude gap between the  $\alpha$  and neutron population, and the spectral asymmetry in the  $\alpha$  distribution.*

Ainsi, il semble que, par la taille de leurs gouttelettes, les détecteurs de l’expérience SIMPLE peuvent discriminer à plus de 97% le bruit de fond alpha. Ainsi, s’il en est de même pour tous les détecteurs à gouttelettes en surchauffe, un détecteur PICASSO à petites gouttelettes serait plus propice à la discrimination alpha-neutron qu’un détecteur PICASSO habituel. L’analyse actuelle de PICASSO étant en désaccord avec celle de SIMPLE, l’hypothèse précédente sera testée au chapitre suivant.

## CHAPITRE 5

### ÉTUDE D'UN DÉTECTEUR PICASSO À PETITES GOUTTELETTES

Les détecteurs PICASSO ayant une distribution de gouttelettes de  $C_4F_{10}$  centrée autour de  $200\mu m$  de diamètre, il est intéressant de se questionner de l'effet de la grosseur des gouttelettes sur le signal capté. Le chapitre débute par une étude de l'amplitude du signal en fonction de la taille des gouttelettes pour un bloc de gel PICASSO. Par la suite, la description de la fabrication d'un détecteur PICASSO 1/3 ayant une distribution de gouttelettes plus petite que celle des détecteurs PICASSO habituels sera présentée. Le taux de comptage de ce détecteur a été mesuré en fonction de la température. Enfin, la réponse de la variable Evar a été mesurée et comparée à une simulation Geant 4 sur la réponse acoustique des contaminants alpha en fonction de la taille des gouttelettes.

#### 5.1 Amplitude du signal en fonction du diamètre des gouttelettes

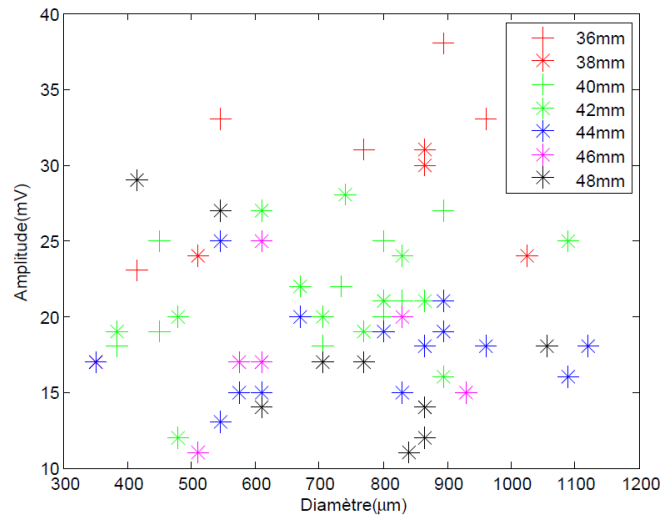


Figure 5.1 – Amplitude du signal en fonction du diamètre des bulles. La légende présente la distance entre la bulle et le capteur piézoélectrique.

La section suivante présente une étude de l'amplitude du signal sur un bloc de gel. Cette étude a permis de valider l'intérêt d'étudier la réponse d'un détecteur à petites gouttelettes. Malgré l'utilisation de part et d'autre de détecteurs à gouttelettes en sur-

chauffes, les expériences PICASSO et SIMPLE ne s’entendent pas sur l’effet de la grosseur des gouttelettes sur la discrimination du bruit de fond. La procédure expérimentale sera décrite et suivront ensuite les résultats.

Un bloc de gel contenant des gouttelettes de  $C_4F_{10}$  a été étudié afin de mesurer l’amplitude du signal en fonction de la taille des gouttelettes. Le bloc de gel avait le même diamètre que le capteur piézoélectrique, les effets angulaire ont donc été négligés. Un microscope a permis de mesurer la taille des gouttelettes qui sont de l’ordre de la centaine de micromètres et le capteur piézoélectrique a mesuré l’amplitude du signal, en mV. Pour chacun des événements, la distance de la bulle par rapport au capteur piézoélectrique a aussi été mesurée en millimètre.

La figure 5.1 présente l’amplitude, en mV, des signaux en fonction du diamètre des gouttelettes, en  $\mu\text{m}$ . De plus, la distance entre le senseur piézoélectrique a été mesurée en millimètre. À première vue, il semble ne pas y avoir de corrélation entre l’amplitude du signal et la grosseur des gouttelettes. Cependant, l’effet de la distance entre le capteur piézoélectrique et la gouttelette n’a pas été pris en compte. Le calcul qui suit vise à corriger l’amplitude du signal en fonction de la distance.

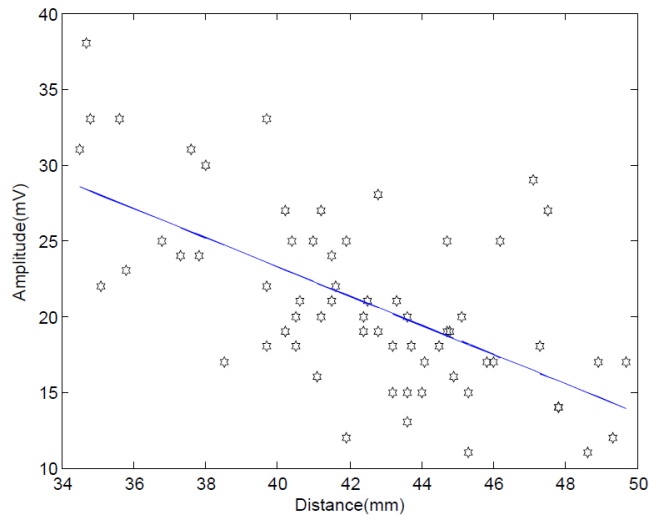


Figure 5.2 – Amplitude du signal en fonction de la distance entre la bulle et le capteur piézoélectrique. La droite présente la régression linéaire utilisée pour renormaliser l’amplitude en fonction de la distance entre la bulle et le capteur piézoélectrique.

L’amplitude du signal devrait décroître en fonction de la distance entre la bulle et le senseur piézoélectrique. La figure 5.2 présente l’amplitude du signal en fonction de la

distance et le senseur piézoélectrique.

On note une décroissance de l'amplitude en fonction de la distance et une régression linéaire a été calculée. Une correction sur la distance entre la bulle et le capteur piézoélectrique suivant la régression linéaire a été effectuée sur les données brutes présentées à la figure 5.1. La figure 5.3 présente l'amplitude du signal en fonction du diamètre de la gouttelette en incluant une renormalisation en fonction de la distance. Ces résultats confirment une étude indépendante effectuée à l'Université Laurentienne dans le cadre de l'expérience PICASSO [22].

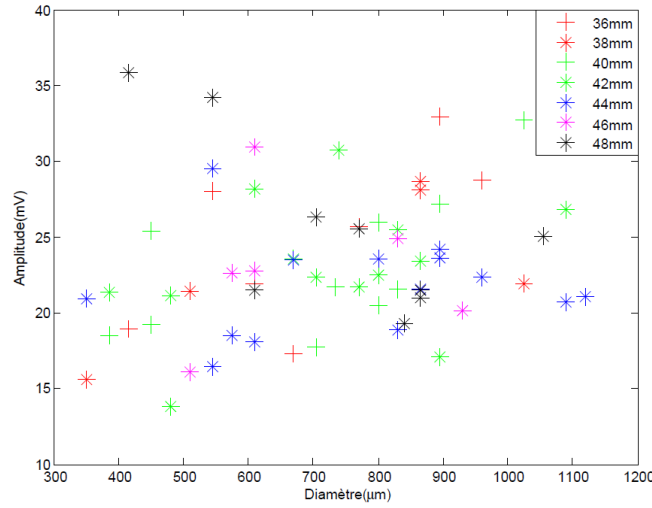


Figure 5.3 – Amplitude du signal renormalisé selon la distance en fonction du diamètre des bulles. La légende présente la distance entre les bulles et le capteur piézoélectrique.

Selon ces mesures, il ne semble pas y avoir de corrélation entre le diamètre de la bulle et l'amplitude du signal. Cela corrobore la théorie tel que discutée dans l'ouvrage de Landau et Lifshitz [20] stipulant que l'intensité,  $I$ , est proportionnelle à l'accélération du volume de gaz en expansion,  $\ddot{V}^2$  et  $R$  est le rayon de la protobulle en expansion. Autrement dit,

$$I = \frac{(\rho \ddot{V})^2}{4\pi c} = \frac{\rho^2}{4\pi c} (6RR\ddot{R}^2 + 3R^2\ddot{R})^2. \quad (5.1)$$

Ainsi, l'intensité dépend de l'accélération du volume de gaz de la protobulle et non de la taille de la gouttelette macroscopique en question. Ce faisant, peu importe la distribution des gouttelettes dans un détecteur PICASSO, l'amplitude du signal devrait être semblable. Cela semble être en contradiction avec les travaux de l'expérience SIMPLE qui stipule une

amélioration de la discrimination pour des petites gouttelettes. L'étude qui suit vise entre autres à vérifier cette hypothèse.

## 5.2 Méthode de fabrication d'un détecteur à petites gouttelettes

La méthode de fabrication d'un détecteur à petites gouttelettes diffère légèrement de la procédure habituelle telle que présentée à la section 4.2.3. La particularité de la fabrication de détecteurs à gouttelettes en surchauffe est de bien accorder la densité du gel et du fréon. Par la suite, un brassage à la barre magnétique permet de séparer le fréon en petites gouttelettes. Ainsi, en variant la vitesse de rotation du liquide, il est possible de forcer une formation de gouttelettes plus petites. Le détecteur utilisé est un détecteur 1/3 où 20 mL de  $C_4F_{10}$  ont été injectés et le mélange s'est fait à 1000 tours par minutes durant environ 40 minutes puis à 200 tours par minutes jusqu'à la polymérisation. La moyenne de la distribution du diamètre des gouttelettes est estimée être entre  $20\mu\text{m}$  et  $40\mu\text{m}$ .

Dans le but d'étudier la réponse des particules alpha du détecteur, celui-ci a été fabriqué avec 0.5 ml d'une solution aqueuse d'américium à 2 Bq/ml qui s'est propagée dans le gel matriciel. À la suite de la mesure de l'étalonnage à l'américium, une solution aqueuse de 5mL de radium à 0.1Bq/ml a été injectée via une seringue dans le centre du détecteur. Celui-ci est resté pressurisé durant une période tampon afin que le contaminant puisse se propager dans l'ensemble du détecteur.

## 5.3 Test d'étalonnage

Cette section présente les tests d'étalonnages du taux de comptage en fonction de la température des détecteurs PICASSO pour les particules alpha. En effet, cette étude fait suite aux travaux qui ont été présentés à la section 4.2.6 quant à la réponse du détecteur en fonction des diverses espèces de particules. L'étalonnage des particules alpha provenant de la désintégration de l'américium pour un détecteur à petites gouttelettes,  $r \approx 30\mu\text{m}$ , est ensuite comparée à celle d'un détecteur standard,  $r \approx 100\mu\text{m}$ .

### 5.3.1 Taux de comptage des détecteurs PICASSO en fonction de l'énergie et de la température

La figure 5.4 présente la réponse d'un détecteur PICASSO aux émetteurs alpha provenant de la désintégration de l'américium et du radon[1]. Ces mesures ont été effectuées avec un détecteur standard de 4.5 litres, comportant 9 capteurs piézoélectriques et une grande taille de gouttelettes, c'est-à-dire  $\sim 100\mu\text{m}$ .

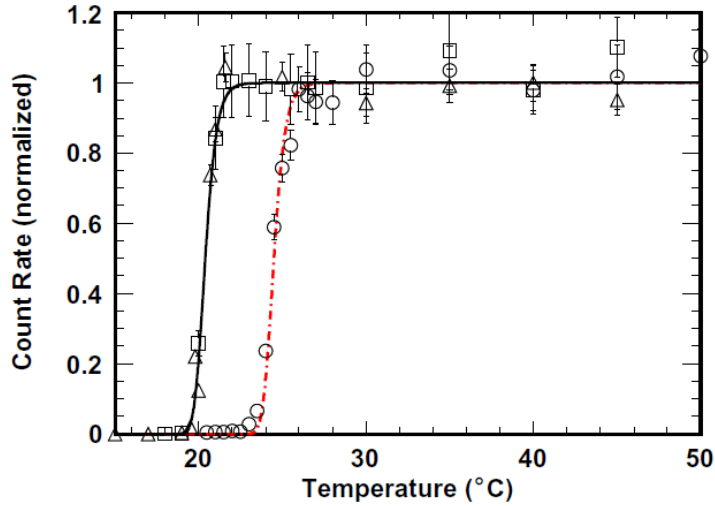
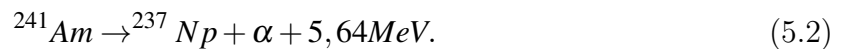


Figure 5.4 – Réponse d'un détecteur PICASSO contaminé aux émetteurs alpha. Les carrés et triangles représentent les alphas provenant du  $^{226}\text{Ra}$  tandis que les cercles proviennent de la contamination à  $^{241}\text{Am}$ .

