

Direction des bibliothèques

AVIS

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

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

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

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

NOTICE

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

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

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

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

Université de Montréal

**Études Monte Carlo des mesures d'étalonnage aux
neutrons et aux particules alpha du détecteur PICASSO**

par
Rachel Faust

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

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

Novembre, 2008

© Rachel Faust, 2008.



Université de Montréal
Faculté des études supérieures et postdoctorales

Ce mémoire intitulé:

**Études Monte Carlo des mesures d'étalonnage aux neutrons et aux
particules alpha du détecteur PICASSO**

présenté par:

Rachel Faust

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Viktor Zacek
président-rapporteur

Claude Leroy
directeur de recherche

François Schiettekatte
membre du jury

Mémoire accepté le

RÉSUMÉ

Le neutralino est une particule neutre massive prédite par le modèle standard supersymétrique minimal et qui pourrait constituer une fraction importante de la matière sombre froide dans l'Univers. L'expérience PICASSO vise à détecter directement les reculs induits par des neutralinos à l'aide d'un détecteur à gouttelettes surchauffées d'une grande pureté. Tandis que certains des paramètres contrôlant la vaporisation d'une gouttelette reposent sur des bases thermodynamiques bien établies, d'autres doivent être déterminés expérimentalement. L'énergie de seuil du détecteur PICASSO en fonction de la température a été établie en effectuant des mesures d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques à la pression atmosphérique. Afin de pouvoir distinguer le signal du neutralino du bruit de fond intrinsèque du détecteur, un étalonnage aux particules α a été réalisé auparavant. Dans ce travail, nous déterminons les critères de vaporisation communs aux deux types d'étalonnage à l'aide de simulations Monte Carlo élaborées avec le programme GEANT4. Ces paramètres d'analyse sont ensuite utilisés dans le cadre d'une troisième simulation visant à étudier les mesures d'étalonnage du détecteur aux neutrons pluri-énergétiques.

Mots clés: Matière sombre froide, WIMP, neutralino, dépendance du spin, détecteur à gouttelettes surchauffées, SNOLab, GEANT4.

ABSTRACT

The neutralino is a neutral massive particle predicted by the minimal supersymmetric standard model which could account for a significant fraction of the cold dark matter in the Universe. The PICASSO experiment aims to directly detect neutralino-induced recoils using a high purity superheated droplet detector. While some of the parameters controlling the vapourization of a droplet are well established by thermodynamics, others need to be determined experimentally. The threshold energy of the PICASSO detector as a function of temperature has been determined by performing a series of monoenergetic neutron calibrations at atmospheric pressure. In order to distinguish a neutralino signal from the detector's intrinsic background, α particle calibrations were also previously carried out. In this thesis, we establish common vapourization criteria for both calibrations by performing Monte Carlo simulations using the GEANT4 toolkit. The optimal analysis parameters that are found are then used to study a third calibration process, in which the detector is exposed to polyenergetic neutrons.

Keywords : Cold dark matter, WIMP, neutralino, spin dependent, superheated droplet detector, SNOLab, GEANT4.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	ix
REMERCIEMENTS	xiii
CONTRIBUTION DE L'AUTEURE	xiv
CHAPITRE 1 :INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 :L'IDENTIFICATION DE LA MATIÈRE SOMBRE	4
2.1 Les observations astronomiques	5
2.1.1 Les courbes de rotation des galaxies	5
2.1.2 Les amas galactiques	5
2.1.3 Le rayonnement de fond cosmique	8
2.2 Un candidat prometteur : le neutralino	12
2.2.1 Les candidats à la matière sombre	12
2.2.2 La supersymétrie	13

2.2.3	La détection directe du neutralino	16
2.3	L'expérience PICASSO	19
2.3.1	Le principe de détection	19
2.3.2	Le montage expérimental	23
2.3.3	Les objectifs visés	25
CHAPITRE 3 : CADRE D'ANALYSE		28
3.1	Mécanisme de formation des bulles	28
3.1.1	Le rayon critique	29
3.1.2	L'énergie critique	31
3.1.3	Le déclenchement de la vaporisation	34
3.2	Caractérisation de la réponse du détecteur	37
3.2.1	Les simulations Monte Carlo	37
3.2.2	Les mesures d'étalonnage	45
CHAPITRE 4 : LES NEUTRONS MONO-ÉNERGÉTIQUES		48
4.1	L'interaction des neutrons avec le détecteur	48
4.2	Le faisceau de neutrons	52
4.2.1	La production de protons	52
4.2.2	La production de neutrons	54
4.2.3	Le montage expérimental	60
4.3	Résultats	67
4.3.1	Les mesures expérimentales	67
4.3.2	Les simulations	69

CHAPITRE 5 :LES NEUTRONS POLY-ÉNERGÉTIQUES	78
5.1 Étalonnage avec une source d'actinium-béryllium	78
5.2 Étalonnage avec une source d'américium-béryllium	80
CHAPITRE 6 :LES PARTICULES ALPHA	87
6.1 Contamination du gel	87
6.2 Contamination de la masse active	92
6.3 Les modules purifiés	97
CHAPITRE 7 :CONCLUSION	100
BIBLIOGRAPHIE	102

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Particules prédites par SUSY	14
2.2	Paramètres affectant la section efficace dépendante du spin	19
2.3	Objectifs de chacune des phases de l'expérience PICASSO	27
4.1	Liste des résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$	57
4.2	Valeur du paramètre α en fonction de l'énergie du neutron.	76

LISTE DES FIGURES

2.1	Courbe de rotation	6
2.2	Bullet Cluster	8
2.3	Anisotropie du rayonnement de fond cosmique	10
2.4	Spectre angulaire obtenu par WMAP	11
2.5	Composantes de l'Univers selon WMAP	11
2.6	Unification des constantes de couplage	15
2.7	Particules supersymétriques visibles au LHC	17
2.8	Diagramme de phase	21
2.9	Énergie de seuil	22
2.10	Module de détection de 4.5 l	24
2.11	Détecteur PICASSO	25
2.12	Courbes d'exclusion	26
3.1	Potentiel de Gibbs	32
3.2	Réponse à la réaction $^{35}\text{Cl}+n\rightarrow^{35}\text{S}+p$	35
3.3	Fonction de probabilité	36
3.4	Réponse aux neutrons en fonction de la taille des gouttelettes	40
3.5	Division du gel	41
3.6	Réponse aux neutrons avec et sans division du gel	42
3.7	Réponse aux neutrons avec et sans limite sur leurs pas	43

4.1	Sections efficaces élastiques du neutron sur le ^{12}C et le ^{19}F	49
4.2	Pouvoir d'arrêt du fluor et du carbone dans le C_4F_{10}	51
4.3	Schéma de l'accélérateur	53
4.4	Production de neutrons, cible de ^7Li	55
4.5	Production de neutrons, cible de ^{51}V	56
4.6	Mesure de la production de neutrons, cible de ^{51}V	58
4.7	Distribution angulaire de l'énergie des neutrons	61
4.8	Montage expérimental	62
4.9	Géométrie du montage du faisceau dans GEANT4	63
4.10	Spectre en énergie des neutrons atteignant les gouttelettes	64
4.11	Idéalisation du spectre de recul du ^{12}C et du ^{19}F	65
4.12	Spectre de recul observé du ^{12}C et du ^{19}F	66
4.13	Réponse expérimentale aux neutrons mono-énergétiques	68
4.14	Énergie de seuil en fonction de la température	70
4.15	Réponse simulée aux neutrons de 4.8, 40 et 50 keV	73
4.16	Réponse simulée aux neutrons de 61 et 97 keV	74
4.17	Réponse simulée aux neutrons de 200 et 400 keV	75
5.1	Spectre d'une source d'AcBe et réponse à cette source	80
5.2	Détermination de la constante de calibration	81
5.3	Spectre d'une source d'AmBe	82
5.4	Réponse à la source d'AmBe	83
5.5	Géométrie du montage d'étalonnage aux neutrons dans GEANT4	84
5.6	Localisation des événements	86

6.1	Chaîne de désintégration de l' ^{238}U	88
6.2	Réponse des modules dopés à l' ^{238}U et à l' ^{241}Am	89
6.3	Distribution en taille des gouttelettes des modules dopés	90
6.4	Réponse du module dopé au ^{226}Ra	93
6.5	Portée et pouvoir d'arrêt d'une particule α et d'un noyau de ^{222}Rn dans le C_4F_{10} et dans le gel	95
6.6	Réponse simulée à la réaction $^{35}\text{Cl}+n\rightarrow^{35}\text{S}+p$	96
6.7	Bruit de fond d'un module purifié	97
6.8	Amplitudes des signaux induits par des α et des neutrons	99

The room's full of Shadows. The universe is full of Shadows, come to that. But this is the only way we can see them, when you make your mind empty and look at the screen. Off you go.

- Philip Pullman, *The Subtle Knife*

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier trois physiciens passionnés dont le soutien m'a été indispensable au cours des deux dernières années. Merci à M. Claude Leroy, mon directeur de recherche, de m'avoir offert la chance de m'impliquer auprès de l'expérience PICASSO. Je voudrais aussi remercier M. Viktor Zacek pour sa grande disponibilité ainsi que ses nombreuses idées et suggestions. Finalement, merci à M. Louis Lessard pour l'intérêt porté à mon travail et pour avoir si chaleureusement partagé son savoir-faire.

Je remercie mes collègues oeuvrant, ou ayant oeuvré, au sein de la collaboration PICASSO. Merci à Marie-Hélène Genest de m'avoir légué le code de simulation, ainsi que pour de nombreuses discussions portant sur les interactions de diverses particules. Merci à Martin Auger, Amélie Bouchat, Guillaume Giroux, Razvan Gornea, Sujewa Kumaratunga, Tomoko Morlat et Marie-Cécile Piro pour leur entraide et leur bonne humeur, échangées pendant et après les heures de travail. Merci à Bertrand Brelier, Jonathan Ferland, John Idárraga et Céline Lebel de m'avoir accueillie et d'avoir partagé avec moi leurs connaissances techniques.

Je tiens à souligner le support financier du CRSNG durant mes études, ainsi que le support de la fondation Marc Bourgie. De plus, je remercie l'équipe scientifique de l'expérience WMAP d'avoir fourni les Figures 2.2 et 2.4.

J'aimerais aussi remercier ma famille de m'avoir encouragée tout au long de mes études et plus particulièrement mes parents d'avoir si généreusement pris le temps de réviser le texte de ce mémoire. Finalement, merci à Andrew pour sa présence en terre francophone.

CONTRIBUTION DE L'AUTEURE

Mon implication au sein de la collaboration PICASSO au cours de ma maîtrise s'est faite principalement au niveau de l'élaboration et de l'optimisation de simulations Monte Carlo. J'ai tout d'abord réalisé la simulation visant à étudier la réponse d'un module de taille réduite aux neutrons mono-énergétiques. J'ai présenté les résultats préliminaires de cette simulation à l'école d'été de TRIUMF ainsi que lors du congrès de l'Association canadienne des physiciens et physiciennes à l'Université Laval à Québec. Lors de la mise en place du montage expérimental, j'ai participé à l'étalonnage de l'aimant d'analyse de l'accélérateur Tandem. J'ai mesuré et analysé le taux de comptage du module de taille réduite lors de séances de mesures de bruit de fond. J'ai ensuite élaboré une simulation visant à étudier les mesures d'étalonnage effectuées à SNOLab à l'aide d'une source d'AmBe. J'ai défini le spectre énergétique de cette source dans le code de simulation en plus d'y avoir ajouté celui d'une source de ^{252}Cf . J'ai tenté d'expliquer les résultats inattendus des mesures d'étalonnage effectuées par la collaboration PICASSO à la fin de l'été 2007, lorsque la source de neutrons fût placée à l'extérieur d'un TPCS, en étudiant le flux et l'énergie des neutrons atteignant chaque module. J'ai calculé le taux de comptage attendu en fonction de la température dans le cas où la source est placée au centre d'un TPCS. Afin d'obtenir un ajustement entre les simulations de la réponse aux neutrons et les données expérimentales, j'ai semi-automatisé l'analyse des données virtuelles et écrit un programme de minimisation du χ^2 . J'ai aussi étudié la réponse du détecteur à la contamination se situant à l'intérieur des gouttelettes. Finalement, j'ai été en charge de l'opération à distance du détecteur PICASSO pendant près de deux mois.

CHAPITRE 1

Introduction

Plusieurs observations astrophysiques pointent vers une même évidence : la majeure partie de la masse contenue dans l'Univers existe sous une forme invisible. Cette masse, communément appelée *matière sombre*, serait principalement composée de particules exotiques. Au cours des dernières décennies, les astrophysiciens ont émis diverses hypothèses quant à la nature de cette matière, dont plusieurs ont aujourd'hui été infirmées. Un nouveau modèle, la supersymétrie, prédit l'existence d'une particule qui représente un candidat prometteur à la matière sombre froide : le neutralino. Différentes expériences ont récemment été développées afin de détecter directement cette particule massive, neutre et stable qui n'interagit que faiblement avec la matière baryonique.

La collaboration PICASSO (Projet d'Identification de CAndidats Supersymétriques SOMBres) est composée de groupes canadiens, américain et européen qui se consacrent au développement d'un détecteur à gouttelettes surchauffées dans le but de découvrir le neutralino. Cette technique de détection se base sur la mesure du spectre de reculs nucléaires induits par la matière sombre et présente l'avantage de supprimer le bruit de fond dû aux particules au minimum d'ionisation. Le liquide actif du détecteur PICASSO est riche en fluor, soit le noyau possédant le plus grand facteur de rehaussement dans le secteur dépendant du spin. À long terme, le but de la collaboration PICASSO est d'augmenter la quantité de masse active

du détecteur tout en diminuant son bruit de fond afin d'éventuellement détecter le signal cyclique généré par la matière sombre.

Ce travail présente les résultats de différentes simulations Monte Carlo ayant été effectuées dans le but de modéliser les interactions des neutrons et des particules α avec le détecteur PICASSO. Les reculs induits par des neutralinos par le biais de collisions élastiques s'apparentent à ceux que peuvent induire les neutrons. Des mesures d'étalonnage aux neutrons nous fournissent donc de précieux renseignements quant aux fonctions de réponse attendues pour la détection de la matière sombre. Les particules α , quant à elles, représentent la principale source de bruit de fond interne du détecteur. Il est donc important de bien cerner la contribution de ces particules au taux de comptage total afin de pouvoir les distinguer du signal du neutralino.

Dans un premier temps, nous présenterons les preuves astrophysiques de l'existence de la matière sombre. Nous discuterons brièvement du modèle supersymétrique minimal et des raisons poussant les physiciens à croire que l'existence du neutralino pourrait résoudre l'énigme de la matière sombre. Nous parlerons des interactions du neutralino avec la matière ainsi que du fonctionnement général et des objectifs de l'expérience PICASSO. Nous enchaînerons avec un chapitre expliquant en détails le principe de vaporisation des gouttelettes surchauffées tel que proposé par Seitz. La fonction de probabilité introduite par d'Errico sera incorporée à ce modèle. Nous présenterons les étapes menant à la réalisation d'une simulation Monte Carlo en utilisant le programme GEANT4 et discuterons de différentes modifications pouvant être apportées au code de simulation afin de diminuer le temps de calcul requis. Les bases du programme d'analyse des données virtuelles seront établies.

Nous procéderons, au cours des trois chapitres suivants, à une revue de certaines des mesures d'étalonnage ayant été effectuées par la collaboration. Nous déterminerons, simulations à l'appui, les valeurs des critères empiriques de vaporisation des modèles de Seitz et de d'Errico. Nous discuterons d'abord de la série de mesures d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques effectuées dans le

but d'obtenir les courbes de réponse attendues pour des neutralinos de différentes masses. Nous présenterons ensuite deux tests d'étalonnage où les modules de détection sont exposés à une source de neutrons pluri-énergétiques. Finalement, nous aborderons le sujet de la contamination interne des modules de détection.

CHAPITRE 2

L'identification de la matière sombre

Un nombre croissant d'observations expérimentales indiquent que la majeure partie de la masse présente dans l'Univers n'émet pas de lumière, donc ne peut être directement observée à l'aide des instruments actuels. La présence de cette masse a été inférée pour la première fois en 1933 par l'astrophysicien suisse Fritz Zwicky [1] qui mesura la vitesse radiale de huit galaxies comprises dans l'amas galactique du Coma. Zwicky estima la masse de l'amas en utilisant le théorème du viriel, qui relie l'énergie gravitationnelle d'un système stellaire à la vitesse moyenne de ses composantes [2]. Il conclut qu'afin d'expliquer la dispersion des vitesses observées, la masse de l'amas devait être 400 fois supérieure à celle qu'il mesura à partir de la luminosité des galaxies. Bien que l'étude de Zwicky ait manqué de rigueur selon les normes scientifiques actuelles [2], son observation principale s'avéra juste : on sait aujourd'hui que plus de 95% de la masse de l'Univers existe sous une forme invisible. En effet, de nombreuses preuves de l'existence de la matière sombre, dont les principales seront exposées dans ce chapitre, ont depuis confirmé son existence. Nous discuterons ensuite des différents candidats à la matière sombre, plus particulièrement du neutralino prédit par la supersymétrie et de PICASSO, une expérience de détection directe du neutralino.

2.1 Les observations astronomiques

2.1.1 Les courbes de rotation des galaxies

Quarante ans après l'observation de Zwicky, l'astrophysicienne Vera Rubin découvrit les courbes de rotation plates des galaxies spirales [3,4], qui sont aujourd'hui parmi les preuves les plus connues de l'existence de la matière sombre. Une courbe de rotation s'obtient en traçant la vitesse de révolution orbitale des étoiles et des nuages de gaz d'une galaxie en fonction de leur distance du centre galactique. Selon les équations de la mécanique newtonienne, la vitesse de rotation v_{rot} d'une étoile orbitant à une distance R du centre de la galaxie est donnée par :

$$v_{rot}(R) = \sqrt{\frac{Gm(R)}{R}} \quad (2.1)$$

où G est la constante gravitationnelle et $m(R)$ est la masse galactique contenue dans une sphère de rayon R ayant pour origine le centre de la galaxie. Si l'on considère que la masse d'une galaxie est concentrée dans sa partie visible, une étoile située à une grande distance du centre galactique sera soumise à l'attraction gravitationnelle d'une masse constante, soit $m(R) = m_{galaxie}$. On pourrait ainsi s'attendre à ce que la vitesse de cette étoile soit proportionnelle à $\sqrt{1/R}$. Les observations, par exemple de la galaxie NGC 3198 [5], démontrent cependant que la vitesse de révolution orbitale demeure constante jusqu'à de très grandes distances (voir la Figure 2.1). À partir de cette découverte, on peut inférer la présence d'un halo de matière sombre d'une densité sphérique uniforme dont la contribution à la masse totale peut être déduite en posant que $m(R) \propto R$ pour les grandes valeurs de R mesurées.

2.1.2 Les amas galactiques

Les mesures des émissions de rayons X des gaz chauds présents dans les amas de galaxies sont une confirmation supplémentaire des observations de Zwicky. L'ob-

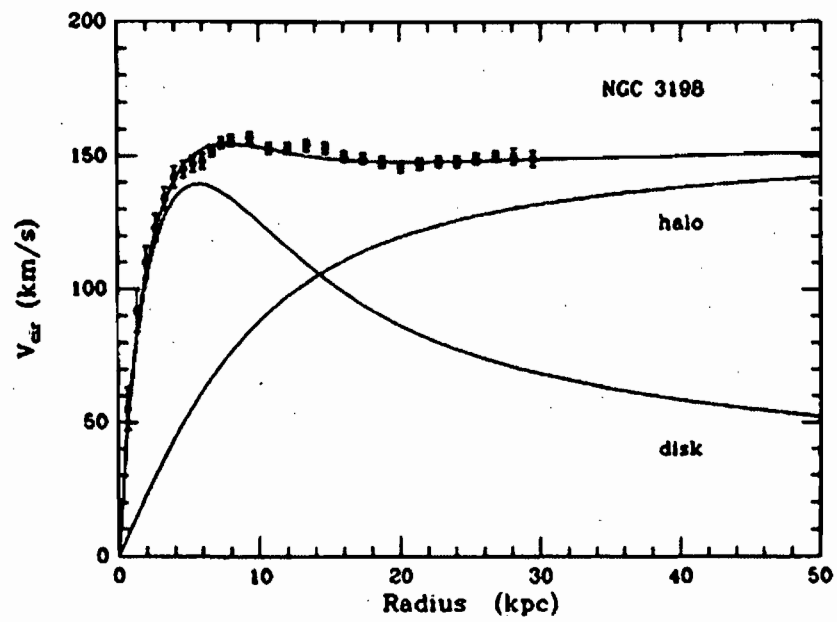


Figure 2.1: Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198. La contribution des parties visible (*disk*) et invisible (*halo*) de la galaxie à la courbe de rotation sont présentées [5].

servatoire de rayons X Chandra a utilisé ces mesures afin de déterminer la masse de l'amas galactique Abell 2029 [6, 7] composé de milliers de galaxies entourées de gaz chaud maintenu dans l'amas par gravité. À elle seule, la masse des galaxies s'avère insuffisante pour maintenir l'équilibre hydrostatique du système. Afin de compenser la pression du gaz chaud, une quantité de matière sombre équivalente à $10^{14} M_{\odot}$ [6] doit être présente autour de l'amas.

L'effet de lentille gravitationnelle décrit par la théorie de la relativité générale est une autre évidence de la présence de matière sombre dans l'Univers. Cet effet, où la trajectoire de la lumière est déviée par une masse, a comme conséquence la distorsion des images de galaxies situées derrière une lentille gravitationnelle, tel qu'un amas galactique. En étudiant la géométrie de la distorsion, il est possible de déduire la masse de l'objet l'ayant causée et ces observations sont en accord avec l'hypothèse de la présence d'une importante masse non-lumineuse. Grâce aux observations astronomiques de haute précision, on est maintenant en mesure d'étudier les effets de lentille gravitationnelle faibles. En utilisant des méthodes statistiques, il est possible de reconstituer la distribution spatiale de la matière sombre entourant un amas galactique.

L'observation d'un objet astronomique dénommé "Bullet Cluster" en 2006 [8] est considérée comme une des preuves les plus convaincantes de l'existence de la matière sombre. Cet objet, présenté à la Figure 2.2, est né de la collision de deux amas galactiques qui semble avoir entraîné une séparation de la matière visible (ou baryonique) et sombre contenue dans les amas initiaux. Les mesures des émissions de rayon X des gaz chauds baryoniques démontrent que ceux-ci se sont accumulés au centre du système résultant. En effet, les particules composant les gaz auraient été ralenties au moment de l'impact par les interactions électromagnétiques auxquelles elles sont assujetties. Une reconstitution du système final par effet de lentille gravitationnelle faible indique cependant que la majeure partie de la masse de l'objet, constituée de matière sombre, est située à l'extérieur de sa région centrale. On peut ainsi déduire que les halos de matière sombre des deux amas, qui n'interagissent

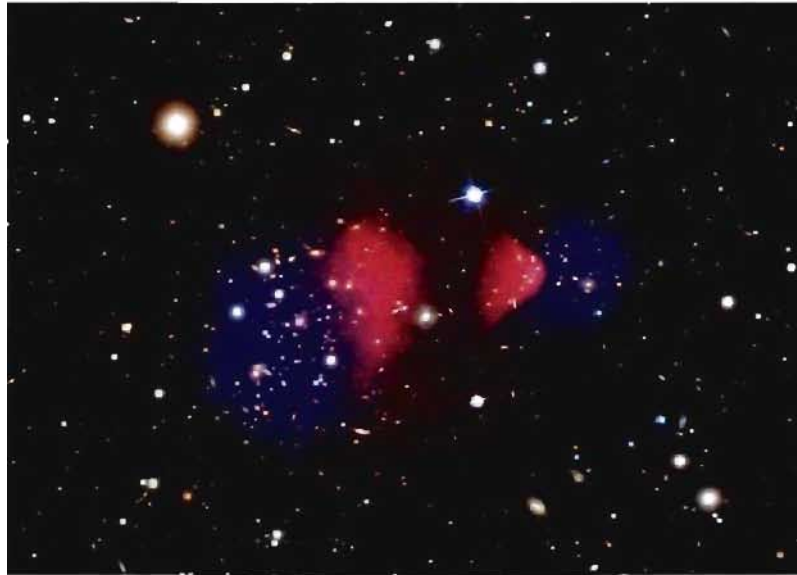


Figure 2.2: Bullet Cluster, né de la collision de deux amas galactiques. Les gaz chauds, en rose, sont ralentis au moment de l'impact par des interactions électromagnétiques. Les halos de matière sombre, dont une reconstitution est montrée en bleu, se sont croisés pratiquement sans interagir et n'ont donc subi aucune déformation majeure [8].

que très faiblement, se sont croisés sans déformation majeure. Contrairement aux courbes de rotation des galaxies spirales, cette observation est indépendante de la théorie gravitationnelle newtonienne et ne peut être expliquée par les théories de la dynamique newtonienne modifiée, qui seront discutées à la Section 2.2.

2.1.3 Le rayonnement de fond cosmique

L'anisotropie de la température du rayonnement de fond cosmique nous renseigne sur la valeur de plusieurs paramètres du modèle standard cosmologique. Ce rayonnement fossile, extrêmement uniforme et isotrope, est prédit par la théorie du Big Bang. À ses débuts, l'Univers était formé d'un *plasma primordial* composé de photons, d'électrons et de baryons. Le refroidissement de ce plasma induit par l'expansion de l'Univers a favorisé la nucléosynthèse, soit la formation de noyaux

légers. Durant la recombinaison, époque où les premiers atomes se sont formés, l'Univers est devenu transparent à la radiation (dernière diffusion). La température du rayonnement provenant de la dernière diffusion continue de baisser avec l'expansion de l'Univers et est aujourd'hui observable dans le régime de fréquence des micro-ondes.

L'observatoire spatial WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) a été lancé en 2001 dans le but de mesurer l'anisotropie de la température du rayonnement fossile qui aurait été causée par des fluctuations du champ gravitationnel dans le plasma primordial. Cet observatoire effectue un mouvement orbital autour du point Lagrangien 2, à 1.5 millions de kilomètres de la Terre, un endroit choisi afin de minimiser le bruit de fond provenant des émissions du Soleil, de la Terre et de la Lune. Une carte simulée des fluctuations en température observées dans une région de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ est présentée à la Figure 2.3. Il faut six mois à WMAP afin de tracer une carte complète du ciel [9].

Les anisotropies en température du rayonnement fossile observées sont présentées à la Figure 2.4, où celles-ci sont exprimées comme un développement en harmoniques sphériques. En ajustant le modèle cosmologique standard au spectre mesuré par WMAP, plusieurs renseignements nous sont fournis. La position du premier pic de cette figure nous renseigne sur la courbure de l'Univers et nous indique que celui-ci est plat. Le rapport entre les amplitudes du premier et second pics nous informe de la contribution de la matière baryonique à la masse totale de l'Univers, tandis qu'à partir du troisième pic on peut déduire la contribution de la matière sombre. On peut voir, à la Figure 2.5, que la matière sombre représente 23% de la densité en énergie de l'Univers selon les résultats de WMAP [11].

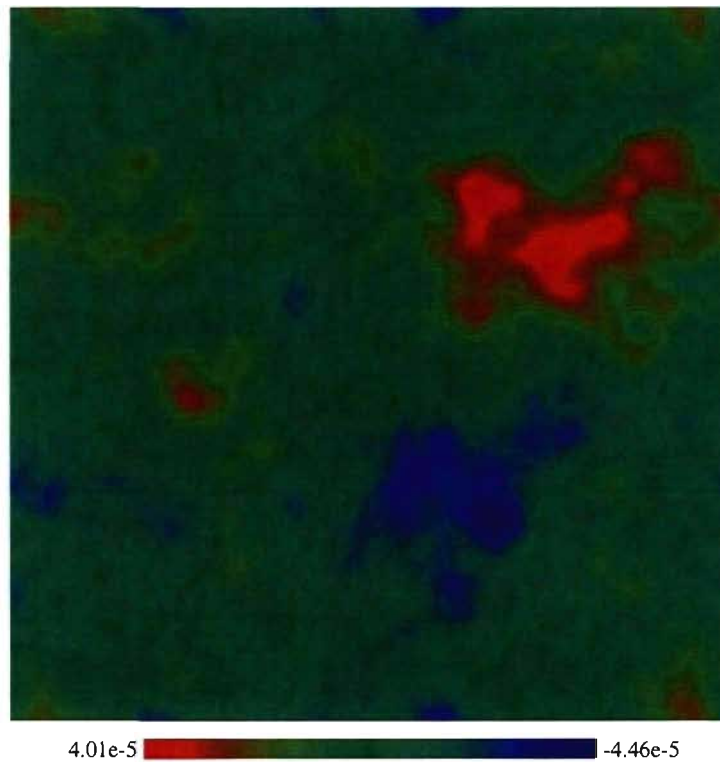


Figure 2.3: Carte simulée des fluctuations en température du rayonnement de fond cosmique. La taille angulaire de la région simulée est de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ et la résolution angulaire est de $1'$ par pixel (22 500 pixels). La couleur d'un pixel représente la valeur de l'anisotropie en température $\delta T/T$ à ce pixel, telle que définie par l'échelle au bas de la figure [10].

