

Université de Montréal

Mesures d'étalonnage aux neutrons et caractérisation par étude Monte Carlo de la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées conçus pour la recherche et la détection directe du neutralino (la matière sombre) menant aux résultats finaux de l'expérience PICASSO.

par
Matthieu Lafrenière

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

Décembre, 2016

© Matthieu Lafrenière, 2016.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Mesures d'étalonnage aux neutrons et caractérisation par étude Monte Carlo de la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées conçus pour la recherche et la détection directe du neutralino (la matière sombre) menant aux résultats finaux de l'expérience PICASSO.

présentée par:

Matthieu Lafrenière

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Sjoerd Roorda,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Ubi Wichoski,	membre du jury
Gilles Couture,	examineur externe

Thèse acceptée le: 14 Juin 2017

RÉSUMÉ

Les observations astronomiques et cosmologiques prédisent l'existence de la matière sombre, et qu'elle constituerait 85% de la masse totale de l'univers. En parallèle, la supersymétrie qui permet d'expliquer certaines lacunes du modèle standard prédit également l'existence de la matière sombre, qui prendrait la forme d'une nouvelle particule fondamentale nommée le neutralino.

Le projet PICASSO a été mis sur pied afin de détecter directement les reculs nucléaires causés par la collision entre un neutralino et un atome de fluor du fréon qui compose la matière active des détecteurs à gouttelettes surchauffées.

Le perfluorobutane (C_4F_{10}) est maintenu dans un état liquide métastable, et le dépôt d'énergie occasionné par un recul nucléaire provoque une transition de phase de l'état liquide à gazeux. Ce processus génère à travers le détecteur une onde de pression, et le signal acoustique résultant est enregistré par des senseurs piézo-électriques.

L'étalonnage des détecteurs à gouttelettes surchauffées avec des neutrons est nécessaire pour pouvoir comprendre leur fonctionnement et afin de prédire leur réponse aux neutralinos. Cela est fait avec l'accélérateur Tandem Van de Graaff de l'Université de Montréal.

Les mesures prises avec l'accélérateur sont ensuite comparées à des simulations Monte Carlo réalisées avec l'environnement de développement logiciel GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) qui reproduisent entièrement l'expérience d'étalonnage, de la géométrie du montage jusqu'à l'énergie déposée lors des interactions nucléaires.

Les résultats de l'étalonnage permettent finalement d'obtenir de meilleures limites d'exclusion sur la section efficace dépendante du spin de l'interaction entre le neutralino et le proton qui sont extraites des données expérimentales acquises au laboratoire souterrain SNOLAB.

Mots-clés : Astrophysique des particules, astrophysique, physique des particules, physique nucléaire, PICASSO, PICO, SNOLAB, matière sombre, WIMP, neutralino, supersymétrie, détection directe, détecteur à gouttelettes surchauffées, détecteur à bulles, théorie de Seitz, étalonnage aux neutrons, réponse aux neutrons mono-énergétiques, Tandem Van de Graaff, accélérateur de particules, simulations Monte Carlo, GEANT4, mesures de bruit de fond, limites d'exclusion.

ABSTRACT

The astronomical and cosmological observations predict the existence of dark matter, and that it would make up 85% of the total mass of the universe. In parallel, supersymmetry which explains shortcomings of the standard model, also predicts the existence of dark matter, which would take the form of a new fundamental particle named the neutralino.

The PICASSO project was set up to directly detect nuclear recoils induced by the collision between a neutralino and a fluorine atom of the freon that makes up the active mass of the superheated droplets detectors.

The freon (C_4F_{10}) is being maintained in a liquid metastable state, and an energy deposition occasioned by a nuclear recoil can trigger a phase transition from the liquid to the gaseous phase. This process generates through the detector a pressure wave and the resulting acoustic signal can be recorded by piezo-electric sensors.

The calibration of the superheated droplets detectors with neutrons is essential in order to understand their functioning and to predict their response to neutralinos. This is done with the Tandem Van de Graaff accelerator at the University of Montreal.

The measurements taken at the accelerator are then compared to Monte Carlo simulations implemented with the software development environment GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) which reproduce the calibration experiment entirely, from the setup geometry to the deposited energy after nuclear interactions.

The results from the calibrations allow to obtain better exclusion limits on the spin dependent cross-section of the neutralino-proton interaction which are extracted from the experimental data acquired at the SNOLAB underground laboratory.

Keywords : Particle astrophysics, astrophysics, particle physics, nuclear physics, PICASSO, PICO, SNOLAB, dark matter, WIMP, neutralino, supersymmetry, direct detection, superheated droplets detectors, droplets detectors, bubble detectors, Seitz theory, neutron calibration, mono-energetic neutron response, Tandem Van de Graaff, particle accelerator, Monte Carlo simulations, GEANT4, background measurements, exclusion limits.

LISTE DES SIGLES

UdeM	Université de Montréal
PICASSO	Project In CANada to Search for Supersymmetric Objects
COUPP	Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics
PICO	(PI)CASSO and (CO)UPP merger
SNOLAB	Sudbury Neutrino Observatory Laboratory
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle
Λ CDM	Dark Energy and Cold Dark Matter
GEANT4	GEometry ANd Tracking 4
SRIM	Stopping and Range of Ions in Matter
NP	Nucléosynthèse Primordiale
BAO	Baryon Acoustic Oscillations
CMB	Cosmic Microwave Background
CIB	Cosmic Infrared Background
VEV	Vacuum Expected Value

À mes parents, qui m'ont toujours supporté et encouragé dans mes études.

À mes soeurs Geneviève et Myriam, que j'aime énormément.

À Guillaume Barlet, physicien de grand mérite, un homme avec une force de caractère hors-norme, et un ami exceptionnel. Tout au long de ton combat contre le cancer, tu n'as jamais abandonné et tu t'es battu jusqu'au bout. Tu as été et tu es toujours une très grande source d'inspiration pour moi, et c'est pourquoi je dédie cette thèse à ta mémoire. Repose en paix.

REMERCIEMENTS

Je dois remercier professeur Victor Zacek car il y a de cela 8 ans, il m'a donné l'opportunité d'accéder aux études supérieures dans un domaine qui m'intéressait au plus haut point, l'astrophysique des particules. J'aimerais aussi remercier professeur Louis Lessard qui m'a grandement aidé pour mettre en place l'expérience d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques. J'aimerais remercier chaleureusement professeur Richard Leonelli pour m'avoir encouragé et aidé tout au long de mon parcours académique à l'Université de Montréal, durant 11 longues années entre le début de mon baccalauréat et la fin de mon doctorat.