Les carrés et triangles représentent la réponse des produits de la désintégration du  $^{226}\text{Ra}$  et ont un seuil de détection à  $19^\circ\text{C}$  ( $\sim 140\text{keV}$ ). Le plateau de détection débute à  $22^\circ\text{C}$ . Les cercles proviennent des produits de la désintégration de l'américium,  $^{241}\text{Am}$ . Le seuil de détection est à plus haute température soit à environ  $22^\circ\text{C}$  et le plateau est à  $26^\circ\text{C}$  soit  $\sim 70\text{keV}$ .

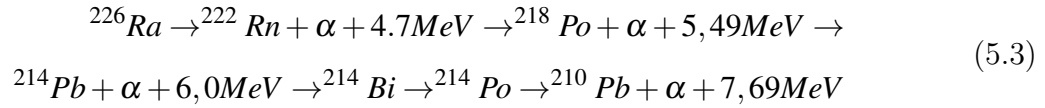
L'explication de la différence d'énergie de seuil provient des différentes réactions de désintégration. L'américium,  $^{241}\text{Am}$ , suit la réaction suivante



De plus, il est connu que l'américium, sous forme de  $\text{AmCl}$  en solution aqueuse, se diffuse dans le gel, mais n'entre pas dans les gouttelettes de fréon, car le  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  est hydrophobe.



Ainsi, la particule alpha émise par la réaction provient ainsi de l'extérieur de la gouttelette et pourra déposer au maximum une énergie au pic de Bragg de  $5,64MeV$ . Le radon quant à lui suit une chaîne plus longue de désintégrations



Il est à noter que la demie-vie du radium est de 1602 ans et celle du Radon est de 3,8 jours. Par la suite, les temps de vie des filles sont de 3 minutes, 27 minutes, 19 minutes et 0.2 milliseconde. Ainsi, lors de l'injection du radium, sous forme de RaCl aqueux, celui-ci se désintègre tranquillement en radon, Rn, qui lui est un gaz noble. Le radon peut donc se diffuser librement dans les gouttelettes de fréon.

La figure 5.5 présente un schéma des protobulles pouvant être engendré par une particule alpha. Le premier événement, à gauche, comporte un seul site de nucléation provenant du recul d'un noyau ou de la déposition d'énergie au pic de Bragg d'une particule alpha provenant de l'extérieur de la gouttelette de fréon. Le second événement, à droite, comporte deux sites de nucléation, un du recul d'un noyau et l'autre du dépôt d'énergie au pic de Bragg d'une particule alpha.

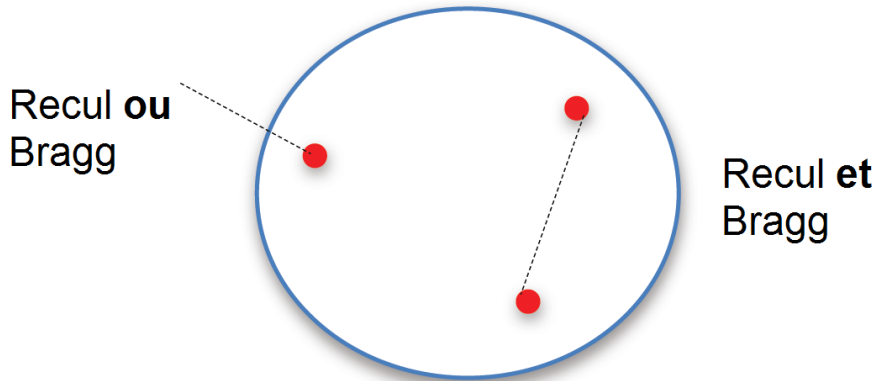


Figure 5.5 – Schéma de deux types d'événements dont les traces des particules sont en pointillé et les protobulles en rouge.

En somme, la particule alpha produite par l'américium peut seulement enclencher une transition de phase par le dépôt d'énergie au pic de Bragg tandis que le radon agit à titre de contamination interne et peut, à haute température, comporter deux sites de nucléation.

Le premier site de nucléation est le recul du noyau,  $^{210}\text{Pb}$  ou  $^{218}\text{Po}$  et le second est le dépôt d'énergie de la particule alpha au pic de Bragg. En observant le graphique 5.4 on note que le taux de comptage pour une contamination radon atteint un plateau à  $22^\circ\text{C}$ . Si la courbe du radon comportait un deuxième plateau à  $26^\circ\text{C}$  cela signifierait qu'il y aurait une efficacité plus élevée de détection pour les alpha aux pic de Bragg. N'étant point le cas, on en conclut que l'expérience PICASSO a une efficacité de détection de 100% pour les événements provenant de nucléation dans la gouttelette.

### 5.3.2 Montage et résultats du détecteur à petites gouttelettes

Afin d'effectuer un étalonnage du bruit de fond, le détecteur à petites gouttelettes, le détecteur Berna, a été mis dans un système de contrôle de la température et de la pression. De plus, 3 capteurs piézoélectriques ont été placés sur le détecteur et ont été branchés au système d'acquisition habituel de PICASSO. La température a été choisie entre  $18^\circ\text{C}$  et  $38^\circ\text{C}$ . Le détecteur a été laissé une dizaine d'heures à cette température avant la prise de mesure afin de s'assurer de l'homogénéité de la température dans le détecteur. Lors de la prise de données, le détecteur a été dépressurisé et le système d'acquisition enclenché. Il y a eu recompression à 6 bars durant 9 heures entre chaque série de mesures.

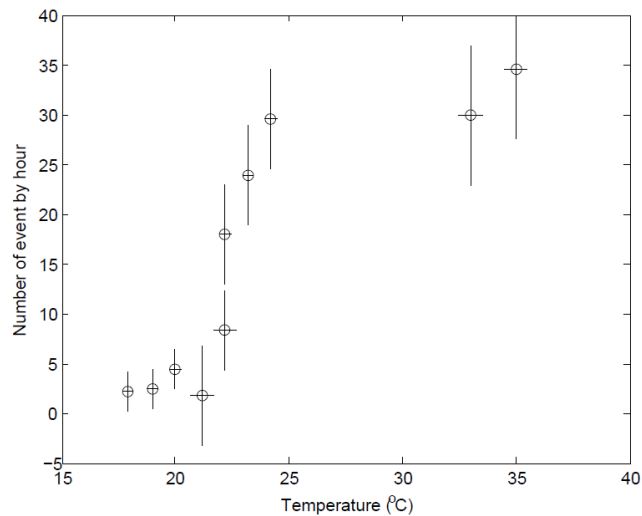


Figure 5.6 – Taux de comptage en fonction de la température pour une étude du bruit de fond alpha,  $^{241}\text{Am}$ , du détecteur Berna à petites gouttelettes.

Les événements enregistrés par le système d'acquisition ont été analysés afin de sélectionner les événements de nucléation.

tionner les événements induits par les gouttelettes de  $C_4F_{10}$ . À cet effet, les variables de discriminations usuelles de l'expérience PICASSO ont été utilisées. Le nombre de vrais événements a ensuite été divisé par la durée de la série de mesure afin d'obtenir le taux de comptage. Le taux de comptage en fonction de la température est présenté à la figure 5.6.

On remarque que le taux de comptage commence à croître à partir de  $22^\circ C$  et le plateau est à partir de  $24^\circ C$  ce qui est en complet accord avec les mesures de la figure 5.4 c'est-à-dire aux détecteurs à grandes gouttelettes et ayant des émetteurs  $\alpha$  à l'extérieur.

#### 5.4 Effet de l'américium et du radon sur les variables de discrimination

Tel qu'observé à la section 5.3.1, ou plus précisément à la figure 5.5, les deux types d'émetteurs alpha ne proviennent pas du même endroit. L'américium est un contaminant du gel et l'émission de particule alpha se fera à partir du gel vers la gouttelette de  $C_4F_{10}$  tandis que le radium se désintègre en radon qui se diffuse dans le fréon et l'émission de la particule alpha se fera de l'intérieur de la gouttelette.

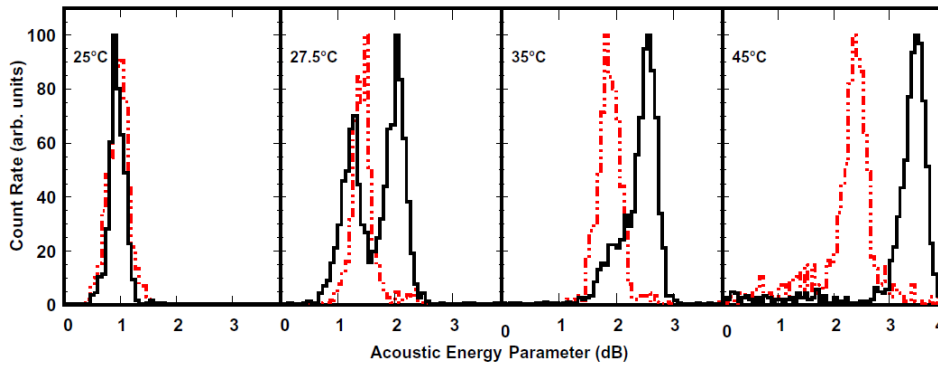


Figure 5.7 – Distribution du paramètre de l'énergie acoustique en fonction de la température pour un détecteur standard de 4.5 litres contaminé aux particules alpha provenant de l'intérieur de la gouttelette. La courbe rouge présente l'étalonnage aux neutrons avec la source AcBe.

Il a été déterminé que les événements produits par les particules alpha provenant de l'intérieur de la gouttelette pouvaient comporter deux sites de protobulles, l'un dû à la nucléation du noyau de recul et l'autre, si l'énergie déposée au pic de Bragg est suffisamment grande pour enclencher une transition de phase. La présence de deux sites de nucléation pour un événement provenant d'une particule alpha permet de la distinguer d'un événement provenant d'un WIMP. La figure 5.7 présente le paramètre d'énergie acoustique en

fonction de la température pour un détecteur contaminé au  $^{226}\text{Ra}$ . La courbe pleine est celle du bruit de fond alpha du détecteur, tandis que la courbe rouge est celle d'un étalonnage neutron. Le deuxième cas, à  $27,5^\circ\text{C}$ , est excessivement intéressante. On note qu'il y a deux distributions gaussiennes dans la mesure du bruit de fond alpha. Cela signifie qu'une partie des protobulles engendrées par les particules alpha comporte une protobulle et l'autre deux. En effet, tel que présenté à l'équation 5.1, l'intensité du signal est proportionnelle à l'accélération du volume en expansion,  $\dot{V}^2$  et donc, si un événement comporte deux sites de nucléations, alors l'intensité sera quatre fois plus élevée et donc, le paramètre d'énergie acoustique sera plus élevé. À  $45^\circ\text{C}$ , la quasi-totalité des événements provenant de particules alpha comporte une énergie acoustique plus élevée que les événements engendrés par les neutrons ou WIMPs.

#### 5.4.1 Simulation numérique de la réponse acoustique des contaminants alpha en fonction de la taille des gouttelettes

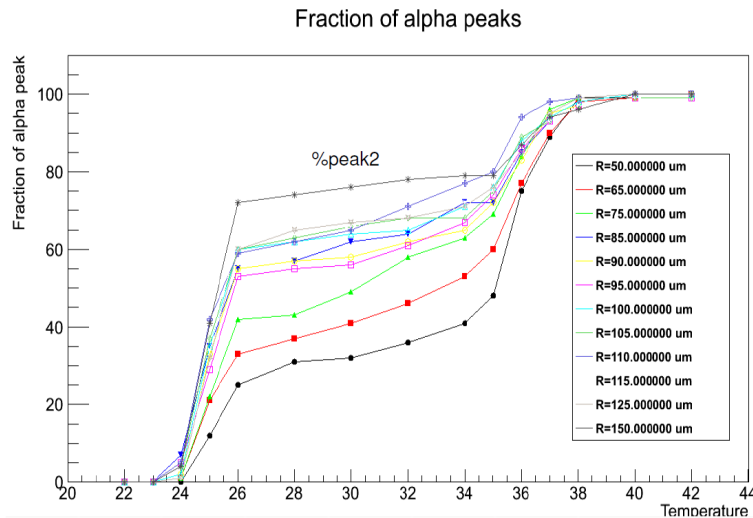


Figure 5.8 – Simulation Geant 4 sur l'effet du radon. Le graphique présente la fraction du deuxième pic en fonction de la température pour plusieurs tailles de gouttelettes.