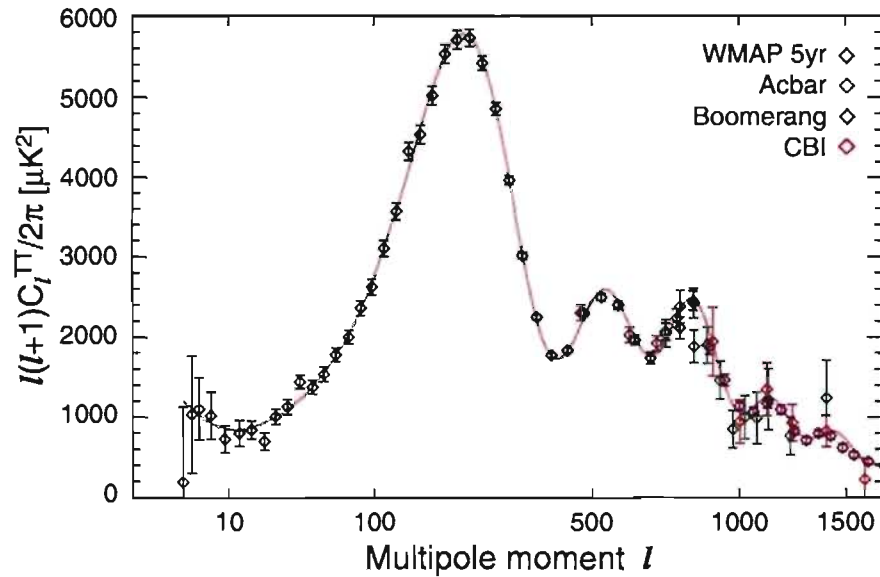


Figure 2.4: Spectre de puissance angulaire obtenu avec les données de WMAP accumulées en 5 ans, combinées à celles des expériences ACBAR [12] en violet, Boomerang [13] en vert et CBI [14] en rouge. La ligne rouge représente le meilleur ajustement du modèle standard cosmologique, appelé Λ CDM, aux données de WMAP [11].

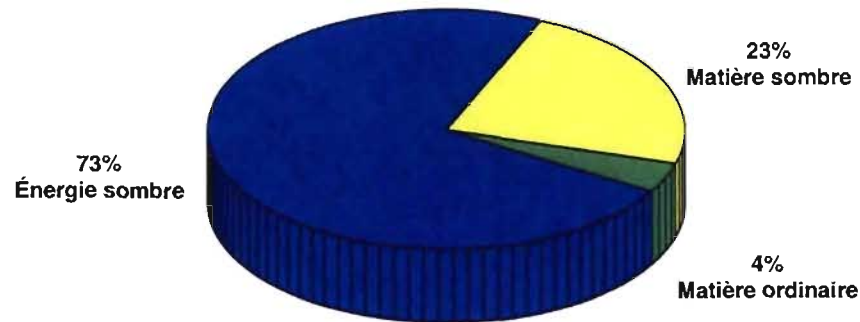


Figure 2.5: Composantes de la densité en énergie de l'Univers, telles que déterminées par WMAP. La matière baryonique ne représente que 4% de la densité totale.

2.2 Un candidat prometteur : le neutralino

2.2.1 Les candidats à la matière sombre

Diverses hypothèses ont été émises quant à la nature de la matière sombre. On sait maintenant que la matière baryonique ne représente que 4% de la densité en énergie de l'Univers. Les modèles proposant des candidats à la matière sombre de nature baryonique ont donc été écartés. C'est le cas des MACHOs (MASSive Compact Halo Object), des objets massifs peu lumineux existant sous forme de naines brunes, de planètes, d'étoiles à neutrons ou de trous noirs. L'hypothèse de la matière sombre chaude non-baryonique, composée des particules légères et relativistes jusqu'au moment de la recombinaison, a aussi été rejetée. Le candidat favori à la matière sombre chaude est le neutrino, une particule neutre, très abondante dans l'Univers, qui existe sous trois saveurs (ν_e, ν_μ, ν_τ) et qui n'interagit que très faiblement avec la matière. L'observation des oscillations de saveur des neutrinos [15] ont confirmé que ces derniers sont massifs et des limites sur leurs masses peuvent être déterminées à partir des quantités d'énergie et de mouvement manquantes lors de diverses réactions de désintégration avec émission de neutrino [16]. Ces limites indiquent cependant que la masse du neutralino est trop faible pour qu'il constitue la matière sombre. De plus, des simulations étudiant les modèles de matière sombre chaude n'arrivent pas à reproduire les structures à grande échelle pouvant être observées dans l'Univers. La formation de ces structures est cependant observée dans le cadre de simulations de modèles de matière sombre froide.

Dans un autre ordre d'idées, il a été proposé que la matière sombre est un artifice de la théorie de la gravité telle que proposée par Newton. Certaines théories remettent en question la présence de matière sombre et suggèrent une solution de rechange : modifier les équations de la dynamique afin d'expliquer les observations expérimentales à grande échelle. Cette catégorie de théories est connue sous le nom de MOND (MODified Newtonian Dynamics) et permet d'expliquer les courbes de rotation des galaxies spirales. Ces modèles ne reproduisent cependant pas les

observations de WMAP ou le Bullet Cluster et ne peuvent entièrement écarter la présence de matière sombre.

La majeure partie de la matière sombre serait donc composée de matière sombre froide, soit de particules non-baryoniques non-relativistes parmi lesquelles les axions et les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particle) sont les candidats favoris. Les expériences CAST [17], PVLAS [18] et ADMX [19] sont à la recherche de l'axion, une particule élémentaire hypothétique introduite afin de résoudre le problème de la violation CP forte dans le cadre de la chromodynamique quantique. L'expérience PICASSO, quant à elle, a comme objectif la détection directe du neutralino, une particule prédite par la supersymétrie.

2.2.2 La supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) est une extension du Modèle Standard qui attribue à chaque particule d'un certain spin s un superpartenaire de spin $|s - \frac{1}{2}|$. Ce modèle, qui propose une symétrie complète entre les fermions et les bosons, a été élaboré afin de résoudre le problème de hiérarchie des masses. L'incorporation de la supersymétrie au Modèle Standard requiert l'ajout d'un nombre minimal de nouvelles particules (appelées sparticules) et de leurs interactions avec la matière. Le Tableau 2.1 présente quelques unes des particules prédites par SUSY. Ces dernières n'ayant jamais été observées, leur masse doit être beaucoup plus grande que celle des particules connues. Ceci implique que la supersymétrie doit être brisée.

Une seconde prédiction de la supersymétrie la rend particulièrement attrayante. Alors que dans le Modèle Standard les constantes de couplage α_1 , α_2 et α_3 des groupes de jauge respectifs $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$ divergent à haute énergie, celles-ci s'unifient dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimal (MSSM). Les valeurs des constantes de couplage à haute énergie, présentées à la Figure 2.6, ont été extrapolées à partir de mesures très précises effectuées au LEP (Large Electron-Positron collider). La découverte de superpartenaires viendrait appuyer

Tableau 2.1: Quelques particules prédites par SUSY [20]. À l'exception du spin, les nombres quantiques des superpartenaires sont les mêmes que ceux des particules du Modèle Standard auxquels ils sont associés. Notons que la parité-R des particules du Modèle Standard est égale à 1, tandis qu'elle prend une valeur de -1 pour les particules supersymétriques

Particule	Spin	Parité-R	Superpartenaire	Spin	Parité-R
quarks q	1/2	+1	squarks \tilde{q}	0	-1
leptons l	1/2	+1	sleptons \tilde{l}	0	-1
gluons g	1	+1	gluinos \tilde{g}	1/2	-1
photon γ	1	+1	photino $\tilde{\gamma}$	1/2	-1
W^\pm	1	+1	winos \tilde{W}^\pm	1/2	-1
Z	1	+1	zinos \tilde{Z}	1/2	-1
Higgs H	0	+1	higgsino \tilde{h}^0	1/2	-1

la théorie d'une grande unification supersymétrique.

Le MSSM suppose qu'une symétrie discrète, la parité-R, est conservée. Celle-ci est définie comme :

$$R = (-1)^{L+3B+2S} \quad (2.2)$$

où L est le nombre leptonique, B le nombre baryonique et S le spin de la particule [20]. La parité-R des particules du Modèle Standard est égale à 1, tandis qu'elle prend une valeur de -1 pour les particules supersymétriques. La conservation de la parité-R implique que les particules supersymétriques ne peuvent être produites qu'en paires et ne peuvent se désintégrer qu'en un nombre impair de particules supersymétriques plus légères. Finalement, la particule supersymétrique la plus légère (LSP) doit être stable sans quoi la conservation de la parité-R serait violée. Si cette particule stable existe, elle se présente naturellement comme un candidat à la matière sombre froide. Afin de rencontrer les critères établis par les observations astronomiques et cosmologiques, cette particule devrait avoir une masse située entre $100 \text{ GeV}c^{-2}$ et $500 \text{ GeV}c^{-2}$ [22]. Sa découverte, ainsi que celle de particules supersymétriques plus lourdes, sera donc possible au LHC (Large Hadron

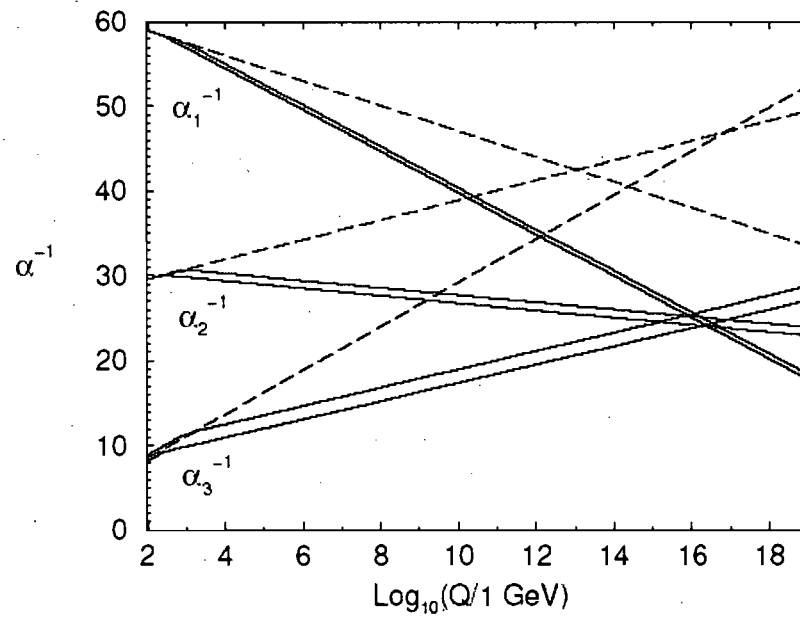


Figure 2.6: Constante de couplage de différents groupes de jauge en fonction de l'énergie dans le Modèle Standard (pointillé) et dans le MSSM (lignes pleines). L'introduction de la supersymétrie unifie les constantes à haute énergie [21].

Collider), un collisionneur de protons d'une énergie de 14 TeV dans le centre de masse dont la mise en marche est prévue pour l'automne 2008 (voir la Figure 2.7). Cette particule neutre et massive, donc soumise à la force gravitationnelle, ne peut interagir avec la matière baryonique qu'à travers le biais de l'interaction électro-faible. Le neutralino le plus léger ($\tilde{\chi}_1$) possède toutes les propriétés d'un WIMP. Cette particule de jauge est une combinaison du photino $\tilde{\gamma}$, du zino \tilde{Z} et de deux higgsinos neutres \tilde{h}_1^0 et \tilde{h}_2^0 [23],

$$\tilde{\chi}_1 = a_1 \tilde{\gamma} + a_2 \tilde{Z} + a_3 \tilde{h}_1^0 + a_4 \tilde{h}_2^0, \quad (2.3)$$

et est la LSP attendue.

2.2.3 La détection directe du neutralino

Suite à la période d'inflation de l'Univers, l'inhomogénéité microscopique de la distribution spatiale des neutralinos a donné naissance à des puits gravitationnels formés de matière sombre froide. Au cours du refroidissement de l'Univers, la matière baryonique attirée par ces puits a formé différentes structures massives telles que les galaxies. Aujourd'hui, on s'attend à ce qu'un halo sphérique de neutralinos soit distribué de façon isotrope dans la Voie Lactée. Les neutralinos suivant chacun leur propre orbite autour du centre de la galaxie, leur vitesse globale est représentée par une distribution maxwellienne :

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_c} \exp \left[- \left(\frac{v}{v_c} \right)^2 \right] \quad (2.4)$$

où v est la vitesse du neutralino et $v_c \approx 220 \pm 20 \text{ kms}^{-1}$ est la vitesse de rotation du Soleil autour du centre de la galaxie [25].

Puisque les neutralinos traversent la Terre avec une distribution de vitesses donnée, on peut envisager de les détecter directement à l'aide d'un détecteur terrestre. Bien qu'ils n'interagissent que faiblement avec la matière baryonique, ils peuvent

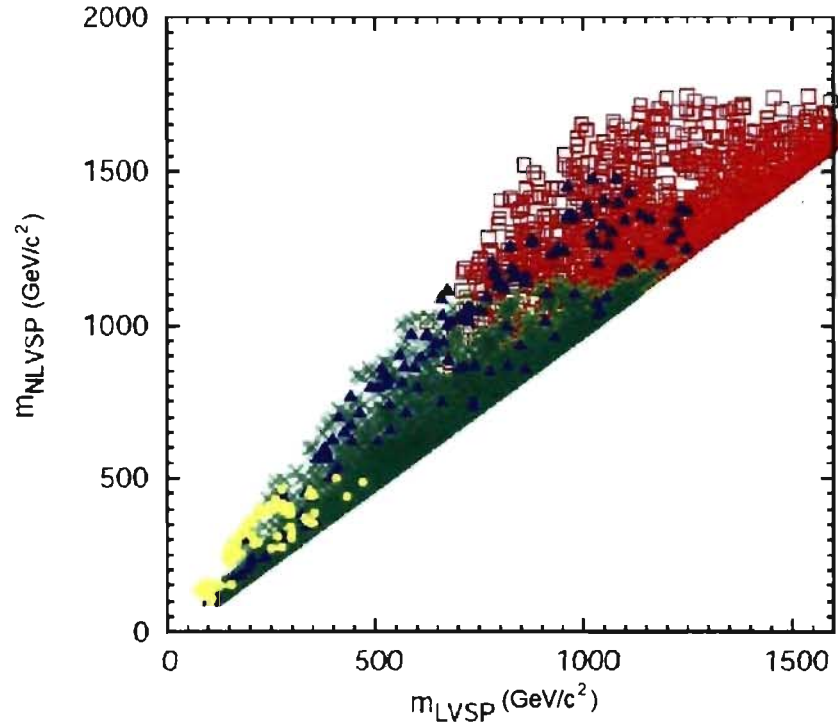


Figure 2.7: Nuage de points des masses prédites par divers modèles (en $\text{GeV}c^{-2}$) de la particule supersymétrique visible la plus légère (m_{LVSP}) et de la deuxième particule supersymétrique visible la plus légère (m_{NLVSP}). On s'attend à ce que ces particules soient directement visibles dans les collisionneurs de particules, c'est-à-dire que leur présence ne devra pas être inférée à partir des quantités d'énergie et de mouvement manquantes lors d'une réaction de désintégration, comme ce sera le cas pour la LSP. Plus spécifiquement, les \times en vert représentent les points qui devraient être observables au LHC. La figure est tirée de [24].

induire le recul d'un noyau par le biais d'une collision élastique. D'autres particules, tels les neutrons, peuvent interagir avec la matière de façon très similaire. Les reculs induits par les neutralinos possèdent cependant une signature permettant de les distinguer du bruit de fond du détecteur : leur quantité fluctue de façon sinusoïdale selon un cycle annuel. Cette variation est causée par le changement de la vitesse du détecteur dans le référentiel de la galaxie dû à l'orbite terrestre autour du Soleil. Le taux de comptage attendu est donc plus élevé lorsque la vitesse de la Terre est maximale dans ce référentiel, soit en juin lorsque la planète se déplace dans le même sens que le Soleil autour du centre de la galaxie.

L'énergie avec laquelle les noyaux reculent à la suite d'une collision élastique avec un neutralino dépend de la masse des deux particules en jeu. La fréquence à laquelle ces reculs sont détectés dépend de la section efficace σ_A de l'interaction qui prend la forme suivante :

$$\sigma_A = 4G_F^2 \left(\frac{m_A m_{\tilde{\chi}}}{m_A + m_{\tilde{\chi}}} \right)^2 C_A \quad (2.5)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi, m_A est la masse du noyau-cible et $m_{\tilde{\chi}}$ est la masse du neutralino [26]. C_A est un facteur qui varie selon la nature de l'interaction qui peut, ou non, dépendre du spin du noyau. Ce facteur prend la forme suivante dans le cas de la section efficace dite cohérente, ou indépendante du spin (SI) :

$$C_A^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2 \quad (2.6)$$

où Z , A , f_p et f_n sont respectivement le nombre atomique, le nombre de masse du noyau-cible et les constantes de couplage du neutralino aux protons et aux neutrons [26]. Si $f_n \simeq f_p$ alors on obtient que $\sigma^{SI} \propto A^2$. Les expériences recherchant le neutralino dans le secteur indépendant du spin ont donc avantage à utiliser un matériel actif lourd. Cependant, si f_n et f_p sont de signes opposés, la forme de l'équation défavorise grandement l'interaction indépendante du spin. La situation est plus complexe dans le secteur dépendant du spin (SD), où le facteur d'interaction

est :

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} \lambda^2 J(J+1) \quad (2.7)$$

avec

$$\lambda^2 J(J+1) = (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (2.8)$$

où J est le spin total du noyau-cible, a_p et a_n sont les constantes de couplage du neutralino aux protons et aux neutrons et $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ sont les spins moyens des protons et des neutrons dans le noyau [27]. La section efficace est donc favorisée pour les noyaux possédant une valeur élevée de λ^2 . Quelques-uns des noyaux utilisés dans la recherche de neutralino sont énumérés dans le Tableau 2.2. On note que le fluor (^{19}F) est un noyau particulièrement avantageux dans le secteur dépendant du spin. L'expérience PICASSO exploite les interactions de ce noyau en utilisant le fréon, un matériau riche en fluor, afin de détecter le neutralino.

Tableau 2.2: Paramètres affectant la section efficace dépendante du spin d'une collision élastique neutralino-noyau [26, 28].

Noyau	Z	J	λ^2
^{19}F	9	1/2	0.8627
^{23}Na	11	3/2	0.0109
^{27}Al	13	3/2	0.0099
^{35}Cl	17	3/2	0.0096
^{73}Ge	32	9/2	0.0026
^{127}I	53	5/2	0.0026
^{131}Xe	54	3/2	0.0147

2.3 L'expérience PICASSO

2.3.1 Le principe de détection

L'expérience PICASSO vise à détecter directement le neutralino à l'aide d'un détecteur à gouttelettes surchauffées. Son principe de détection s'apparente à celui

de la chambre à bulles. Un liquide actif, le C_4F_{10} , est maintenu dans un état de surchauffe où il devient possible pour une particule ionisante de déclencher une transition, de liquide à gaz, lors de son passage. Cet état métastable est obtenu en ajustant la température et la pression du détecteur. La région colorée du diagramme de phase présenté à la Figure 2.8 correspond à la zone d'opération du détecteur. La température du milieu actif doit être plus élevée que sa température d'ébullition, T_b , à une pression donnée, mais inférieure à sa température critique, T_c , où la phase liquide cesse d'exister. L'avantage du détecteur PICASSO repose sur sa capacité à pouvoir être réutilisé après de longues périodes d'exposition. Alors que la chambre à bulles devait être recomprimée à l'intérieur de quelques millisecondes après le passage d'une particule, au risque d'observer une vaporisation complète du liquide surchauffé, le milieu actif du détecteur PICASSO est réparti uniformément sous forme de gouttelettes suspendues à l'intérieur d'un gel. Chaque module de détection contient des millions de gouttelettes qui agissent indépendamment les unes des autres, permettant ainsi la détection de plusieurs particules sur des intervalles pouvant s'étendre sur plusieurs heures. Les séances de prise de données du détecteur PICASSO durent habituellement 40 heures et s'effectuent à la pression ambiante, soit 1.2 bar à SNOLab (Sudbury Neutrino Observatory LABORatory), le laboratoire souterrain où l'expérience est menée. Ces séances sont suivies d'une période de recompression de 15 heures où le détecteur est soumis à une pression de 5.5 bar. La partie foncée du diagramme montré à la Figure 2.8 indique la région où le détecteur est actif, donc où les gouttelettes sont en surchauffe, tandis que la partie plus pâle représente le régime de compression.

Afin de causer la vaporisation d'une gouttelette, une particule doit y déposer une quantité d'énergie minimale. Un événement peut être détecté visuellement ou en enregistrant l'onde de choc acoustique émise lors de la transformation rapide d'une gouttelette en bulle. Les conditions menant à une transition de phase seront expliquées plus en détails dans le chapitre suivant, mais mentionnons déjà que la quantité d'énergie devant être déposée diminue plus la température du détecteur

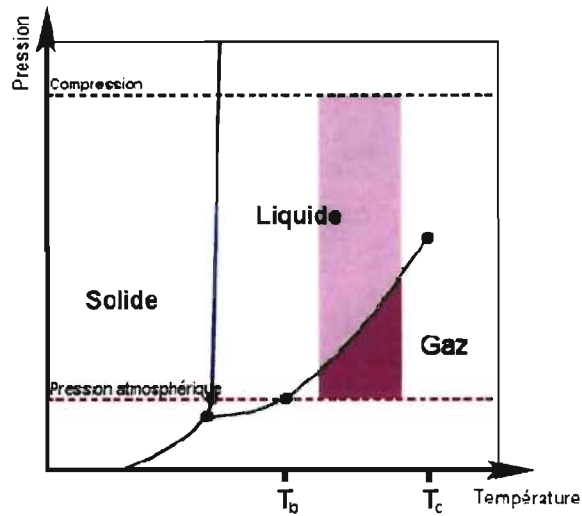


Figure 2.8: Diagramme de phase des gouttelettes. La région colorée correspond à la zone d'opération du détecteur. La partie foncée indique la région où le détecteur est actif, donc où les gouttelettes sont en surchauffe, tandis que la partie plus pâle représente le régime de compression.

est élevée et plus la pression ambiante est basse. Le détecteur PICASSO est donc un détecteur à seuil, c'est-à-dire que l'énergie minimale nécessaire à la vaporisation d'une gouttelette dépend de ses conditions d'opération. Son seuil en fonction de la température, exprimé selon l'énergie minimale que doit avoir un neutron afin d'induire un recul nucléaire provoquant une transition de phase, est présenté à la Figure 2.9 pour une pression de 1.2 bar.

Le détecteur PICASSO est généralement opéré à des températures variant entre 20°C et 45°C. À l'intérieur de ce régime, le détecteur est sensible aux reculs induits par les WIMPs, incluant le neutralino, mais est insensible aux photons et aux MIPs (Minimum Ionizing Particles), des particules dont la perte en énergie dans la matière traversée est faible, par exemple les muons. Au-delà de ce régime, le détecteur devient sensible aux MIPs ainsi qu'aux rayons γ . Le numéro atomique moyen du détecteur étant faible ($Z \approx 5.5$), l'interaction dominante des rayons γ avec le détecteur est la diffusion Compton, une interaction lors de laquelle un γ est

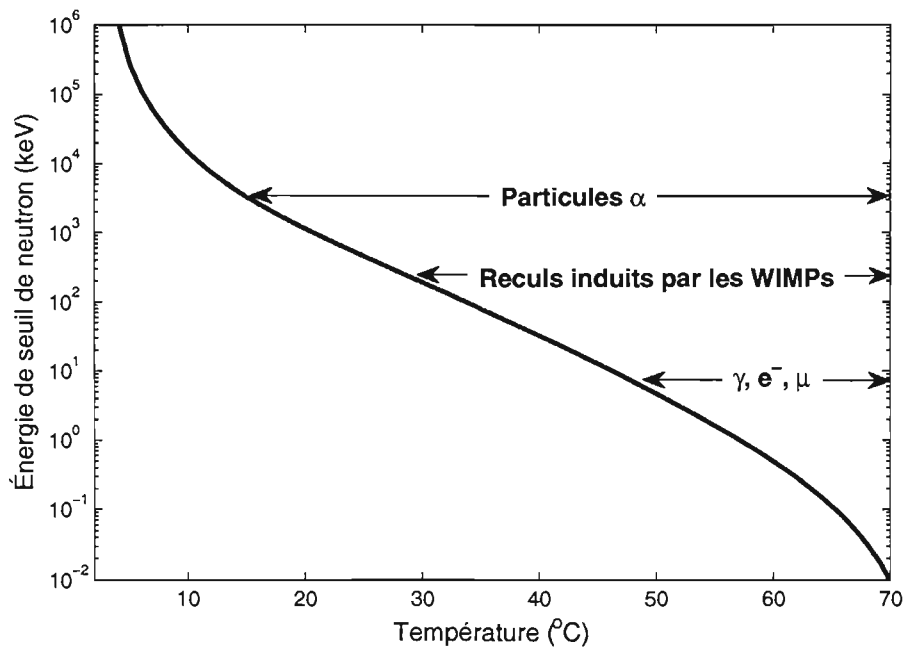


Figure 2.9: Énergie de seuil de neutron du détecteur PICASSO en fonction de la température à une pression de 1.2 bar. Les plages de températures auxquelles le détecteur est sensible à diverses particules sont indiquées.

dévié par un électron auquel il transmet une partie de son énergie. À haute température, le détecteur devient ainsi sensible aux γ par le biais des dépôts d'énergie très localisés des électrons δ émis le long du parcours des électrons Compton.

Les sources principales de bruit de fond du détecteur dans la plage de températures d'opération sont les particules α provenant de la contamination radioactive interne du détecteur ainsi que les neutrons ambiants. La contribution des particules α au bruit de fond peut être limitée à l'aide de diverses techniques. Une purification chimique des ingrédients du détecteur est effectuée en exploitant des réactions de capture des actinides radioactifs par des hydrures d'oxyde de zircon (HZrO). De plus, tel qu'il sera discuté au Chapitre 6, il est possible de procéder à une purification physique du détecteur en augmentant la taille de ses gouttelettes de masse active si la contamination se situe dans le gel. Afin de limiter la contribution des neutrons cosmiques au bruit de fond, le détecteur PICASSO est installé à SNO-Lab, un laboratoire souterrain connexe à la mine de nickel Creighton. Ce site, situé 2073 m sous terre, offre un blindage équivalent à 6010 m d'eau et est présentement le laboratoire souterrain le plus profond au monde. Un blindage d'eau additionnel entoure le détecteur afin d'atténuer l'énergie des neutrons ambiants, qui proviennent par exemple de la cavité rocheuse du site, et de les amener en-dessous du seuil de déclenchement du détecteur. Récemment, il a aussi été déterminé que les amplitudes des signaux induits par des neutrons, qui s'apparentent à ceux attendus pour les neutralinos, sont plus faibles que celles des signaux induits par des particules α [29]. Cet effet permettra éventuellement de procéder à une discrimination systématique des événements n'ayant pas été causés par des neutrons ou par des WIMPs.

2.3.2 Le montage expérimental

La collaboration PICASSO termine présentement l'installation du détecteur de la deuxième phase de l'expérience, soit la phase Ib. Lorsqu'elle sera complétée, le détecteur contiendra 2.6 kg de masse active répartie dans 32 modules de détection

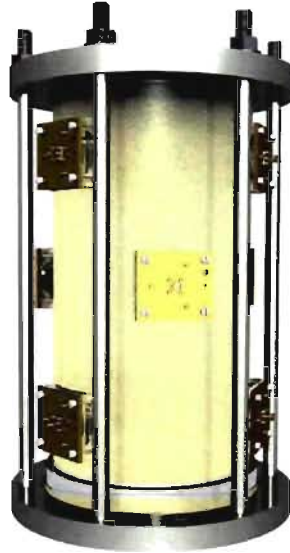


Figure 2.10: Un module de détection de 4.5 l.

de 4.5 l¹. Tel que vu à la Figure 2.10, un module consiste en un cylindre d'acrylique supporté par une structure d'acier inoxydable. Neuf senseurs piézo-électriques sont répartis uniformément sur la paroi du cylindre afin de recueillir les signaux acoustiques caractéristiques des événements de transition de phase. Chaque module contient environ 80 g de C_4F_{10} sous forme de gouttelettes d'un rayon moyen de 100 μm . Ces gouttelettes sont suspendues dans un gel dont la densité est égalisée à celle du C_4F_{10} grâce à l'ajout d'un sel lourd, le CsCl.

Le détecteur PICASSO, présenté à la Figure 2.11, est entouré d'un blindage d'eau d'une épaisseur de 30 cm afin de ralentir les neutrons ambiants et les amener en dessous du seuil de détection. Les modules de détection sont divisés en groupes de 4 modules répartis à l'intérieur de 8 TPCSs (Temperature and Pressure Control System). Ces 8 boîtes isothermes permettent de contrôler la température des modules et de les connecter à un système de recompression hydraulique. Le détecteur PICASSO peut être entièrement opéré à distance, par exemple à partir de

¹Au moment du dépôt de ce mémoire, 20 modules étaient en opération à SNOlab



Figure 2.11: Présenté à gauche, le détecteur PICASSO est entouré d'un blindage d'eau d'une épaisseur de 30 cm. Derrière ce blindage se trouvent 8 TPCSs contenant chacun 4 modules de détection de 4.5 l, tel que montré à droite.

Montréal.