Merci également à mes amis et collègues de travail qui m'ont aidé et encouragé durant mes recherches, particulièrement Dr. Sujeewa Kumaratunga, Fabrice Debris, Olivia Scallon et Arthur Plante.

Un gigantesque merci à Wen Chao Chen de ANIQ R&D INC. et du Groupe Technologique, qui est la personne qui m'a le plus aidé durant mon doctorat, plus spécifiquement avec la partie informatique de mes recherches. Merci également à Louis Godbout qui m'a énormément aidé pour utiliser l'accélérateur Tandem.

J'aimerais également remercier chaleureusement Dr. Sujeewa Kumaratunga pour avoir cru en moi et pour m'avoir écrit la première lettre de référence dont j'avais besoin pour appliquer à différentes positions de postdoctorat. J'aimerais aussi remercier professeur Eric Dahl à la Northwestern University et professeur Juan Collar du Kavli Institute for Cosmological Physics de m'avoir écrit les deux autres lettres de référence qui me manquaient pour compléter mes applications. Grâce à votre soutien, j'ai réussi à décrocher un postdoctorat à Harvard! Merci de tout coeur à vous trois!

Un merci spécial à Dr. Christopher Williams de m'avoir choisi pour faire de la recherche en physique médicale dans le département de radio-oncologie de Harvard Medical School, et ce même si je n'avais pas encore terminé mon doctorat! Je n'aurais pas pu trouver mieux comme superviseur, comme milieu de travail et comme projet de recherche. Merci d'être aussi gentil et attentionné avec moi!

Un énorme merci à ma famille qui m'a toujours encouragé à poursuivre mes études. Merci à ma mère et à ma grand-mère qui m'ont toujours appuyé et supporté depuis mon retour aux études. Sans elles je n'aurais pas été en mesure d'atteindre les études graduées et de terminer un doctorat. Leur soutien financier a été indispensable afin que je puisse terminer ma thèse, car le groupe PICASSO n'avait plus de financement pour moi durant la dernière année de mes études. Merci également au département de physique ainsi que la FESP qui m'ont aidé financièrement durant cette période. Merci à mon père qui a fait un retour aux études pour compléter une maîtrise en neuropsychologie tout en travaillant à temps plein, ce qui m'a montré la voie à suivre afin de persévérer dans les moments difficiles. Merci à ma grande tante Carmen qui m'a insufflé la force de toujours combattre, elle qui est atteinte d'un cancer depuis plusieurs années et qui ne s'en plaint jamais. Elle m'a aussi donné l'espoir que je pourrais un jour avoir mon diplôme de doctorat, car elle est la seule personne dans ma famille immédiate qui a obtenu un doctorat, et elle m'a toujours encouragé à persévérer coûte que coûte. Merci à ma soeur Geneviève qui est toujours là pour moi, pour m'écouter et pour m'encourager. Merci à ma soeur Myriam qui m'inspire par sa force de caractère et qui me donne la motivation nécessaire pour continuer à travailler très fort.

Merci à mon ami Alex pour sa présence indéfectible après pratiquement 20 ans, et surtout pour tous beaux les moments passés ensemble. Merci à Eric et à Gabriel pour votre soutien moral constant et surtout pour les beaux moments passés ensemble. Merci beaucoup à Robin pour le portable avec lequel j'ai pu finir la rédaction de ma thèse. Merci aussi à Frédéric, Pascal, Marie, Grégoire, et Patrice pour les beaux moments passés ensemble. Ce fut vraiment agréable de pouvoir m'échapper quelques merveilleux instants pour pédaler en votre compagnie ! Merci aussi à Junior et à Mickael pour les moments hilarants !

Merci à mon ami Guillaume Barlet, qui m'a supporté et qui m'a encouragé à poursuivre mes études de son vivant, et pour m'avoir montré ce que signifie de se battre jusqu'au dernier souffle.

CONTRIBUTIONS

Durant mon doctorat, j'ai eu à faire la lecture de nombreuses thèses de maîtrise et de doctorat, de rapports techniques internes, d'articles scientifiques et de livres sur la physique pour maintenir à jour mes connaissances dans mon domaine.

J'ai remis en fonction et appris à utiliser le système de régulation de la température et de pression (TPCS) des détecteurs à gouttelettes surchauffées (SDD) et du système d'acquisition de données (DAQ). J'ai participé au développement de nouveaux détecteurs d'étalonnage pour améliorer les prises de données avec l'accélérateur. J'ai appris à préparer en salle propre de classe 2000 la matrice de gel du détecteur qui contient la matière active faite de fréon C_4F_{10} .

J'ai installé et mise en fonction une station d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques. J'ai aidé à fabriquer une cible de vanadium avec la technique au fusil à électrons en collaboration avec l'école polytechnique de l'UdeM. J'ai fabriqué la cible de lithium dans une cloche sous vide selon la technique d'évaporation avec un courant électrique chauffant des électrodes de cuivre qui supportent le substrat de lithium. J'ai appris à utiliser l'accélérateur Tandem Van de Graaff afin de créer des faisceaux de neutrons mono-énergétiques. Cela prend typiquement entre une et deux semaines entières d'utilisation du Tandem pour chaque énergie étudiée. C'est donc plusieurs mois que j'ai passé au Tandem pour l'étalonnage du détecteur PICASSO et de la chambre à bulle PICO 0.1L. J'ai eu une formation à Chicago pour apprendre le fonctionnement de la chambre à bulles de l'équipe COUPP à laquelle PICASSO s'est joint à l'été 2013 pour former le groupe PICO. J'ai analysé les données recueillies à l'accélérateur avec le détecteur à gouttelettes surchauffées et avec la chambre à bulle afin de mieux comprendre la réponse des détecteurs opérés en état de surchauffe et afin de pouvoir prédire leur réponse aux neutralinos. L'étalonnage de la chambre à bulle conçue par COUPP a aussi permis de comparer sa réponse à celle de notre propre détecteur à gouttelettes surchauffées.

J'ai également étalonné les SDD PICASSO avec une source d'AcBe qui produit un spectre neutronique entre 0 et 10 MeV, et avec des sources radioactives d'américium et de césium qui produisent respectivement des alphas et des gammas.

Je me suis familiarisé avec les nombreux et imposants programmes informatiques existants au sein de la collaboration PICASSO et PICO et j'ai créé plusieurs nou-

veaux programmes d'analyse, de calcul et de simulation. J'ai créé un programme qui permet de calculer la modulation du signal de la matière sombre, étape importante pour confirmer ou infirmer l'existence des neutralinos. J'ai eu à apprendre le fonctionnement du programme de simulation Monte Carlo GEANT4. J'ai implémenté des simulations Monte Carlo pour obtenir la réponse des SDD à différents types de rayonnement. Plus spécifiquement, j'ai reproduit les mesures qui ont été faites avec des neutrons mono-énergétiques et poly-énergétiques (AmBe et AcBe), avec des alphas et avec des gammas. J'ai aussi calculé avec des simulations Monte Carlo le niveau du bruit de fond neutronique attendu dans la mine à SNOLAB. Ces simulations Monte Carlo sont cruciales pour prédire la réponse des SDD.