Une simulation effectuée par Magali Besnier postdoctorante dans le groupe PICASSO a permis de prédire que la réponse du détecteur à petites gouttelettes allait être légèrement différente lorsque l'on prenait la variable de discrimination EVAR. En effet, comme les gouttelettes sont plus petites, il y a une plus grande possibilité que le parcours de la

particule alpha soit dirigé vers l'extérieur de la gouttelette. Il est donc moins probable qu'il y ait deux points de nucléation. La figure 5.8 présente la fraction du deuxième pic, tel qu'observé à la figure 5.7, en fonction de la température pour plusieurs tailles de gouttelettes.

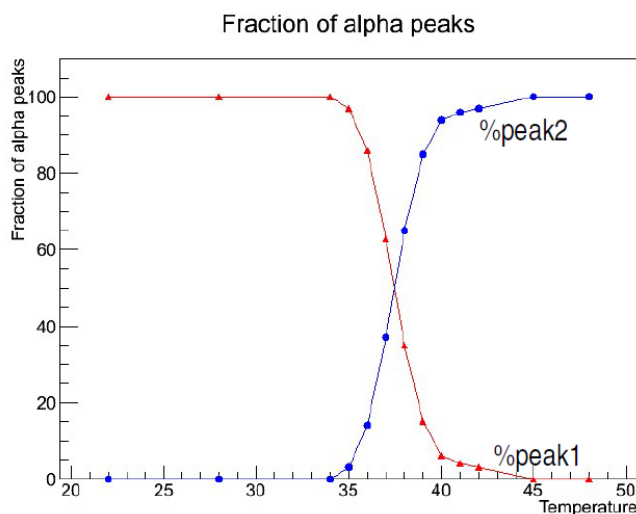


Figure 5.9 – Simulation Geant 4 sur l'effet du radon. Le graphique présente la fraction du premier pic, en rouge, et du deuxième pic, en bleu, en fonction de la température pour des gouttelettes de 20 micromètres.

La figure 5.9 présente un des cas limites où la taille des gouttelettes est très petite,  $r = 20\mu\text{m}$ . Contrairement au graphique 5.8, il n'y a pas de plateau, dans la courbe du pourcentage du deuxième pic, représentant le fait d'une partie des événements auront un site de nucléation tandis que l'autre moitié en aura deux. En effet, le diamètre de la gouttelette est si petit, soit  $40\mu\text{m}$  et en considérant que la portée d'une particule alpha se propageant dans le fréon est de  $42\mu\text{m}$ , il est impossible qu'il y ait à la fois un site de nucléation et un dépôt d'énergie au pic de Bragg dans la même gouttelette. Cependant, à haute température, l'énergie déposée par la particule alpha sur sa trace peut être suffisante pour entraîner la formation de protobulles. Ainsi, le deuxième pic, la courbe bleue de la figure 5.9, est celui des sites de nucléations doubles. La contribution du deuxième pic survient à plus haute température soit à  $34^\circ\text{C}$  au lieu de  $26^\circ\text{C}$ , car l'énergie nécessaire à la formation de la protobulle doit provenir de la trace de la particule alpha et non du pic de Bragg. Ce faisant, la possibilité de discrimination est restreinte aux plus hautes températures.

Afin de tester expérimentalement les prédictions de la simulation Geant 4, la réponse acoustique du détecteur à petites gouttelettes a été mesurée pour diverses températures. L'expérience qui suit tente ainsi de vérifier s'il l'apparition du deuxième pic survient à plus haute température que pour les détecteurs PICASSO habituels.

#### 5.4.2 Montage et comparaison des résultats avec la simulation Géant4

Afin de vérifier les prédictions de la simulation Geant 4, le détecteur à petites gouttelettes a été mis dans un système de contrôle de la température et de la pression de même que 3 capteurs piézoélectriques ont été placés sur le détecteur et ont été branchés au système d'acquisition habituel de PICASSO. Les températures d'acquisition ont été de 33°C et 45°C pour l'américium. Suivant la procédure habituelle, le détecteur a été laissé une dizaine d'heures à cette température avant la prise de mesure afin de s'assurer de l'homogénéité de la température dans le détecteur. Lors de la prise de données, le détecteur a été dépressurisé et le système d'acquisition enclenché. Il y a eu recompression entre chaque série de mesures. Les mesures neutrons ont été faites à l'aide de la source Ac-Be décrite au tableau 6.III. Un blindage de plomb a été placé pour bloquer le rayonnement gamma. Par la suite, il a été injecté une solution de radium dans le détecteur afin de pouvoir comparer les résultats avec la simulation Géant4. Le détecteur a été laissé deux semaines afin que le radium se désintègre et que le radon se diffuse. Des mesures ont été prises à 33°C, 35°C, 38°C, 40°C et 45°C pour le bruit de fond et pour les étalonnages aux neutrons.

Les données prises ont été analysées avec les variables de discrimination présentées à la section 4.2.7, soit Evar, FVar et RVar. Des coupures ont été appliquées afin de sélectionner les événements provenant de nucléations. La figure 5.11 présente l'histogramme de la variable EVAR pour un étalonnage aux neutrons, courbe bleue, et le signal provenant de l'américium, courbe rouge. On remarque que les deux courbes, neutrons et alpha, se chevauchent pour les deux températures. À 45°C, il n'y a pas de deuxième pic. Ceci est compatible avec la théorie stipulant que l'américium se situe dans le gel et donc il agit comme le neutron avec un seul site de nucléation.

Les résultats des données prises avec la contamination au radium sont présentés à la figure 5.10. La première figure, a), présente les mesures à 33°C. Il est frappant de constater que les deux courbes se superposent et qu'il n'y a pas deux distributions gaussiennes. Cela

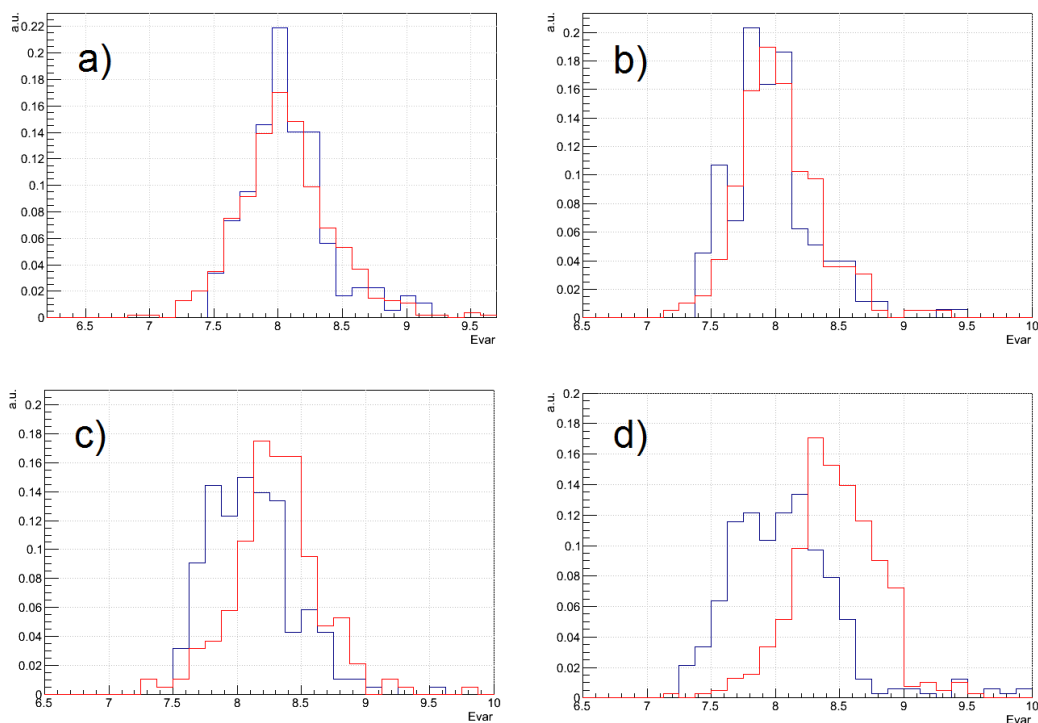


Figure 5.10 – Variable EVAR pour un étalonnage aux neutrons, courbe bleue, et un bruit de fond provenant du radon, courbe rouge. Les principales variables d’analyse, voir tableau 4.III, de l’expérience PICASSO ont été calculées et les coupures ont été faites afin d’exclure les événements indésirables. Les mesures de la figure a) ont été prises à  $33^{\circ}\text{C}$ , celles de b) à  $35^{\circ}\text{C}$ , celles de c) à  $38^{\circ}\text{C}$  et celles de d) à  $45^{\circ}\text{C}$ .

est en accord avec les résultats des simulations numériques, pour des petites gouttelettes, présentés aux figures 5.8 et 5.9. En effet, en se rappelant les mesures de la figure 5.7 la séparation des distributions alpha et neutrons pour la contamination au radium survient autour de  $27^{\circ}\text{C}$ . Il en est de même à  $35^{\circ}\text{C}$ , figure b), où les deux distributions neutron et alpha se superposent signe d’une seule protobulle. Cependant, les deux courbes semblent montrer une différence d’énergie acoustique à  $38^{\circ}\text{C}$ , figure c). Cet effet est amplifié à  $45^{\circ}\text{C}$ , figure d). De plus, à  $45^{\circ}\text{C}$ , le détecteur est sensible aux nucléations sur la trace de la particule alpha.

La présence d’un décalage à plus haute température semble alors confirmée. En effet, il ne s’agit pas d’un effet causé par le détecteur puisque les mesures à l’américium, figure 5.11 ne montrent pas de décalage. Enfin, les distributions de l’énergie acoustique, telle que représentée par la variable EVAR, sont larges. Des mesures ont été prises avec un

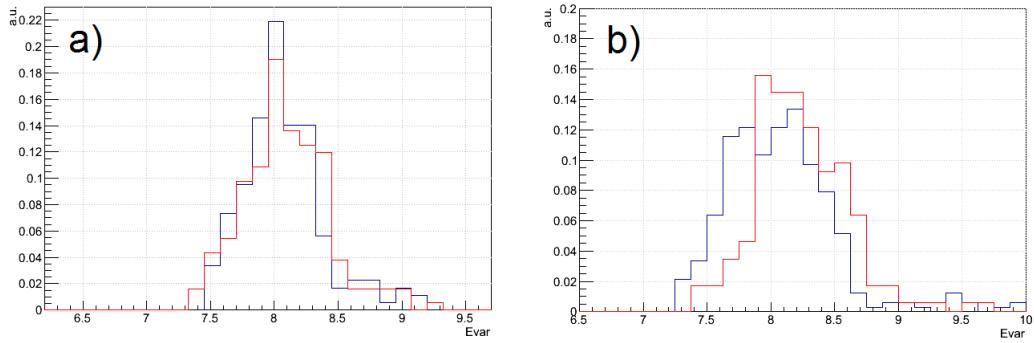


Figure 5.11 – Variable EVAR pour un étalonnage aux neutrons, courbe bleue, et un bruit de fond provenant de l’américium, courbe rouge. Les principales variables d’analyse, voir tableau 4.III, de l’expérience PICASSO ont été calculées et les coupures ont été faites afin qu’il ne reste que les événements provenant de gouttelettes en expansion. Les mesures de la figure a) ont été prises à  $33^{\circ}\text{C}$  et celles de b) à  $45^{\circ}\text{C}$ .

détecteur 1/3 afin de vérifier si ce n’est pas seulement un effet du petit nombre de capteurs piézoélectriques. Hélas non, les détecteurs à petites gouttelettes ont des distributions en énergie acoustique nettement plus larges que celles de leurs confrères à bulles de  $100\mu\text{m}$  de diamètre.