2.3.3 Les objectifs visés

Les limites d'exclusion sur la section efficace du neutralino obtenues à la fin de la phase Ia de l'expérience PICASSO ont été publiées dans [30] en 2005. La courbe d'exclusion obtenue lors de cette première phase est identifiée "PICASSO (2005)" à la Figure 2.12. Ces limites ont été calculées après une exposition de 2 kgj (kilogramme-jour) de trois modules de détection de 1 l, soit l'équivalent d'une prise de données de deux jours avec un kilogramme de masse active. La quantité cumulative de masse active de ces modules, présente sous forme des gouttelettes d'un rayon moyen de $10 \mu\text{m}$, était de $19.4 \pm 1.0 \text{ g}$. Le but à long terme de la collaboration PICASSO est de continuer à augmenter la quantité de masse active du détecteur tout en diminuant son bruit de fond afin d'éventuellement détecter le signal cyclique généré par la matière sombre. Le Tableau 2.3 résume les objectifs visés par chacune des phases de l'expérience.

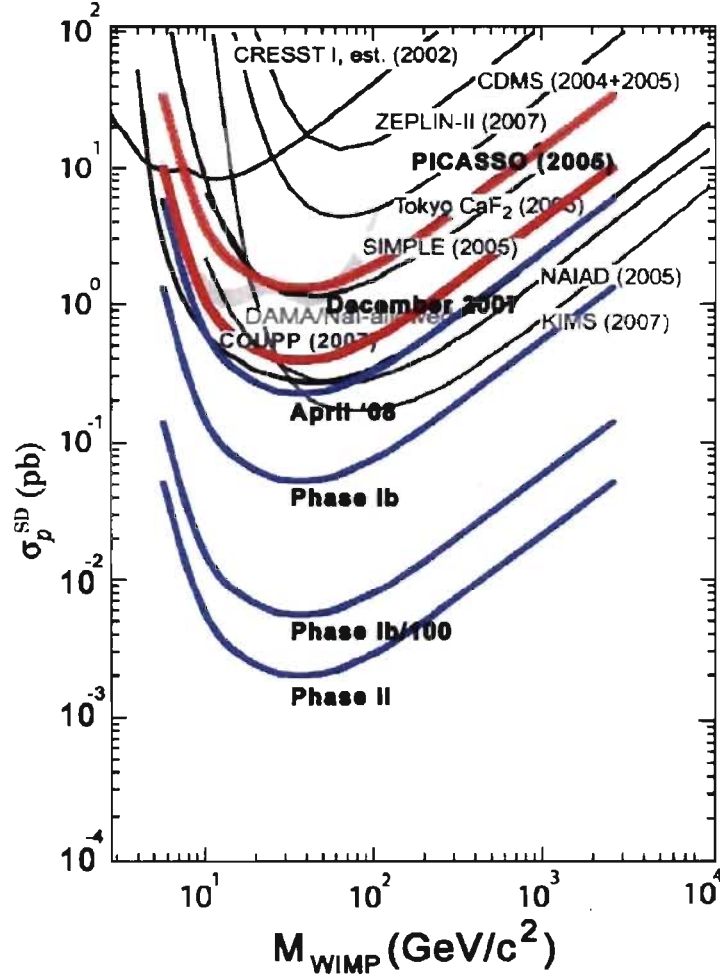


Figure 2.12: Courbes d'exclusion visées par chacune des phases de l'expérience PICASSO dans le secteur dépendant du spin, ainsi que celles obtenues par d'autres expériences recherchant la matière sombre. Les modèles théoriques prédisent des valeurs pour la section efficace de la diffusion du neutralino sur le proton qui vont de 10^{-4} à 10^{-8} pb [31]. Les expériences SIMPLE [32] et COUPP [33] emploient une technique de détection similaire à PICASSO, mais utilisent respectivement du C_2ClF_5 et du CF_3I en tant que liquide actif. D'autres expériences telles que CDMS [34] et ZEPLIN-II [35] se consacrent à la recherche du neutralino dans le secteur indépendant du spin. Puisque les résultats de ces expériences ont ici été convertis en limites d'exclusion dépendantes du spin, on s'attend à ce qu'elles soient moins contraignantes.

Tableau 2.3: Objectifs visés par chacune des phases de l'expérience PICASSO

Phase	Masse active	Exposition	Bruit de fond
Ia	20 g	2 kgj	$480 \text{ kg}^{-1}\text{j}^{-1}$
Ib	2.6 kg	700 kgj	$80 \text{ kg}^{-1}\text{j}^{-1}$
Ib/100	2.6 kg	700 kgj	$0.8 \text{ kg}^{-1}\text{j}^{-1}$
II	25 kg	7000 kgj	$0.08 \text{ kg}^{-1}\text{j}^{-1}$

Les courbes d'exclusion projetées pour la phase actuelle et les phases futures de l'expérience sont également présentées à la Figure 2.12. Au moment du dépôt de ce mémoire, une analyse préliminaire des données accumulées avec deux modules de détection de 4.5 l pour une exposition de 20 kgj posait une limite supérieure de 0.33 pb sur la section efficace dépendante du spin d'un neutralino de 26 GeV [36], soit un résultat comparable aux meilleures limites communiquées par la collaboration COUPP en 2008 [33]. Pour la phase Ib/100 de l'expérience, la collaboration PICASSO planifie la réutilisation de l'infrastructure de la phase Ib mise en place à SNOLab, tout en réduisant le bruit de fond des modules de détection d'un facteur 100. Quant au détecteur de la phase II, celui-ci consistera en plusieurs modules de 30 l contenant chacun 400 g de masse active. Le principe de détection tel qu'il sera exposé dans le chapitre suivant demeurera cependant le même lors de chacune des phases à venir.

CHAPITRE 3

Cadre d'analyse

Le principe de détection exploité dans l'expérience PICASSO s'apparente à celui de la chambre à bulles développée par Glaser en 1952 [37]. Glaser proposa d'abord un modèle de formation des bulles s'inspirant de la chambre à gouttelettes, où la formation de gouttelettes liquides dans un gaz sous-refroidi lors du passage de particules ionisantes est un processus électrostatique. Ses efforts visant à expliquer le fonctionnement de la chambre à bulles dans le cadre d'un modèle électrostatique ayant échoué, il finit par se rallier à la théorie des pointes de chaleur telle que proposée par Seitz en 1958 [38]. Cette théorie sera exposée dans la première section de ce chapitre. Dans un deuxième temps, nous décrirons l'application de cette théorie dans le cadre de l'analyse de simulations Monte Carlo visant à étudier les mesures d'étalonnage du détecteur PICASSO.

3.1 Mécanisme de formation des bulles

Seitz a proposé une théorie selon laquelle le déclenchement d'une transition de phase est d'origine thermodynamique. Selon son modèle, le passage du rayonnement ionisant dans un liquide surchauffé entraîne une agitation moléculaire locale. Ces molécules transmettent rapidement une partie de leur énergie aux molécules avoisinantes, créant ainsi des régions microscopiques hautement surchauffées où le

liquide se vaporise. Seitz n'a pas proposé de mécanisme spécifique pour l'expansion de ces zones, nommées proto-bulles, mais établit un certain rayon critique au-delà duquel leur expansion devient irréversible et entraîne la vaporisation complète d'une gouttelette. Plusieurs aspects de cette approche reposent sur des bases thermodynamiques bien établies. La vaporisation de gouttelettes surchauffées est cependant un phénomène complexe auquel aucune branche de la physique n'apporte de solution générale. Bien que des approximations numériques aient été mises au point, celles-ci ne représentent pas une solution satisfaisante dû au long temps de calcul qu'elles requièrent [39]. Certains aspects de la théorie de Seitz demeurent donc empiriques et doivent être déterminés à l'aide de mesures expérimentales.

3.1.1 Le rayon critique

Nous pouvons considérer qu'une proto-bulle est sphérique, puisque cet arrangement minimise l'énergie emmagasinée à sa surface et uniformise la tension de surface. À équilibre statique, le rayon atteint une taille critique donnée par :

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{p_g - p_{ext}} \quad (3.1)$$

où R_c est le rayon critique, p_g est la pression du gaz à l'intérieur de la proto-bulle, p_{ext} est la pression du liquide surchauffé (donnée par la pression externe) et $\sigma(T)$ est la tension de surface à l'interface de la proto-bulle à une température T . Tel qu'il sera expliqué dans la section suivante, la variation du potentiel thermodynamique atteint un maximum à R_c . Une proto-bulle ayant un rayon inférieur à R_c s'affaissera donc sous elle-même en raison de la tension de surface tandis qu'une proto-bulle de taille supérieure subira une expansion infinie. La tension de surface est définie à l'aide d'une équation paramétrique :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \quad (3.2)$$

où T_c est la température critique et σ_0 , la tension de surface à une température de référence T_0 habituellement choisie comme étant la température d'ébullition T_b . La température critique est la température au-delà de laquelle la phase liquide ne peut plus exister peu importe la pression appliquée. Il est à noter que dans l'équation 3.1, la pression du liquide surchauffé p_{ext} dépend uniquement de la pression à laquelle le détecteur est opéré. Quant à la pression de vapeur p_g à l'intérieur de la proto-bulle, elle varie en fonction du rayon critique et de la tension de vapeur, qui elle-même dépend de la nature du gaz choisi et de la température d'opération. Une expression pour R_c tenant compte de ces dépendances peut être dérivée à partir d'une relation proposée par Harper [40] :

$$p_g - p_{ext} = p_v - p_{ext} \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \quad (3.3)$$

où p_v est la tension de vapeur du gaz actif, ρ_l la densité de la phase liquide et ρ_v la densité de la phase gazeuse. Cette relation mène à une expression non-explicite pour R_c dérivée dans [41], qui suppose que le volume spécifique ν_l du liquide est constant et que le gaz contenu dans une proto-bulle est un gaz parfait :

$$p_v \exp\left(\frac{-2\sigma(T)\nu_l}{k_B T R_c}\right) - p_{ext} = \frac{2\sigma(T)}{R_c} \quad (3.4)$$

où k_B est la constante de Boltzmann. Soulignons que dans l'équation précédente, la tension de vapeur p_v est définie comme étant la pression du gaz à l'équilibre lorsque l'interface devient une surface plane infinie. Cette équation demeure valide si le détecteur est opéré à des température et pression sous les température et pression critiques, ce qui est généralement le cas.

Plusieurs auteurs [42] négligent la relation 3.3 et obtiennent une équation explicite pour R_c qui implique seulement les paramètres d'opération du détecteur :

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{p_v - p_{ext}} \quad (3.5)$$

Cette dernière approximation sera utilisée dans le cadre de l'analyse des données

généérées par simulation Monte Carlo.

3.1.2 L'énergie critique

À partir du potentiel thermodynamique, on peut déterminer l'énergie minimale externe nécessaire pour effectuer la transition d'une gouttelette sans proto-bulle à une gouttelette contenant une proto-bulle de rayon R_c . Ce travail minimum est donné par l'énergie de Gibbs :

$$W_{min} = 4\pi\sigma R_c^2 = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_v - p_{ext})^2} \quad (3.6)$$

La variation du potentiel de Gibbs,

$$\Delta W_{min} = \frac{4}{3}\pi\sigma R_c^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{R}{R_c}\right) \quad (3.7)$$

atteint une valeur maximale de $\frac{4}{3}\pi\sigma R_c^2$ lorsque le rayon de la proto-bulle $R = R_c$. Cette relation est illustrée à la Figure 3.1. Seitz, quant à lui, a défini l'énergie critique E_c comme étant le travail minimal total qui doit être effectué afin de créer une proto-bulle de rayon critique R_c . Puisque l'évolution de la proto-bulle ne passe pas par les états d'équilibre, cette quantité est beaucoup plus grande que W_{min} . Les contributions des transformations réversibles à E_c proviennent de la formation de l'interface liquide-gaz

$$W_s = 4\pi R_c^2 \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT}\right), \quad (3.8)$$

du travail d'expansion de la cavité

$$W_m = \frac{4}{3}\pi R_c^3 (p_{ext} - p_v) \quad (3.9)$$

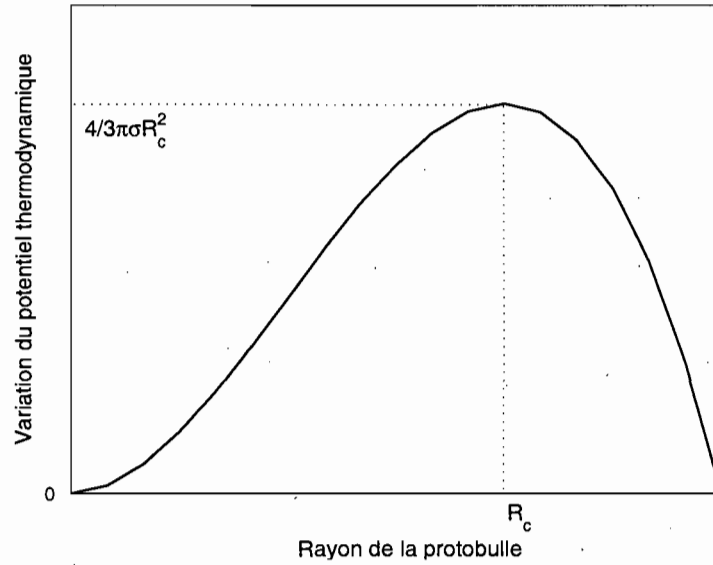


Figure 3.1: Variation du potentiel de Gibbs en fonction du rayon R de la proto-bulle.

et de la chaleur latente contenue dans le gaz au moment de la vaporisation du liquide,

$$W_c = \frac{4}{3}\pi R_c^3(\rho_v h_{fg}), \quad (3.10)$$

où h_{fg} est la chaleur latente de vaporisation. À l'aide de l'Équation 3.5, nous pouvons combiner les Équations 3.8, 3.9 et 3.10 comme suit :

$$W_{rev} = \frac{4}{3}\pi\sigma R_c^2 \left(1 + \frac{R_c}{\sigma}\rho_v h_{fg} - 3\frac{T}{\sigma}\frac{d\sigma}{dT} \right). \quad (3.11)$$

Le travail de Seitz n'inclut pas les processus irréversibles, dont les contributions ont cependant été évaluées par d'autres auteurs [43]. Celles-ci ajoutent quatre termes à l'équation finale pour l'énergie critique :

$$E_c = W_{rev} + W_k + W_{visc} + W_J + W_h \quad (3.12)$$

où W_k est l'énergie cinétique transférée au liquide environnant, W_{visc} l'énergie perdue à la viscosité du milieu, W_J l'énergie nécessaire à la création d'ondes sonores et W_h , l'énergie perdue à la conductivité thermique. La valeur maximale de la somme des termes irréversibles est donnée par :

$$W_{irr} = 2\pi\rho_l R_c^3 v^2 \quad (3.13)$$

où v , la vitesse de l'interface gazeuse, est définie comme :

$$v = \frac{4D(\rho_l/\rho_v)^{\frac{1}{3}}}{R_c} \quad (3.14)$$

avec

$$D = \frac{k c_p}{\rho_l} \quad (3.15)$$

D est la diffusivité thermique du liquide, k la conductivité thermique et c_p , la chaleur spécifique de la phase liquide. Aux températures d'opération du détecteur PICASSO, la contribution des termes irréversibles, telle qu'évaluée avec l'Équation 3.13, varie entre 1% et 3.6%. La contribution des termes irréversibles à l'Équation 3.12 est donc négligeable et peut être ignorée à toute fin pratique.

L'énergie critique telle que calculée avec l'équation 3.12 est de un à deux ordres de grandeur plus grande que l'énergie de Gibbs. Les auteurs exprimant leurs résultats en utilisant l'équation 3.6 introduisent alors un paramètre d'efficacité du processus de nucléation

$$\epsilon = \frac{W_{min}}{E_d} \quad (3.16)$$

où E_d , l'énergie totale déposée par le rayonnement ionisant ayant contribué au processus de formation d'une proto-bulle, est donnée par

$$E_d = l_c \frac{dE}{dx} = a R_c \frac{dE}{dx} \quad (3.17)$$

où $\frac{dE}{dx}$ est le dépôt d'énergie maximal par unité de longueur et $l_c = a R_c$ est la

longueur effective, qui sera décrite dans la prochaine section. En faisant appel à l'Équation 3.5, on peut alors ré-exprimer le facteur d'efficacité comme suit :

$$\epsilon = \frac{8\pi\sigma^2}{3a(p_v - p_{ext})(dE/dx)}. \quad (3.18)$$

La valeur de ce facteur varie entre 2% et 4% pour différents types de fréon [42].

3.1.3 Le déclenchement de la vaporisation

Afin de provoquer la vaporisation d'une gouttelette, une particule ionisante doit déposer une quantité d'énergie égale, si le transfert est idéal, ou supérieure à l'énergie critique. Ce dépôt doit se faire à l'intérieur d'une distance de l'ordre du rayon critique, communément appelée longueur effective. Bien que plusieurs modèles existent, une définition habituelle de la longueur effective est $l_c = aR_c$. La valeur du paramètre a oscille généralement entre 2 et 12.96 dans la littérature, mais des ajustements aux données expérimentales vont jusqu'à estimer $a \approx 30$. Selon une étude de d'Errico [39], une valeur $a = 2$ est appropriée pour des énergies de l'ordre de la centaine de keV, mais doit être modifiée pour des énergies de l'ordre du MeV. D'autres travaux démontrent qu'une valeur unique de a puisse ne pas convenir sur une vaste plage de températures. Certains auteurs suggèrent que le déclenchement d'un événement n'est pas relié au pouvoir d'arrêt par une simple relation linéaire avec le rayon critique. La structure de la trace du dépôt d'énergie pourrait aussi affecter la réponse du détecteur [44].

Dans le cadre du modèle de Seitz, puisqu'il suffit qu'une quantité d'énergie égale ou supérieure à E_c soit déposée à l'intérieur de la longueur effective afin de déclencher la formation d'une bulle, on s'attend à ce que la réponse du détecteur à des ions mono-énergétiques s'apparente à un seuil franc. Expérimentalement, on observe cependant une remontée plus lente, un seuil progressif. Tel que montré à la Figure 3.2, d'Errico [39] observe cette tendance lors de la réaction de capture de neutrons thermiques $^{35}\text{Cl} + n \rightarrow ^{35}\text{S} + p$ avec des détecteurs dont la masse

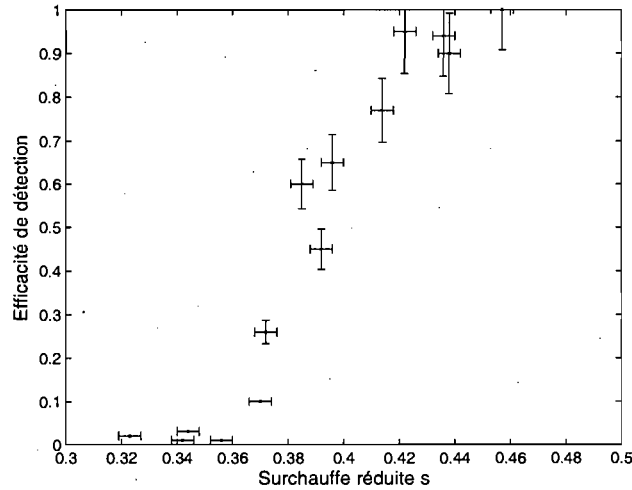


Figure 3.2: Efficacité de détection en fonction de la surchauffe réduite s de différents détecteurs à gouttelettes surchauffées à la réaction $^{35}\text{Cl}+n\rightarrow^{35}\text{S}+p$ telle que mesurée par d'Errico [39]. Un seuil progressif est observé, bien que la réponse provienne principalement des reculs mono-énergétiques du soufre.

active est constituée de chlorocarbones. Dans le but d'unifier la réponse de détecteurs fabriqués à partir de différents chlorocarbones, d'Errico exprime l'efficacité de détection en fonction du paramètre s , la surchauffe réduite, définie comme $s = (T - T_b)/(T_c - T_b)$. La réaction de capture de neutrons thermiques est exothermique et libère une énergie $Q = 615\text{keV}$, dont 598 keV sont emportés par le proton et 17 keV, par le soufre. D'Errico souligne que l'énergie critique au seuil de détection pour tous les chlorocarbones est d'environ 17 keV, ce qui porte à croire que la réponse aux neutrons thermiques au seuil de détection provient principalement des reculs mono-énergétiques du soufre. Afin d'incorporer ce seuil progressif dans le modèle qui est élaboré, nous introduisons une fonction de probabilité appropriée à la réponse du détecteur (voir la Figure 3.3) :

$$P(E_r; a, E_{min}) = \begin{cases} 0 & : E_r < E_{min} \\ 1 - \exp\left(\alpha \frac{E_{min} - E_r}{E_{min}}\right) & : E_r \geq E_{min} \end{cases} \quad (3.19)$$

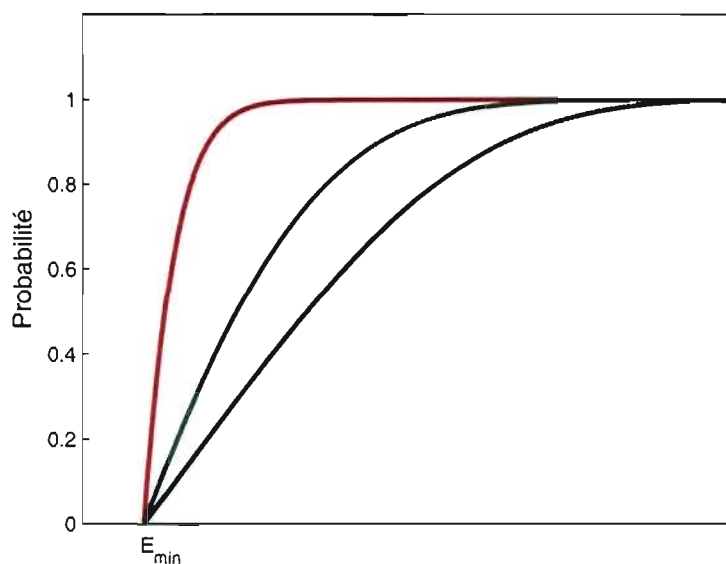


Figure 3.3: Fonction de probabilité (Équation 3.19) présentée pour des valeurs du paramètre α de 1 (bleu), 2 (vert) et 10 (rouge).

où P est la probabilité qu'il y ait déclenchement d'une transition de phase, E_r est l'énergie de la particule ionisante (par exemple l'énergie d'un noyau de recul dans le cas d'une collision élastique avec un neutron) et où $E_{min}(T)$ et α , l'énergie de seuil à une température donnée et une constante, sont des paramètres à être déterminés expérimentalement lors des mesures d'étalonnage. La rapidité avec laquelle cette fonction atteint le plateau (valeur de 1) est dictée par le paramètre α . L'interprétation physique de la fonction 3.19 peut être reliée à la distribution en taille des proto-bulles qui se forme naturellement, et qui est elle-même liée à la nature statistique du processus de conversion de l'énergie déposée en énergie utilisable par l'expansion d'une proto-bulle [41].

3.2 Caractérisation de la réponse du détecteur

3.2.1 Les simulations Monte Carlo

Les simulations Monte Carlo permettent d'évaluer divers paramètres empiriques de la théorie de Seitz et de la fonction de probabilité (Équation 3.19) en ajustant les paramètres d'analyse aux données expérimentales obtenues lors de mesures d'étalonnage. La génération et l'analyse des données se font séparément. Les simulations sont effectuées avec le programme d'ordinateur GEANT4.8.2 [45], tandis que l'analyse des données se fait à l'aide d'un code basé sur le modèle qui vient d'être élaboré. GEANT4 est un logiciel libre orienté objet qui est composé de divers outils pouvant être utilisés pour simuler avec précision le passage des particules à travers la matière. On retrouve au coeur de ce programme un ensemble de modèles physiques pouvant gérer les interactions des particules avec la matière sur une très vaste gamme d'énergies. GEANT4 agit donc comme un référentiel regroupant une grande partie de tout ce qui est connu sur les interactions des particules. De façon générale, la première étape du processus de simulation consiste en la définition de la géométrie et de la composition chimique du détecteur et de son environnement à l'intérieur d'un volume monde. Le volume monde est normalement rempli d'air et est juste assez grand pour contenir tous les éléments géométriques, dont les coordonnées spatiales sont définies à partir d'une origine correspondant au centre du volume monde. Des gouttelettes sont placées aléatoirement à l'intérieur du gel. Les gouttelettes sont définies comme étant des volumes fille d'un même volume mère, le gel. Il est possible de générer des gouttelettes d'une taille uniforme ou selon une distribution observée expérimentalement. Dans les deux cas, on doit spécifier la fraction de masse active du module virtuel, soit le "loading" défini comme $L = m_{C_4F_{10}}/m_{gel}$. La fraction de masse active d'un module de détection réel étant normalement de l'ordre de 1%, celle-ci doit idéalement être reproduite virtuellement.

La deuxième étape du processus de simulation consiste en la génération d'un

nombre défini de particules ou de noyaux primaires dont on désire étudier l'effet sur la réponse du détecteur, par exemple des neutrons ou des particules α . Leur énergie initiale, la position de leur vertex ainsi que leur direction de propagation doivent être spécifiées. Les particules ou noyaux primaires ainsi que les particules ou noyaux secondaires qui sont engendrés lors d'interactions sont alors suivis pas à pas le long de leur parcours. Le parcours d'une particule ou d'un noyau se termine lorsque son énergie devient nulle, lorsqu'elle ou qu'il se désintègre, lorsque l'utilisateur décide d'y mettre fin ou lorsque sa trajectoire franchit les limites du volume monde.

GEANT4 permet d'enregistrer diverses informations pertinentes dans un fichier de sortie lors de la simulation des processus d'interaction des particules et noyaux. Si l'on s'intéresse spécifiquement à la réponse d'un module de détection, il faut alors enregistrer de l'information lorsqu'une particule ou noyau dépose une quantité d'énergie à l'intérieur d'une gouttelette. La version originale du code de simulation a été écrite par Marie-Hélène Genest pour GEANT4.7.1 [45]. Dans cette version du code, différentes valeurs étaient enregistrées lorsqu'une particule ou noyau passait ou subissait une interaction dans une gouttelette : identification de la particule ou de l'ion, énergie déposée dans un pas, longueur du pas, position dans le détecteur, etc. La longueur du pas de toute particule ou ion était limitée à 10 nm à l'intérieur d'une gouttelette, soit un pas inférieur mais du même ordre de grandeur que le rayon critique sur la plage des températures d'opération du détecteur PICASSO. Le processus de limitation systématique de la longueur du pas à l'intérieur d'une gouttelette requérait un long temps de calcul limitant le nombre d'événements pouvant être simulés dans un délai raisonnable sur le serveur ATLAS de l'Université de Montréal avant sa mise à niveau en mai 2008. De plus, le nombre de gouttelettes virtuelles présentes dans un détecteur était limité par la mémoire vive du serveur à un million. Dans la version du code modifiée pour GEANT4.8.2, différents changements ont été effectués afin d'augmenter la rapidité du processus de simulation sans pour autant compromettre la justesse des données. Bien que le processus d'analyse n'ait pas encore été décrit, nous montrerons ici des résultats analysés avec les

mêmes valeurs de paramètres libres afin d'illustrer chacun de ces changements.

Le nombre de gouttelettes pouvant se situer à l'intérieur d'un même gel mère est limité à environ un million par la quantité de mémoire vive disponible. Selon la géométrie qui est simulée, il est possible qu'un million de gouttelettes ne suffisent pas pour atteindre la fraction de masse de 1% qu'elles doivent représenter. Le temps de calcul nécessaire à l'obtention de statistiques satisfaisantes devient alors très long. Deux scénarios peuvent être envisagés pour pallier ce problème : augmenter la taille respective de chacune des gouttelettes et/ou diminuer la taille du gel. Tel qu'il sera discuté dans le Chapitre 6, la réponse d'un détecteur aux particules α dépend de la taille des gouttelettes. La réponse d'un module de 4.5 l aux α peut cependant être estimée approximativement à l'aide d'un module réduit en raison de la faible distance parcourue par les α dans le gel. Parce que les neutrons parcourent de plus longues distances, le volume du gel est un paramètre fixe lors de simulations de neutrons. On doit donc envisager une augmentation de la taille ou du nombre de gouttelettes si l'on désire obtenir une plus grande quantité de masse active. La réponse d'un gel de 10 ml à des neutrons de 100 keV a été étudiée en fonction de la taille des gouttelettes afin de déterminer son effet sur la réponse du détecteur. Pour chaque taille de rayon simulée, la fraction de masse active a été maintenue à 1%. Tel que vu à la Figure 3.4, la réponse du module est la même pour des rayons de 30 μm , 50 μm et 100 μm . L'utilisateur est donc libre d'utiliser de grandes gouttelettes si nécessaire. Afin d'augmenter le nombre de gouttelettes, on peut séparer le module en plusieurs sections de gel mère contenant chacune un million de gouttelettes. À titre d'exemple, prenons un module de 10 ml. Ce module, illustré à la Figure 3.5, peut être représenté dans GEANT4 par cinq copies d'une section de gel dont la position sera modifiée à l'intérieur d'une boucle, élevant ainsi le nombre de gouttelettes à cinq millions. Cette division du gel n'affecte pas la réponse aux neutrons, tel que présenté à la Figure 3.6 pour des neutrons de 100 keV. Cette technique devient utile lors de simulations de modules de 4.5 l.