J'ai participé à l'analyse des données acquises avec les 32 détecteurs à gouttelettes surchauffées installés à SNOLAB. J'ai également fait la surveillance des acquisitions de données à SNOLAB avec un système de contrôle informatisé à distance depuis Montréal, pour un total de cinq mois et demi entre le 1er janvier 2009 et le 31 décembre 2013, date de fin de l'expérience PICASSO. En général, on surveillait pendant deux semaines consécutives, et il fallait s'assurer qu'aucun problème ne survenait avec l'acquisition de données en vérifiant le système informatisé à chaque heure, et quelques fois par nuit.

J'ai eu l'occasion de donner plusieurs séminaires. À l'université Northwestern de Chicago lors de la rencontre de la collaboration PICASSO-COUPP (PICO) les 24-25 juin 2013, j'ai donné une présentation intitulée «Test beam calibration with SDDs ». À l'université de Montréal lors la conférence de l'ACP les 27-31 mai 2013, j'ai donné une présentation intitulée «Search for Dark Matter with SDDs : Calibration and Geant4 Monte Carlo Simulation». À SNOLAB en Ontario lors la rencontre de la collaboration PICASSO les 22-23 février 2013, j'ai donné une présentation intitulée «Neutron calibration in PICASSO». À Kingston en Ontario lors la rencontre de la collaboration PICASSO les 1-2 août 2012, j'ai donné une présentation intitulée «Neutron test beam preparation and simulation». À l'hôtel Delta à Montréal lors de la révision du CRSNG de PICASSO le 18 décembre 2009, j'ai donné une présentation intitulée «PICASSO : Detector calibration». À l'hôtel Fairmont Pierre Marques à Acapulco au Mexique lors la 4ème conférence des étudiants gradués en physique Canada-America-Mexico (CAM) les 22-24 octobre 2009, j'ai donné une présentation intitulée «PICASSO : Search for dark matter with superheated liquids». À SNOLAB

en Ontario lors la rencontre de la collaboration PICASSO les 27-30 avril 2009, j'ai donné une présentation intitulée «Monte Carlo simulations with GEANT4».

J'ai présenté les résultats de mes recherches sous forme d'affiche intitulée «Neutron Calibration of PICASSO Superheated Droplet» à la conférence de l'ACP à l'université de Toronto les 7-11 juin 2010. J'ai participé à la préparation de l'affiche intitulée «Search for dark matter with PICASSO» présentée à la conférence de l'ACP au Nouveau-Brunswick 7-10 juin 2009.

J'ai participé à la rédaction de trois articles avec la collaboration PICASSO, et de trois articles également avec la collaboration PICO (voir l'annexe I). L'article publié avec la collaboration PICASSO, intitulé «Final Sensitivity Results of the PICASSO Dark Matter Search Experiment», paru dans «Astroparticle Physics» en avril 2017. L'article publié avec la collaboration PICASSO, intitulé «Constraints on Low-Mass WIMP Interactions on ^{19}F from PICASSO», paru dans «Physics Letters B» en février 2012. L'article publié avec la collaboration PICASSO, intitulé «New Insights into Particle Detection with Superheated Liquids», paru dans «New Journal of Physics» en avril 2011. L'article publié avec la collaboration PICO, intitulé «Improved Dark Matter Search Results from PICO-2L Run-2», paru dans «Physics Letters B» en mars 2016. L'article publié avec la collaboration PICO, intitulé «Dark Matter Search Results from the PICO-60 CF_3I Bubble Chamber», paru dans «Physical Review D» en février 2016. L'article publié avec la collaboration PICO, intitulé «Dark Matter Search Results from the PICO-2L C_3F_8 Bubble Chamber», paru dans «Physical Review Letters» en juin 2015.

J'ai aussi été assistant d'enseignement durant toute la durée de mon doctorat, et durant ma dernière session à l'automne 2016, j'ai été enseignant pour le cours de relativité restreinte (PHY1652).

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
LISTE DES SIGLES	v
DÉDICACE	vii
REMERCIEMENTS	viii
CONTRIBUTIONS	x
TABLE DES MATIÈRES	xiii
LISTE DES TABLEAUX	xvii
LISTE DES FIGURES	xviii
LISTE DES ANNEXES	xxx
CITATIONS	xxxii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : LA MATIÈRE SOMBRE	2
1.1 Histoire de la matière sombre	2
1.1.1 Excès de vitesse dans les galaxies et les amas	2
1.1.2 Les excès de vitesse s'accumulent...	3
1.1.3 Vitesse de galaxies à l'intérieur d'un amas	5
1.1.4 Stabilité des galaxies et des amas	6
1.1.5 Synthèse des études antérieures sur la matière sombre	6
1.1.6 Multiplication des courbes de vitesse de rotation galactique	7
1.1.7 Satellites en orbite autour de galaxies isolées	7
1.1.8 Galaxies sombres et ultra diffuses	7
1.1.9 Lentille gravitationnelle forte	9

1.1.10	Lentille gravitationnelle faible	10
1.1.11	Cartographie de la distribution de la matière sombre	13
1.1.12	Simulation 3D de la distribution de matière sombre	14
1.1.13	Séparation entre la matière sombre et la matière baryonique	17
1.1.14	Observations aux rayons X	19
1.1.15	Forêt Lyman-alpha	19
1.1.16	Nucléosynthèse primordiale	20
1.1.17	WMAP et Planck observent le Fond Diffus Cosmologique	20
1.1.18	Structures à grande échelle	22
1.1.19	Attraction de structures à grande échelle	23
1.1.20	Relevé de décalage vers le rouge de supernovae	25
1.2	Les candidats à la matière sombre	26
1.2.1	Matière sombre froide non-baryonique	26
1.2.2	Matière sombre tiède non-baryonique	30
1.2.3	Matière sombre chaude non-baryonique	35
1.2.4	Matière sombre baryonique	35
1.2.5	Dynamique Newtonienne Modifiée	36
1.3	La supersymétrie et le neutralino	37
1.3.1	Les problèmes du modèle standard	37
1.3.2	La supersymétrie	39
1.3.3	Le neutralino LSP WIMP CDM	41
1.3.4	Interactions du neutralino avec la matière	41
1.4	Techniques de détection et résultats	51
1.4.1	Production dans les accélérateurs	51
1.4.2	Détection indirecte	51
1.4.3	Détection directe	53
CHAPITRE 2 : L'EXPÉRIENCE PICASSO		64
2.1	Les origines de l'expérience PICASSO	64
2.2	L'expérience PICASSO à SNOLAB	65
2.3	Le détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO	67
2.4	La fabrication des détecteurs à gouttelettes surchauffées	72
2.5	La théorie de Seitz	77
2.5.1	Le rayon critique	79