## 5.5 Conclusion

Un détecteur à petites gouttelettes a été fabriqué afin d’étudier expérimentalement l’effet de la grandeur des gouttelettes de  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  sur la réponse du détecteur. Ainsi, un étalonnage du taux de comptage a été effectué en fonction de la température pour le bruit de fond produit par l’américium. Il a été conclu que la réponse d’un détecteur à petite gouttelette, le détecteur Berna, pour une contamination à  $^{241}\text{Am}$  était en accord avec celle obtenue pour des détecteurs PICASSO à grandes gouttelettes tel que présenté à la section 4.2.6.

Par la suite, le détecteur a aussi été contaminé au radium pour obtenir une contamination alpha interne aux gouttelettes. Il a été mesuré que la discrimination alpha-neutron pour un détecteur à petites gouttelettes,  $r \approx 30\mu\text{m}$ , survient à plus haute température que pour les détecteurs PICASSO habituels. Cela concorde parfaitement avec les prédictions de la simulation Geant 4. Enfin, la distribution de la variable EVAR pour le détecteur à petites gouttelettes a été mesurée et elle s’est avérée plus large que celle des détecteurs



habituels et même pour un détecteur 1/3 de taille de gouttes normales. Cela contredit les suppositions de l'expérience SIMPLE, vues au chapitre 5, qui affirment que les petites gouttelettes offrent de meilleures possibilités de discrimination quasi parfaite.

Il se pourrait que la situation diffère dans le cas du choix de la matière active soit le  $C_4F_{10}$  dans le cadre de l'expérience PICASSO et le  $C_2ClF_5$  de l'expérience SIMPLE. La question reste encore ouverte et pourrait être l'objet d'une étude plus approfondie.

## CHAPITRE 6

### ÉTUDE DU SYSTÈME D'ACQUISITION DE DONNÉES DE L'EXPÉRIENCE PICASSO

Ce chapitre présente les travaux effectués en vue d'améliorer le système d'acquisition de données. La première section présente de manière générale le système utilisé par l'expérience PICASSO. Dans la deuxième section, je discuterai de l'effet de la graisse à vide et de l'enchâssement du capteur piézoélectrique sur la qualité des données. La troisième section présente des mesures effectuées avec un autre type de capteur piézoélectrique à gain intégré. Enfin, la quatrième section présente une étude sur l'effet du gain sur la discrimination du bruit de fond.

#### 6.1 Effet de la graisse à vide et de l'enchâssement des capteurs piézoélectriques

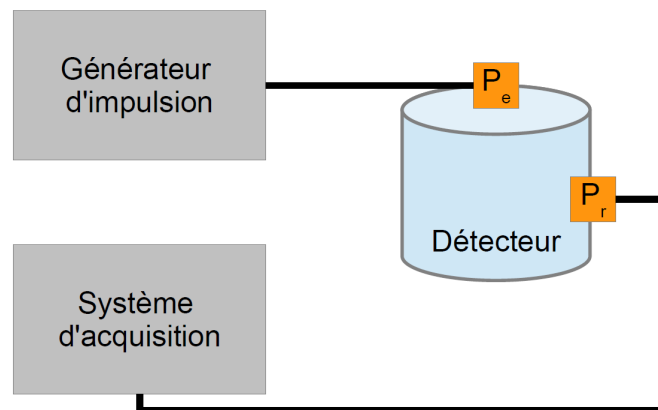


Figure 6.1 – Schéma du montage permettant de mesurer l'effet de la graisse à vide et de l'enchâssement des capteurs piézoélectriques sur la qualité des signaux

La figure 6.1 présente le montage expérimental utilisé afin d'étudier exclusivement l'effet de la graisse à vide et de l'enchâssement des capteurs piézoélectriques. La graisse à vide assure le couplage acoustique, ou l'impédance, entre la paroi en acrylique et la membrane du capteur piézoélectrique. Le détecteur est composé d'un contenant en acrylique équivalent à un tiers de détecteur PICASSO et comporte donc 3 emplacements en acrylique

pour les capteurs piézoélectriques. Le détecteur est ensuite rempli d'eau tiède. Le couvercle du détecteur est en acrylique et un capteur piézoélectrique y est vissé et est à moitié immergé dans l'eau. Un générateur de fonction est utilisé afin d'envoyer une impulsion qui est transmise par le capteur piézoélectrique du dessus qui agit comme émetteur. Le signal est ensuite capté par les 3 capteurs périphériques, amplifié et enregistré.

Le tableau 6.I présente les configurations qui ont été testées. Des entretoises ont été utilisées lors des mesures *mi-insérées* afin que le contour du capteur piézoélectrique soit fixé, mais qu'il ne soit pas complètement inséré. La dernière série de mesure est la configuration initiale afin de vérifier la reproductibilité.

Conf. 1	Vissé	Avec graisse à vide	Complètement inséré	Vert
Conf. 2	Non vissé	Avec graisse à vide	Complètement inséré	Bleu foncé
Conf. 3	Vissé	Avec graisse à vide	Mi-inséré	Rouge
Conf. 4	Non vissé	Sans graisse à vide	Complètement inséré	Noir
Conf. 5	Vissé	Sans graisse à vide	Complètement inséré	Bleu clair
Conf. 6	Vissé	Sans graisse à vide	Mi-inséré	Jaune
Conf. 7	Vissé	Avec graisse à vide	Complètement inséré	Trait bleu

Tableau 6.I – Configurations de graisse à vide et d'enchâssement des capteurs piézoélectriques et la couleur de la courbe sur la figure 6.2.

Les signaux ont été enregistrés puis analysés avec MATLAB. La figure 6.2 présente l'amplitude en fonction de la fréquence telle que calculée par transformée de Fourier rapide, FFT (*Fast Fourier Transform*). Chaque courbe est une moyenne sur les événements d'une configuration donnée.

Les courbes 1, 5 et 7 semblent similaires. Ainsi, s'il manque un peu de graisse à vide pour combler le contact entre le capteur et la paroi d'acrylique, le signal n'en sera pas affecté. On remarque aussi que les deux configurations où les capteurs piézoélectriques ne sont pas vissés, soit 2 et 4, les signaux sont atténués sur l'ensemble du spectre. Enfin, lorsque les capteurs piézoélectriques sont décollés de la paroi d'acrylique, mais toujours en contact avec la structure, ce sont les hautes fréquences, au-dessus de  $1.2 \times 10^6 \text{ Hz}$ , qui sont perdues. Tel qu'annoncé, lorsque le capteur piézoélectrique n'est pas vissé aux parois, le signal est grandement atténué.

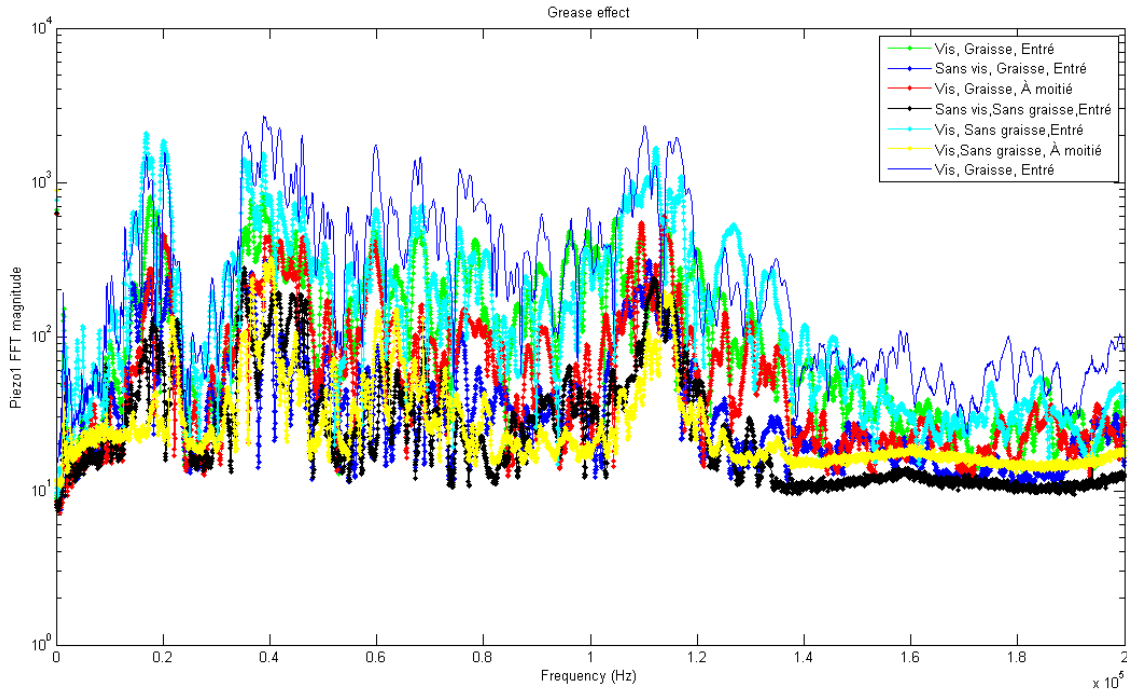


Figure 6.2 – Transformée de Fourier moyenne des signaux captés par un des capteurs piézo-électriques pour chacune des configurations. Une description de chacune des configurations est donnée au tableau 6.1

## 6.2 Effets du gain

Dans les dernières années, l'expérience PICASSO a observé que les signaux provenant des détecteurs étaient souvent saturés. Ainsi, il a été décidé de diminuer l'amplification des signaux afin de récupérer l'information qui était perdue par la saturation des signaux. L'étude suivante présente une évaluation de l'impact de cette modification.

Le gain initial a été mesuré. Pour se faire, le montage consiste en un détecteur test rempli d'eau, deux capteurs piézoélectriques, un générateur de fonction, un oscilloscope. La figure 6.3 présente le montage. Le générateur de fonction est ajusté de manière à générer un pulse d'une amplitude variant entre 0 et 10 V de crête à crête. Un premier capteur piézoélectrique est branché au générateur et émet donc ce signal dans le détecteur test. Un deuxième capteur piézoélectrique sert de capteur et le signal est ensuite transféré à la carte d'amplification. L'oscilloscope permet de mesurer l'amplitude initiale du signal et celle de sortie.

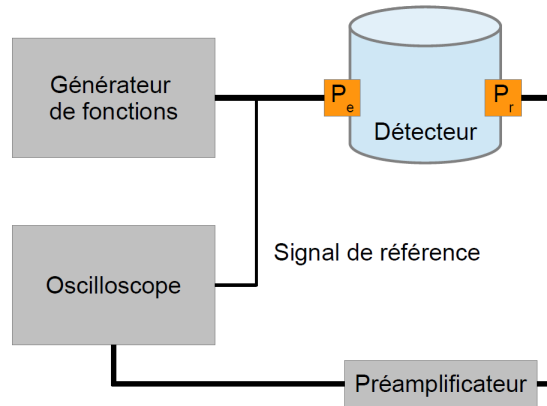


Figure 6.3 – Montage schématisé permettant de comparer les gains des différents amplificateurs.  $P_e$  est le capteur piézoélectrique émetteur du signal du générateur de fonction et  $P_r$  est le capteur piézoélectrique receveur.

Une vingtaine de cartes d'acquisition ont ainsi été testées et neuf cartes ont été sélectionnées pour leur gain du même ordre de grandeur. Les gains obtenus pour ces cartes d'amplification de l'expérience PICASSO sont présentés au tableau 6.II.

Numéro de la carte d'amplification	Voltage d'entrée ( $V_e$ )	Voltage de sortie ( $V_s$ )	Rapport $V_g/V_s$
1	2.5 mVPP	5.79 VPP	2 300
5	4.1 mVPP	5.76 VPP	1 400
12	2.4 mVPP	6.10 VPP	2 500
13	3.3 mVPP	6.04 VPP	1 800
39	5.8 mVPP	5.62 VPP	970
75	6.5 mVPP	5.85 VPP	900
103	3.4 mVPP	6.23 VPP	1 800
156	2.6 mVPP	5.6 VPP	2 200
C	8 mVPP	4.2 VPP	530

Tableau 6.II – Résultats de l'amplitude des cartes d'amplification selon voltage du générateur de fonction pour le gain faible. Les unités sont en volt de pic à pic. Le rapport est sans unités.