Une dernière modification au code contribue grandement à réduire le temps de

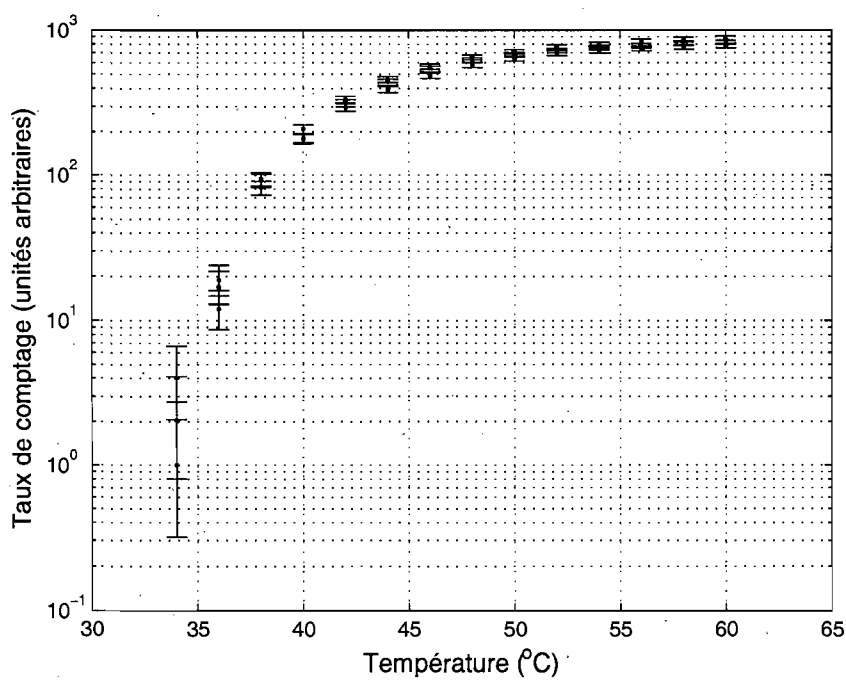


Figure 3.4: Taux de comptage simulé d'un gel de 10 ml dont le rayon r des gouttelettes a été modifié (en bleu, $r=30 \mu\text{m}$, en noir, $r=50 \mu\text{m}$ et en rouge, $r=100 \mu\text{m}$). Dans chaque cas, la fraction de la masse active est maintenue à 1%.

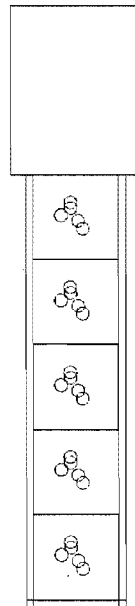


Figure 3.5: Division du gel d'un module de détection virtuel en cinq gels mère. Chaque section peut contenir un million de gouttelettes. La taille des gouttelettes a ici été agrandie.

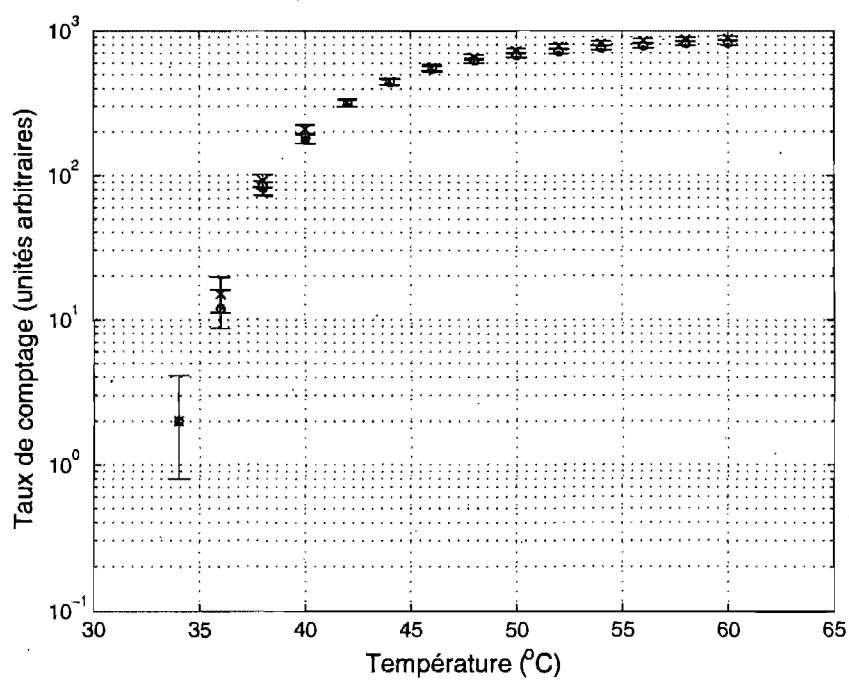


Figure 3.6: Taux de comptage simulé d'un gel de 10 ml dont le volume est séparé en 5 gels mère (× en noir) ou non (• en rouge). Dans chaque cas, la fraction de la masse active est maintenue à 1%.

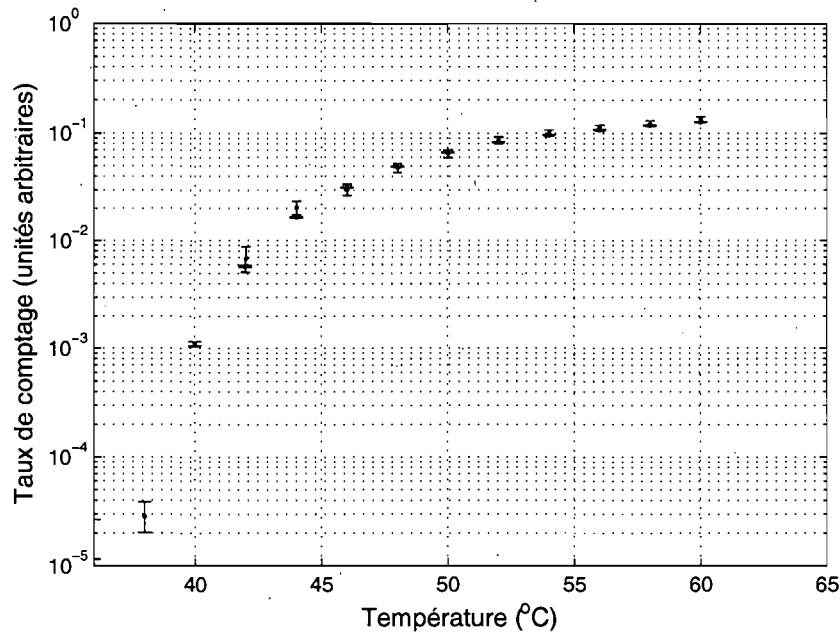


Figure 3.7: Réponse d'un module virtuel de 50 ml à des neutrons de 40 keV. Les points rouges ont été obtenus après trois semaines de calcul sur le serveur ATLAS alors que le pas des neutrons était limité à l'intérieur des gouttelettes. Les points noirs ont été obtenus à l'intérieur d'une journée en n'imposant plus cette restriction aux neutrons.

calcul des simulations de neutrons. Lorsque qu'une particule ou noyau traverse une gouttelette, la taille de son pas est limitée à 10 nm afin d'enregistrer son dépôt d'énergie à l'intérieur d'une distance de l'ordre du rayon critique. Dans le code original, cette limite est applicable tant aux ions qu'aux neutrons, bien que ces derniers ne déposent leur énergie que par le biais de noyaux de recul lors d'une collision élastique. En n'imposant plus cette restriction aux neutrons, il est possible d'enregistrer des événements jusqu'au seuil en température de la réaction en quelques heures, alors qu'auparavant ces événements n'avaient jamais pu être observés même après trois semaines de calcul. La Figure 3.7 démontre l'amélioration obtenue lors d'une étude de la réponse d'un module test de 50 ml à des neutrons de 40 keV.

Une fois la simulation terminée, le fichier de sortie est analysé indépendamment de GEANT4 à l'aide d'un programme visant à déterminer le nombre de bulles ayant été produites en fonction de la température à une pression donnée. L'analyse se fait dans le cadre de l'approche dite microscopique [41], qui veut que la réponse d'un module soit déterminée par l'énergie déposée le long d'une fraction de la trace ionisante. L'énergie de recul disponible pour la formation d'une bulle est donc donnée par l'intégrale du dE/dx sur une longueur effective. L'énergie minimale E_{min} correspond à l'énergie nécessaire à la formation d'une proto-bulle de taille critique. Cette énergie minimale a été déterminée expérimentalement à partir de mesures effectuées avec des neutrons mono-énergétiques. L'énergie des neutrons doit cependant être convertie en énergie de recul d'un noyau. La tension de surface est calculée selon l'équation paramétrique 3.2. Plusieurs paramètres libres du programme d'analyse doivent être fixés à l'aide de mesures d'étalonnage :

- L'énergie de recul minimale nécessaire à une transition phase. Cette énergie est obtenue en convertissant l'énergie des neutrons mono-énergétiques transmise à un noyau de ^{19}F ou de ^{12}C lors d'une collision élastique. Un seul de ces noyaux peut dominer la réponse du détecteur autour du seuil.
- La longueur effective $l_c = \alpha R_c$ à l'intérieur de laquelle cette énergie doit être déposée.
- La valeur du paramètre α déterminant l'inclinaison de la fonction de probabilité, soit l'Équation 3.19.
- L'efficacité énergétique $\eta = E_c/E_{min}$. Puisqu'on utilise des neutrons mono-énergétiques afin de déterminer E_{min} en fonction de la température, on pose $\eta = 1$ pour les collisions élastiques neutron-noyau. Le paramètre η représente donc l'efficacité d'un processus de dépôt d'énergie par rapport aux reculs du fluor et du carbone induits par des neutrons.

3.2.2 Les mesures d'étalonnage

La réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées est complexe puisqu'elle dépend non seulement du gaz actif employé mais aussi des conditions d'opération du détecteur. Puisque cette technique de détection est aussi employée en dosimétrie et en spectrométrie de neutrons, il est important de bien en comprendre le fonctionnement à diverses échelles d'énergie. Dans le cadre de l'expérience PICASSO, deux objectifs sont visés lors des mesures d'étalonnage : la caractérisation du signal provenant des WIMPs, ainsi que la caractérisation du signal induit par le bruit de fond.

La recherche d'un signal induit par les WIMPs s'effectue par des mesures du spectre de recul du ^{12}C et du ^{19}F . Afin de connaître la réponse du détecteur aux WIMPs d'une certaine masse, on cherche à l'associer à des reculs d'une énergie spécifique. Bien que le gaz actif du détecteur PICASSO ne contienne pas de chloro-carbones, les mesures de d'Errico montrées à la Figure 3.2 sont une première façon d'évaluer la réponse de détecteurs contenant du ^{35}Cl à des reculs mono-énergétiques de basse énergie. Ces données sont intéressantes pour la collaboration PICASSO puisqu'elles permettent d'établir une valeur de référence du paramètre α dans la fonction de probabilité. Au sein de la collaboration, des étalonnages sont effectués en exposant un module de détection à un faisceau de neutrons mono-énergétiques qui induisent un spectre de recul continu des noyaux de fluor et de carbone. Cette approche offre l'avantage d'induire des reculs qui s'apparentent à ceux causés par les WIMPs. On obtient ces neutrons via une réaction (p,n) en dirigeant un faisceau de protons mono-énergétiques circulant dans l'accélérateur Tandem van der Graaff de l'Université de Montréal vers une cible métallique telle que le ^7Li ou le ^{51}V . Des énergies de recul allant de quelques keV jusqu'à quelques centaines de keV ont été étudiées, ce qui correspond à des reculs induits par des WIMPs de masse allant d'environ $10 \text{ GeV}c^{-2}$ à $1 \text{ TeV}c^{-2}$. Ces mesures permettent entre autres de déterminer le seuil en énergie de neutrons pour différentes températures d'opération. Puisqu'il n'existe pas de consensus quant aux conditions de vaporisation d'une

gouttelette, un ajustement de l'équation 3.11 servira de base lors de l'analyse des données générées par simulation Monte Carlo. Cet ajustement est fait en pondérant chacun des trois termes de l'équation à l'aide d'une constante libre fixée grâce aux données expérimentales.

La collaboration PICASSO a recours à des sources de neutrons pluri-énergétiques dans deux cas spécifiques. Premièrement, avant d'ajouter un nouveau module de détection de 4.5 l au montage souterrain, sa masse active doit être précisément déterminée à la surface à l'aide d'une source d'AcBe. Ensuite, une fois installés à SNOlab, la réponse des modules à une source d'AmBe est évaluée périodiquement afin de s'assurer de leur bon fonctionnement. Ces dernières mesures permettraient à la collaboration de détecter une éventuelle perte de masse active si le taux de comptage d'un module diminuait anormalement d'une séance d'étalonnage à une autre. De plus, ces mesures fournissent de l'information cruciale quant à la reconnaissance des signaux induits par les WIMPs. En effet, les amplitudes des signaux enregistrés lors des séances de prise de données de bruit de fond et d'étalonnage étant différentes [29], celles-ci permettront de procéder à une éventuelle discrimination systématique des événements n'ayant pas été causés par des neutrons ou par des WIMPs.

Mis à part les neutrons émis par la cavité rocheuse à SNOlab, les principales sources de bruit de fond du détecteur PICASSO sont les particules α pouvant se situer dans le gel ou la masse active des modules. Les particules α proviennent de la désintégration des impuretés radioactives introduites principalement par un sel lourd, le CsCl, qui est ajouté au gel afin d'égaliser sa densité à celle du C_4F_{10} . Ces impuretés demeurent présentes en petites quantités même après avoir soumis le sel à une procédure de purification chimique. Puisqu'une connaissance approfondie de la réponse du détecteur aux particules α est requise, deux modules ont été dopés avec de l' ^{238}U et du ^{226}Ra respectivement afin d'étudier leur réponse.

L'étude de chacune de ces mesures d'étalonnage à l'aide de simulations Monte Carlo sera discutée dans les chapitres suivants. Dans chaque cas, les paramètres

d'analyse optimaux seront déterminés.

CHAPITRE 4

Les neutrons mono-énergétiques

Il est important de mesurer et comprendre la réponse du détecteur PICASSO aux neutrons mono-énergétiques. En effet, de telles mesures permettent non seulement d'obtenir le seuil en énergie du détecteur en fonction de la température et de la pression, mais aussi de déterminer la courbe de réponse attendue pour les WIMPs. Il est possible de recréer la dynamique du neutralino en explorant des énergies de recul variant entre quelques keV et quelques centaines de keV. Différentes réactions nucléaires peuvent être exploitées afin d'obtenir des neutrons mono-énergétiques de diverses énergies. La collaboration PICASSO a minutieusement étudié la réponse du détecteur à des neutrons d'énergies variant entre 5 keV et 4 MeV produits via les réactions ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ et ${}^{51}\text{V}(p,n){}^{51}\text{Cr}$.

4.1 L'interaction des neutrons avec le détecteur

Les collisions de neutrons d'énergie inférieure à 1 MeV avec des noyaux de ${}^{19}\text{F}$ et de ${}^{12}\text{C}$ sont dominées par le canal élastique [46]. Les collisions inélastiques nécessitent une énergie minimale correspondant au premier niveau d'excitation des noyaux, soit 1.5 MeV dans le cas du ${}^{19}\text{F}$, et 4.3 MeV dans le cas du ${}^{12}\text{C}$. L'absorption de neutrons par un noyau, quant à elle, devient possible seulement au-delà de 2.05 MeV. S'ensuit alors l'émission d'un proton, d'une particule α ou de deux ions

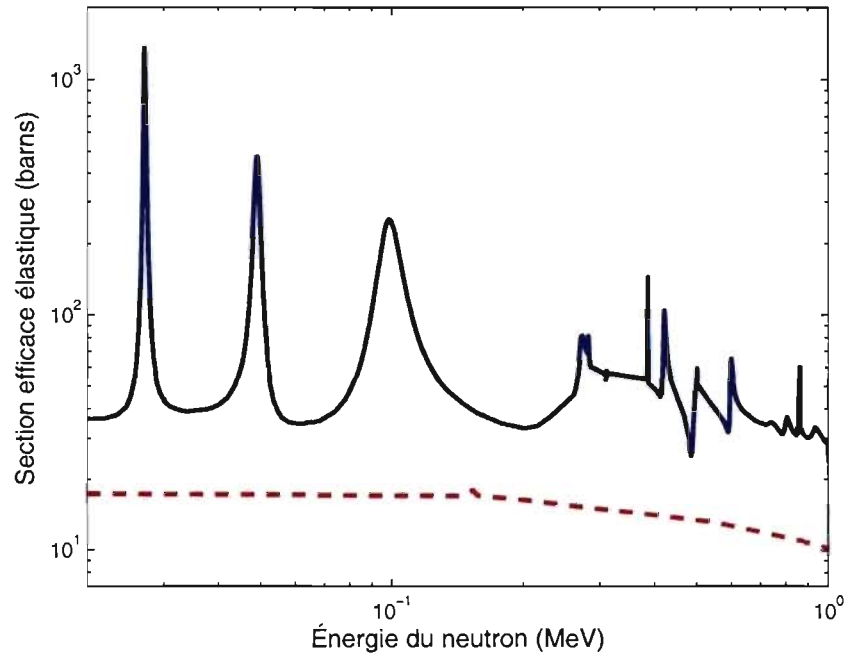


Figure 4.1: Sections efficaces élastiques du neutron sur le ^{12}C (ligne rouge en tirets) et sur le ^{19}F (ligne pleine en bleu) [46].

si le noyau se scinde. Bien que l'émission de γ puisse aussi découler d'une réaction d'absorption, le détecteur PICASSO n'y est pas sensible aux températures normales d'opération, soit sous 45°C environ.

Les sections efficaces pour une collision élastique entre un neutron et un noyau de ^{19}F ou de ^{12}C sont illustrées à la Figure 4.1. Les sections efficaces présentées tiennent compte du ratio 2 : 5 entre le nombre respectif de noyaux de carbone et de fluor présents dans les molécules de C_4F_{10} . Cette figure montre que pour le spectre des énergies de neutrons étudiées, la section efficace totale est dominée par les collisions avec des noyaux de fluor.

Les neutrons de faible énergie peuvent être considérés comme étant non-relativistes. Lors d'une collision élastique neutron-noyau, on peut convertir l'énergie du neutron

incident en énergie de recul du noyau à l'aide de la relation suivante si l'on fait l'approximation que les masses du proton et du neutron sont égales :

$$E_{recul} = \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos \theta) E_n \quad (4.1)$$

où A est la masse atomique du noyau de recul, θ l'angle de diffusion du neutron dans le centre de masse et E_n , l'énergie du neutron incident. La section efficace angulaire de cette réaction est essentiellement isotrope pour des neutrons d'énergie inférieure à 500 keV. Un maximum d'énergie est transféré au noyau s'il recule à un angle $\theta = \pi$:

$$E_{recul,max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \quad (4.2)$$

Pour le carbone, l'énergie de recul maximale atteint $0.28E_n$ tandis qu'elle atteint $0.19E_n$ pour le fluor. Puisqu'un noyau de carbone peut emporter une plus grande quantité d'énergie qu'un noyau de fluor, on pourrait déduire, à première vue, que pour un même neutron incident, le recul d'un noyau de carbone a une plus grande probabilité de provoquer l'évaporation d'une gouttelette. Plus spécifiquement, les reculs du carbone seraient responsables de la réponse du détecteur au seuil de détection. L'énergie nécessaire à une transition de phase doit cependant être déposée à l'intérieur de la longueur effective, et on doit conséquemment considérer le pouvoir d'arrêt (dE/dx) du fluor et du carbone dans le C_4F_{10} . Tel qu'illustré à la Figure 4.2, le dE/dx du fluor est généralement plus élevé que celui du carbone [47], ce qui signifie que selon la taille de la longueur effective, le fluor pourrait lui aussi possiblement dominer la réponse au seuil. Les résultats de simulations Monte Carlo ajustés aux mesures d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques suggèrent cependant que l'énergie de seuil des neutrons correspond à une collision de plein fouet entre un neutron et un noyau de carbone, tel qu'il sera discuté dans la section 4.3.

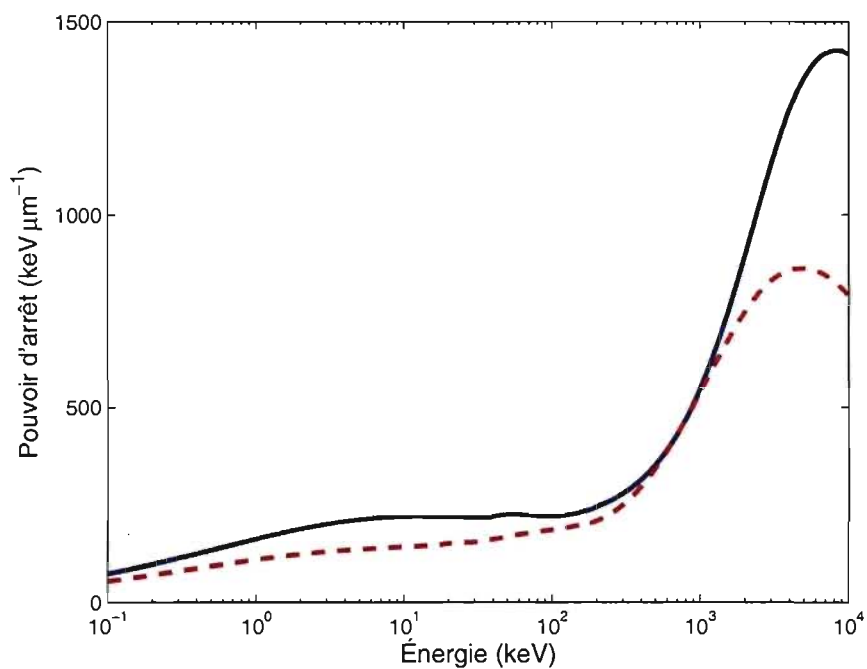


Figure 4.2: Pouvoir d'arrêt du fluor (ligne pleine bleue) et du carbone (ligne rouge en tirets) dans le C_4F_{10} [47]. À titre de comparaison, le pouvoir d'arrêt d'une particule α dans le C_4F_{10} est présenté à la Figure 6.5.

4.2 Le faisceau de neutrons

4.2.1 La production de protons

Les neutrons mono-énergétiques sont produits via le bombardement de cibles de ${}^7\text{Li}$ et de ${}^{51}\text{V}$ par des protons accélérés dans le Tandem van der Graaff de l'Université de Montréal. Les trois composantes principales de l'accélérateur sont l'injecteur, le tube d'accélération et l'aimant d'analyse. L'injecteur est responsable de la production des ions à accélérer et dont l'énergie est sélectionnée à l'aide de l'aimant d'analyse. Au milieu du tube d'accélération, on retrouve un terminal de haut voltage dont le rôle est de changer la charge électrique des ions afin de les accélérer à deux reprises. Le faisceau est dirigé vers la ligne où se situe le montage expérimental à l'aide d'un aimant d'aiguillage. Les mesures d'étalonnage ont été réalisées dans la ligne à zéro degré par rapport à la direction des ions incidents. Cette ligne permet d'obtenir un faisceau bien focalisé puisque la probabilité que des neutrons soient générés par des ions frappant les parois des tubes à vide en acier y est réduite. Le trajet des ions de l'injecteur au montage expérimental est illustré à la Figure 4.3.

Afin de sélectionner l'énergie des ions, l'aimant d'analyse les force à effectuer une rotation de 90° en appliquant une force magnétique perpendiculaire à leur trajectoire initiale. L'accélération centripète a est reliée au champ magnétique appliqué B selon

$$a = \frac{v_p^2}{r} = \frac{F_B}{m_p} = \frac{qv_p B}{m_p} \quad (4.3)$$

où q , v_p et m_p sont la charge électrique, la vitesse et la masse du proton et r est le rayon de courbure. Une fente mince permet aux protons ayant effectué une rotation de précisément 90° de sortir de l'aimant d'analyse. L'énergie, E_p , des protons sortants est donnée par :

$$E_p = \frac{(qrB)^2}{2m_p} \text{ ou } B = \frac{\sqrt{2m_p E_p}}{qr} \quad (4.4)$$

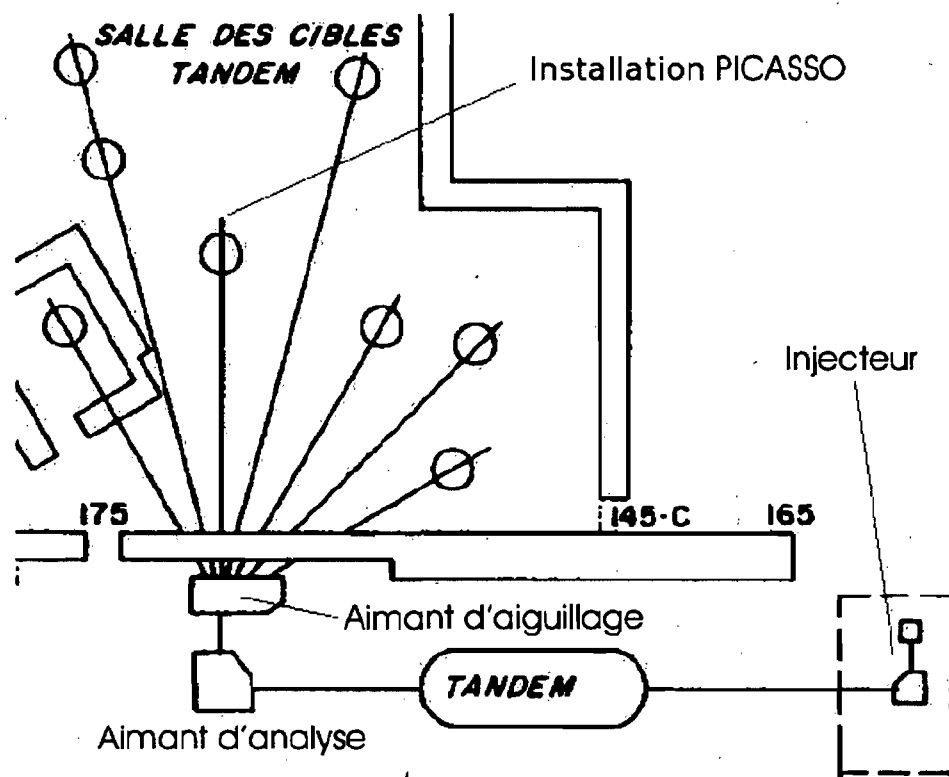


Figure 4.3: Schéma de l'accélérateur Tandem van der Graaff depuis l'injecteur jusqu'au montage expérimental situé sur la ligne à zéro degré.

L'aimant d'analyse doit être étalonné en déterminant, par exemple, le champ magnétique auquel correspond le seuil énergétique d'une réaction nucléaire donnée.

4.2.2 La production de neutrons

La collaboration PICASSO a procédé à deux séries de mesures d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques. Une première série ayant eu lieu en 2001 visait à évaluer la réponse d'un module de détection de 10 ml à des neutrons d'énergies variant entre 200 keV et 4 MeV produits à l'aide d'une cible de ${}^7\text{Li}$ d'une épaisseur de 200 nm [48]. La deuxième série, effectuée en 2008, a étudié la réponse d'un module de 85 ml à des neutrons d'énergies allant de 5 à 97 keV produits par une cible de ${}^{51}\text{V}$ d'une épaisseur de 10 nm [49]. Les mesures les plus récentes ont eu lieu après une mise à niveau de l'accélérateur consistant en l'ajout de boîtes à haute tension très stables pour les aimants et d'une sonde de haute précision utilisée en résonance magnétique nucléaire afin de mesurer le champ magnétique. Ces modifications ont grandement amélioré la stabilité de l'énergie des ions produits ainsi que la précision avec laquelle l'énergie des ions sélectionnés est connue.

La section efficace de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ en fonction de l'énergie des protons est montrée à la Figure 4.4. La section efficace relativement élevée de cette réaction permet une prise de données rapide. Un deuxième avantage de cette cible est son seuil très franc correspondant à une énergie de protons de 1.88 MeV. Ce seuil a servi à l'étalonnage de l'aimant d'analyse lors des séries de mesures de 2001 et 2008. On observe aussi, à la Figure 4.4, une résonance à une énergie de protons de 2.28 MeV où sont produits des neutrons de 500 keV.

La Figure 4.5 présente la section efficace de la réaction ${}^{51}\text{V}(p,n){}^{51}\text{Cr}$ en fonction de l'énergie des protons. L'énergie des neutrons produits à chacune des résonances identifiées est énumérée dans la Table 4.1. Bien que la section efficace de cette réaction soit faible, son grand avantage est qu'elle permet d'explorer une plage d'énergies de recul s'approchant de celle induite par le neutralino. Puisque les séances

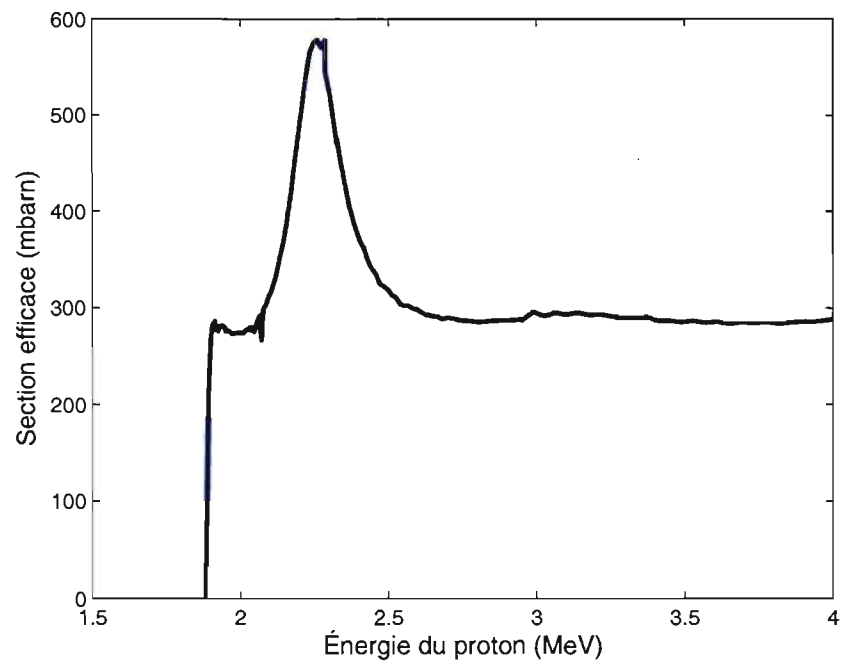


Figure 4.4: Production de neutrons par des protons frappant une cible de ${}^7\text{Li}$ [46].