2.5.2	L'énergie critique	82
2.5.3	L'énergie déposée	85
CHAPITRE 3 : ÉTALONNAGE DU DÉTECTEUR PICASSO . . .		87
3.1	Importance de la caractérisation du détecteur PICASSO	87
3.2	Étalonnage aux neutrons mono-énergétiques	87
3.2.1	L'accélérateur Tandem Van de Graaff	87
3.2.2	Production des neutrons avec le Tandem	90
3.2.3	Le détecteur et le montage d'étalonnage	96
3.2.4	Interactions des neutrons avec le fluor et le carbone	99
3.2.5	Réponse des détecteurs PICASSO aux neutrons	104
3.2.6	Résultats de l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques	107
3.3	Comparaison de la chambre à bulle et des SDDs	116
3.4	Étalonnage aux neutrons poly-énergétiques	119
3.5	Étalonnage aux particules alpha	120
3.6	Étalonnage aux rayons gamma	122
3.7	Synthèse de la réponse des SDDs	123
CHAPITRE 4 : SIMULATIONS MONTE CARLO GEANT4		126
4.1	Les simulations Monte Carlo	126
4.2	Le programme de simulation Monte Carlo GEANT4	126
4.3	Code utilisé pour l'analyse de Seitz	128
4.4	Simulation aux neutrons mono-énergétiques	132
4.5	Simulation aux neutrons poly-énergétiques	133
4.5.1	Spectre d'énergie neutronique de l'AmBe	134
4.5.2	Spectre d'énergie neutronique de l'AcBe	136
4.5.3	Spectre d'énergie du ^{12}C et du ^{19}F (AmBe ISO)	137
4.5.4	Spectre d'énergie du ^{12}C et du ^{19}F (AcBe Geiger)	139
4.5.5	Réponse aux neutrons poly-énergétiques	140
4.6	Simulation du bruit de fond	142
4.6.1	Spectre énergétique des neutrons avant le passage dans la roche	147
4.6.2	Spectre énergétique des neutrons après le passage dans la roche	148
4.6.3	Spectre énergétique des neutrons après le blindage d'eau . . .	148
4.6.4	Résultats des simulations de bruit de fond neutronique . . .	149

4.6.5	La réponse simulée du bruit de fond neutronique	151
CHAPITRE 5 : PICASSO : RÉSULTATS FINAUX		154
5.1	Analyse des données prises à SNOLAB	154
5.2	Résultats	163
5.3	Perspectives futures	170
CONCLUSION		171
BIBLIOGRAPHIE		172

LISTE DES TABLEAUX

1.I	Spins et facteurs de rehaussement des principaux noyaux nucléaires utilisés dans les expériences de détection directe. . . .	49
2.I	Le bruit de fond gamma tel que mesuré par la collaboration PICASSO dans 2 kg de CsCl.	73
2.II	L'efficacité de l'extraction au HZrO des ions lourds radioactifs.	74
2.III	Les valeurs normalisées des contributions réversibles à l'énergie de Seitz données pour différentes énergies et pour le C ₄ F ₁₀ . . .	85
3.I	Énergie cinétique des protons et des neutrons provenant des résonances de la réaction nucléaire $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$	94
3.II	Valeurs du paramètre alpha et de la température seuil qui ont été calculées avec l'analyse des données d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques.	116
3.III	Chaîne de désintégration du ^{226}Ra	121
4.I	Les résultats des simulations du bruit de fond neutronique dans la mine à SNOLAB effectuées avec 100 millions de neutrons émis depuis la roche de norite et ayant une énergie supérieure à 1 keV. Cela montre que le blindage réaliste comportant 75% d'eau mis en place à SNOLAB bloque la grande majorité des neutrons provenant de la radioactivité naturelle intrinsèque à la roche de norite, avec plus de 99.9975% des neutrons qui sont arrêtés dans le blindage d'eau partiel (seulement 0.0025% des neutrons parviennent à traverser le blindage d'eau partiel). . .	150

LISTE DES FIGURES

1.1	La courbe de rotation de la galaxie du triangle (M33).	4
1.2	Les courbes de rotation de 25 galaxies de types différents montrent une vitesse constante au-delà du rayon optique ($R_{opt} = 3.2R_D$) indiqué par les lignes rouges verticales. Crédit : Non-Baryonic Dark Matter in Cosmology, A. Del Popolo	8
1.3	Effet de lentille gravitationnelle forte exercée par l'amas Abell 2218 sur des galaxies d'arrière-plan produisant des arcs lumineux. Crédit : NASA, ESA, and Johan Richard (Caltech)	9
1.4	L'effet de lentille gravitationnelle faible est détectable de façon statistique dans l'alignement des sources d'arrière-plan autour de la lentille. À gauche on retrouve les sources simulées sans la présence de masse entre celles-ci et l'observateur. À droite on peut voir les sources simulées dont l'apparence est déformée à cause de la présence de masse entre les sources et l'observateur. Crédit : Smoot Lensing Subgroup (UC Berkeley, Lawrence Berkeley National Laboratory)	11
1.5	Carte en 3D du relevé COSMOS couvrant 10° carrés du ciel et montrant la distribution de matière sombre dans l'univers. Crédit : NASA, ESA and R. Massey (California Institute of Technology)	13
1.6	La simulation DEUS FUR a permis de reconstruire la distribution de matière sombre dans la totalité de l'univers observable, jusqu'au Fond Diffus Cosmologique. Crédit : DEUS FUR	16
1.7	L'amas de la balle («Bullet Cluster»). Crédit : CHANDRA	18
1.8	Le spectre en puissance de l'anisotropie de la température du CMB obtenu par Planck en 2015. Crédit : Planck - Agence Spatiale Européenne	21