Ces cartes ont ensuite été placées dans la boîte d'acquisition et ont été branchées au détecteur 93 où des capteurs piézoélectriques habituels ont été placés. Jusqu'en septembre 2013, ce détecteur était situé à SNOLAB. Il a été retiré, car son bruit de fond alpha était

plus élevé que celui des nouveaux détecteurs qui ont été fabriqués avec de meilleures méthodes de purification. Ayant été utilisé pour les mesures sur les capteurs piézoélectriques à gain intégré, le détecteur est affiché à la figure 6.5. Le détecteur a ensuite été chauffé à une température de 45°C. Des mesures de bruit de fond alpha ont été prises. Le détecteur a été recomprimé pour une période minimale de 9 heures, puis des mesures avec la source Ac-Be ont été faites. La source émet des neutrons d'une énergie entre 1 et 10 MeV et aussi des rayons gamma d'énergie entre 200 keV et 1 MeV. Les caractéristiques de la source de neutrons sont présentées au tableau 6.III. La source a donc été blindée par des

Âge de la source	43 ans ( $t_0 = 1971$ )
Temps de demi-vie	$t_{1/2} = 28.1$ ans
Énergie des neutrons	$1 \text{ MeV} < E_n < 10 \text{ MeV}$
Flux de neutrons de la source à $t_0$	$\phi_n(0) = 3.2 \times 10^5 n/s$
Énergie des rayons gamma	$200 \text{ keV} < E_\gamma < 1 \text{ MeV}$
Flux de rayons gamma de la source à $t_0$	$\phi_\gamma(0) = 6 \times 10^9 \gamma/s$

Tableau 6.III – Caractéristiques de la source  $^{227}\text{Ac-Be}$  de l'Université de Montréal.

blocs de plomb afin que les rayons gamma soient absorbés et n'interagissent pas avec le détecteur. Enfin, les cartes d'amplification ont été retirées du montage, puis modifiées, en remplaçant quelques résistances et condensateurs, afin de concorder avec les anciens gains utilisés précédemment dans l'expérience PICASSO.

Numéro de la carte d'amplification	Voltage d'entrée ( $V_e$ )	Voltage de sortie ( $V_s$ )	Rapport $V_g/V_s$
1	0.320 mVPP	5.76 VPP	18 000
5	0.500 mVPP	5.72 VPP	11 000
12	0.280 mVPP	5.80 VPP	21 000
13	0.400 mVPP	5.83VPP	15 000
39	0.770 mVPP	5.80VPP	7 500
75	0.800 mVPP	5.80VPP	7 300
103	0.400 mVPP	5.80VPP	15 000
156	0.330 mVPP	5.44 VPP	16 000
C	1 400 mVPP	5.50 VPP	3 900

Tableau 6.IV – Résultats de l'amplitude des cartes d'amplification selon le voltage du générateur de fonction pour le gain élevé.

Ensuite, des modifications ont été faites sur les cartes d'amplification afin d'obtenir un gain plus élevé. Des mesures ont été prises afin de tester la réponse de ces cartes d'amplification et les résultats sont présentés au tableau 6.IV. On remarque que le gain est maintenant environ 8 fois plus élevé.

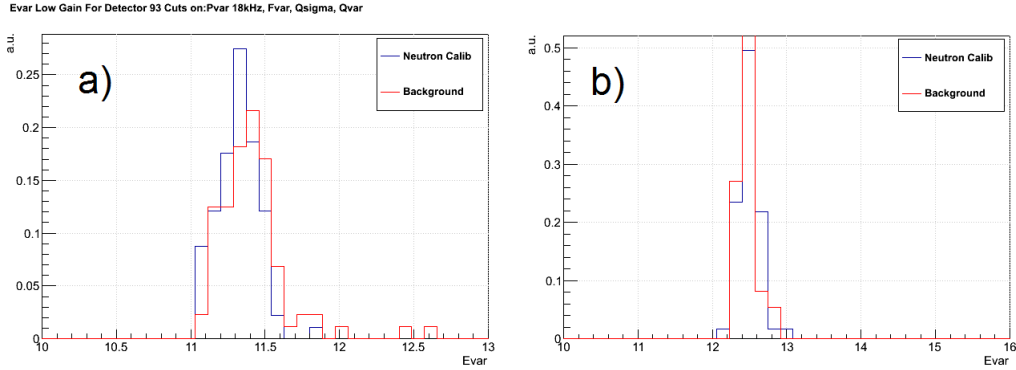


Figure 6.4 – Histogramme de la variable PICASSO EVar pour le détecteur 93. L'étalonnage aux neutrons est en bleu et pour la mesure de bruit de fond, dominé par les particules alpha, est en rouge. Ces mesures ont été prises à une température de  $45^{\circ}\text{C}$ . a) Amplitude du signal correspondant au nouveau gain, gain faible. b) Amplitude du signal correspondant à l'ancien gain, gain élevé. Les événements présentés sont ceux qui ont survécu aux coupures sur les variables EVar, Fvar, Qsigma et Qvar.

La figure 6.4 présente un histogramme de la variable EVar pour un étalonnage aux neutrons et pour le bruit de fond alpha du détecteur. Celle-ci présente les événements déclenchés par les vraies bulles telles que sélectionnées par les variables de discrimination de l'expérience PICASSO. Tel que mentionné précédemment, EVar est une variable d'intégration sur l'amplitude du signal. La mesure de la résolution est calculée à partir de la largeur à mi-hauteur de la distribution en amplitude divisée par le point central de la distribution. Cependant, la variable EVar est une mesure du logarithme décimal de l'amplitude au carré. La résolution pour le nouveau gain est donc calculé en effectuant une conversion en échelle linéaire c'est-à-dire en effectuant l'inverse du logarithme de la variable EVar. Un calcul similaire permet de déterminer que la résolution pour l'ancien gain est aussi de  $\sim 100\%$ . Ainsi, comme les résolutions sont comparables, le choix du gain ne modifie pas la possibilité de discrimination, il faut recourir à d'autres moyens pour améliorer la résolution. Enfin, le gain doit être choisi afin qu'il soit suffisamment élevé pour ne pas manquer certains signaux qui seraient en dessous du seuil de détection et aussi éviter la

saturation des signaux.

### 6.3 Capteurs piézoélectriques à gain intégré

Dans le système actuel d'acquisition de données, il y a un fil d'une longueur d'un mètre qui sépare le capteur piézoélectrique à la carte d'amplification. Ce faisant, du bruit dû au fil ou aux contacts pourrait être induit. Afin de résoudre ce problème éventuel, il a été proposé de placer une étape d'amplification directement sur la composante piézoélectrique. Ainsi, le signal est préamplifié et idéalement, le bruit induit par le fil deviendrait négligeable. La section suivante présente les travaux qui ont été faits afin d'évaluer le potentiel de ce type de capteurs.



Figure 6.5 – Détecteur 93 dans le contrôleur de température et pression (TPCS) avec les capteurs piézoélectriques à gain intégré.

La figure 6.5 présente une photo d'un détecteur PICASSO typique, le détecteur 93, où les capteurs piézoélectriques à gain intégré ont été installés. C'est capteurs ont été fabriqués à Indiana University South Bend.

Les capteurs à gains intégrés sont munis d'un premier stage d'amplification et doivent être alimentés par une source de tension de 12 V. Le signal émis par ces capteurs piézoélectriques étant déjà amplifié, l'impédance des cartes électroniques d'amplification a été adaptée et le gain ajusté. Suite à ces modifications, l'amplitude maximale du signal final est de l'ordre 2V soit l'amplitude des signaux PICASSO.

Le détecteur a été chauffé à une température de 45°C. Au moment de la prise de mesures, il a été décomprimé. Deux types de mesures ont été prises, celle du bruit de fond



et une autre d'étalonnage aux neutrons. La source de neutron utilisée pour ces mesures est une source Ac-Be dont les caractéristiques générales sont incluses au tableau 6.III. Un blindage au plomb a été placé afin que les rayons gamma émis par la source soient absorbés et n'interagissent pas avec le détecteur.

La prise de mesure s'est faite en *double speed*, soit la dernière génération de système d'acquisition et les données ont été analysées selon les routines en C préétablies de l'expérience PICASSO dont les variables de discriminations ont été présentées à la section 4.2.3. Les variables utilisées sont EVar, FVar et RVar.

Les événements ont été sélectionnés selon les coupures sur les variables et la variable d'énergie acoustique, EVar, est présentée à la figure 6.6. La courbe rouge présente les données de bruit de fond tandis que la courbe bleue est celle de l'étalonnage aux neutrons.

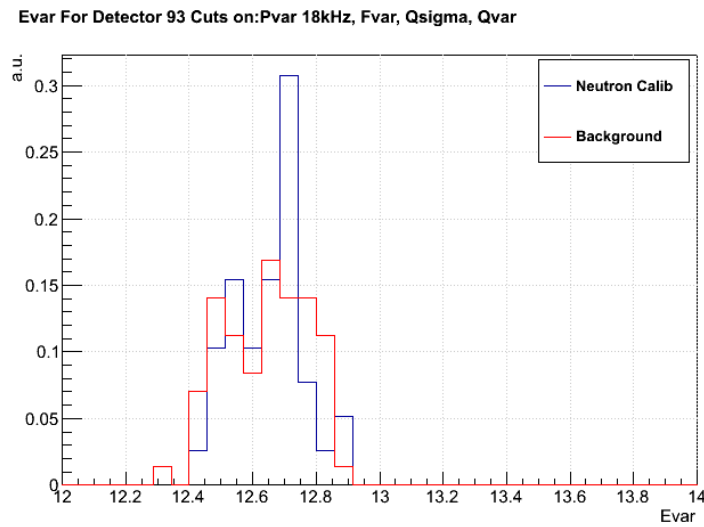


Figure 6.6 – EVar à la suite des coupures appliquées par les différentes variables. La courbe rouge présente les données de bruit de fond tandis que la courbe bleue est celle de l'étalonnage aux neutrons. Les mesures ont été prises à 45°C

La résolution a été calculée de la même manière qu'à la section 6.2 et est de  $\sim 100\%$ . En comparant cette mesure avec celle obtenue pour des systèmes d'acquisition utilisés par l'expérience PICASSO, tels que présentés à la figure 6.4, les capteurs piézoélectriques à gain intégré ne permettent pas une amélioration notable de la résolution. L'expérience PICASSO étant à la fin de sa deuxième phase de prise de mesures, il a été jugé préférable de conserver le système actuel d'acquisition de données.

## 6.4 Simulation Monte Carlo de correction du gain selon l'angle solide

Les travaux présentés précédemment avaient pour objectif d'améliorer la résolution en modifiant le système d'acquisition. Ces études ne tiennent pas compte de la position des signaux, c'est-à-dire du fait que les événements sont distribués dans le gel matriciel. Par conséquent, certains événements feront face à un capteur piézoélectrique alors que d'autres non. Cette variation dans la géométrie élargit la résolution, car des événements semblables auraient une énergie acoustique différente seulement de par leur position dans le détecteur. Afin de diminuer l'effet de l'angle solide, lors de l'analyse des signaux, l'énergie acoustique est sommée sur les 9 capteurs piézoélectriques. L'étude suivante vise à quantifier les variations d'énergies acoustiques en fonction de la position des événements.

Une simulation Monte Carlo positionne aléatoirement une bulle dans un détecteur virtuel où sont positionnés neuf capteurs piézoélectriques. L'angle solide,  $\Omega$ , soutenu par chacun des piézoélectrique est calculé de la manière suivante

$$\Omega = \int_0^\theta \int_{\pi-\phi/2}^{\pi+\phi/2} \sin\phi' d\theta' d\phi' \quad (6.1)$$

où  $\theta$  et  $\phi$  sont la moyenne des deux angles tenus par les parois des capteurs piézoélectrique. La définition des angles  $\theta$  et  $\phi$  est présentée à la figure 6.7. Par la suite, la somme

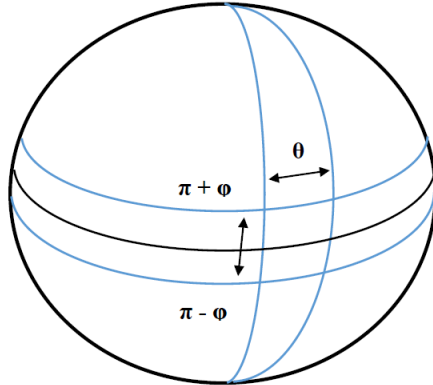


Figure 6.7 – Définition en coordonnée polaire des angles  $\theta$  et  $\phi$ .

des angles solides des neuf capteurs piézoélectriques est effectuée et convertie en unité d'intensité.