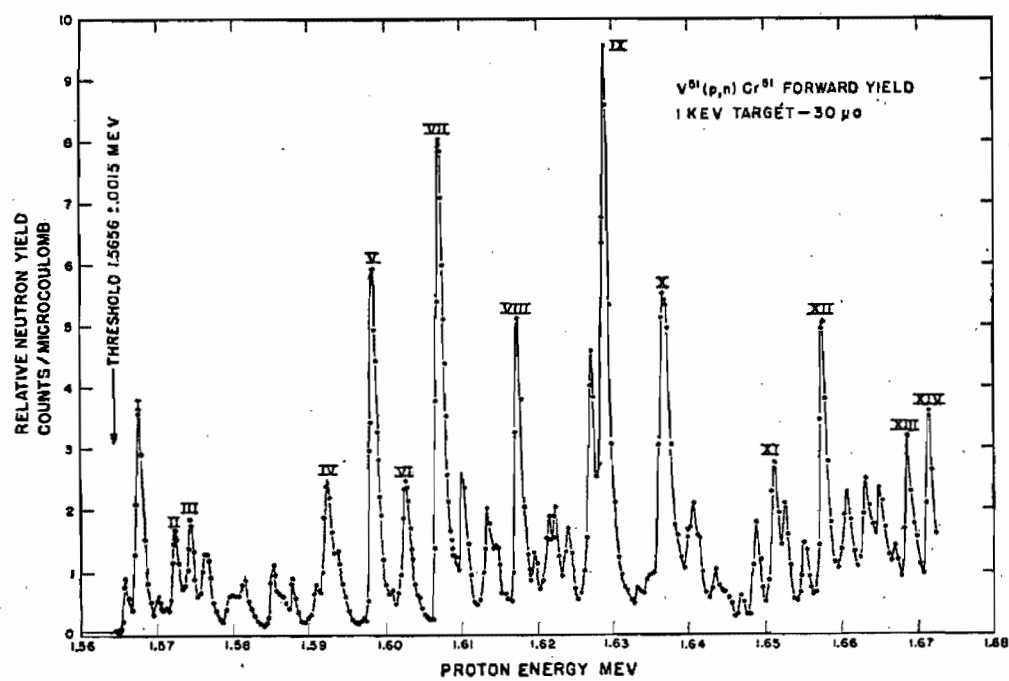


Figure 4.5: Production de neutrons par des protons frappant une cible de ^{51}V [50].

Tableau 4.1: Liste des résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ [50] telles que présentées à la Figure 4.5. Pour chaque énergie de proton énumérée (E_p), l'énergie du neutron correspondant (E_n) émis à 0° par rapport à l'orientation de la cible est indiquée.

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

de mesure utilisant cette cible sont longues, elles demandent une grande stabilité des faisceaux de l'accélérateur Tandem. De plus, afin de bien localiser chacune des résonances de production, l'énergie des protons doit être connue avec une précision de 1 keV (soit la largeur des résonances telles qu'illustrées). La précision de l'aimant d'analyse a été établie en balayant les résonances de production de la cible de ^{51}V en augmentant le champ magnétique par étapes de 1 G. La quantité de neutrons produite à chaque étape a été mesurée à l'aide d'un compteur à ^3He . Les résultats, superposés aux attentes théoriques, sont présentés à la Figure 4.6. Afin d'augmenter de 45 keV l'énergie des protons produits, la valeur du champ magnétique a dû être modifiée de 29 G. Ceci correspond donc à une précision de 1.6 keV G^{-1} . Puisque le champ de l'aimant d'analyse est stable à l'intérieur de $\pm 0.1 \text{ G}$, l'énergie des protons est donc connue à 0.2 keV près.

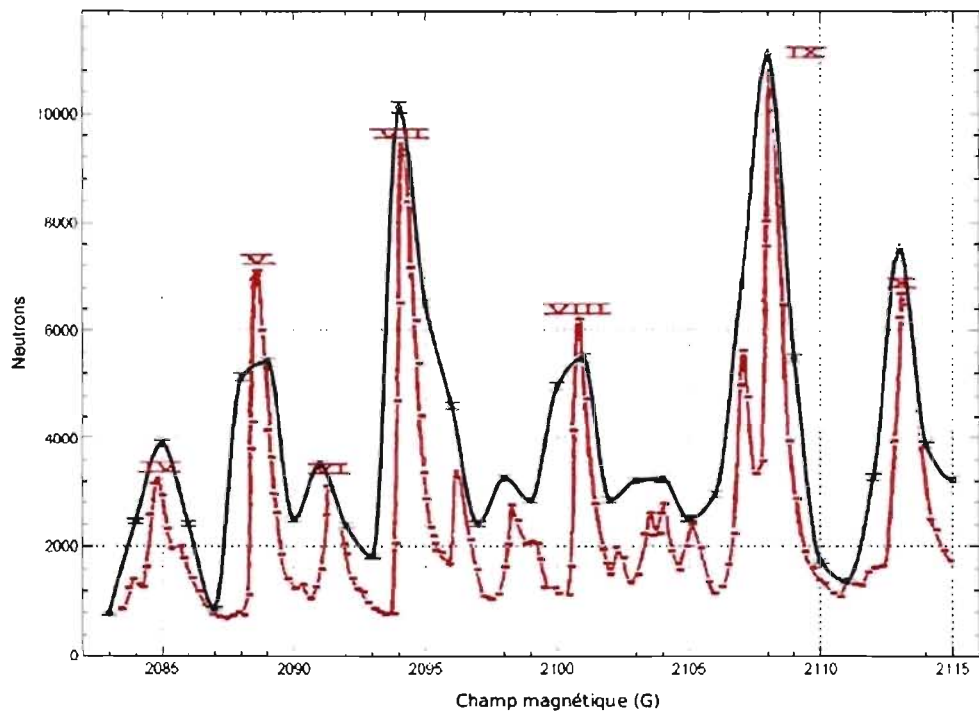


Figure 4.6: Mesure expérimentale de la production de neutrons par des protons frappant une cible de ^{51}V (en noir) superposées aux données telles que publiées dans [50] (en rouge).

L'énergie des neutrons émis varie en fonction de leur angle d'émission selon :

$$E_n = \frac{1}{2\alpha}(G \pm \sqrt{H}) \quad (4.5)$$

où les signes + et - correspondent à un angle d'émission θ inférieur ou supérieur à $\pi/2$ respectivement et où

$$\alpha = (m_p + m_c)^2 \left[1 + \frac{2E_p}{m_p + m_c} \left(1 + \frac{E_p}{2(m_p + m_c)} \right) - 2m_p \frac{E_p}{(m_p + m_c)^2} \left(1 + \frac{E_p}{2m_p} \right) \cos^2 \theta \right] \quad (4.6)$$

où m_p et m_c sont les masses du proton et du noyau-cible respectivement, E_p est l'énergie cinétique du proton et

$$G = 2m_p m_n E_p \left(2 \left[1 + \frac{E_p}{2m_p} \right] \cos^2 \theta + m_{c^*} \frac{m_p + m_c}{m_p m_n} \frac{Q}{E_p} \left[1 + \frac{Q}{2m_{c^*}} \right] + \left[\frac{m_p^2 - m_c^2 + m_n^2 - m_{c^*}^2}{2m_p m_n} \right] + \left[4(m_c - m_n) \frac{m_p + m_c}{2m_p m_n} \right] \left[1 + \frac{E_p}{2(m_p + m_c)} \right] \right) \quad (4.7)$$

où m_{c^*} et m_n sont les masses du noyau résultant et du neutron respectivement, Q est la valeur Q ("Q-value") de la réaction et

$$H = 2m_p E_p \left(1 + \frac{E_p}{2m_p} \right) \cos^2 \theta \left[4m_c^2 (E_p^2 - E_s^2) + 4m_c \{ (m_p + m_c)^2 - (m_n^2 + m_{c^*}^2) \} (E_p - E_s) - 8m_p m_n^2 E_p \left(1 + \frac{E_p}{2m_p} \right) \sin^2 \theta \right] \quad (4.8)$$

où E_s , l'énergie de seuil de la réaction, est définie comme :

$$E_s = -Q \left(1 + \frac{m_p}{m_c} - \frac{Q}{2m_c} \right) \quad (4.9)$$

La variation de l'énergie des neutrons en fonction de leur angle d'émission est présentée à la Figure 4.7 pour les cibles de ${}^7\text{Li}$ et de ${}^{51}\text{V}$. L'énergie des neutrons varie

aussi en fonction de l'épaisseur de la cible choisie puisque les protons, initialement mono-énergétiques, perdent une quantité de leur énergie en voyageant dans la cible. L'épaisseur optimale est donc un compromis entre une section efficace de production élevée pour une cible épaisse et une bonne résolution en énergie de neutrons émis pour une cible mince.

4.2.3 Le montage expérimental

Le montage actuel utilisé pour la caractérisation des détecteurs à gouttelettes consiste en un module de détection de 85 ml placé dans une chambre isotherme (voir la Figure 4.8). Un module de taille réduite, donc contenant moins de masse active, doit être utilisé afin de limiter le temps mort lors de l'acquisition de données. En effet, un module de 4.5 l exposé au même flux de neutrons aurait un taux de comptage élevé impliquant un temps mort excessif. On pourrait envisager d'éloigner un module de 4.5 l de la cible afin de réduire le flux de neutrons l'atteignant. Ceci ne représente cependant pas une solution puisque la grande distance que les neutrons auraient à parcourir entraînerait une atténuation non-négligeable de leur énergie. L'utilisation d'un petit module est aussi souhaitable afin de limiter l'atténuation de l'énergie des neutrons à l'intérieur du gel lui-même, ainsi que de limiter la variation de l'énergie des neutrons due à leur angle d'émission. Le module de 85 ml contient 1.1 g de C_4F_{10} et a été fabriqué selon la même technique que les modules de détection en opération à SNOlab. Seules les procédures de purification n'ont pas été suivies puisque les taux de comptage attendus induits par les neutrons du faisceau se situent bien au-delà du bruit de fond intrinsèque. La chambre isotherme est chauffée et refroidie par quatre jonctions Peltier permettant une augmentation ou une diminution de la température selon la polarité des jonctions. La pression du module est contrôlée par le même système de recompression hydraulique que celui utilisé à SNOlab.

Tel que vu à la Figure 4.9, la géométrie du montage expérimental a été reproduite avec GEANT4 en tenant compte des dimensions et de la composition

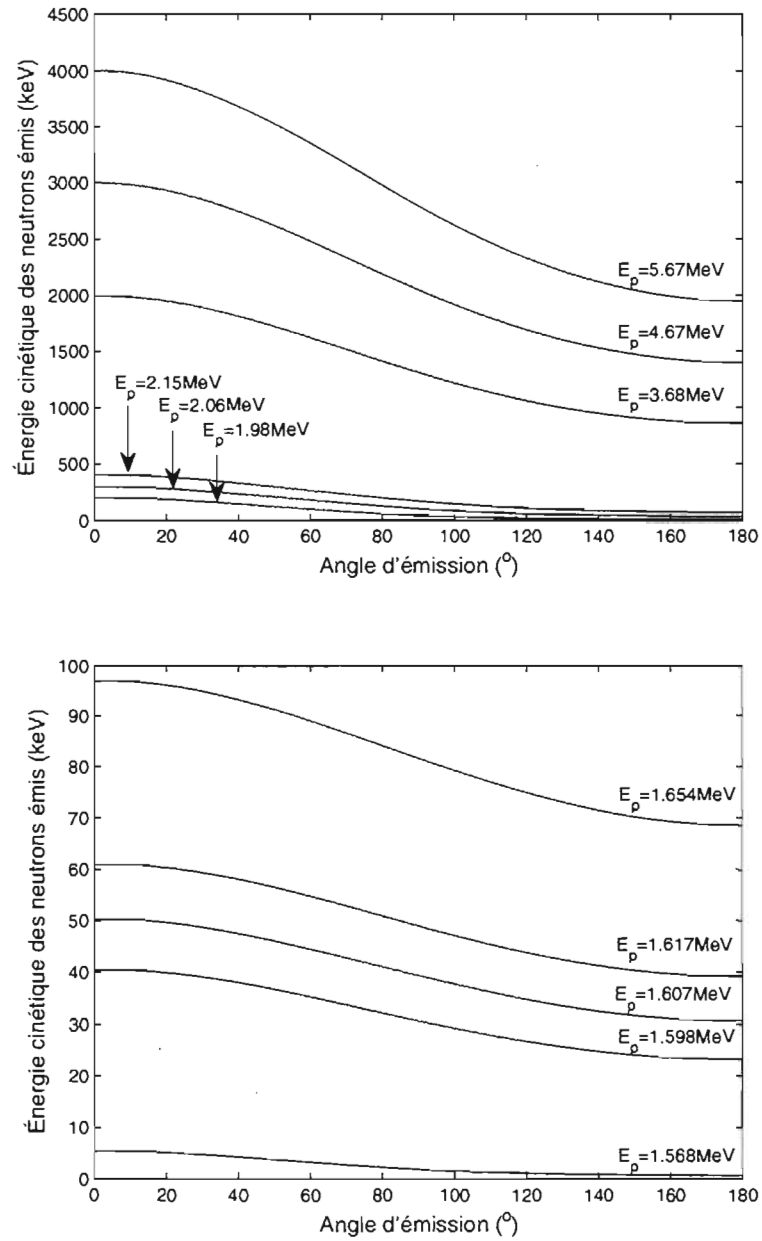


Figure 4.7: Distribution angulaire de l'énergie des neutrons produits par des protons frappant les cibles de ${}^7\text{Li}$ et de ${}^{51}\text{V}$. Différentes énergies de protons sont présentées.

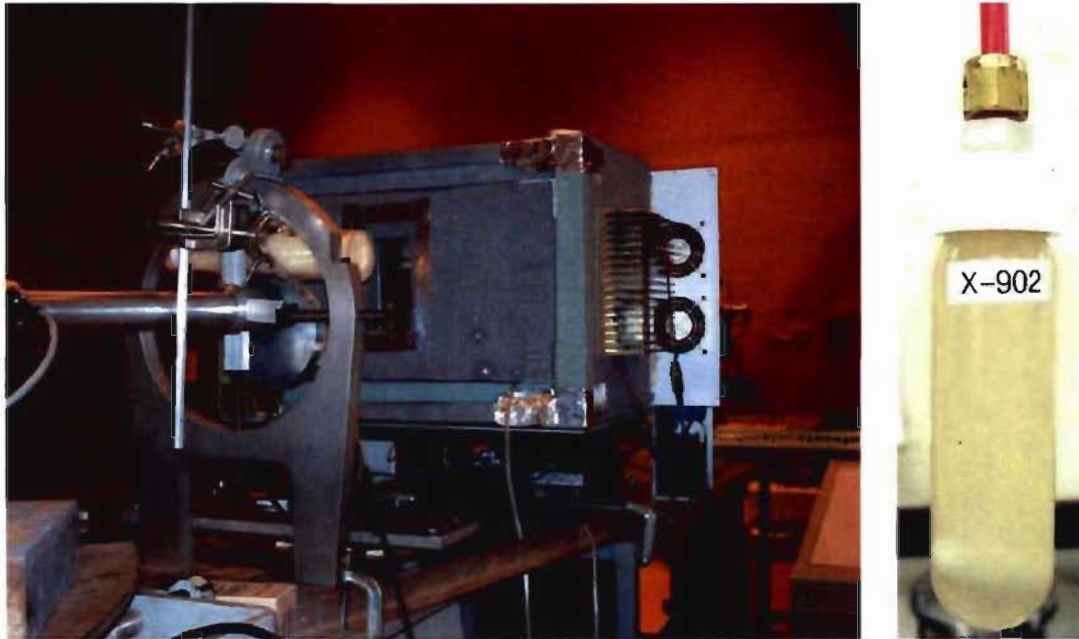


Figure 4.8: Montage expérimental. Sur l'image de gauche, on voit la ligne 0° devant laquelle se situe une chambre isotherme contenant un module de détection de 85 ml. À droite, on voit le module de détection.

chimique des éléments. Le gel virtuel contient l'équivalent de 1.1 g de masse active, soit 1.2% du volume du gel, sous forme de gouttelettes d'un rayon de $100 \mu\text{m}$. Le faisceau de neutrons virtuel a été défini dans le programme de simulation selon un ajustement aux courbes de la Figure 4.7. Les neutrons, émis en direction du module de détection, ont été générés à l'intérieur de l'angle solide formé par le centre de la cible et le module. Puisque GEANT4 tient compte des interactions des neutrons avec l'environnement des gouttelettes, il est possible d'en extraire de l'information pertinente autre que la réponse du détecteur. Par exemple, on peut étudier la perte en énergie dont souffrent les neutrons lorsqu'ils interagissent avec la géométrie environnante (incluant le gel). Il suffit alors de modifier légèrement le code de simulation afin que l'énergie des neutrons soit enregistrée dans un fichier de sortie lorsque ceux-ci traversent une frontière gel/gouttelette. En l'absence de géométrie environnante, on s'attend à ce que le spectre en énergie des neutrons soit quasi mono-énergétique. L'impact de la chambre isotherme, du gel et de la

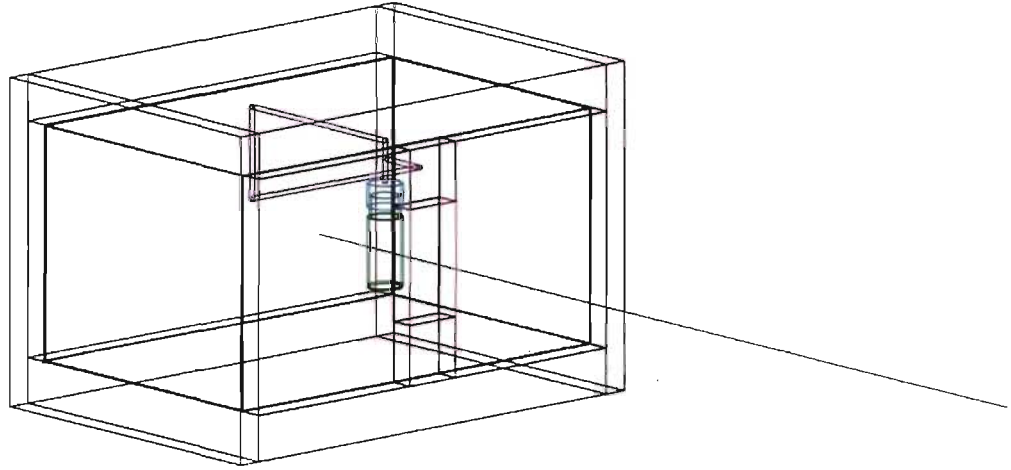


Figure 4.9: Géométrie telle que définie dans GEANT4.

paroi du module sur des neutrons d'énergie initiale de 4.8 et 40 keV est illustré à la Figure 4.10 sous forme d'histogramme de l'énergie des neutrons atteignant les gouttelettes. Le scénario idéal consisterait en un seul pic situé à l'énergie que l'on désire étudier. Pour les deux énergies représentées, on observe cependant deux structures dominantes aux extrémités du spectre en énergie, le pic à faible énergie étant constitué de neutrons ayant subi une perte d'énergie après avoir interagi avec le milieu. Pour les températures maximales auxquelles des mesures ont été effectuées (59.8°C à 4.8 keV et 50°C à 40 keV), le seuil de détection indiqué par la ligne rouge est cependant supérieur aux énergies où le pic à basse énergie se situe (0.49 keV à 59.8°C et 4.3 keV à 50°C). La contribution des neutrons de basse énergie au taux de comptage du module est donc négligeable. Ces résultats indiquent que la géométrie du montage expérimental est satisfaisante, même pour des neutrons de 4.8 keV. Puisque la probabilité d'interaction des neutrons augmente à basse énergie, cette résonance aurait pû être difficile à étudier.

Il est aussi possible, avant d'intégrer les dépôts d'énergie dans le cadre de la théorie de Seitz, de produire un histogramme des énergies de recul des noyaux de

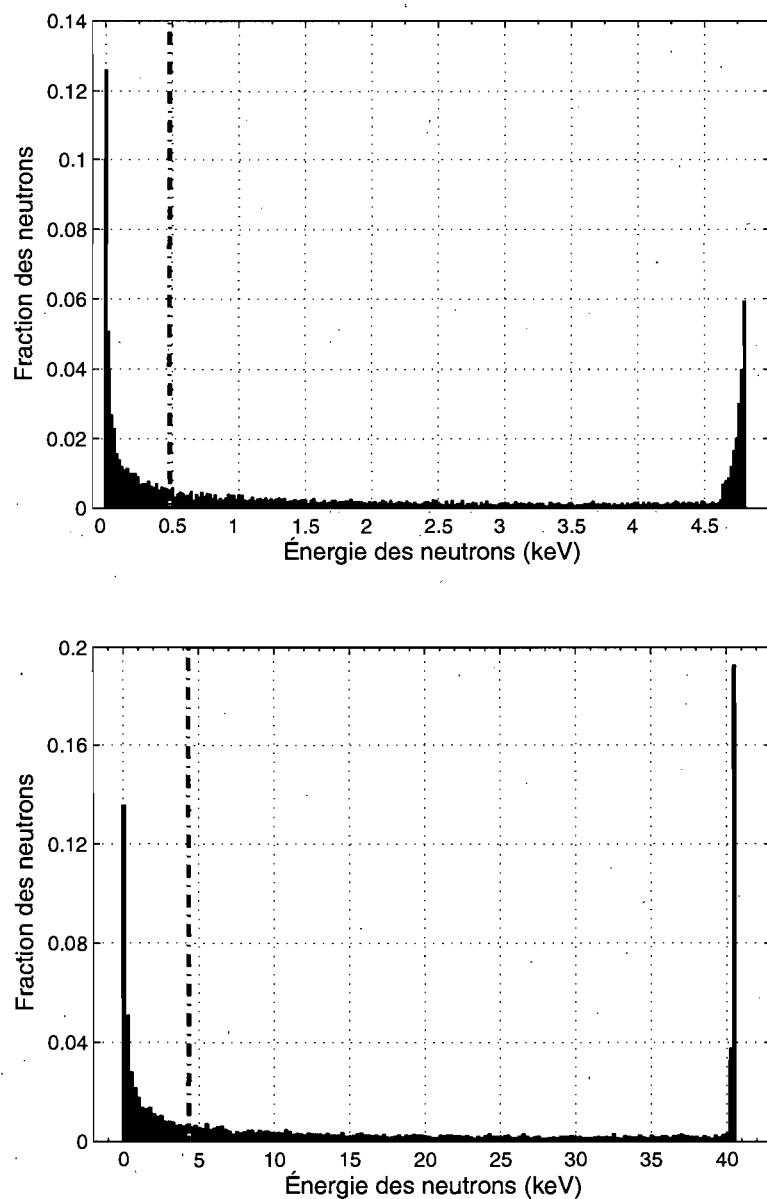


Figure 4.10: Spectre en énergie simulé de neutrons d'énergie initiale de 4.8 keV (haut de la page) et 40 keV (bas de la page) lorsqu'ils atteignent les gouttelettes. Les bandes rouges représentent l'énergie de seuil des températures maximales auxquelles des mesures ont été effectuées (59.8°C à 4.8 keV et 50°C à 40 keV).

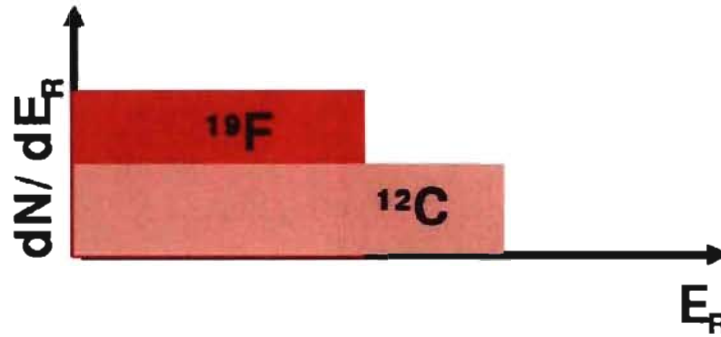


Figure 4.11: Spectre de recul des noyaux de carbone et du fluor tel qu'attendu si on expose le C_4F_{10} à un faisceau de neutrons purement mono-énergétiques.

^{12}C et de ^{19}F . La quantité d'énergie maximale pouvant être transmise à chacun des noyaux est dictée par la cinématique des collisions élastiques. Rappelons que le carbone peut atteindre une énergie maximale de $0.28E_n$, tandis que le fluor peut atteindre une énergie maximale de $0.19E_n$. Si les neutrons ne subissaient aucune forme d'atténuation avant d'induire un recul à l'intérieur des gouttelettes, le spectre de recul attendu s'apparenterait à celui de la Figure 4.11. Le spectre tel qu'observé à l'aide d'une simulation Monte Carlo pour des neutrons de 40 keV est présenté à la Figure 4.12. Les diverses interactions des neutrons avec la géométrie environnante sont responsables du pic présent à basse énergie. Expérimentalement, on peut cependant éviter la contribution de ces reculs en maintenant la température d'opération du module assez basse pour que le seuil en énergie soit supérieur aux énergies où se situe le pic. Par exemple, si l'on considère que la réponse au seuil de détection correspond à une collision de plein fouet entre un neutron et un noyau de carbone, alors à la température maximale à laquelle il y a eu prise de données pour des neutrons de 40 keV ($50^\circ C$), les reculs inférieurs à 1.2 keV ne contribuent pas au taux de comptage du module.

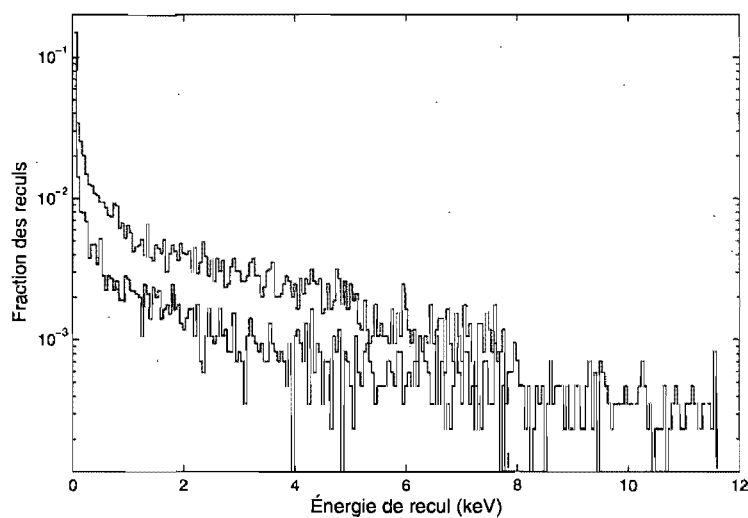


Figure 4.12: Spectre en énergie simulé des reculs de noyaux de ^{12}C (en rouge) et de ^{19}F (en bleu) induits par des neutrons incidents d'une énergie de 40 keV. Si l'on considère que la réponse au seuil de détection correspond à une collision de plein fouet entre un neutron et un noyau de carbone, alors à la température maximale à laquelle il y a eu prise de données (50°C), les reculs d'énergie inférieure à 1.2 keV ne contribuent pas au taux de comptage du module.

4.3 Résultats

4.3.1 Les mesures expérimentales

Les résultats combinés des prises de données effectuées par Nadim Boukira en 2001 et par Martin Auger en 2008 sont présentés à la Figure 4.13. Les détails de l'analyse de ces données sont décrits respectivement dans [48] et [49]. Plusieurs paramètres doivent être considérés lors de la détermination du nombre d'événements observés ayant été induits par les neutrons provenant du faisceau. Par exemple, lors des prises de données les plus récentes, diverses quantités ont été mesurées afin de pouvoir déterminer le taux de comptage absolu du module de détection : la charge électrique déposée par les protons dans la cible, le nombre total de neutrons détectés par un compteur à ^3He , et le bruit de fond du module lorsqu'il n'est pas exposé au faisceau de neutrons. La charge déposée par les protons dans la cible a été mesurée lors de chaque séance de prise de données afin de comparer les taux de comptage obtenus entre différentes séances. Cette charge étant proportionnelle au nombre de neutrons ayant été produits, elle est utilisée afin de normaliser le nombre d'événements enregistrés. Une deuxième normalisation est effectuée à l'aide du nombre total de neutrons détectés par le compteur ^3He ainsi qu'avec la moyenne du nombre de neutrons enregistrés par ce dernier, par tranche de dix secondes. Finalement, des séances de mesure du bruit de fond ont été effectuées à chaque température à laquelle il y a eu prise de données avec le faisceau. Ce bruit de fond a ensuite été soustrait afin de calculer le taux de comptage du module lors d'une exposition aux neutrons.