1.9	Une section de la carte en trois dimensions construite par BOSS. Le rectangle à gauche montre une section de 1000 degrés carrés du ciel contenant 120000 galaxies, soit environ 10% du relevé BOSS. Les mesures spectroscopiques de chacune des galaxies transforment l'image bidimensionnelle en image tridimensionnelle, et s'étendent sur 7 milliards d'années-lumières. Crédit : Jeremy Tinker et la collaboration SDSS-III	22
1.10	Le flux de WIMPs par rapport au mouvement de rotation de la terre autour du soleil qui cause la modulation du signal de la matière sombre.	43
1.11	Diagrammes de Feynman des interactions scalaires indépendantes du spin.	46
1.12	Diagrammes de Feynman des interactions axiales dépendantes du spin.	46
1.13	Sections efficaces des WIMPs en fonction de leur masse, normalisées à un seul nucléon dans le secteur indépendant du spin. La région bleue provenant de la collaboration ATLAS montre l'espace des 19 paramètres du modèle pMSSM.	48
1.14	Sections efficaces des WIMPs en fonction de leur masse, avec les neutrons (a) et les protons (b), dans le secteur dépendant du spin. Les résultats de détection indirecte proviennent de SuperKamiokande (pour les canaux d'annihilation vers $b\bar{b}$ et vers $\tau^+\tau^-$) et de IceCube (annihilation vers W^+W^-).	50
2.1	Une comparaison du flux muonique à l'intérieur des différents laboratoires souterrains qui abritent les expériences à bas bruit de fond.	66
2.2	L'expérience PICASSO située dans le «ladder lab» du laboratoire souterrain SNOLAB	67

2.3	Les 32 détecteurs de 4.5 litres à gouttelettes surchauffées PICASSO (à gauche) sont répartis dans 8 TPCS qui sont abrités à l'intérieur d'un blindage d'eau à SNOLAB. La première photo en haut à gauche montre le blindage d'eau que constitue les grandes cuves blanches. La deuxième photo en haut à droite montre la façade du blindage d'eau qui est enlevé, et on peut y apercevoir les boîtes grises qui renferment les 8 TPCS. L'extérieur d'un TPCS est montré sur la photo en bas à gauche. La dernière photo en bas à droite montre l'intérieur d'un TPCS qui contient 4 détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO.	68
2.4	Le détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO.	70
2.5	Diagramme de phase.	71
2.6	Les senseurs piézoélectriques utilisés sur les détecteurs PICASSO.	72
2.7	Cette image montre la réduction du bruit de fond selon le numéro de fabrication du détecteur. Plus le numéro est grand, plus le détecteur a été fabriqué récemment, et cela indique une amélioration dans la purification des détecteurs. Le taux de comptage est moyenné sur les énergies de seuil entre 1 et 40 keV. Le taux de comptage est plat dans cette région, et il indique le niveau de contamination aux particules alpha dans chacun des détecteurs.	75
2.8	Procédure pour suspendre les gouttelettes de C_4F_{10} à l'intérieur de la matrice de gel polymérisée des détecteurs PICASSO. . .	76
2.9	Diagramme récapitulatif toutes les étapes requises pour la fabrication et la purification des détecteurs PICASSO sans sel de 4.5L.	78
2.10	La création d'une protobulle qui deviendra une bulle complète si les critères de Seitz sont remplis. Les petites bulles de vapeur à l'intérieur des gouttelettes sont observées entre 9 et 12 μs après le début de l'explosion. L'échelle équivaut à 1mm.	80
2.11	Le rayon critique calculé pour le C_4F_{10} à une pression de 1 bar selon la théorie de Seitz.	84

2.12	L'énergie critique calculée pour le C_4F_{10} à une pression de 1 bar selon la théorie de Seitz.	85
3.1	Le schéma de fonctionnement de l'accélérateur Tandem Van de Graaff utilisé à l'université de Montréal pour les mesures d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques.	89
3.2	Les résonances nucléaires expérimentales du lithium telles qu'obtenues en 1959 par Gibbons et Macklin, et en 1976 par Sekharan. La production relative des neutrons est fonction de l'énergie des protons incidents. Le seuil énergétique franc qui est situé à 1.881 MeV est clairement visible, et la production des neutrons commence au-delà de ce seuil.	92
3.3	Les résonances nucléaires expérimentales du noyau composé ^{51}Cr provenant de la réaction nucléaire $^{51}V(p, n)^{51}Cr$ telles qu'obtenues en 1955 par Gibbons. La production relative des neutrons est fonction de l'énergie des protons incidents. La largeur des résonances dans ce cas-ci est de 1 keV, mais elle peut varier selon l'épaisseur de la cible utilisée. Les résonances du ^{51}Cr permettent d'obtenir des neutrons mono-énergétiques entre 5 et 120 keV.	93
3.4	La technique d'évaporation du substrat au fusil à électron tel qu'utilisée à la polytechnique pour fabriquer la cible de vanadium (Crédit à Richard Vernhes de l'École Polytechnique de Montréal).	95
3.5	Résonances de la réaction nucléaire $^{51}V(p, n)^{51}Cr$ obtenues en 1955 par Gibbons et ses collègues, comparées aux résonances obtenues en 2012 dans le cadre de ce travail. Les courbes se recourent presque parfaitement, prédisant une largeur des résonances ainsi qu'une résolution dans l'énergie des neutrons égale à 1 keV.	96

3.6	Les 4 détecteurs qui ont été utilisés pour l'étalonnage. Le développement a eu lieu entre l'été 2009 et l'été 2013. Les 3 premiers prototypes n'étaient pas complètement adéquats et seulement la 4ème itération du détecteur s'est avérée satisfaisante et fonctionnelle.	97
3.7	Le TPCS (Temperature and Pressure Control System) qui a été utilisé pour les mesures d'étalonnage. Le détecteur est normalement situé derrière un panneau frontal fait d'aluminium et de mousse polystyrène dans lequel une fenêtre a été découpée et a été isolée avec trois feuilles minces de polytéréphtalate d'éthylène (mylar) pour laisser passer les neutrons sans altérer leur énergie de façon significative, mais ce panneau a été enlevé pour la photo afin de montrer l'intérieur du TPCS.	100
3.8	La section efficace entre les neutrons incident au détecteur et les atomes de fluor (trait plein rouge) et de carbone (tiret bleu) présents dans le C_4F_{10} liquide. Les sections efficaces originales ont été modifiées pour tenir compte de la proportion 5 : 2 des atomes de fluor et de carbone dans le C_4F_{10}	101
3.9	Le spectre d'énergie de recul des atomes de fluor et de carbone lors de diffusions élastiques avec des neutrons de 97 keV prend la forme d'une fonction escalier entre 0 keV et l'énergie de recul maximale ($E_{R,max}$), soit 18.43 keV pour le fluor et 27.548 keV pour le carbone. Ceci représente le cas idéal où la perte d'énergie que subissent les neutrons avant de frapper les atomes de carbone et de fluor est négligée.	102
3.10	La perte d'énergie des atomes de fluor (trait plein rouge), de carbone (tiret bleu), et des particules α (tiret-pointillé noir) dans le C_4F_{10} liquide qui a une densité de 1.4374 g cm^{-3} à 40°C . Le pouvoir d'arrêt du fluor domine celui du carbone sur tout l'intervalle d'énergie considéré, et le pouvoir d'arrêt des particules alpha est toujours inférieur à celui du fluor et du carbone.	103