La figure 6.8 présente la distribution d'intensité totale pour une simulation sur 50 000 gouttelettes. Cette distribution théorique de l'intensité des signaux présente une résolution de  $\sim 73\%$ . Ce nombre établit donc une limite théorique de résolution propre à la géométrie des détecteurs PICASSO qui doit être comparée à la résolution mesurée de la variable EVar qui est de  $\sim 100\%$ . Une correction sur le gain en fonction de la position des événements améliorerait grandement la résolution.

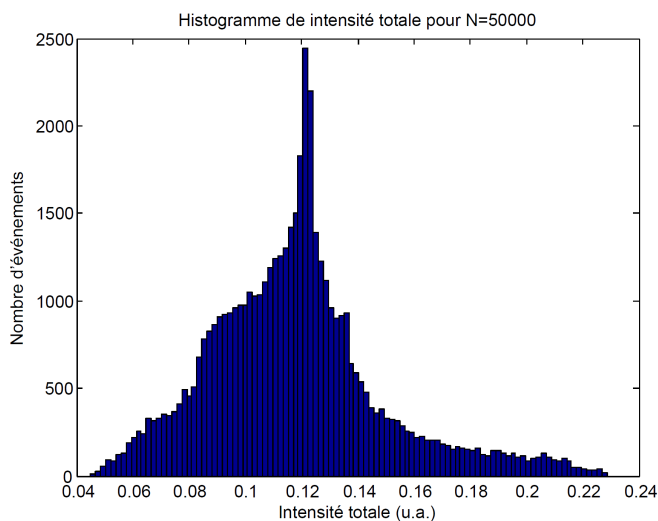


Figure 6.8 – Distribution de l'intensité totale calculée à partir de la somme des angles solides pour 50 000 événements.

Dans ce travail, nous avons vérifié s'il existait des tendances générales de l'intensité en fonction de la position en ajustant une courbe aux données en fonction des trois variables en vue d'observer la tendance générale selon la composante radiale,  $r$ , axiale,  $\theta$ , et azimutale,  $z$ . Des corrections à apporter à l'amplitude du signal ont été calculées afin que tous les signaux aient la même amplitude. Les mesures selon la variable azimutale ont été décrites par une gaussienne tandis que les mesures axiales et radiales ont été décrites par des séries de Fourier. *Ces corrections permettent ainsi d'ajuster un gain en fonction de la position du signal.*

La figure 6.9 présente une distribution radiale et axiale de la correction sur le gain dans le plan médian du détecteur, c'est-à-dire face aux capteurs piézoélectriques centraux. Les zones rouges présentent les facteurs de corrections les plus élevés tandis que les zones bleues représentent une correction négative puisque ces régions sont face à un capteur piézoélectrique. Ainsi, les événements aux parois, à  $r$  élevé comportent de plus grandes

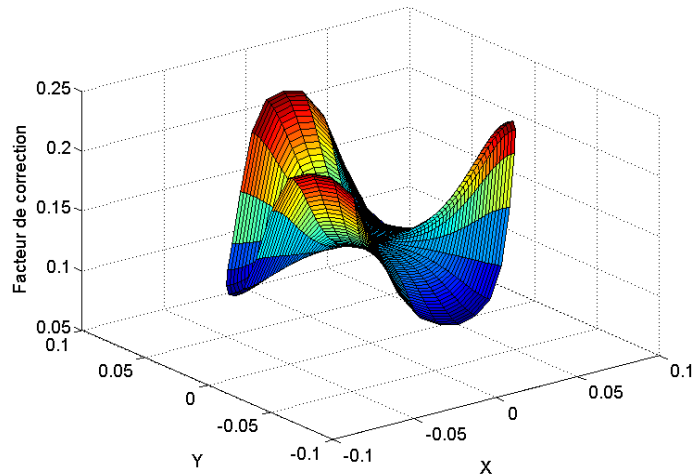


Figure 6.9 – Correction sur le gain de manière radiale et angulaire dans le plan central du détecteur, c'est-à-dire  $z = 0$ . Les régions où l'amplitude du facteur de correction est petite sont situées en face des senseurs piézoélectriques.

variations d'angle solide. Des calculs ont aussi permis de constater que les événements aux deux extrémités du détecteur étaient aussi plus éloignés du centre de la distribution de l'intensité, voir figure 6.8.

Lorsque l'algorithme de localisation des événements a été peaufiné par les membres de la collaboration PICASSO. Une correction du gain des événements en fonction de la position a été appliquée dans les routines d'analyses des signaux. La figure 6.10 présente la distribution en énergie acoustique EVar (anciennement nommé PVar) des signaux avant et après correction sur la position pour le détecteur 93 à une température de  $45^{\circ}\text{C}$ . La figure de droite est une variable proportionnelle à l'amplitude au carré du signal. L'effet de la correction du gain y est plus facilement observé. La résolution se trouve affinée d'environ 20% ce qui représente une amélioration notable.

Enfin, la connaissance de la position des signaux grâce à un algorithme de localisation a aussi ouvert la voie à une nouvelle méthode d'analyse. Il a été noté que les événements provenant des parois et de la section du haut du détecteur étaient plus propices à provenir de contamination  $\alpha$ . Ainsi, l'analyse actuelle des données PICASSO se fait selon une coupure sur le volume où tous les événements à moins d'un centimètre de la paroi en acrylique et les événements à 5 centimètres et moins des couvercles en acier sont éliminés. La qualité de la résolution s'en est trouvée bonifiée et le nombre d'événements mystérieux

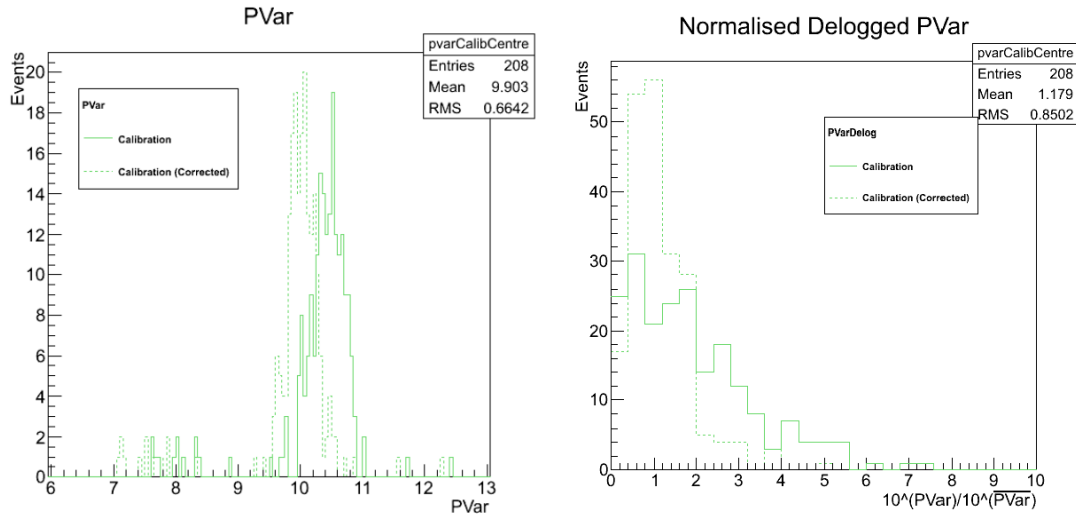


Figure 6.10 – À gauche, paramètre d'énergie acoustique du signal, PVar, avant et après la correction du gain selon la position. À droite, variable proportionnelle à l'amplitude au carré du signal avant et après la correction du gain selon la position. Les mesures ont été prises par le détecteur 93 à 45°C.

apparaissant à haute température à grandement diminué. La correction sur la position des signaux est une nouvelle méthode d'analyse qui permet une meilleure discrimination  $\alpha$ -WIMP. Il s'agit donc d'un élément essentiel à l'amélioration de la sensibilité de l'expérience PICASSO. Cette analyse sur les derniers résultats de l'expérience PICASSO est l'objet d'une publication (2014) qui est actuellement en train d'être finalisée.

## CHAPITRE 7

### ÉTUDE ACOUSTIQUE DES BASSES FRÉQUENCES D'UN DÉTECTEUR PICASSO

Au chapitre précédent, il a été observé que les capteurs piézoélectriques étaient la pièce maîtresse du système d'acquisition de données. La sensibilité des capteurs piézoélectriques étant dans les fréquences au-dessus de 18 kHz, les détecteurs PICASSO n'ont jamais été étudiés dans le spectre de fréquence de 0 à 18 kHz. D'autre part, l'expérience SIMPLE tente de détecter la matière sombre avec des détecteurs à gouttelettes en surchauffe et des microphones et soutient avoir une discrimination du bruit de fond de 97%[13].

Le chapitre commence par la description d'une simulation Monte Carlo visant à évaluer la possibilité d'interactions multiples, c'est-à-dire dans plusieurs gouttelettes, par les particules alpha. Cette hypothèse a été testée numériquement et invalidée. Ce faisant, il s'est avéré nécessaire de vérifier expérimentalement le signal des événements PICASSO dans le spectre des basses fréquences. Ces mesures ont été prises avec un microphone à condensateur et les résultats sont présentés à la section 7.2.

#### 7.1 Simulation Monte Carlo des interactions multiples des particules alpha

Tel qu'énoncé brièvement à la section 4.5, l'expérience SIMPLE utilise des détecteurs à gouttelettes de  $C_2ClF_5$  en surchauffe suspendues dans un gel matriciel[13]. Les gouttelettes ont un rayon moyen d'environ  $30\mu\text{m}$  et sont donc plus petites que celles de l'expérience PICASSO ( $\sim 100\mu\text{m}$ ). Le  $C_2ClF_5$  compose 1 à 2 % du volume du détecteur SIMPLE. Cette densité de matière active est équivalente à ce qui se trouve dans les détecteurs PICASSO.

D'autre part, l'expérience PICASSO a mesuré le paramètre d'énergie acoustique et les distributions des neutrons et des particules alpha sont des gaussiennes[1]. Cette valeur étant proportionnelle au logarithme de l'amplitude au carré,  $\ln(A^2)$ , cela contrevient aux résultats publiés par SIMPLE et présentés à la figure 4.19. La distribution des particules alpha est asymétrique. Étant à la recherche d'une explication physique à ce phénomène distinct pour les deux expériences, il a été étudié via une simulation Monte Carlo la possibilité que la particule alpha enclenche plusieurs transitions de phase dans plusieurs

gouttelettes. Les caractéristiques de la simulation sont présentées au tableau 7.I.

Nombre de particules alpha	10000
Nombre de gouttelettes	244
Diamètre moyen des gouttelettes	60 $\mu\text{m}$
Écart-type de la distribution du diamètre	15 $\mu\text{m}$
Portée de la particule alpha	42 $\mu\text{m}$
Pourcentage moyen de volume actif	1.83%

Tableau 7.I – Caractéristiques de la simulation Monte Carlo sur la probabilité de doubles interactions d’une particule alpha.

Le tableau 7.II présente les résultats moyens sur 10 simulations Monte Carlo. Selon les valeurs obtenues, le ratio de la probabilité d’une double interaction sur celle d’une simple interaction est de l’ordre de 2%. Autrement dit, la probabilité que le signal des particules alpha soit 2 fois plus fort que celui des neutrons est de 2%. Pour qu’il puisse y avoir une réelle influence des interactions multiples dans la discrimination des neutrons et particules alpha, il faudrait qu’il y ait beaucoup plus d’interactions multiples que d’interactions simples ce qui selon le facteur de remplissage, pourcentage de matière active, est impossible.

Pourcentage d’interaction moyen	1.10%
Pourcentage moyen de doubles interactions	0.025%

Tableau 7.II – Résultats moyens de dix simulations Monte Carlo sur la probabilité de doubles interactions d’une particule alpha.

Cela est aussi confirmé par un simple calcul. Soit, l’efficacité d’interaction théorique,  $\varepsilon$ ,

$$\varepsilon = \frac{4}{3} Vol_{actif}(\%) \frac{R_{\alpha}}{R_g} \quad (7.1)$$

où  $Vol_{actif}(\%)$  est le pourcentage de volume actif,  $R_{\alpha}$  est la portée de la particule alpha et  $R_g$  est le rayon moyen des gouttelettes. En posant, le diamètre des gouttelettes selon une distribution gaussienne autour de  $60\mu\text{m}$  et sachant que le déplacement de la particule alpha est de  $42\mu\text{m}$ , pour un volume actif de 1.83%, l’efficacité théorique devrait être de 3.41% ce qui est grosso modo en accord avec les simulations.