Les barres d'erreur sur les points de la Figure 4.13 enregistrés avec des neutrons de basse énergie sont purement statistiques. Elles ont trois sources : le nombre d'événements observés à une température, le taux de comptage causé par le bruit de fond à cette température, et la moyenne des neutrons comptés par tranche de dix secondes pendant la séance de mesure. L'erreur sur le taux de comptage absolu est le résultat de la propagation de l'erreur statistique sur chacune de ces quantités.

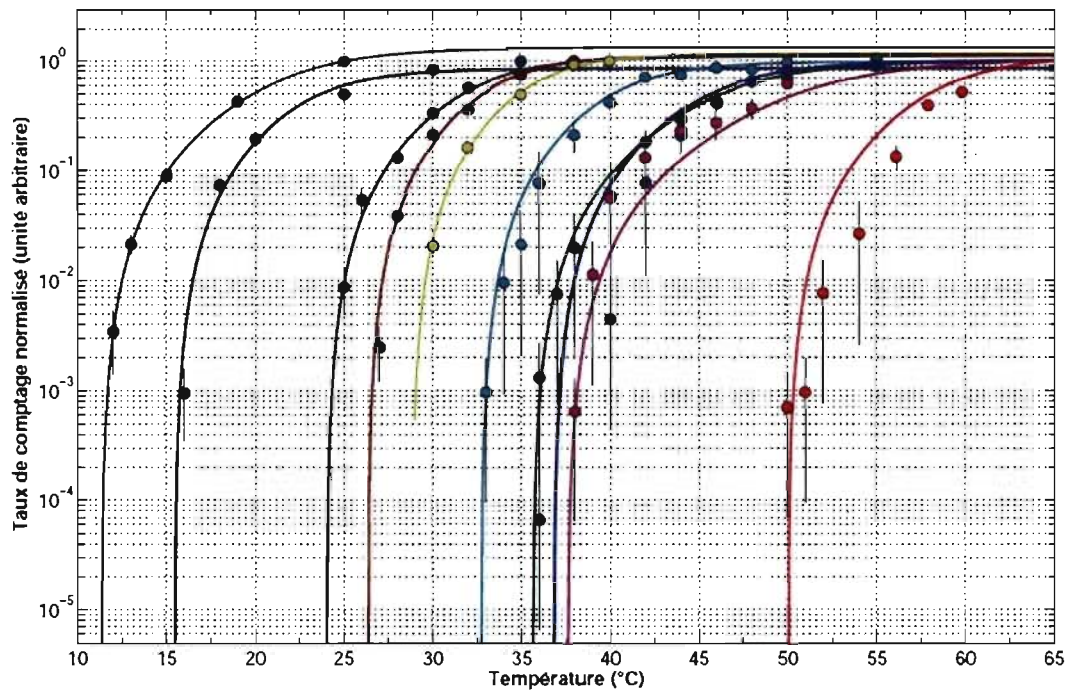


Figure 4.13: Taux de comptage normalisé de toutes les mesures d'étalonnage ayant été faites à l'aide du faisceau de neutrons mono-énergétiques à une pression de 1 bar. De gauche à droite, les énergies des neutrons incidents montrées sont : 4 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4.8 keV. Les données pour des énergies supérieures à 100 keV ont été prises par Nadim Boukira à l'aide d'une cible de ${}^7\text{Li}$ [48] tandis que les données à basses énergies ont été enregistrées par Martin Auger avec une cible de ${}^{51}\text{V}$ [49]. Tel qu'expliqué dans [49], l'ajustement aux données à une énergie de 4.8 keV surestime le taux de comptage expérimental, ce qui pourrait indiquer une perte de masse active. En effet, aux hautes températures auxquelles il y a eu prise de données à cette énergie, le gel devient moins rigide et des bulles de masse active auraient pu s'en échapper en remontant à sa surface.

Des statistiques de Poisson ont été utilisées si le nombre d'événements induits par le faisceau lors d'une séance de mesure était inférieur à 25, par exemple lors de séances effectuées à des températures près du seuil.

Les courbes pleines à la Figure 4.13 représentent un ajustement aux données de l'expression suivante pour le taux de comptage à une pression donnée :

$$\frac{dN}{dE_n} = \frac{B}{E_n} \left[E_n - E_{th} - \frac{E_{th}}{a} \left(1 - \exp \left(-a \frac{E_n - E_{th}}{E_{th}} \right) \right) \right] \quad (4.10)$$

où E_n est l'énergie des neutrons incidents, et a et B sont des paramètres libres devant être déterminés par ajustement aux données expérimentales [51]. E_{th} , à la même pression, est donné par :

$$E_{th} = C \exp(-a(T - T_o)) \quad (4.11)$$

où T est la température (en °C), et C et T_o sont des paramètres libres. L'énergie de seuil en fonction de la température à une pression de 1 bar, telle que déterminée par les ajustements de l'Équation 4.10 aux données, est présentée à la Figure 4.14. Les barres d'erreur sur la température de seuil proviennent strictement de l'incertitude sur le paramètre T_o obtenue lors des ajustements, et non de l'erreur sur la lecture de la température par les senseurs placés à l'intérieur de la boîte isotherme, qui est plutôt de 1°C.

4.3.2 Les simulations

La réponse du module de 85 ml à des neutrons de différentes énergies a été simulée à l'aide de la géométrie et du générateur de neutrons tels que décrits précédemment. Il est à noter que le même environnement virtuel a été utilisé pour toutes les énergies simulées, bien que les mesures expérimentales effectuées à des énergies supérieures à 100 keV aient été prises à l'aide d'un module de 10 ml. Pour chaque fichier de sortie, le nombre de bulles produites à chaque température est

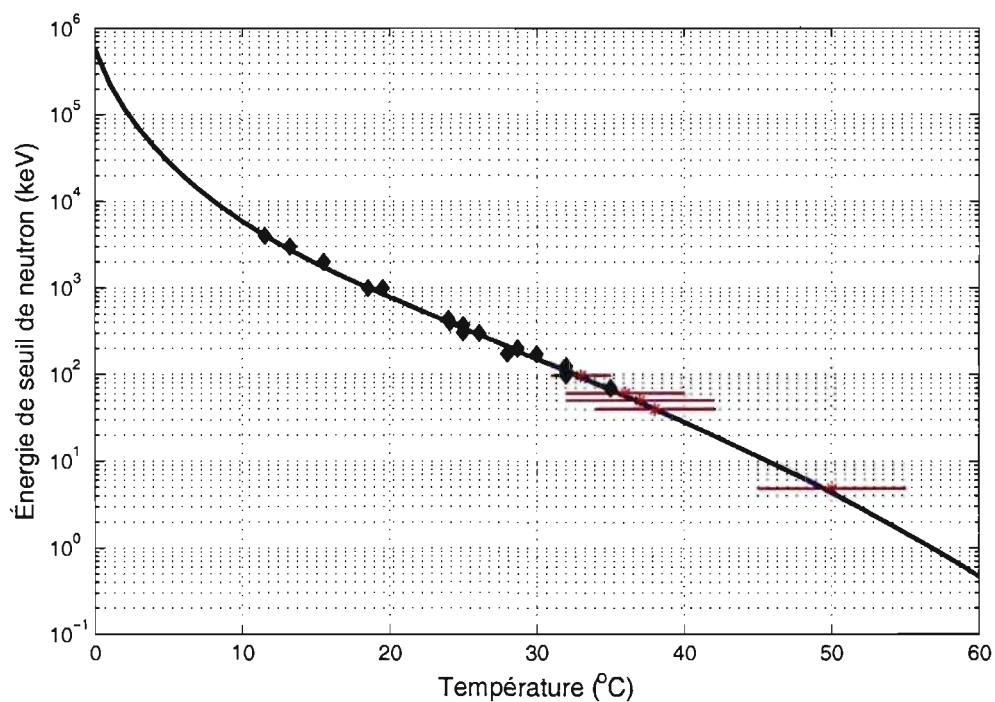


Figure 4.14: Énergie de seuil des neutrons en fonction de la température à une pression de 1 bar. Les points expérimentaux ont été obtenus à l'aide d'une cible de ${}^7\text{Li}$ (♦ en noir) et de ${}^{51}\text{V}$ (* en rouge). La courbe pleine est tracée avec l'Équation 3.11 où chacun des trois termes est pondéré à l'aide d'une constante libre déterminée par un ajustement aux données expérimentales. Puisque la collaboration PICASSO est la première à faire une étude aussi approfondie de seuils à l'aide de faisceaux de neutrons mono-énergétiques, cet ajustement servira de base pour l'extraction semi-empirique des critères de vaporisation.

déterminé en modifiant divers paramètres libres de la théorie du processus de déclenchement d'une transition de phase. L'erreur statistique sur le nombre de bulles est calculée pour chaque température. Si moins de 21 événements virtuels sont observés, l'erreur correspond à un intervalle de 68.3% selon la statistique de Poisson ; sinon, l'erreur est \sqrt{N} . Les paramètres pouvant être ajustés lors de l'analyse des simulations neutrons sont la longueur effective, la nature du noyau dominant la réponse au seuil ainsi que la valeur du paramètre α déterminant la pente de la fonction de probabilité (Équation 3.19). Puisque la collaboration PICASSO est la première à faire une étude aussi approfondie de seuils à l'aide de faisceaux de neutrons mono-énergétiques, l'énergie de seuil des neutrons en fonction de la température est définie par l'Équation 3.11, où chacun des trois termes est pondéré à l'aide d'une constante libre déterminée par un ajustement aux données expérimentales (voir la Figure 4.14). Les paramètres d'analyse optimaux sont déterminés sur la base du meilleur accord statistique entre les fonctions de réponse virtuelle et mesurée.

Lors de l'analyse statistique des données, la réponse virtuelle $h(x_j)$ est ajustée aux mesures expérimentales $g(x_j)$ en la normalisant à l'aide d'un facteur multiplicatif, N . La valeur de ce facteur est choisie en minimisant le χ^2 réduit, soit le χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté. Puisque les données des deux ensembles comparés comportent des barres d'erreur, $\sigma(h)$ et $\sigma(g)$, la définition suivante du χ^2 réduit (où l'erreur sur la réponse virtuelle est aussi normalisée à l'aide du facteur multiplicatif N) a été utilisée :

$$\chi_\nu^2 = \frac{1}{\nu} \chi^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{j=1}^n \frac{[g(x_j) - Nh(x_j)]^2}{\sigma^2(g) + (N\sigma(h))^2} \quad (4.12)$$

où χ_ν^2 est le χ^2 réduit et ν est le nombre de degrés de liberté. La réponse virtuelle étant normalisée, $\nu = n - 1$, où n est le nombre de points expérimentaux disponibles [52].

Pour chaque énergie étudiée, le seuil observé expérimentalement indique que les

noyaux de carbone sont responsables de la réponse au seuil. En effet, les valeurs du χ^2 réduit obtenues en posant, dans le programme d'analyse, que la réponse au seuil correspond à une collision de plein fouet entre un neutron et un noyau de carbone sont environ un ordre de grandeur inférieures à celles obtenues en posant que le fluor domine la réponse au seuil. Ce résultat a un impact direct sur le choix de la taille de la longueur effective puisque, tel que montré auparavant à la Figure 4.2, le pouvoir d'arrêt du carbone est plus petit que celui de fluor aux énergies auxquelles on s'intéresse. Si l'on opte pour une petite longueur effective, on permet alors aux noyaux de fluor de dominer la réponse au seuil, une conséquence en contradiction avec les résultats observés. Si l'on opte cependant pour une grande longueur effective, les noyaux de carbone, dont l'énergie maximale est supérieure à celle des noyaux de fluor, arrivent alors à déposer plus d'énergie que le fluor à l'intérieur de la longueur effective. Il est généralement admis au sein la collaboration PICASSO que $l_c = 18R_c$. Ce résultat a été déterminé dans [44] à l'aide d'une simulation Monte Carlo visant à reproduire les données expérimentales de la réponse du détecteur aux particules α . Cette valeur a donc été utilisée pour toutes les analyses de simulations neutrons présentées dans ce travail.

La valeur d'une dernière variable, le paramètre α , a été ajustée. Pour chaque énergie de neutron, les fichiers de sortie de GEANT4 ont été analysés en modifiant la valeur de ce paramètre. Pour chaque valeur d' α , la valeur du χ^2 réduit a été calculée. La fonction de réponse pour laquelle on obtient la valeur minimale du χ^2 réduit est tracée pour chaque énergie étudiée (4.8 keV, 40 keV, 50 keV, 61 keV, 97 keV, 200 keV et 400 keV) dans les Figures 4.15, 4.16 et 4.17. Les points expérimentaux y sont aussi reproduits. Chaque fonction de réponse est accompagnée d'un graphique montrant la valeur du χ^2 réduit obtenue pour chaque valeur du paramètre α avec lesquelles les données brutes de GEANT4 ont été analysées. Sur ces graphiques, une ligne rouge indique la valeur maximale du χ^2 réduit admise par l'erreur statistique sur la valeur d' α . En d'autres mots, cette ligne indique les bornes d'erreur inférieure et supérieure sur la valeur d' α si le χ^2 réduit atteint un minimum bien défini. On

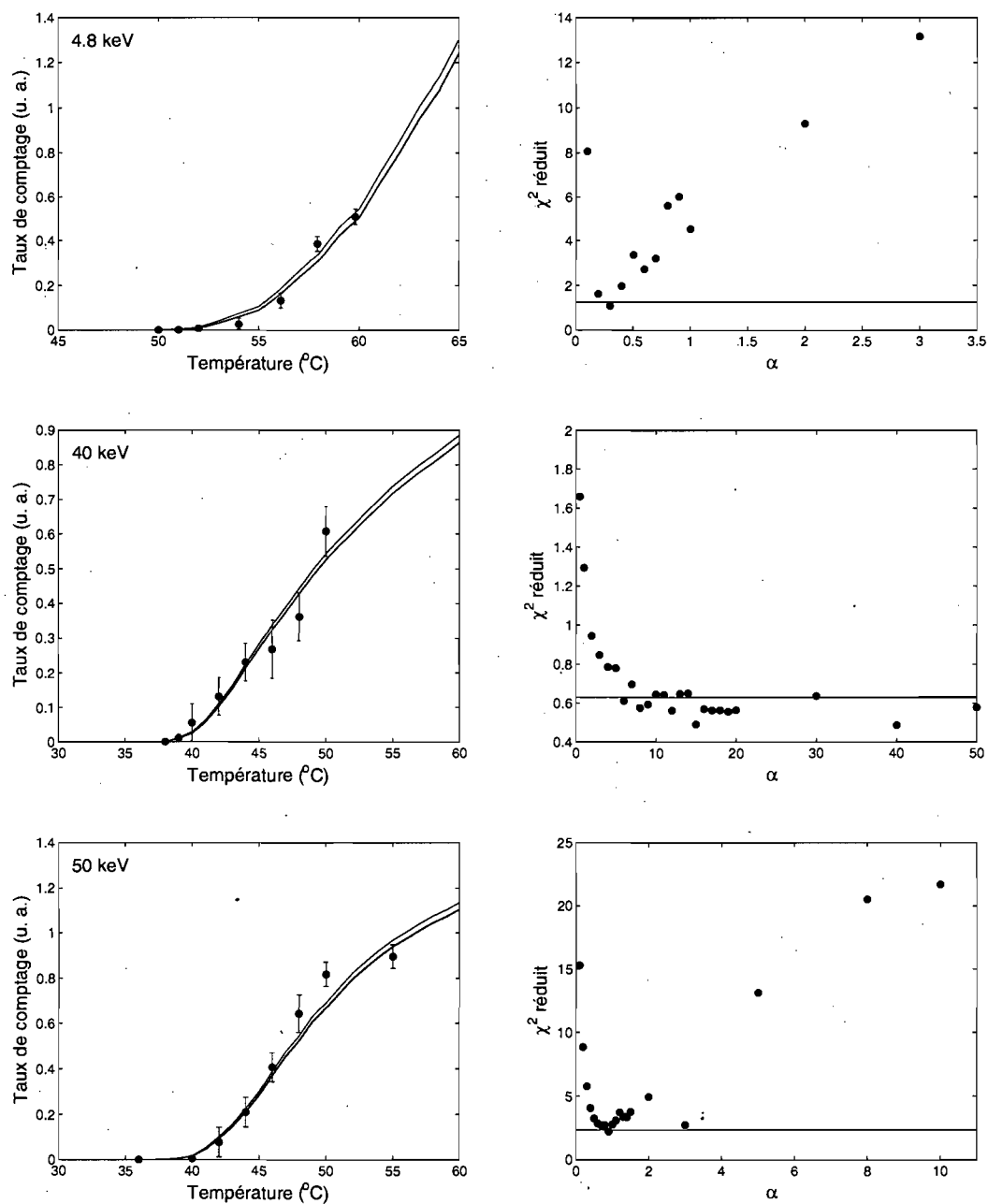


Figure 4.15: À gauche, résultats des simulations (bande jaune) comparés aux mesures expérimentales pour un faisceau de neutrons mono-énergétiques de 4.8 keV, 40 keV et 50 keV. À droite, valeur du χ^2 réduit en fonction de la valeur du paramètre α . Une ligne rouge indique les bornes d'erreur inférieure et supérieure sur la valeur d' α .

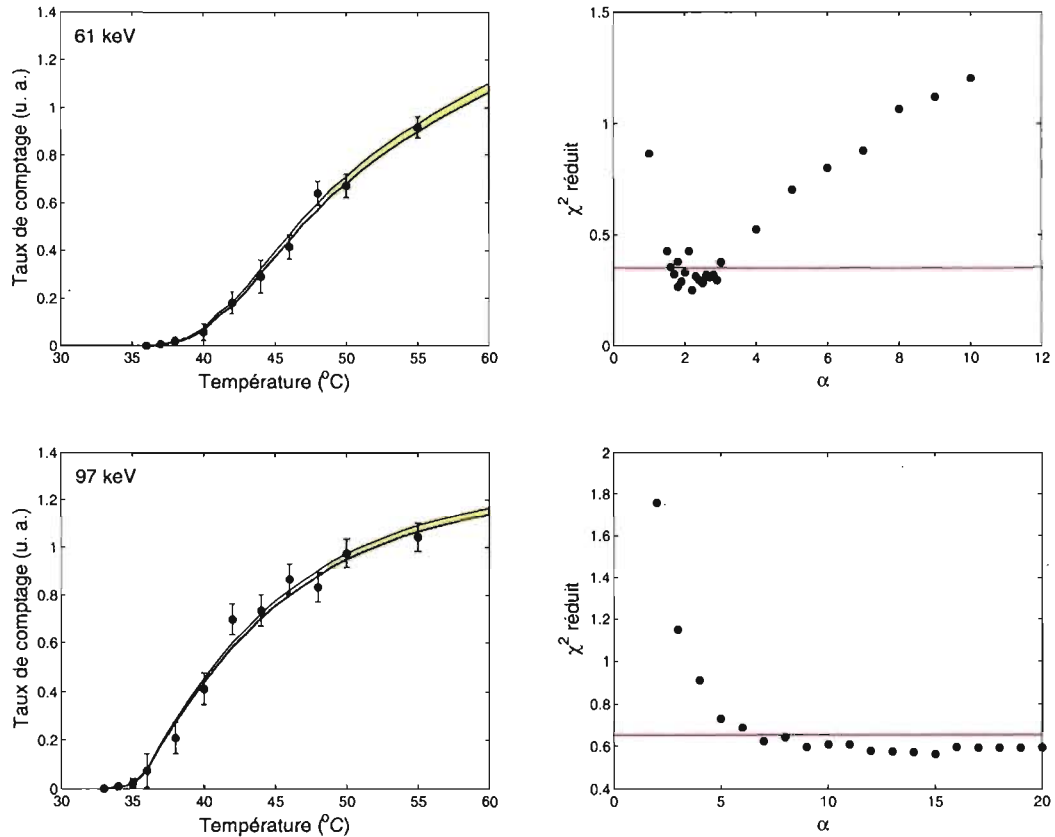


Figure 4.16: À gauche, résultats des simulations (bande jaune) comparés aux mesures expérimentales pour un faisceau de neutrons mono-énergétiques de 61 keV et 97 keV. À droite, valeur du χ^2 réduit en fonction de la valeur du paramètre α . Une ligne rouge indique les bornes d'erreur inférieure et supérieure sur la valeur d' α .

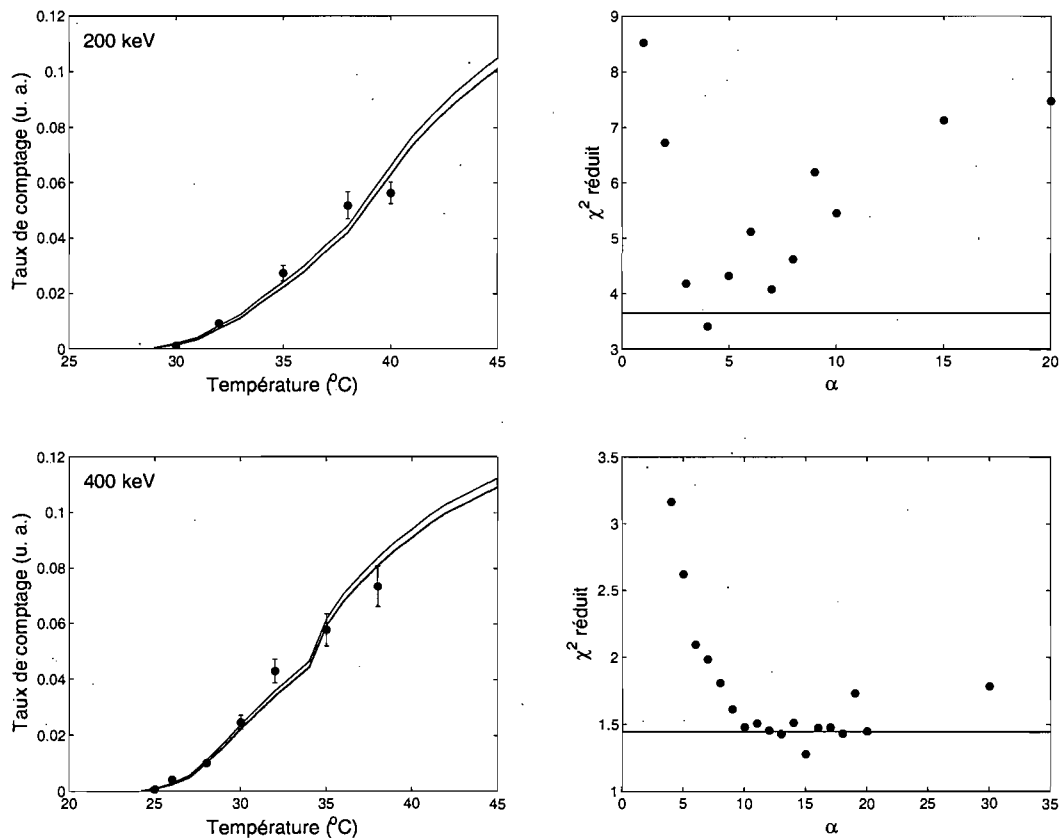


Figure 4.17: À gauche, résultats des simulations (bande jaune) comparés aux mesures expérimentales pour un faisceau de neutrons mono-énergétiques de 200 keV et 400 keV. À droite, valeur du χ^2 réduit en fonction de la valeur du paramètre α . Une ligne rouge indique les bornes d'erreur inférieure et supérieure sur la valeur d' α .

observe que dans certains cas (40 keV et 97 keV), la valeur du χ^2 réduit n'atteint pas de minimum distinct. On peut alors seulement placer une borne inférieure sur la valeur d' α .

La valeur du paramètre α à chaque énergie est présentée à la Table 4.2. Aux

Tableau 4.2: Valeur du paramètre α en fonction de l'énergie du neutron.

E_n (keV)	α
4.8	0.3 ± 0.05
40	≥ 6
50	0.9 ± 0.05
61	2.3 ± 0.7
97	≥ 7
200	4 ± 0.5
400	15 ± 5

énergies de 40 et 97 keV, bien qu'elle n'ait qu'une borne inférieure, on observe que la valeur du paramètre α est relativement élevée. Puisque la pente de la fonction de probabilité augmente rapidement avec la valeur de ce paramètre, ces résultats indiquent que la fonction de probabilité s'apparente à une fonction escalier à ces énergies. Cette conclusion s'applique aussi à 400 keV, une autre énergie où la valeur d' α est très élevée.

Les résultats de l'analyse statistique de l'accord entre les données simulées et les mesures expérimentales ne semblent indiquer aucune corrélation entre la valeur du paramètre α et l'énergie des neutrons incidents. Cependant, si l'on ne considère que les énergies auxquelles la valeur du paramètre est définie à l'intérieur des barres d'erreur, alors α augmente en fonction de l'énergie des neutrons. La justesse des valeurs obtenues lors de l'analyse dépend fortement des données expérimentales, lesquelles sont en petit nombre. L'erreur sur les points expérimentaux étant grande, surtout aux températures autour du seuil en raison de la faible quantité d'événements observés, une troisième série de mesures d'étalonnage pourrait

améliorer la précision des taux de comptage ainsi qu'augmenter le nombre de points expérimentaux disponibles.

CHAPITRE 5

Les neutrons poly-énergétiques

Les sources de neutrons poly-énergétiques utilisées par la collaboration PICASSO lors de l'étalonnage de ses modules sont de type (α, n) . Ces sources sont fabriquées en mélangeant un isotope dont la désintégration implique l'émission de particules α à un matériau cible approprié. Une quantité maximale de neutrons est produite lorsque le matériau cible choisi est le béryllium. Bien que la majorité des particules α soient stoppées à l'intérieur de la cible, environ une particule sur 10^4 entraîne l'émission d'un neutron via la réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ [53].

La collaboration PICASSO a recours à des sources de neutrons dans deux cas spécifiques. Premièrement, avant d'ajouter un nouveau module de détection de 4.5 l au montage souterrain, sa masse active doit être précisément déterminée à la surface à l'aide d'une source d' ${}^{227}\text{AcBe}$. Ensuite, une fois installés sous terre, la réponse des modules à une source d' ${}^{241}\text{AmBe}$ est évaluée périodiquement afin de s'assurer de leur bon fonctionnement.

5.1 Étalonnage avec une source d'actinium-béryllium

La masse active d'un module doit être bien connue puisque son taux de comptage y est directement proportionnel. On a donc besoin de cette quantité afin de déterminer la limite sur la section efficace entre le neutralino et les noyaux de fluor.

Bien que la quantité de C_4F_{10} injectée soit pesée lors de la fabrication des modules, la précision de cette technique est limitée puisqu'une fraction du liquide peut être perdue par évaporation ou diffusion dans le gel. Un test systématique d'étalonnage, où la réponse de chaque module à une source de $^{227}\text{AcBe}$ est mesurée, s'avère donc nécessaire.

La désintégration de ^{227}Ac comprend de longues chaînes de désintégration en noyaux fille qui impliquent non seulement l'émission de plusieurs particules α , mais aussi de rayons γ . L'activité de la source d'AcBe utilisée par PICASSO était de 3.2×10^5 n/s et de 6×10^9 γ /s lors de son acquisition en 1979. Sa demi-vie étant de $T_{1/2} = 21.8$ ans, son rendement en neutrons est aujourd'hui de 9.85×10^4 n/s. Le spectre en énergie des neutrons émis est présenté à la Figure 5.1. L'énergie des neutrons peut atteindre jusqu'à 12 MeV et l'énergie la plus probable est de 4.6 MeV.

Après avoir mesuré le taux de comptage d'un module exposé à cette source, sa quantité de masse active est déduite à l'aide d'une constante de calibration exprimée en $\text{g}^{-1}\text{n}^{-1}\text{cm}^2$ pour une température donnée à une pression de 1 bar. Cette constante de calibration a été déterminée en étudiant de très près la réponse et la quantité de masse active d'un module de 1 l. En effet, en plus d'avoir pesé la quantité de C_4F_{10} injectée lors de sa fabrication, celle-ci a été mesurée visuellement au microscope en prélevant des échantillons de gel à divers endroits du module [54]. Le taux de comptage mesuré a ainsi pu être directement relié à la quantité de masse active à l'aide d'une constante. Finalement, la valeur de la constante de calibration a été confirmée à l'aide d'une simulation Monte Carlo décrite dans [44, 55] avec une source d'AcBe placée à 1 m d'un module virtuel de 1 l. La fraction de masse active virtuelle a été fixée à 4% afin d'obtenir une efficacité de détection intéressante, cette simulation ayant été effectuée alors que la rapidité d'exécution du programme de simulation était limitée. En fixant le nombre de gouttelettes à 200 000, on obtient que leur rayon moyen doit être de 363 μm . Bien que cette valeur soit plus élevée que la taille moyenne des gouttelettes réelles, ceci n'affecte pas le taux de comptage du

module virtuel, tel qu'expliqué auparavant à l'aide de la Figure 3.4. Les résultats obtenus en simulant 10 000 neutrons sont présentés à la Figure 5.1. La différence entre les taux de comptage expérimental et simulé à haute température pourrait s'expliquer par le fait que la simulation n'a pas tenu compte des rayons γ émis par la source (auxquels le détecteur PICASSO devient généralement sensible à environ 45°C), mais aussi par le fait que l'interaction entre les neutrons et l'environnement n'a pas été prise en compte.