3.11	La portée des atomes de fluor (trait plein rouge) et de carbone (tiret bleu) dans le C_4F_{10} liquide qui a une densité de 1.4374 g cm^{-3} à 40°C . Les reculs sont causés par des collisions avec des neutrons de 97 keV . La portée du fluor est plus petite que celle du carbone, avec une moyenne de 77.09 nm pour le fluor et 131.3 nm pour le carbone.	104
3.12	L'effet de la variation du paramètre alpha sur le taux de comptage en fonction de la température, pour une énergie de neutron initiale de 97 keV et pour des valeurs de $\alpha = 0.1, 1, 5, \infty$	106
3.13	Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 97 keV . Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 3.32 ± 0.57 avec un chi-carré réduit de 2.71.	108
3.14	Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 82 keV . Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 0.054 ± 0.029 avec un chi-carré réduit de 3.04.	109
3.15	Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 61 keV . Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 0.021 ± 0.028 avec un chi-carré réduit de 2.29.	110
3.16	Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 50 keV . Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 2.05 ± 0.25 avec un chi-carré réduit de 2.71.	110
3.17	Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 34 keV . Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 0.019 ± 0.017 avec un chi-carré réduit de 1.84.	111
3.18	Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 13.6 keV . Le détecteur étant instable au-delà de 50°C , le paramètre alpha ne peut être déduit à partir des données prises avec les neutrons de 13.6 keV	112

3.19	Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 4.8 keV. Le détecteur étant instable au-delà de 50°C, le paramètre alpha ne peut être déduit à partir des données prises avec les neutrons de 4.8 keV. En effet, c'est plutôt une fonction exponentielle qui permet de décrire adéquatement les données, avec un chi-carré de 4.25.	113
3.20	Réponse du carbone et du fluor des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 34 keV. Les statistiques dans le premier encadré sont pour l'ajustement aux données à basse température, et celles dans le deuxième encadré sont pour l'ajustement aux données à haute température. . . .	114
3.21	Énergie de seuil de la réponse aux neutrons en fonction de la température. Une transition de phase est permise seulement lorsque la température seuil est franchie pour l'énergie correspondante. Le seuil de la réponse du détecteur pour chacune des énergies étudiées a été trouvé en identifiant le dernier point où un taux de comptage était observé, puis en prenant des mesures à environ 3°C sous ce seuil, et en augmentant la température graduellement par paliers de 0.5°C jusqu'à ce qu'un taux de comptage soit de nouveau observé. Il n'y a aucun événement observé lorsque le détecteur est utilisé sous le seuil en température d'une énergie neutronique donnée. Le seuil ainsi obtenu possède une incertitude de $\pm 0.5^\circ\text{C}$	115
3.22	Les réponses comparées du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO (points noirs) et de la chambre à bulle PICO 0.1L (points magentas) suite à l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques de 97 keV.	117
3.23	Les réponses comparées du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO (points noirs) et de la chambre à bulle PICO 0.1L (points magentas) suite à l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques de 61 keV.	117

3.24	Les réponses comparées du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO (points noirs) et de la chambre à bulle PICO 0.1L (points magentas) suite à l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques de 50 keV.	118
3.25	Les réponses comparées du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO (points noirs) et de la chambre à bulle PICO 0.1L (points magentas) suite à l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques de 34 keV.	118
3.26	Réponse des détecteurs PICASSO lors de l'étalonnage aux neutrons poly-énergétiques provenant d'une source d'AmBe. Les mesures d'étalonnage sont faites à SNOLAB à un intervalle d'environ 3 mois durant la prise de données.	119
3.27	Réponse des détecteurs PICASSO aux émetteurs alpha (la ligne pleine est la réponse due au ^{226}Ra et la ligne pointillée est la réponse due à l' ^{241}Am).	121
3.28	Réponse des détecteurs PICASSO au rayonnement gamma en fonction de la température. Les données entre 40°C et 50°C ont été prises avec un détecteur de 4.5 L, et celles entre 48°C et 72°C ont été obtenues avec deux détecteurs de 10 ml. Les trois détecteurs contenaient du C_4F_{10} sous forme de gouttelettes liquides en état de surchauffe.	123
3.29	Réponse des détecteurs PICASSO à plusieurs types de radiation en fonction de l'énergie de seuil. De gauche à droite, la réponse au rayonnement gamma, à un WIMP de 50 GeV, aux neutrons poly-énergétiques provenant d'une source d'AmBe, et finalement aux particules alpha du détecteur dopé à l'américium (^{241}Am) et du détecteur dopé au radium (^{226}Ra).	125
4.1	Résultats des simulations comparées aux données expérimentales pour un faisceau de neutrons mono-énergétiques de 50 keV et un paramètre alpha de 2.5.	133
4.2	Spectre d'énergie des neutrons émis par l'AmBe ISO 8529-1 [1].	134

4.3	Spectre d'énergie des neutrons de la source d'AmBe ISO 8529-1 tel qu'obtenu dans le tableau de l'article [1] et utilisé dans la simulation.	134
4.4	Spectre d'énergie des neutrons émis par une source d'AmBe obtenu par Kluge & Weise [2]. La courbe en rouge est soutirée des données de Kluge & Weise.	135
4.5	Spectre d'énergie des neutrons obtenu des données de Kluge & Weise tel qu'utilisé dans la simulation [2].	135
4.6	Spectre d'énergie de l'AmBe ISO 8529-1 [1] et de Kluge & Weise [2].	136
4.7	Spectre d'énergie d'une source d'AcBe tel qu'obtenu par Geiger [3].	136
4.8	Spectre d'énergie neutronique de la source d'AcBe de Geiger & al. tel qu'utilisé dans la simulation [3].	137
4.9	Spectre d'énergie des neutrons provenant de la source d'AmBe ISO 8529-1 [1] dans les détecteurs.	138
4.10	Spectre d'énergie du ^{12}C et du ^{19}F dans les gouttelettes.	138
4.11	Spectre d'énergie des neutrons de l'AcBe dans les détecteurs.	139
4.12	Spectre d'énergie du ^{12}C et du ^{19}F dans les gouttelettes.	139
4.13	Réponse de la source AmBe ISO 8529-1 [1].	140
4.14	Réponse de la source AmBe Kluge & Weise [2].	141
4.15	Réponse de la source AcBe Geiger [3].	142
4.16	L'ancienne superstructure PICASSO avec 0% de blindage d'eau.	144
4.17	L'ancienne superstructure PICASSO avec 75% de blindage d'eau.	145
4.18	L'ancienne superstructure PICASSO avec 100% de blindage d'eau.	146
4.19	Le spectre d'énergie des neutrons avant leur passage dans la norite.	147
4.20	Le spectre énergétique des neutrons après le passage dans la roche de norite, avec un blindage d'eau de 0%, 75% et 100%	148
4.21	Le spectre énergétique des neutrons après avoir traversé le blindage d'eau.	149