## 7.2 Description expérimentale de la discrimination alpha-neutron de l'expérience SIMPLE

Étant donné l'absence d'explication théorique, il a été supposé que la discrimination de 97% de SIMPLE serait liée à leur outil d'acquisition de données. Les microphones pourraient ainsi déceler une information supplémentaire dans les basses fréquences que les capteurs piézoélectriques de type PZT ne détectent pas et que celle-ci soit responsable de la discrimination parfaite de SIMPLE. Dans cette optique, la section suivante présente un montage expérimental afin de caractériser le spectre des basses fréquences des détecteurs PICASSO.

Type	Microphone électrostatique à électret
Direction	Omnidirectionnel
Spectre de sensibilité	100Hz à 4 kHz
Sensibilité	-52dB $\pm$ 3dB
Étanchéité	Imperméable
Dimension	5.56mm par 3.99mm par 2.26mm

Tableau 7.III – Caractéristiques du microphone WP-23502-000

Le microphone utilisé pour nos études acoustiques des basses fréquences est le microphone WP-23502-000 et ses caractéristiques sont présentées au tableau 7.III. Celui-ci comporte une sensibilité de 100 Hz à 4 kHz, qui est la fenêtre de fréquence recherchée et est utilisé par l'expérience SIMPLE. De plus, il est noté par le fabricant comme imperméable ce qui facilite son utilisation dans des liquides, car il peut survivre à une immersion légère. Cependant, un microphone imperméable n'est pas un hydrophone et ne peut donc pas être utilisé directement dans l'huile minérale. Pour protéger le microphone, une membrane de nitrile a été utilisée. Elle a été préférée au latex, tel qu'utilisé par l'expérience SIMPLE[13], car elle est légèrement plus épaisse et est moins déformée par la température d'utilisation, soit 45°C. Enfin, divers types de membranes ont été testés tels le plastique, le cellophane et du polyuréthane.

L'image 7.1 présente une photographie du microphone WP-23502-000 et son port. Le microphone est soudé à trois câbles électriques et cette soudure a été recouverte de colle époxy. Ensuite, les fils passent au travers du port spécialement conçu pour le détecteur utilisé. Ce port est en acier inoxydable et est rempli de colle époxy coupant toute vibration





Figure 7.1 – Photographie du microphone WP-23502-000 dans son port.

externe du fil électrique vers le microphone. Un anneau «O» en polyuréthane complète le tout.

Le montage de l'expérience est présenté à la figure 7.2. Initialement, un détecteur PICASSO habituel comportant 9 capteurs piézoélectriques a été utilisé. Cependant, le microphone ne parvenait pas à capter les signaux provenant du fond du détecteur. Un détecteur 1/3 de hauteur a donc été utilisé pour l'analyse qui suit. Le détecteur est dans un régulateur de pression et de température. La température est choisie à 45°C. Lors d'une

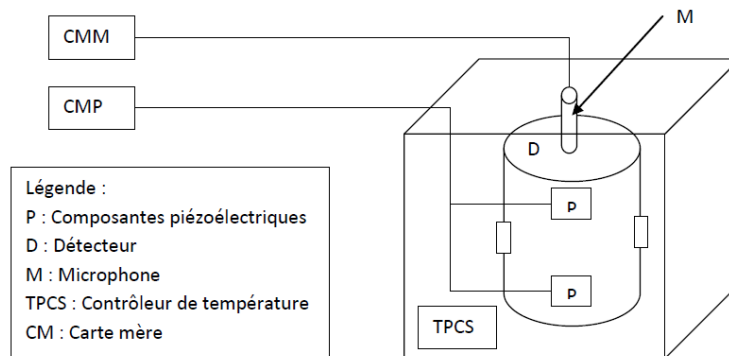


Figure 7.2 – Montage schématisé visant à observer la réponse acoustique d'un microphone à électret des événements dans un détecteur de l'expérience PICASSO. Le senseur piézo-électrique enclenche l'acquisition de données du microphone.

série de mesures, le détecteur est décomprimé, puis une couche d'huile minérale est retirée afin que le gel ne soit recouvert que d'un centimètre d'huile. Le microphone est ensuite vissé à son socle et la valve du dessus du détecteur est ouverte afin que celui-ci soit à la pression

atmosphérique. Un capteur piézoélectrique est connecté à une carte d'amplification puis à un système d'enregistrement de données. Lors de l'éclatement d'une bulle, si l'amplitude est suffisamment élevée, le capteur piézoélectrique va enclencher le processus d'acquisition de données pour le capteur et le microphone.

Les mesures ont été prises dans l'ordre suivant : bruit de fond  $\alpha$  du détecteur dopé, étalonnage aux neutrons et bruit de fond  $\alpha$  du détecteur dopé. Cette procédure permet de s'assurer de la consistance du microphone lors de la prise de mesure. De plus, lors de l'étalonnage aux neutrons, la source a été placée de sorte que le taux de comptage augmente d'un facteur 2 à 3 par rapport au taux de bruit de fond alpha. Ce faisant, les mesures d'étalonnage aux neutrons contiennent des événements provenant de particules alpha.

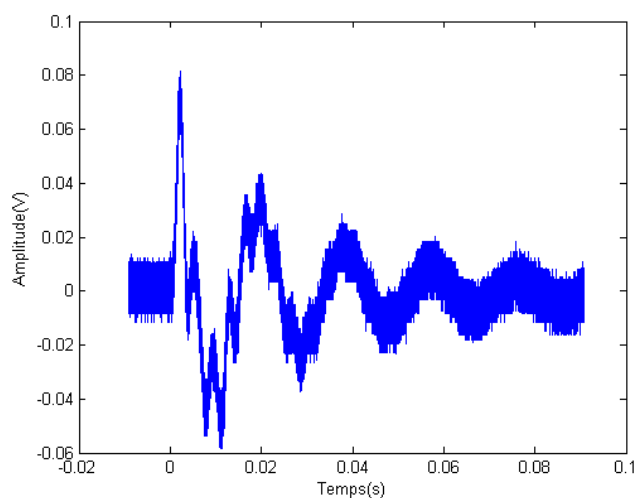


Figure 7.3 – Exemple d'un signal brut enregistré par le microphone.

La figure 7.3 présente un signal type d'un événement enregistré par le microphone. Considérant le fait que ces mesures ont été prises sur le même système d'acquisition, la fréquence d'échantillonnage est de 10 MHz et donc, les signaux des microphones sont suréchantillonnés. La durée d'un signal est de 0.09 seconde. Lors d'une étude visuelle de chacun des signaux, il a été noté qu'il y avait une différence d'amplitude en fonction de la distance entre l'événement et le microphone.

La transformée de Fourier rapide (FFT) a été appliquée sur chacun des événements. La figure 7.4 présente la moyenne des transformées de Fourier. Celle-ci a été prise sur 20

événements de chacune des séries de mesures. On remarque qu'il y a de légères différences entre les deux transformées de Fourier associées aux mesures avec des détecteurs dopés aux particules alpha. Cela quantifie donc l'erreur sur la mesure. Étant donné que la courbe des signaux neutrons sied dans ces erreurs, il est conclu que la discrimination alpha neutron par les outils d'analyse de l'expérience PICASSO s'avère impossible. Conséquemment, la discrimination de 97% observée par l'expérience SIMPLE n'est pas présente dans les détecteurs PICASSO et ne peut être attribuée à la réponse des différentes fréquences des capteurs acoustiques utilisés.

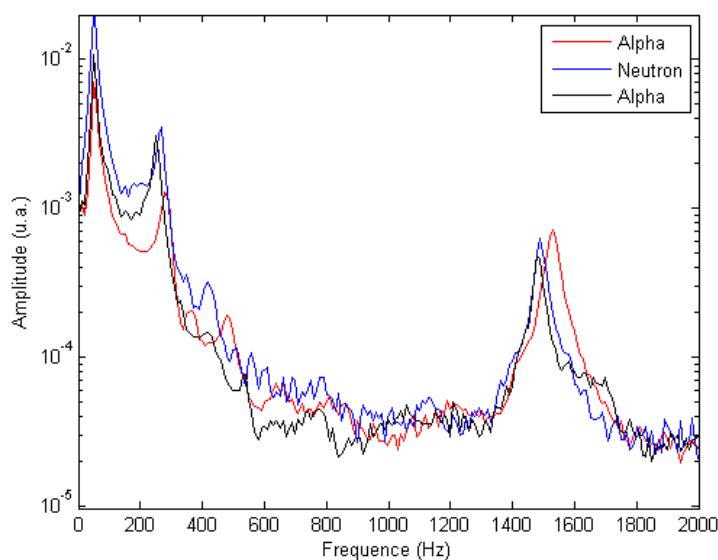


Figure 7.4 – Moyenne de la transformée de Fourier des signaux pris avec un microphone.

Enfin, un microphone à condensateur de même qu'une membrane de latex ont été utilisés lors des premières mesures, afin de reproduire l'instrumentation de l'expérience SIMPLE. Cependant, la fréquence principale du signal variait de  $400\text{Hz}$  lors d'une même prise de mesures et encore plus entre deux mesures distinctes. Enfin, des bruits électroniques dus au fil brouillaient grandement le signal.

Des modifications au montage ont donc été apportées, telle l'utilisation d'un microphone plus sensible et résistant aux liquides. Les fils du microphone ont été placés dans un bloc de colle époxy effectuant un travail équivalent à celui d'un passe-câble hermétique afin de limiter le bruit électronique. Les données finales ne présentent pas de différence notable dans les signaux de particules alpha et des neutrons. Il n'y a pas de discrimination

possible avec le microphone pour les détecteurs PICASSO.

Malgré l'absence réelle d'amélioration dans la possibilité de discrimination du bruit de fond alpha dans les détecteurs PICASSO, la recherche de nouveaux systèmes d'acquisition plus performants se poursuit. En janvier 2014, il a été décidé de tester un nouveau type de capteur, le *buzzer*. Celui-ci est testé en parallèle avec deux capteurs piézoélectriques et le microphone afin de constituer une étude complète sur le spectre des fréquences d'acquisition. En effet, le *buzzer* est un intermédiaire entre le microphone, sensible aux basses fréquences, et le capteur piézoélectrique, sensible aux hautes fréquences. Contrairement aux senseurs piézoélectriques qui sont des accéléromètres, le *buzzer* mesure le déplacement de la paroi en acrylique. Il serait ainsi exceptionnel de pouvoir faire un lien physique entre les deux procédés d'acquisition de signaux.

## CHAPITRE 8

### CONCLUSION

La matière sombre est une question des plus importantes en cosmologie et en physique des particules. Les preuves astronomiques sont nombreuses et elles ne cessent d'aller vers la confirmation d'une masse manquante. Cependant, la théorie du modèle standard ne parvient pas à expliquer ce qui pourrait composer la matière sombre. Plusieurs particules sont candidates dont le neutralino qui est actuellement favorisé par la communauté scientifique. La détection de matière sombre peut se faire directement, indirectement ou par production en collisionneurs. PICASSO est le projet d'identification des candidats supersymétriques sombres et est une expérience de détection directe par la méthode des liquides en surchauffe. Le détecteur est composé de  $C_4F_{10}$  car le  $^{19}F$  comporte une section efficace très élevée dans le domaine des interactions dépendantes du spin.

Dans le but d'améliorer la compréhension des détecteurs et des mesures obtenues, le projet présenté a caractérisé trois éléments du fonctionnement du détecteur. Le premier élément est la taille des gouttelettes. Une simulation numérique effectuée par les membres de la collaboration PICASSO avait stipulé que la possibilité de discrimination des contaminants internes aux gouttelettes survenait à plus haute température. Les mesures effectuées avec un détecteur à petites gouttelettes,  $r \approx 30\mu m$ , offrent un excellent accord avec la simulation. Il s'agit d'un gain dans la compréhension du principe de détection des détecteurs PICASSO. D'autre part, selon les résultats de l'expérience SIMPLE, l'usage des détecteurs à petites gouttelettes, devrait grandement améliorer la discrimination alpha neutron. Les mesures présentées dans cet ouvrage pour un détecteur à gouttelettes de  $r \approx 30\mu m$  montrent, qu'au contraire, la distribution en énergie acoustique est plus large et la discrimination de particules alpha provenant de l'intérieur des gouttelettes aux hautes températures est moindre que celle des détecteurs PICASSO usuels, ( $r \approx 100\mu m$ ). L'analyse des signaux en basses fréquences et des détecteurs à petites gouttelettes font en sorte que l'expérience PICASSO n'est pas en mesure de confirmer les résultats de SIMPLE.