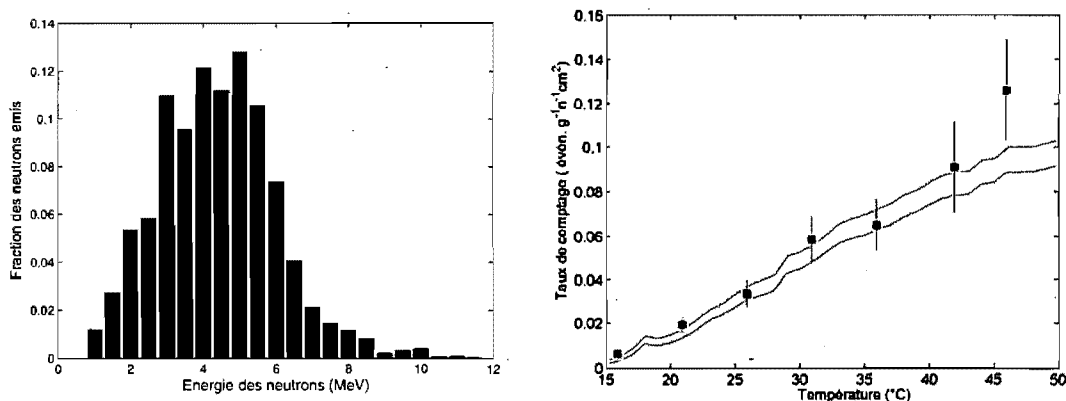


Figure 5.1: À gauche, le spectre en énergie des neutrons émis par une source d' $^{227}\text{AcBe}$ tel que défini dans GEANT4. À droite, le taux de comptage mesuré (■) et simulé (bande) d'un module d'un litre soumis à une pression de 1 bar exposé à une source d' $^{227}\text{AcBe}$ (graphique tiré de [44]).

La constante de calibration telle que déterminée par toutes les méthodes de calcul de la masse active converge vers la même valeur, représentée par une bande à la Figure 5.2. La moyenne des valeurs obtenues avec chacune des méthodes est de $C=0.12\pm 0.01 \text{ g}^{-1}\text{n}^{-1}\text{cm}^2$ à 45°C [55].

5.2 Étalonnage avec une source d'américium-béryllium

La collaboration PICASSO s'assure du bon fonctionnement des modules installés dans la mine en effectuant des mesures d'étalonnage avec une source d' $^{241}\text{AmBe}$

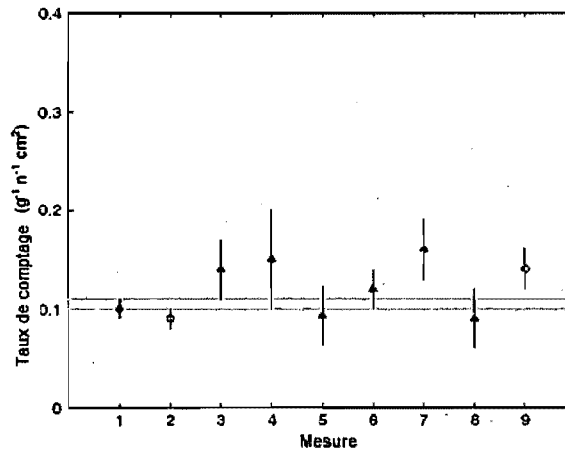


Figure 5.2: Valeur moyenne de la constante d'étalonnage telle que déterminée par différentes méthodes à 45°C : source de neutrons (◆), simulation Monte Carlo (□), microscope (▲) et pesée (○) [55].

environ tous les six mois. La source isotrope étant placée dans le centre d'un TPCS, le taux de comptage de chacun des quatre modules présents dans ce TPCS est sensiblement le même. S'il s'avérait que le taux de comptage d'un module diminue d'une séance d'étalonnage à une autre, une perte de masse active serait alors suspectée.

La source de neutrons employée, qui est la même que l'expérience SNO (Sudbury Neutrino Observatory) a utilisé lors de tests d'étalonnage, a une activité de 68 n/s [56]. Le spectre en énergie des neutrons émis est présenté à la Figure 5.3. Celui-ci s'apparente au spectre de la source d'AcBe, mais de légères différences reflètent une variation entre l'énergie des particules α primaires émises par ^{227}Ac et ^{241}Am . L'énergie des neutrons peut atteindre jusqu'à 11 MeV et l'énergie la plus probable est de 3 MeV.

Les résultats des mesures d'étalonnage ayant eu lieu en mars 2008 sont présentés à la Figure 5.4, où l'erreur sur les taux de comptage expérimentaux est d'origine statistique. Lors de ces mesures, la source était située dans le TPCS 1, où se trou-

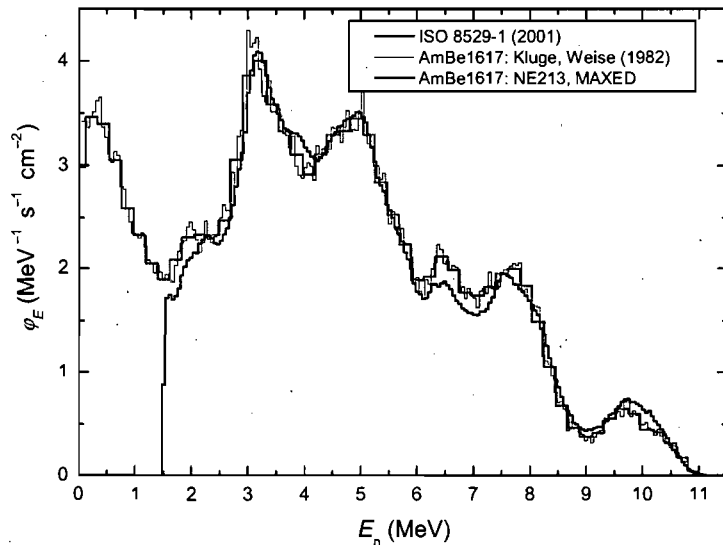


Figure 5.3: Spectre énergétique des neutrons émis par une source d' $^{241}\text{AmBe}$. La courbe identifiée "ISO 8529" a été utilisée lors des simulations [57].

vaient les modules 71, 72, 93 et 99 de 4.5 l. Notons que le module 99, de type dit "sans sel", a été fabriqué selon une nouvelle méthode n'ayant pas recours au CsCl afin d'égaliser les densités du gel et de la masse active. Ce prototype, dont le niveau de contamination interne et le coût de fabrication sont inférieurs à ceux d'un module conventionnel, utilise plutôt un gel visqueux à base de glycérine afin de suspendre les gouttelettes dans le gel. De plus, la masse active du module 99 est composée de C_3F_8 , et non de C_4F_{10} comme les autres modules de détection PICASSO. Ces différences pourraient être à l'origine du bas taux de comptage de ce module comparativement aux trois identiques restant.

La réponse des modules avec sel a été simulée dans GEANT4 à l'aide de la géométrie présentée à la Figure 5.5. L'impact du blindage d'eau et des sept boîtes isothermes environnantes n'a pas été pris en compte. Puisque la géométrie est symétrique, on s'attend à ce que la réponse de chacun des modules virtuels soit la même. Le gel d'un seul module a donc été découpé en cinq gels mère afin de pouvoir atteindre une fraction de masse active virtuelle s'apparentant à celle d'un

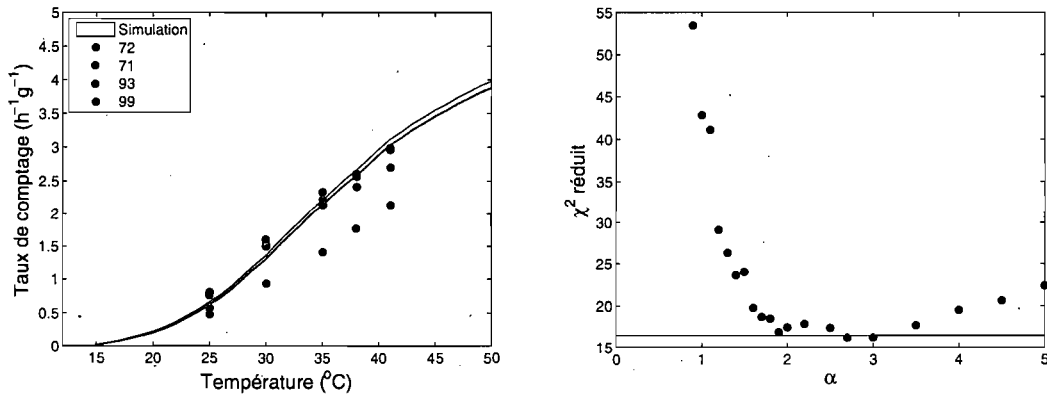


Figure 5.4: À gauche, résultats des simulations (bande jaune) comparés aux mesures expérimentales de quatre modules soumis à une pression de 1.2 bar, soit la pression dans la mine, exposés à une source de neutrons d' $^{241}\text{AmBe}$ dans une boîte isotherme. À droite, valeurs du χ^2 réduit en fonction de la valeur du paramètre α obtenues en ajustant la réponse virtuelle aux données du module 72. Une ligne rouge indique les bornes d'erreur inférieure et supérieure sur la valeur d' α .

module réel. La masse active virtuelle, composée de gouttelettes ayant un rayon de $150 \mu\text{m}$, représentait 1.2% du volume total du module. L'utilisation de ces valeurs, qui s'approchent de la réalité, sont permises par les modifications apportées au code de simulation discutées au Chapitre 3. Le spectre de la source d'AmBe a aussi été reproduit dans le programme de simulation. Cinq millions de neutrons ont été émis de façon isotrope à partir du centre de la boîte isotherme.

Les données de GEANT4 ont été analysées pour différentes valeurs du paramètre α en posant que le carbone était responsable de la réponse au seuil et que $l_c = 18R_c$. Ces paramètres ont été choisis en accord avec les résultats obtenus avec le faisceau de neutrons présentés au Chapitre 4. Puisque l'activité de la source est bien connue, il est possible de comparer les taux de comptage absolus des modules réel et virtuel. En effet, alors que dans le cas du faisceau de neutrons les taux de comptage simulés ont été normalisés à l'aide de la constante N minimisant le χ^2 réduit, la valeur du facteur multiplicatif à être employée est ici bien définie. La valeur du χ^2 réduit a été calculée à l'aide des taux de comptage du module 72. Ce module, qui est en opéra-

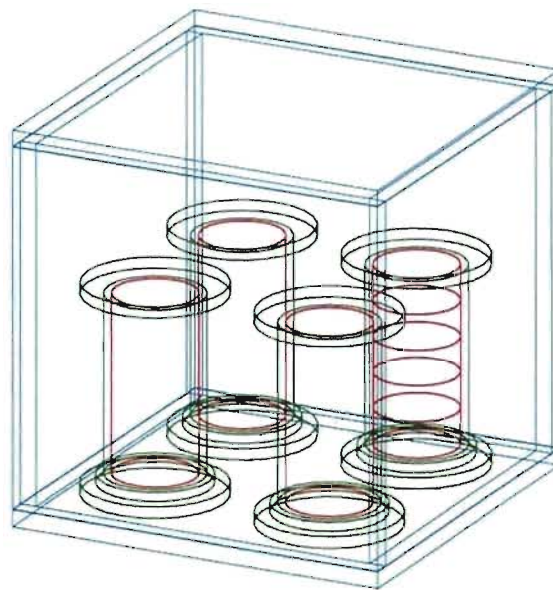


Figure 5.5: Géométrie du montage expérimental de l'étalonnage avec une source d' $^{241}\text{AmBe}$ telle que définie dans GEANT4. Le gel du module dont la réponse a été déterminée a été découpé en 5 volumes mère.

tion à SNOlab depuis deux ans, est reconnu à travers la collaboration PICASSO pour son bas niveau de bruit de fond intrinsèque. Notons que le point expérimental à 25°C n'a pas été considéré lors de l'analyse statistique puisqu'à cette température, l'efficacité du déclenchement de l'enregistrement des signaux commence à diminuer. Les résultats de la simulation, où l'erreur est d'origine statistique, sont présentés sous forme de bande à la Figure 5.4. Ces résultats sont accompagnés d'un graphique montrant la valeur du χ^2 réduit en fonction du paramètre α . Dans cette analyse, le nombre de paramètre libres ν est égal au nombre de points expérimentaux, soit quatre en excluant le point à 25°C. Les valeurs élevées du χ^2 réduit sont dues au fait que seule l'erreur statistique, qui est relativement petite, a été considérée pour l'ensemble des données. L'ajout des erreurs systématiques à l'erreur totale sur les taux de comptage expérimentaux contribuerait à diminuer les valeurs du χ^2 réduit. L'erreur statistique sur la valeur d' α , indiquée par une ligne rouge sur le graphique, montre que la valeur du paramètre est $\alpha=2.5\pm 0.5$.

Finalement, les coordonnées des événements de transition de phase simulés à 41°C ont été enregistrées afin d'obtenir la carte de localisation des bulles présentée à la Figure 5.6. Les distances sont mesurées à partir du centre du module de 4.5 l. La majeure partie des événements ont eu lieu près de la source, indiquée par le point noir sur la carte. Cette distribution est attendue pour les mesures d'étalonnage aux neutrons, tandis que pour les étalonnages aux particules α , qui seront le sujet du prochain chapitre, on obtient une distribution uniforme puisque le contaminant injecté dans les modules dopés est répandu de façon homogène.

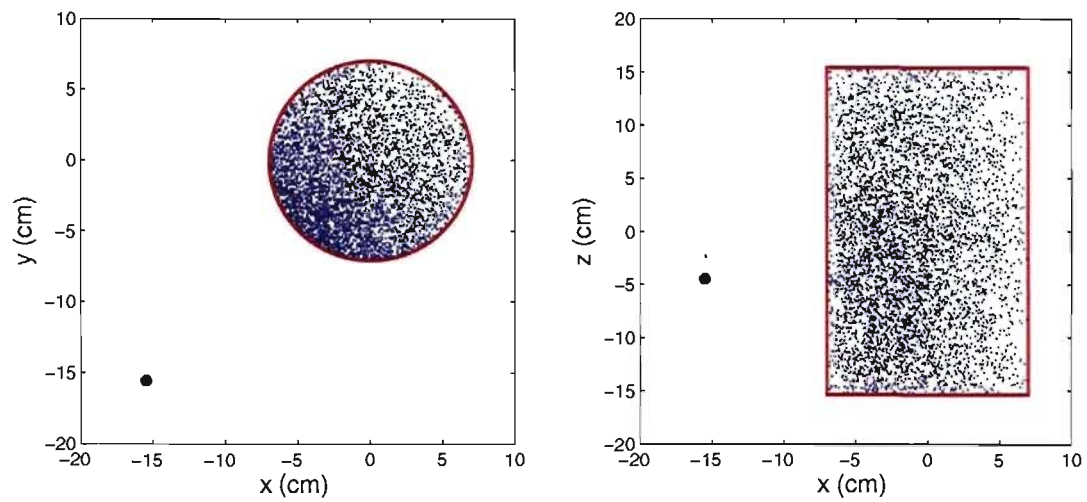


Figure 5.6: Localisation des événements virtuels dans le module de détection de 4.5 l à 41°C, vus de dessus et de côté. Le point noir (●) indique la position de la source.

CHAPITRE 6

Les particules alpha

Les particules α représentent la source principale de bruit de fond du détecteur PICASSO aux températures normales d'opération. Celles-ci proviennent majoritairement de la chaîne de désintégration de contaminants internes, notamment le ^{232}Th et l' ^{238}U . Il est d'une importance cruciale d'arriver à bien cerner la contribution des particules α à la réponse du détecteur, une compréhension approfondie de leur comportement étant nécessaire à la détection éventuelle du signal du neutralino ou à l'extraction d'une limite supérieure sur sa section efficace.

6.1 Contamination du gel

Afin de caractériser la réponse du détecteur, trois modules ont été dopés en ajoutant des contaminants émetteurs de particules α dans le gel lors de leur fabrication. Dans chaque cas, l'activité des contaminants était suffisante pour que le nombre d'événements induits par les α surpasse largement le bruit de fond provenant d'autres sources tels les neutrons cosmiques. Premièrement, deux modules de 1 l, Mb_A01_307_039 (ou 39) et Mb_A01_404_056 (ou 56), ont été dopés afin d'obtenir une activité de 20 Bq d' ^{241}Am et d' ^{238}U respectivement [58]. Lors de la désintégration de l'américium, $^{241}\text{Am} \rightarrow \alpha + ^{237}\text{Np}$, une particule α d'une énergie de 5.49 MeV est émise. Puisque la demi-vie de l' ^{241}Am est beaucoup plus courte que celle du

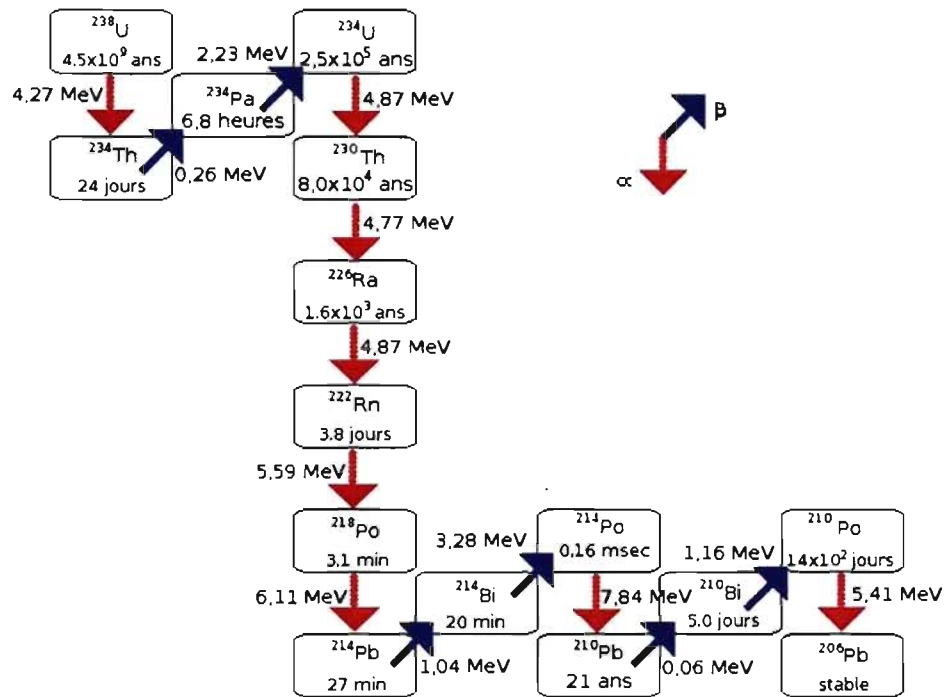


Figure 6.1: Chaîne de désintégration de l' ^{238}U . Les flèches rouges correspondent à l'émission d'une particule α , tandis que les flèches bleues indiquent une désintégration β . Sont indiquées la demi-vie des isotopes ainsi que l'énergie des particules émises. La figure est tirée de [59].

^{237}Np (432.2 et 2.14×10^6 ans respectivement), on peut estimer que seules les particules provenant de la désintégration de l' ^{241}Am contribuent à la réponse du module 39. La chaîne de désintégration de l' ^{238}U produit quant à elle huit particules α à l'équilibre, tel que montré à la Figure 6.1. La première désintégration de la chaîne, $^{238}\text{U} \rightarrow \alpha + ^{234}\text{Th}$, émet des particules α d'une énergie de 4.27 MeV. En raison de la longue demi-vie du second émetteur α , l' ^{234}U , on peut considérer que seule la désintégration initiale de l' ^{238}U contribue au signal du module 56.

Les modules de détection de 1 l ont d'abord été étalonnés à l'aide d'une source de neutrons d'AcBe. La masse active des modules 39 et 56 fut déterminée comme étant de 7.3 ± 1.1 g et de 22.1 ± 3.1 g respectivement. Leur réponse a ensuite été mesurée en fonction de la température. Lors de cette dernière mesure, dont les

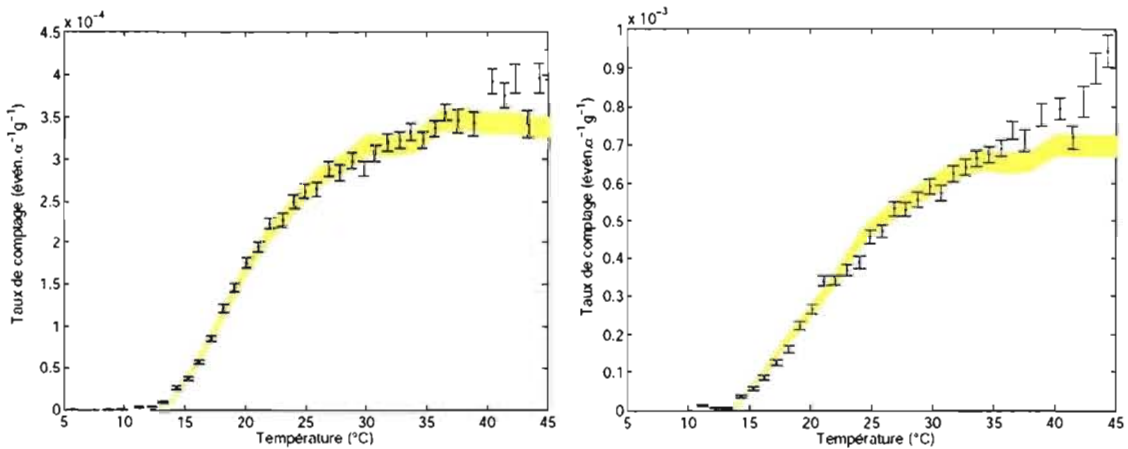


Figure 6.2: Réponse expérimentale et simulée (bande jaune) des modules de 1 l 39 contaminé avec 20 Bq de ^{238}U (à gauche) et 56 contaminé avec 20 Bq d' ^{241}Am (à droite) à une pression de 1 bar [44]. La remontée du taux de comptage à partir de 40°C est attribuée aux rayons γ .

résultats sont présentés à la Figure 6.2, les modules étaient situés à l'intérieur d'un blindage d'eau afin de réduire le bruit de fond causé par les neutrons ambiants. La réponse des modules 39 et 56 est bien représentée par une fonction sigmoïde asymétrique.

La réponse des modules de 1 l aux particules α a été étudiée à l'aide d'un module virtuel de 10 ml dans [44]. Cette approximation est valide en raison de la faible distance parcourue par les α dans le gel, qui est, par exemple, de 30 μm à une énergie de 5 MeV [47]. La fraction de masse active virtuelle a été fixée à 0.5% pour le module dopé à l' ^{241}Am et à 1.5% pour le module dopé à l' ^{238}U . Il a été observé au microscope que les gouttelettes étaient environ 20% plus grandes dans le module dopé à l'uranium [54]. Cette variation a été prise en compte lors des simulations, où les distributions des diamètres utilisés sont illustrées à la Figure 6.3.

Les études Monte Carlo, dont les résultats sont aussi présentés à la Figure 6.2, démontrent que les transitions de phase observées dans les modules 39 et 56 sont causées par l'énergie d'ionisation déposée directement dans les gouttelettes par des

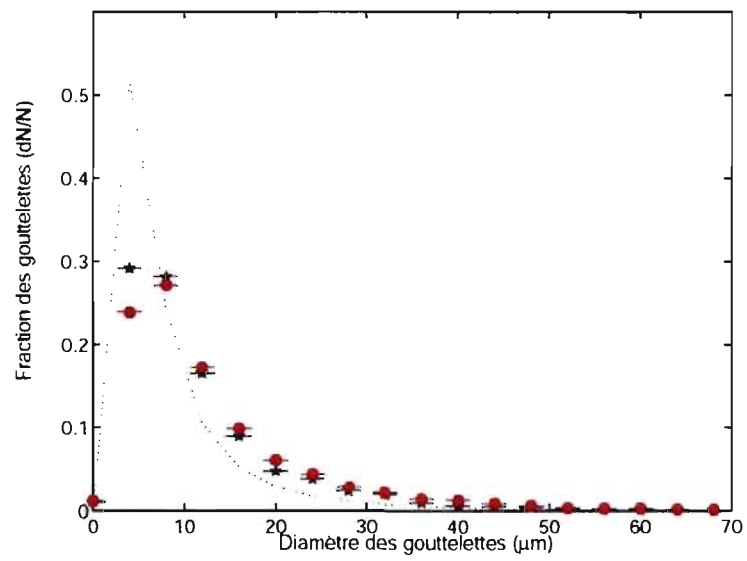


Figure 6.3: Distribution en taille des gouttelettes, mesurée au microscope à une pression de 1 bar, du module 39 dopé à l'américium (★ en noir) ainsi que du module 56 dopé à l'uranium (● en rouge). La distribution pour un module de 1 l non-dopé est aussi présentée (pointillé) [54].

particules α ayant été émises dans le gel. En effet, d'une part, l'efficacité de détection observée est trop grande pour être due aux reculs du ^{12}C ou du ^{19}F suivant une diffusion de Rutherford des particules α . Ces reculs sont induits lorsqu'une particule chargée, par exemple un α , est diffusée dans le potentiel coulombien d'une autre charge ponctuelle tel un noyau. D'autre part, le taux de comptage des modules est trop faible pour avoir été induit par des particules α se situant à l'intérieur ou à la surface des gouttelettes. Finalement, la distance parcourue dans le gel par les noyaux de ^{237}Np et de ^{234}Th est d'environ 70 nm à 100 keV [47]. En raison de cette faible portée, leur contribution au taux de comptage est pratiquement nulle si l'on considère que les désintégrations causant des transitions de phase ont lieu dans le polymère.

Les résultats obtenus avec le faisceau de neutrons indiquent que la réponse aux températures de seuil correspond à des collisions de plein fouet entre un neutron et un noyau de ^{12}C . Tel qu'expliqué au Chapitre 4, ce résultat implique le choix d'une grande longueur effective l_c afin de permettre aux noyaux de carbone, dont l'énergie initiale est plus grande que celle des noyaux de fluor, de déposer plus d'énergie que ces derniers malgré leur pouvoir d'arrêt inférieur. Afin de reproduire les mesures expérimentales de la Figure 6.2, on doit choisir $l_c = 18R_c$. On doit aussi supposer que l'efficacité $\eta = E_c/E_{min} = 1.5$ afin de reproduire les températures de seuil mesurées, ce qui équivaut à diminuer l'énergie de seuil à une température donnée. La réponse au seuil correspond ici à des particules α dont le pic de Bragg, associé au dépôt d'énergie maximal le long du parcours d'une particule, coïncide avec la traversée d'une gouttelette. La distribution des diamètres mesurés pour les modules 36 et 59 est centrée à environ $8 \mu\text{m}$. En raison de la petite taille des gouttelettes, la probabilité que le pic de Bragg se situe près de l'interface gouttelette-gel est grande. Il est possible que les proto-bulles formées dans cette zone profitent d'une diminution de l'énergie de seuil nécessaire à l'observation d'une nucléation [60].

La réponse expérimentale au plateau est d'environ 10^{-3} évén. $\alpha^{-1}\text{g}^{-1}$ pour le module dopé à l'américium et d'environ 4×10^{-4} évén. $\alpha^{-1}\text{g}^{-1}$ pour le module dopé

à l'uranium. Les résultats des simulations Monte Carlo indiquent que la variation entre les taux de comptage est liée à la différence entre la taille des gouttelettes des deux modules. En effet, dû à la faible portée des α dans le détecteur, l'efficacité géométrique de leur détection est inversement proportionnelle au rayon des gouttelettes. Il est donc possible, lorsque la contamination se situe dans le gel, de diminuer le bruit de fond intrinsèque des modules en augmentant la taille des gouttelettes. Ceci peut être effectué en modifiant la vitesse et le temps de brassage de la solution non-polymérisée de gel lors de la fabrication des modules. La taille des gouttelettes joue aussi un rôle dans la rapidité avec laquelle la réponse d'un module aux particules α atteint son plateau. Une valeur de $\alpha = 1$ a été utilisée lors de l'analyse des résultats présentés à la Figure 6.2 afin de reproduire la remontée lente du taux de comptage mesuré. Cette remontée graduelle s'explique par le fait qu'en présence de petites gouttelettes, la portée des particules α est plus grande que la taille des gouttelettes, limitant ainsi l'échantillonnage du dépôt d'énergie à l'intérieur de la longueur effective l_c [60]. Bien que la réponse au seuil soit définie par le pic de Bragg des particules α terminant leur parcours à l'intérieur des gouttelettes, les modules deviennent sensibles, à des températures plus élevées, aux particules α qui traversent les gouttelettes sans nécessairement y terminer leur parcours. L'énergie déposée par ces dernières étant plus faible en raison de leur dE/dx inférieur, la contribution de leurs traces à la réponse du détecteur augmente graduellement en fonction de la température. La réponse aux α d'un module contenant de petites gouttelettes s'apparente ainsi à celle induite par les reculs du carbone et du fluor.