4.22	La réponse au bruit de fond neutronique avec trois types de blindage d'eau. L'amplitude du taux de comptage décroît lorsque le blindage d'eau devient davantage important, en passant de 0%, puis à 75% et à 100%). Le taux de comptage est plus élevé lorsqu'il n'y a pas de blindage d'eau, avec une valeur d'environ $8.5 \times 10^{-4} \#g^{-1}h^{-1}$ au plateau de la réponse. Le taux de comptage sur le plateau de la réponse pour le blindage partiel est de $4.8 \times 10^{-5} \#g^{-1}h^{-1}$. Pour le blindage complet, le taux de comptage sur le plateau de la réponse est de $1.05 \times 10^{-5} \#g^{-1}h^{-1}$, soit environ 4.6 fois moins que pour le blindage partiel.	151
4.23	La réponse au bruit de fond neutronique avec le blindage d'eau partiel. Le taux de comptage sur le plateau de la réponse est de $4.8 \times 10^{-5} \#g^{-1}h^{-1}$	153
4.24	La réponse au bruit de fond neutronique avec le blindage d'eau complet. Le taux de comptage sur le plateau de la réponse est de $1.05 \times 10^{-5} \#g^{-1}h^{-1}$, soit environ 4.6 fois moins que pour le blindage partiel.	153
5.1	Le signal capté par les senseurs piézoélectriques utilisés sur les détecteurs PICASSO. Les deux images du haut sont celles d'un signal provoqué par un recul nucléaire, le premier signal étant brut, et le deuxième signal ayant passé par un filtre passe-haut de 18 kHz. Les deux images du bas sont celles d'un signal provenant d'un mauvais événement, le troisième signal étant brut, et le quatrième signal ayant passé par un filtre passe-haut de 18 kHz.	156
5.2	Les étapes requises pour la construction de la variable d'énergie acoustique du signal <i>EVAR</i> . Les trois images à gauche montrent la construction de <i>EVAR</i> pour un signal provenant d'un recul nucléaire, et à droite pour un signal causé par un mauvais événement. Le mauvais événement donne une valeur de <i>EVAR</i> très faible, voir nulle.	158

5.3	Un histogramme montrant la distribution des événements en fonction de $EVAR$, qui représente la puissance acoustique du signal enregistré par les capteurs piézo-électriques. De gauche à droite, les pics sont dus respectivement au bruit électronique, aux neutrons, puis enfin aux particules alpha.	159
5.4	La localisation par triangulation acoustique des événements selon l'axe vertical du détecteur 145 utilisé dans l'analyse finale. Il y a une augmentation du taux de comptage causé par les particules alpha dans la partie supérieure du détecteur, près de l'interface entre le gel dans lequel sont suspendues les gouttelettes et la partie tampon qui contient l'huile minérale servant à comprimer le détecteur.	161
5.5	Les données combinées des 32 détecteurs PICASSO utilisés dans l'analyse finale en fonction de l'énergie de seuil (points rouges). Le taux de comptage moyen de chaque détecteur a été calculé sur tout l'intervalle de température ($28 - 50^{\circ}\text{C}$), puis a été soustrait de chacun des points individuels aux différentes températures. Les données de chacun des détecteurs et pour chacune des températures sont ensuite combinées dans une moyenne pondérée. La courbe bleue montre le signal que laisserait un WIMP ayant une masse de $M_W = 15 \text{ GeV } c^{-2}$ et une section efficace avec les protons de $\sigma_p^{SI} = 3.2 \times 10^{-2} \text{ pb}$. Les résultats obtenus lors de l'analyse publiée en 2012 sont également montrés (triangles inversés noirs).	162
5.6	Spectres de recul attendus pour des diffusions entre des WIMPs de différentes masses et un proton du ^{19}F avec une section efficace de 1 pb.	164
5.7	Taux de comptage total des neutralinos attendus pour des diffusions entre des WIMPs de différentes masses et un proton du ^{19}F avec $\sigma_{\chi p}^{SD} = 1 \text{ pb}$	165
5.8	L'ajustement du chi-carré avec un WIMP d'une masse de 20 GeV pour le détecteur 155 utilisé dans l'analyse finale.	166

5.9	Le taux de comptage du détecteur 155 utilisé dans l'analyse finale, avec l'ajustement de la PDF qui est une combinaison de la réponse alpha et du taux de comptage de neutralinos total. Le calcul a été fait pour un WIMP ayant une masse de 20 GeV et pour une section efficace WIMP-proton d'environ 0.02 pb.	166
5.10	Les sections efficaces optimisées par chi-carré pour le détecteur 155 utilisé dans l'analyse finale.	167
5.11	Les sections efficaces individuelles des 32 détecteurs PICASSO utilisés dans l'analyse finale pour un WIMP d'une masse de 20 GeV. Une amélioration notable est visible pour les résultats obtenus avec les détecteurs les plus récents.	167
5.12	Le graphique d'exclusion dans le secteur dépendant du spin pour les 32 détecteurs PICASSO combinés dans l'analyse finale.	169
5.13	Le graphique d'exclusion dans le secteur indépendant du spin pour les 32 détecteurs PICASSO combinés dans l'analyse finale.	169

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Articles publiés	xxxv
Annexe II :	Programme d'analyse de Seitz	cix

“We are travelers on a cosmic journey, stardust, swirling and dancing in the eddies and whirlpools of infinity. Life is eternal. We have stopped for a moment to encounter each other, to meet, to love, to share. This is a precious moment. It is a little parenthesis in eternity.”

Paulo Coelho (24 Aug. 1947 -), The Alchemist (1988)

“When you get into a tight place and everything goes against you, till it seems as though you could not hold on a minute longer, never give up then, for that is just the place and time that the tide will turn.”

Harriet Beecher Stowe (June 1811 - July 1896), Old Town Folks (1869)

«On ne voit bien qu’avec le coeur. L’essentiel est invisible pour les yeux.»

Antoine de Saint-Exupéry (Juin 1900 - Juil. 1944), Le Petit Prince (1943)

«Au milieu des ténèbres, la plus humble veilleuse brille comme un phare.»