Par la suite, le deuxième élément est le système d'acquisition de signaux. Il a été observé que le signal des capteurs piézoélectriques actuels était atténué lorsque ceux-ci n'étaient

pas appuyés contre la paroi en acrylique du détecteur. Il a aussi été noté que les capteurs piézoélectriques à gain intégrés n'amélioreraient pas la qualité du signal obtenu. Enfin, une diminution du gain n'entraîne pas une amélioration de la résolution de la distribution du paramètre d'énergie acoustique. Cependant, à la suite d'une étude Monte Carlo sur l'effet de l'angle solide sur la distribution de l'amplitude au carré du signal, des outils d'analyses ont permis d'améliorer la résolution de l'ordre de 20% pour certains détecteurs et développer une coupure sur le volume réduisant grandement le nombre d'événements mystérieux survenant à haute température.

Enfin, un microphone à condensateur, sensible aux basses fréquences du signal, ( $> 18kHz$ ), a été utilisé pour vérifier la possibilité d'une discrimination du bruit de fond alpha dans ce régime. En effet, l'expérience SIMPLE, utilisant aussi des détecteurs à gouttelettes de liquides en surchauffe, parvient à une discrimination quasi parfaite, de 97%, en utilisant des microphones à électret. Les mesures présentées dans ce mémoire permettent de conclure que les détecteurs PICASSO ne sont pas sensibles à cette information en basses fréquences.

Les expériences PICASSO et COUPP se sont liées pour former la collaboration PICO qui vise à repousser les limites actuelles dans la détection de matière sombre. Trois détecteurs sont actuellement testés ou en fonction : PICO-0.2L, PICO-2L et PICO-60L. L'objectif ultime de la collaboration PICO est la construction et opération d'un détecteur de 250 litres de  $C_3F_8$  en vue d'obtenir une sensibilité inégalée aux signaux du secteur des interactions dépendantes du spin de la matière sombre. Entre temps, j'ai participé à l'étalement du détecteur PICO-0.2L aux neutrons produits par l'accélérateur de particules de l'Université de Montréal.

La découverte de la matière sombre semble approcher à grands pas. Dans l'hypothèse où le détecteur PICO-500L obtiendrait un signal positif, il faudra s'assurer que les autres expériences qui usent de techniques de détections différentes confirment les résultats. La course s'avère encore plus excitante depuis que le LHC a été mis en marche. Les espoirs sont grands quant à la découverte de nouvelles particules.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. Archambault et al. New insights into particle detection with superheated liquids. *New Journal of Physics*, 13(4):043006, avril 2011. ISSN 1367-2630. URL <http://iopscience.iop.org/1367-2630/13/4/043006>.
- [2] Nima Arkani-Hamed, Douglas P. Finkbeiner, Tracy R. Slatyer et Neal Weiner. A theory of dark matter. *Physical Review D*, 79(1):015014, janvier 2009. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.79.015014>.
- [3] E. Behnke, J. Behnke, S. J. Brice, D. Broemmelsiek, J. I. Collar, A. Conner, P. S. Cooper, M. Crisler, C. E. Dahl, D. Fustin, E. Grace, J. Hall, M. Hu, I. Levine, W. H. Lippincott, T. Moan, T. Nania, E. Ramberg, A. E. Robinson, A. Sonnenschein, M. Szydagis et E. Vázquez-Jàuregui. First dark matter search results from a 4-kg cf<sub>3</sub>i bubble chamber operated in a deep underground site. *Physical Review D*, 86(5), septembre 2012. ISSN 1550-7998, 1550-2368. URL <http://arxiv.org/abs/1204.3094>. arXiv :1204.3094 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :nucl-ex].
- [4] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones et Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal*, 648(2):L109–L113, septembre 2006. ISSN 0004-637X, 1538-4357. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0608407>. arXiv :astro-ph/0608407.
- [5] Planck Collaboration et al. Planck 2013 results. XVI. cosmological parameters. *arXiv :1303.5076 [astro-ph]*, mars 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1303.5076>.
- [6] The PICASSO Collaboration, S. Archambault, E. Behnke, P. Bhattacharjee, S. Bhattacharya, X. Dai, M. Das, A. Davour, F. Debris, N. Dhungana, J. Farine, S. Gagnebin, G. Giroux, E. Grace, C. M. Jackson, A. Kamaha, C. Krauss, S. Kumaratunga, M. Lafrenière, M. Laurin, I. Lawson, L. Lessard, I. Levine, C. Levy, R. P. MacDonald, D. Marlisov, J.-P. Martin, P. Mitra, A. J. Noble, M.-C. Piro, R. Podviyanuk, S. Pospisil, S. Saha, O. Scallon, S. Seth, N. Starinski, I. Stekl, U. Wichoski, T. Xie et V. Zacek. Constraints on low-mass WIMP interactions on <sup>19</sup>F from

- PICASSO. *Physics Letters B*, 711(2):153–161, mai 2012. ISSN 03702693. URL <http://arxiv.org/abs/1202.1240>. arXiv :1202.1240 [hep-ex].
- [7] P. Cushman, C. Galbiati, D. N. McKinsey, H. Robertson, T. M. P. Tait, D. Bauer, A. Borgland, B. Cabrera, F. Calaprice, J. Cooley, T. Empl, R. Essig, E. Figueroa-Feliciano, R. Gaitskell, S. Golwala, J. Hall, R. Hill, A. Hime, E. Hoppe, L. Hsu, E. Hungerford, R. Jacobsen, M. Kelsey, R. F. Lang, W. H. Lippincott, B. Loer, S. Luitz, V. Mandic, J. Mardon, J. Maricic, R. Maruyama, R. Mahapatra, H. Nelson, J. Orrell, K. Palladino, E. Pantic, R. Partridge, A. Ryd, T. Saab, B. Sadoulet, R. Schnee, W. Shepherd, A. Sonnenschein, P. Sorensen, M. Szydagis, T. Volansky, M. Witherell, D. Wright et K. Zurek. Snowmass CF1 summary : WIMP dark matter direct detection. *arXiv :1310.8327 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :physics]*, octobre 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1310.8327>.
- [8] F. d’Errico. Fundamental properties of superheated drop (bubble) detectors. *Radiation Protection Dosimetry*, 84(1-4):55–62, janvier 1999. ISSN 0144-8420, 1742-3406. URL <http://rpd.oxfordjournals.org/content/84/1-4/55>.
- [9] A. S. Eddington. *Space, Time and Gravitation*. Cambridge University Press, 1920.
- [10] John Ellis et Ricardo A. Flores. Elastic supersymmetric relic-nucleus scattering revisited. *Physics Letters B*, 263(2):259–266, juillet 1991. ISSN 0370-2693. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939190597J>.
- [11] W. Davidson et al. Background measurement in the chreighton mine. *SNO Collaboration Internal Report, Collection of Annexes in Support of Main Proposal.*, 1987.
- [12] M. Felizardo. Instrumentation, acquisition and analysis of the phase II SIMPLE dark matter search signals. *arXiv :1101.1889 [astro-ph]*, janvier 2011. URL <http://arxiv.org/abs/1101.1889>.
- [13] M. Felizardo, T. Morlat, A. C. Fernandes, T. A. Girard, J. G. Marques, A. R. Ramos, M. Auguste, D. Boyer, A. Cavaillou, C. Sudre, J. Poupene, R. F. Payne, H. S. Miley et J. Puibasset. First results of the phase II SIMPLE dark matter search. *Physical Review Letters*, 105(21), novembre 2010. ISSN 0031-9007, 1079-7114. URL <http://arxiv.org/abs/1003.2987>. arXiv :1003.2987 [astro-ph, physics :hep-ex].



- [14] Eric Hand. Physicists hunt for dark forces. *Nature*, 484(7392):13–14, avril 2012. ISSN 0028-0836, 1744-7933. URL <http://www.nature.com/news/physicists-hunt-for-dark-forces-1.10386>.
- [15] G. Hinshaw, D. Larson, E. Komatsu, D. N. Spergel, C. L. Bennett, J. Dunkley, M. R. Nolta, M. Halpern, R. S. Hill, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, J. L. Weiland, B. Gold, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, G. S. Tucker, E. Wollack et E. L. Wright. Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations : Cosmological parameter results. *arXiv :1212.5226 [astro-ph]*, décembre 2012. URL <http://arxiv.org/abs/1212.5226>.
- [16] Bob Holdom. Two  $u(1)$ 's and  $\epsilon$  charge shifts. *Physics Letters B*, 166(2):196–198, janvier 1986. ISSN 0370-2693. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269386913778>.
- [17] Alejandro Ibarra, David Tran et Christoph Weniger. Indirect searches for decaying dark matter. *arXiv :1307.6434 [astro-ph, physics :hep-ph]*, juillet 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1307.6434>.
- [18] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski et Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267(5-6):195–373, mars 1996. ISSN 0370-1573. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157395000585>.
- [19] Edward W. Kolb, Daniel J. H. Chung et Antonio Riotto. WIMPZILLAS! *arXiv :hep-ph/9810361*, octobre 1998. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9810361>.
- [20] L. D. Landau et E. M. Lifshitz. *Fluid Mechanics, Second Edition : Volume 6*. Butterworth-Heinemann, Amsterdam, 2 edition édition, janvier 1987. ISBN 9780750627672.
- [21] Jean-Pierre Martin et Nikolai Starinski. Designing data acquisition system for PICASSO experiment. Dans Michele Vadursi, éditeur, *Data Acquisition*. Sciyo, septembre 2010. ISBN 978-953-307-193-0. URL <http://www.intechopen.com/books/data-acquisition/designing-data-acquisition-system-for-picasso-experiment>.

- [22] Patrick Nadeau. Alpha-neutron discrimination and droplet size measurements in the PICASSO experiment. Canadian theses = Thèses canadiennes. Laurentian University, School of Graduate Studies, Sudbury, Ont, 2009. ISBN 9780494577.
- [23] R. D. Peccei et Helen R. Quinn. Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review D*, 16(6):1791–1797, septembre 1977. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.16.1791>.
- [24] Marie-Cécile Piro. Nouvelles limites sur la détection directe de la matière sombre avec l'expérience PICASSO. octobre 2012. URL <https://papyrus.bib.umontreal.ca/xmlui/handle/1866/9138>.
- [25] Andreas Ringwald. Exploring the role of axions and other WISPs in the dark universe. *arXiv :1210.5081 [hep-ex, physics :hep-ph]*, octobre 2012. URL <http://arxiv.org/abs/1210.5081>.
- [26] Vera C. Rubin et Jr. Ford, W. Kent. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *The Astrophysical Journal*, 159:379, février 1970. ISSN 0004-637X, 1538-4357. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1970ApJ...159..379R>.
- [27] Frederick Seitz. On the theory of the bubble chamber. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 1(1):2–13, novembre 2004. ISSN 0031-9171. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof1/1/1/10.1063/1.1724333>.
- [28] Geraldine Servant et Tim M. P. Tait. Is the lightest kaluza-klein particle a viable dark matter candidate? *Nuclear Physics B*, 650(1-2):391–419, février 2003. ISSN 05503213. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0206071>. arXiv :hep-ph/0206071.
- [29] J. Soldner. Uber die ablenkung eines lichtstrahls von seiner geradlinigen bewegung durch die attraktion eines wiltkorpers, an welchem er nahe vorbeigeht. *Berliner Astronomisches Jahrbuch*, page 161 172, 1804.
- [30] P. Tisserand, L. Le Guillou, C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, E. Aubourg, P. Bareyre, J. P. Beaulieu, X. Charlot, C. Coutures, R. Ferlet, P. Fouqué, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, C. Hamadache,

- J. de Kat, T. Lasserre, E. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, J. B. Marquette, E. Maurice, A. Maury, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, Y. R. Rahal, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux et S. Zylberajch. Limits on the macho content of the galactic halo from the EROS-2 survey of the magellanic clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 469(2):387–404, juillet 2007. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0607207>. arXiv :astro-ph/0607207.
- [31] D. R. Tovey, R. J. Gaitskell, P. Gondolo, Y. Ramachers et L. Roszkowski. A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches. *Physics Letters B*, 488(1):17–26, août 2000. ISSN 03702693. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0005041>. arXiv :hep-ph/0005041.
- [32] F. Zwicky. Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, 1933. ISSN 0018-0238. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1933AcHPh...6..110Z>.