6.2 Contamination de la masse active

Un troisième module, Mb_A05_603_074 (ou 74), d'une capacité de 4.5 l et ayant une masse active au départ de 94.9 ± 1.0 g, a été dopé avec 30 Bq de ^{226}Ra [59]. Tel que vu à la Figure 6.1, le radium a une demi-vie de 1.6×10^3 ans et se désintègre en ^{222}Rn tout en émettant une particule α d'une énergie de 4.9 MeV. Le ^{222}Rn se désintègre ensuite en émettant une particule α d'une énergie de 5.6 MeV. La demi-

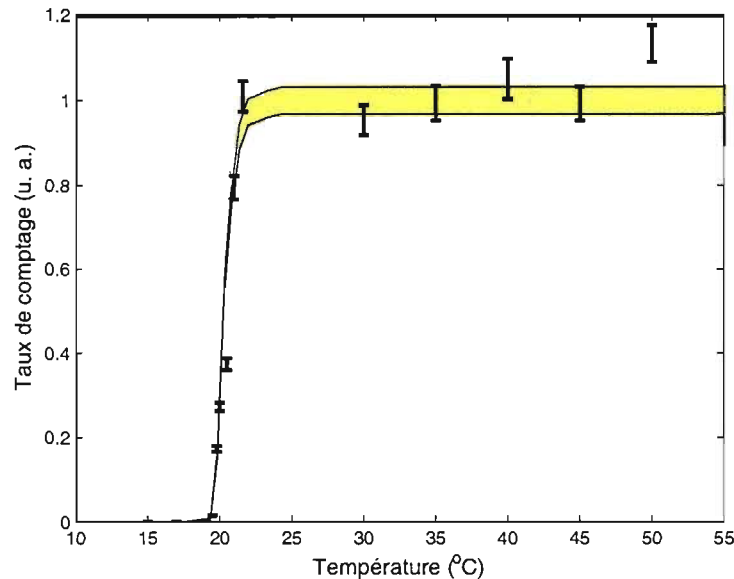


Figure 6.4: Réponse expérimentale (points) et simulée (bande jaune) du module 74 contaminé avec 30 Bq de ^{226}Ra à une pression de 1 bar. Les trois quarts du gel ont été enlevés et remplacés par de l'huile minérale.

vie du radon étant d'environ 4 jours, on ne peut donc pas exclure sa contribution au signal total obtenu. Le taux de comptage du module 74 s'est avéré être relativement élevé. Le système d'acquisition de données PICASSO étant limité quant au nombre de signaux pouvant être enregistrés par seconde, les trois quarts du gel ont été enlevés et remplacés par de l'huile minérale afin d'obtenir un taux de comptage inférieur. La masse active du module sectionné est mal connue. La figure 6.4 montre la réponse du module 74 qui peut être ajustée avec une sigmoïde. Une remontée rapide du taux de comptage est observée entre 19.2°C et 22.6°C .

Puisque le ^{222}Rn est gazeux sous les conditions d'opération du détecteur, il est libre de s'y diffuser partout, y compris à l'intérieur des gouttelettes. Celles-ci avaient un diamètre d'environ $200\ \mu\text{m}$ dans le module 74, cette distribution étant typique dans les modules de 4.5 l [61]. Le comportement de particules α d'une énergie de 5.6 MeV émises à l'intérieur de gouttelettes d'un rayon de $100\ \mu\text{m}$ a été

étudié à l'aide d'une simulation où le gel virtuel, d'un volume de 10 ml, contenait 1.5% de masse active. Afin de reproduire les données expérimentales présentées à la Figure 6.4, des valeurs de $\alpha = 15$ et $\eta = 1$ ont été utilisées lors de l'analyse des dépôts d'énergie. La valeur du paramètre α est relativement élevée, ce qui indique que la fonction de probabilité s'apparente ici à une fonction escalier. Cette valeur est nécessaire afin de reproduire la remontée nette de la réponse, qui s'explique par le fait que la trajectoire entière des α est contenue à l'intérieur des gouttelettes. En effet, tel que vu à la Figure 6.5, la portée d'une particule α d'une énergie de 5.6 MeV est d'environ $35 \mu\text{m}$ dans le C_4F_{10} [47]. Si celle-ci est émise à l'intérieur d'une gouttelette dont la taille est significativement plus grande que sa portée, alors il est très probable que le pic de Bragg déclenchera une transition de phase. De plus, la portée de l' α étant de l'ordre de plusieurs longueurs effectives l_e , son dépôt d'énergie peut être échantillonné à plusieurs reprises, augmentant ainsi la probabilité de détection à près de 100% une fois le seuil dépassé. Finalement, le seuil en température qui est observé est reproduit virtuellement sans augmenter l'efficacité η du processus de dépôt d'énergie. Ceci indique que lorsque les protobulles ne sont pas formées préférentiellement près de l'interface gouttelette-gel, la barrière en énergie demeure la même pour les α et les reculs nucléaires.

Lors de la désintégration d'un isotope tel le ^{222}Rn à l'intérieur d'une grande gouttelette, la contribution du noyau de recul (par exemple, le ^{218}Po) n'est pas détectable. En effet, la température de seuil de ces reculs purement mono-énergétiques est plus élevée que celle à laquelle on détecte le pic de Bragg des particules α . La réponse du détecteur a donc déjà atteint un plateau la température à laquelle il devient sensible à ces reculs, soit au-delà de 25°C . Il est cependant intéressant d'estimer la réponse qui serait induite par des reculs nucléaires mono-énergétiques à l'intérieur d'une gouttelette. Tel que discuté auparavant à la Section 3.1, ceux-ci peuvent être détectés lors de la réaction de capture de neutrons thermiques $^{35}\text{Cl} + n \rightarrow ^{35}\text{S} + p$ avec des détecteurs dont la masse active est constituée de chlorocarbones. La formation de bulles est alors due aux reculs des noyaux de soufre d'une

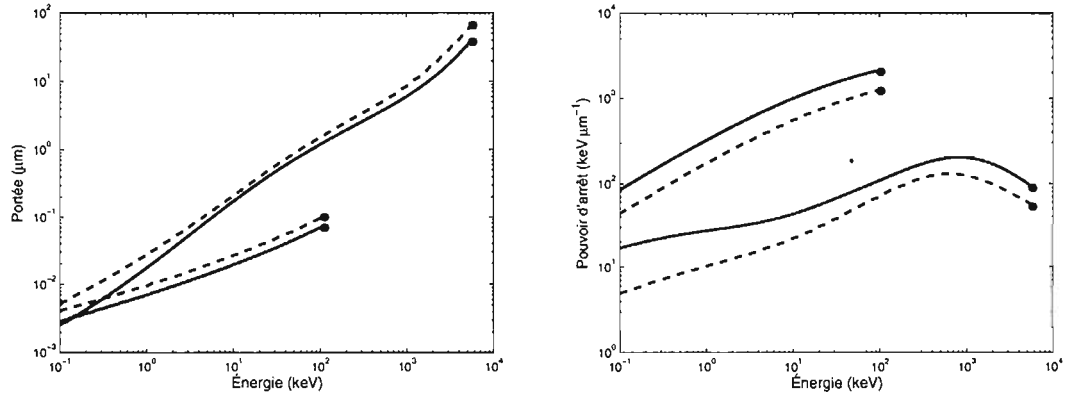


Figure 6.5: En bleu, portée et pouvoir d'arrêt d'une particule α dans le C_4F_{10} (ligne pleine) et dans le gel (pointillé) en fonction de son énergie. À titre de comparaison avec un noyau lourd, les mêmes informations sont présentées pour le ^{222}Rn en noir [47].

énergie de 17 keV. Bien que cette réaction ne puisse être observée dans le détecteur PICASSO, il est possible de simuler le recul des noyaux de ^{35}S dans le C_4F_{10} et de comparer les résultats obtenus à ceux de d'Errico [39] en exprimant la réponse en fonction de la surchauffe réduite $s = (T - T_b)/(T_c - T_b)$. Les résultats, obtenus avec $\alpha=0.3$ et $\eta = 1$, sont présentés à la Figure 6.6. La valeur du paramètre α doit être petite afin de reproduire la remontée observée qui est beaucoup plus lente que dans le cas des particules α émises dans les gouttelettes. Il est cependant difficile de poser des limites aux valeurs des paramètres d'analyse. En effet, tel qu'expliqué dans [48], il se pourrait que le modèle d'unification proposé par d'Errico ne soit valable qu'au sein de certaines familles de masse active partageant des propriétés chimiques et thermodynamiques similaires. Les résultats présentés à la Figure 6.6 ne doivent donc être interprétés qu'à un niveau qualitatif seulement.

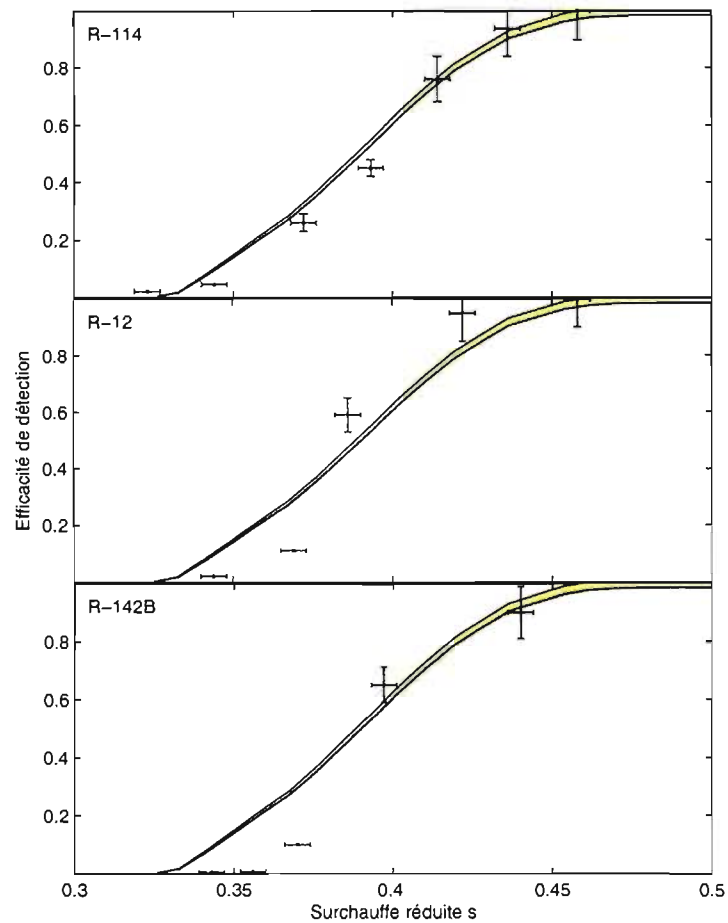


Figure 6.6: Efficacité de détection de modules contenant différents chlorocarbones à la réaction $^{35}\text{Cl}+n\rightarrow^{35}\text{S}+p$ en fonction de la surchauffe réduite telle que mesurée par d'Errico à une pression de 1 bar [39]. Les bandes jaunes représentent les résultats d'une simulation où des noyaux de ^{35}S ont été émis à l'intérieur de gouttelettes de C_4F_{10} avec une énergie de 17 keV.

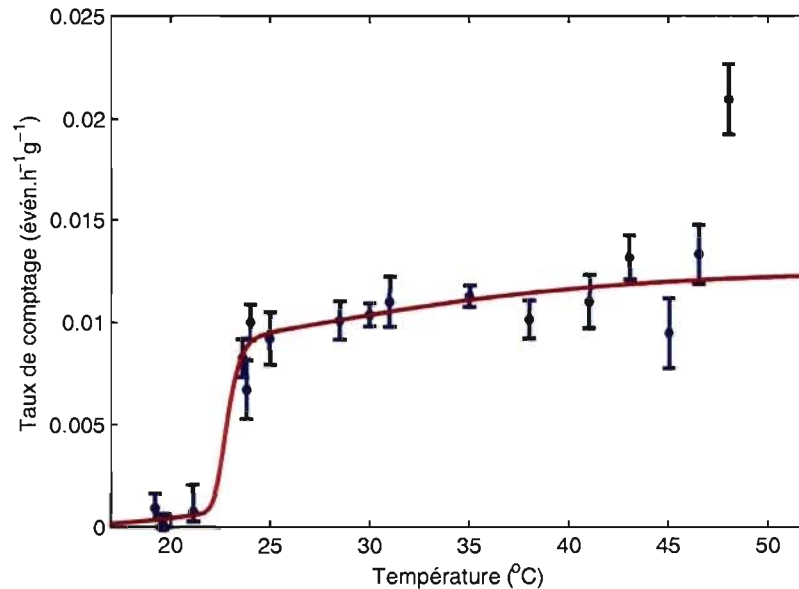


Figure 6.7: Bruit de fond du module purifié 71 de 4.5 l à une pression de 1.2 bar. Son comportement combine les caractéristiques des Figures 6.2 et 6.4. Un ajustement aux données est fait à l'aide de la somme d'une fonction sigmoïde asymétrique et d'une constante.

6.3 Les modules purifiés

Les modules de 4.5 l purifiés en utilisation à SNOLab souffrent d'un bruit de fond qui combine les caractéristiques des Figures 6.2 et 6.4. La figure 6.7 illustre bien cette réponse, montrée ici pour le module 71. Cette réponse combinée peut être représentée par la somme d'une fonction sigmoïde asymétrique et d'une constante, où la sigmoïde correspond au comportement des α émis dans le gel et où la constante correspond à la réponse au plateau des α émis à l'intérieur des gouttelettes.

La réduction du bruit de fond interne des modules de détection représente le principal défi de la collaboration PICASSO. Des efforts de purification chimique du CsCl ainsi que l'utilisation d'un gaz de couverture lors de la fabrication des modules de détection ont déjà permis de réduire le niveau de contamination de

façon significative (de 1.2×10^{-11} à $< 6 \times 10^{-12}$ g(^{238}U)/g). Cette technique atteindra cependant bientôt sa limite (7×10^{-13} g(^{238}U)/g), et de nouvelles méthodes de purification ou de fabrication des modules devront être élaborées [62]. Le CsCl est l'ingrédient contribuant le plus à la contamination radioactive, ce sel étant naturellement contaminé par des actinides et des émetteurs α provenant de la chaîne de désintégration de l' ^{238}U . Un prototype prometteur de module de détection sans sel est présentement testé à SNOlab et présente déjà un taux de comptage similaire à celui du module avec sel ayant le bruit de fond interne le moins élevé.

Récemment, il a aussi été déterminé que les amplitudes des signaux induits par des neutrons sont plus faibles que celles des signaux induits par des particules α , tel que montré à la Figure 6.8 [29]. Cette différence a été observée en comparant les amplitudes des signaux enregistrés lors des mesures de bruit de fond et lors des séances d'étalonnage avec une source de neutrons décrites dans la section 5.2. La majorité des événements de bruit de fond sont causés par des particules α émises dans les gouttelettes. La portée des α étant de l'ordre de plusieurs longueurs effectives l_c , leur dépôt d'énergie peut former une chaîne de proto-bulles dans le liquide actif qui se fusionnent avant de provoquer la vaporisation complète d'une gouttelette. La portée des reculs nucléaires induits par les neutrons étant de l'ordre d'une seule longueur effective, ceux-ci n'arrivent à former qu'une proto-bulle. On peut alors conclure que l'amplitude des signaux enregistrés augmente en fonction du nombre de proto-bulles formées lors des premiers instants de la vaporisation d'une gouttelette. Plusieurs facteurs physiques auraient pu imiter cet effet. Par exemple, les événements causés par des neutrons se situent préférentiellement près de la source, tel que montré auparavant à la Figure 5.6, tandis que les événements de bruit de fond sont répartis uniformément dans les modules. Des distributions uniformes d'événements observés lors des séances d'étalonnage ont donc été sélectionnées à l'aide d'un programme de localisation basé sur le principe de triangulation et l'effet de séparation des amplitudes est demeuré. De plus, puisque plus d'événements sont enregistrés lors des séances d'étalonnage que lors des séances de bruit de fond, la

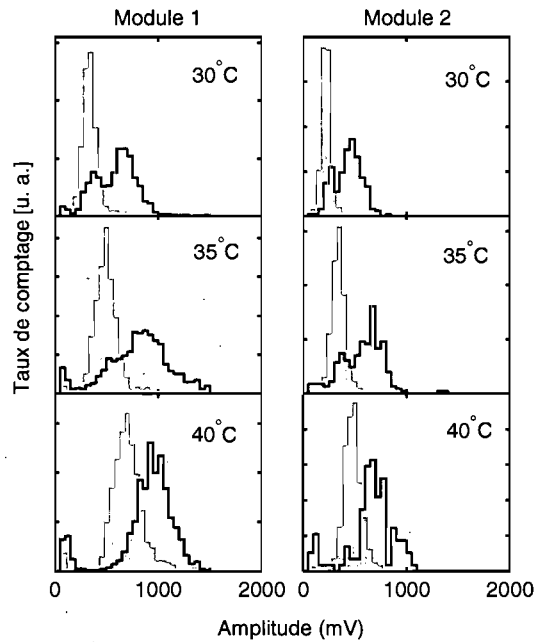


Figure 6.8: Distribution des amplitudes des signaux induits par des particules α et par des neutrons (zone ombragée). Les distributions à différentes températures sont présentées pour deux modules contenant des gouttelettes d'un rayon d'environ $100 \mu\text{m}$ [29].

grande population de bulles aurait pu, avec le temps, atténuer l'amplitude des signaux émis. Aucune corrélation entre l'amplitude des signaux et le temps écoulé depuis le début d'une séance n'a cependant été observée. Éventuellement, cette particularité du détecteur PICASSO pourrait donc mener à une discrimination systématique des événements, offrant ainsi une nouvelle avenue pour l'expérience où la réduction du bruit de fond interne enlèverait un obstacle à la découverte du neutralino.

CHAPITRE 7

Conclusion

La détection directe de la matière sombre est un domaine de recherche présentement très actif. PICASSO a développé une technique de détection du neutralino très compétitive dans le secteur dépendant du spin. Une fois l'installation de la phase Ib complétée, le détecteur comptera 32 modules de détection de 4.5 l pour un total de 2.6 kg de masse active. Les limites d'exclusion préliminaires déterminées à partir des données accumulées avec deux modules de détection sont deux fois plus performantes que les résultats obtenus lors de la phase précédente [36] et sont déjà comparables aux meilleures limites communiquées par COUPP en 2008 [33]. Une simulation effectuée dans [41] estime que les limites qui seront atteintes en employant 32 modules pendant 15 mois seront améliorées d'un facteur 10 par rapport à la phase Ia. Ces futurs résultats placeront donc PICASSO en tête des expériences de détection des interactions du neutralino dépendantes du spin. De plus, la récente étude de l'amplitude des signaux induits par les particules α publiée par la collaboration PICASSO [29] présente des résultats innovateurs et une éventuelle discrimination systématique des événements de bruit de fond serait une percée dans le domaine des détecteurs à gouttelettes surchauffées.

Afin de discerner le signal du neutralino du bruit de fond intrinsèque du détecteur, des simulations Monte Carlo ont été effectuées afin de modéliser les interactions des neutrons et des particules α dans le détecteur. Nous avons déterminé

les critères de vaporisation communs aux mesures d'étalonnage aux neutrons et aux particules α . De plus, le modèle d'analyse peut être adapté afin d'expliquer les résultats d'études Monte Carlo portant sur les interaction des rayons γ [44, 55]. Le programme de simulation est un outil important puisqu'il permet de tester de nouvelles façons de réduire le bruit de fond du détecteur et ainsi d'obtenir de meilleures limites d'exclusion. Il rend aussi possible l'optimisation de la géométrie d'un montage expérimental quelconque et pourra être utilisé lors du développement des modules de détection de 30 l qui seront employés lors de la phase II.

Les regards de tous sont présentement tournés vers le démarrage imminent du LHC, un collisionneur de protons qui permettra de tester de nombreux modèles de la physique des particules. La découverte de la supersymétrie au LHC serait très encourageante pour les expériences de détection directe du neutralino telle que PICASSO. En effet, les résultats de ces expériences seront complémentaires à ceux des grands accélérateurs puisque ces derniers ne pourront à eux seuls déterminer la fraction de matière sombre constituée de neutralinos [63]. En conjuguant leurs efforts, les physiciens oeuvrant au sein des deux types d'expérience pourront atteindre leur objectif commun : faire la lumière sur la nature de la matière sombre.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F. Zwicky. Spectral displacement of extra galactic nebulae. *Helv. Phys. Acta*, 6 :110–127, 1933.
- [2] S. Tremaine et H. M. Lee. Dark matter in galaxies and galaxy systems. Dans J. Bahcall, T. Piran et S. Weinberg, éditeurs, *Dark Matter in the Universe*, 71-102, World Scientific, 2004.
- [3] V. C. Rubin, N. Thonnard et W. K. Ford Jr. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 (R=4kpc) to UGC 2885 (R=122 kpc). *Astrophys. J.*, 238 :471, 1980.
- [4] V. C. Rubin, D. Burstein, W. K. Ford Jr. et N. Thonnard. Rotation velocities of 16 SA galaxies and a comparison of Sa, Sb, and SC rotation properties. *Astrophys. J.*, 289 :81, 1985.
- [5] T. S. van Albada, J. N. Bahcall, K. Begeman et R. Sancisi. The distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC-3198. *Astrophys. J.*, 295 :305–313, 1985.
- [6] A. D. Lewis, D. A. Buote et J. T. Stocke. Chandra observations of Abell 2029 : the dark matter profile at $<0.01 R_{vir}$ in an unusually relaxed cluster. *Astrophys. J.*, 586 :135–142, 2003, arXiv :astro-ph/0209205.
- [7] A. D. Lewis, J. T. Stocke et D. A. Buote. Chandra observations of Abell 2029 : no cooling flow and a steep abundance gradient. *Astrophys. J.*, 573 :L13–17, 2002, arXiv :astro-ph/0205374.
- [8] M. Bradac et al. Strong and weak lensing united III : measuring the mass distribution of the merging galaxy cluster 1E0657-56. *Astrophys. J.*, 652 :937–947, 2006, arXiv :astro-ph/0608408.
- [9] M. Limon et al. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) : five

- year explanatory supplement. 2008. Version électronique disponible au <http://lambda.gsfc.nasa.gov>.
- [10] A. Stewart. Constraining cosmological parameters with the cosmic microwave background. Mémoire de maîtrise, Université McGill, août 2008.
- [11] M. R. Nolte et al. Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations : angular power spectra. 2008, arXiv :0803.0593 [astro-ph].
- [12] C. L. Reichardt et al. High resolution CMB power spectrum from the complete ACBAR data set. 2008, arXiv :0801.1491 [astro-ph].
- [13] W. C. Jones et al. A measurement of the angular power spectrum of the CMB temperature anisotropy from the 2003 flight of BOOMERANG. *Astrophys. J.*, 647 :823, 2006, arXiv :astro-ph/0507494.
- [14] A. C. S. Readhead et al. Extended mosaic observations with the cosmic background imager. *Astrophys. J.*, 609 :498–512, 2004, arXiv :astro-ph/0402359.
- [15] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :011301, 2002, arXiv :nucl-ex/0204008.
- [16] E. W. Otten et C. Weinheimer. Neutrino mass limit from tritium β decay. *Rep. Prog. Phys.*, 71(8) :086201 (36pp), 2008.
- [17] C. Eleftheriadis. Results on axion physics from the CAST experiment at CERN. *Frascati Phys. Ser.*, 44 :10–113, 2007, arXiv :0706.0637 [hep-ex].
- [18] E. Zavattini et al. New PVLAS results and limits on magnetically induced optical rotation and ellipticity in vacuum. *Phys. Rev.*, D77 :032006, 2008, arXiv :0706.3419 [hep-ex].
- [19] L. D. Duffy et al. A high resolution search for dark-matter axions. *Phys. Rev.*, D74 :012006, 2006, arXiv :astro-ph/0603108.
- [20] R. Barbier et al. R-parity violating supersymmetry. *Phys. Rept.*, 420 :1–202, 2005, arXiv :hep-ph/0406039.

- [21] Y. Okada. Supersymmetry. Présentation donnée au KEK, janvier 2005. Version électronique disponible au www-jlc.kek.jp/information/lib/Y_Okada/KEK-SUSY.ppt.
- [22] J. R. Ellis, K. A. Olive, Y. Santoso et V. C. Spanos. Supersymmetric dark matter in light of WMAP. *Phys. Lett.*, B565 :176–182, 2003, arXiv :hep-ph/0303043.
- [23] K. A. Olive. SUSY dark matter. Dans N. J. C. Spooner et V. Kudryavtsev, éditeurs, *The Identification of Dark Matter*, 110-121, World Scientific, 2005.
- [24] J. R. Ellis, K. A. Olive, Y. Santoso et V. C. Spanos. Prospects for sparticle discovery in variants of the MSSM. *Phys. Lett.*, B603 :51, 2004, arXiv :hep-ph/0408118v2.
- [25] A. M. Green. WIMP direct detection : halo modelling and small scale structure. Dans N. J. C. Spooner et V. Kudryavtsev, éditeurs, *The Identification of Dark Matter*, 295-300, World Scientific, 2005.
- [26] 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. *Phys. Lett.*, B488 :17–26, 2000, arXiv :hep-ph/0005041.
- [27] J. D. Lewin et P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart. Phys.*, 6 :87–112, 1996.
- [28] F. Giuliani. Model-independent exclusion limits on spin-dependent WIMP nucleon interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :161301, 2004, arXiv :hep-ph/0404010.
- [29] F. Aubin et al. Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids. *New J. Phys.*, 10 :103017, 2008, arXiv :0807.1536 [physics.ins-det].
- [30] M. Barnabé-Heider et al. Improved spin dependent limits from the PICASSO dark matter search experiment. *Phys. Lett.*, B624 :186–194, 2005, arXiv :hep-ex/0502028.

- [31] G. Belanger, F. Boudjema, A. Cottrant, A. Pukhov, et A. Semenov. WMAP constraints on SUGRA models with non-universal gaugino masses and prospects for direct detection. *Nucl. Phys.*, B706 :411–454, 2005, arXiv :hep-ph/0407218.
- [32] T. A. Girard et al. SIMPLE dark matter search results. *Phys. Lett.*, B621 :233–238, 2005, arXiv :hep-ex/0505053.
- [33] E. Behnke et al. Improved spin-dependent WIMP limits from a bubble chamber. *Science*, 319 :933–936, 2008, arXiv :0804.2886 [astro-ph].
- [34] Z. Ahmed et al. A search for WIMPs with the first five-tower data from CDMS. 2008, arXiv :0802.3530 [astro-ph].
- [35] G. J. Alner et al. Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross-sections from the first ZEPLIN-II data. *Phys. Lett.*, B653 :161–166, 2007, arXiv : 0708.1883 [astro-ph].
- [36] G. Giroux. Analyse des données et étude systématique de la réponse des détecteurs dans le cadre du projet PICASSO. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, août 2008.
- [37] D. A. Glaser. Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids. *Phys. Rev.*, 87(4) :665, 1952.
- [38] F. Seitz. On the theory of the bubble chamber. *The Physics of Fluids*, 1(1) :2–15, 1958.
- [39] F. d’Errico. Fundamental properties of superheated drop (bubble) detectors. *Rad. Prot. Dos.*, 84(1-4) :55–62, 1999.
- [40] M. J. Harper. A theoretical model of a superheated liquid droplet neutron detector. Thèse de doctorat, University of Maryland, décembre 1991.
- [41] R. Gornea. Détection directe de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO. Thèse de doctorat, Université de Montréal, décembre 2007.
- [42] R. E. Apfel. A neutron spectrometer based on temperature variations in superheated drop compositions. *Nucl. Inst. and Meth.*, 162 :603–608, 1979.

- [43] C. Peyrou. *Bubble and Spark Chambers*. New York : Academic Press, 1967.
- [44] M.-H. Genest. Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et PICASSO. Thèse de doctorat, Université de Montréal, juin 2007.
- [45] <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [46] Brookhaven national laboratory. National nuclear data center. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [47] J. F. Ziegler. <http://www.srim.org/>.
- [48] N. Boukhira. Étalonage aux neutrons d'un détecteur à gouttelettes surchauffées pour la recherche de la matière sombre. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, novembre 2001.
- [49] M. Auger. Caractérisation de la réponse de détecteurs aux neutrons de très basses énergies dans le cadre du projet PICASSO. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, février 2008.
- [50] J. H. Gibbons, R. L. Macklin, et H. W. Schmitt. $V^{51}(p,n)Cr^{51}$ reaction as a 5- to 120-keV neutron source. *Phys. Rev.*, 100(1) :167–168, 1955.
- [51] L.-A. Hamel, L. Lessard et V. Zacek. Neutron response functions for superheated droplet detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 46(6) :1907–1912, 1999.
- [52] P. Bevington et D. K. Robinson. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw-Hill, 2002.
- [53] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. New York : Wiley, 1989.
- [54] M. Barnabé-Heider, M.-H. Genest, et R. Guénette. Mesure de la distribution des gouttelettes dans Cb_P01_205_204. Rapport interne PICASSO, PSTR-03-005, août 2003.
- [55] M. Barnabé-Heider et al. Response of superheated droplet detectors of the PICASSO dark matter search experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A555 :184–204, 2005, arXiv :physics/0508098.

- [56] R. Faust. Simulation of neutron transport during August 2007's calibration runs. Rapport interne PICASSO, PSTR-08-002, janvier 2008.
- [57] A. Zimbal. Measurement of the spectral fluence rate of reference neutron sources with a liquid scintillation detector. *Rad. Prot. Dos.*, 126(1-4) :413-417, 2007.
- [58] M. Barnabé-Heider. PICASSO : Portrait de la sensibilité des détecteurs à gouttelettes surchauffées à diverses formes de rayonnement. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, septembre 2005.
- [59] F. Aubin. Caractérisation spatiale des événements dans les détecteurs PICASSO. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, avril 2007.
- [60] V. Zacek. Some considerations concerning the alpha response. Rapport interne PICASSO, mai 2008.
- [61] P. Nadeau. A method for determining the droplet diameter distribution of the 4.5 L detectors. Rapport interne PICASSO, PSTR-07 006, juin 2006.
- [62] X. Dai. Detector purification and R&D on salt-less detector, vol. 3. Présentation donnée pour le comité d'évaluation du CRSNG, novembre 2007.
- [63] J. L. Bourjaily. Weighing the dark matter halo. Dans N. J. C. Spooner et V. Kudryavtsev, éditeurs, *The Identification of Dark Matter*, 65-70, World Scientific, 2005.