Émile Gaboriau (Nov. 1832 - Sept. 1873), L’Affaire Lerouge (1863)

“Reality is to be found in lightness and darkness.”

Pablo Picasso (25 Oct. 1881 - 8 Apr. 1973)

“To strive, to seek, to find, and not to yield.”

Alfred, Lord Tennyson (1809–1892), Ulysses (1842)

**“I’m not afraid to guide my destiny
Nevermore I will be tied up to my dreams
Every moment counts for what turns into real”**

Michael Cassette, Nevermore (2010)



**IT'S THE SAME STORY,
THE OLDEST.**

LIGHT VERSUS DARK.

**ONCE THERE WAS
ONLY DARK.**

**YOU ASK ME,
LIGHT'S WINNING.**

INTRODUCTION

Comprendre l'univers, connaître son origine et prédire son destin sont parmi les plus importantes tâches jamais entreprises par les physiciens. Il est primordial, pour parvenir à élucider ces énigmes, de déterminer les constituants de l'univers. Les connaissances actuelles indiquent que l'univers est composé à 69% d'énergie sombre, de 26% de matière sombre et de seulement 5% de matière baryonique. Il y a par conséquent 95% du contenu de l'univers qui est inexpliqué. La matière non-baryonique est requise afin d'expliquer, entre autres, les courbes de vitesse de rotation des galaxies, les mouvements entre les galaxies à l'intérieur des amas de galaxies, la mesure des anisotropies dans le rayonnement de fond cosmologique et l'observation de la matière sombre dans «l'amas de balle». Il existe plusieurs candidats à la matière sombre, et parmi eux le neutralino est une particule qui détiendrait les caractéristiques nécessaires pour remplir ce rôle, soit une particule non-relativiste, neutre, sans couleur, qui n'interagit qu'avec la force faible et gravitationnelle, et qui possède une section efficace très faible [4].

Il existe des théories, telles que la supersymétrie (SUSY), qui visent à approfondir la compréhension de la physique des particules au-delà du modèle standard. SUSY prédit l'existence du neutralino qui n'interagit que gravitationnellement et faiblement avec la matière ordinaire et qui n'émet donc pas de rayonnement électromagnétique, d'où son nom de matière sombre.

Les différentes expériences de détection indirecte et directe de la matière sombre ont comme objectif ultime de confirmer son existence. L'expérience PICASSO (Project in Canada to Search for Supersymmetric Objects) fait appel à des détecteurs à gouttelettes surchauffées afin de détecter directement les neutralinos. Ces détecteurs doivent être étalonnés avec des neutrons mono-énergétiques pour analyser et comprendre leur réponse à la radiation. La réponse des détecteurs est contre-vérifiée par des simulations Monte Carlo intégrant chacune des propriétés physiques de l'expérience d'étalonnage. Ces expériences d'étalonnage sont cruciales pour connaître le seuil en énergie ainsi que l'efficacité des détecteurs à gouttelettes surchauffées et afin d'améliorer la précision des limites sur la section efficace de diffusion élastique neutralino-proton qui sont extraites des données expérimentales acquises au laboratoire souterrain SNOLAB (Sudbury Neutrino Observatory Laboratory).

CHAPITRE 1

LA MATIÈRE SOMBRE

1.1 Histoire de la matière sombre

J'aimerais dédier cette section de ma thèse à feu Professeur François Wesemael. Il fut l'un des meilleurs et des plus inspirants professeurs dont j'ai eu le privilège d'être l'étudiant. Sa passion et son amour de la physique m'ont particulièrement marqué. J'ai suivi deux de ses cours, Astronomie et Astrophysique ainsi que Évolution des Concepts en Physique. C'est lors de ce dernier cours que j'ai rédigé un long travail sur l'évolution du concept de la matière sombre. Après bien des développements depuis la première version, la section que vous vous apprêtez à lire constitue l'aboutissement du travail supervisé par feu Professeur François Wesemael.

1.1.1 Excès de vitesse dans les galaxies et les amas

Les premiers indices pointant vers l'existence de la matière sombre sont venus des observations astronomiques visant à estimer la densité de matière dans la Voie Lactée [5], il y a de cela un siècle en 1915, avec les travaux des astronomes Ernst Öpik [6], Jacobus Kapteyn [7] et James Jeans [8, 9, 10]. En effet, le concept de différence entre masse lumineuse (observée au télescope) et dynamique (e.g. masse calculée avec la dynamique newtonienne, ou avec le théorème du viriel) apparaît lorsque l'astronome Jean réanalyse les travaux de Kapteyn. Kapteyn est d'ailleurs le premier à mentionner dans un article scientifique le terme «matière sombre» de façon explicite : «We therefore have the means of estimating the mass of dark matter in the universe.» [7, Section 6, p. 314].

Öpik et Kapteyn avaient entrepris de calculer la densité de matière dans la région galactique près de notre système solaire en analysant les mouvements verticaux des étoiles voisines. Ils avaient trouvé que la quantité de matière lumineuse était suffisante pour expliquer le mouvement vertical des étoiles étudiées. C'est en faisant des corrections au modèle de Kapteyn que Jeans trouve qu'il faut 2 étoiles sombres pour chaque étoile lumineuse afin d'expliquer la vitesse perpendiculaire des étoiles par rapport au plan galactique [8].

Un peu plus tard, en 1932, l'astronome Oort a utilisé les vitesses et la distribution des étoiles et du gaz d'hydrogène qui sont situés de façon perpendiculaire au plan galactique de la Voie Lactée afin d'obtenir la quantité de matière dans le disque local de la Voie Lactée [11, 12, 13, 14, 15, 16]. Il a trouvé que la quantité de masse dynamique près du centre de la Voie Lactée était de $92 M_{\odot}$ par parsec cubique, alors que la densité de matière lumineuse qui était plus brillante que 13.5 magnitudes dans la même région n'était que de $38 M_{\odot}$ par parsec cubique [11, p. 284]. Ses résultats ont par contre été ultérieurement invalidés [17].

En 1933, l'astronome Fritz Zwicky a observé un groupe de huit galaxies qui était situé dans l'amas de la Chevelure de Bérénice (l'amas de Coma), et il a détecté un excès de vitesse dans le mouvement des galaxies à l'intérieur de l'amas [15] [18, Section 5, p. 15-16] [19]. Le but de ses observations était d'évaluer la masse de l'amas à partir de la dispersion des vitesses (σ) des galaxies dans l'amas qui est estimée avec leurs vitesses radiales. Le théorème du viriel relie l'énergie cinétique totale d'un groupe d'objets liés par un potentiel gravitationnel à son énergie potentielle totale.

$$M = \frac{r\sigma^2}{G} \quad (1.1)$$

où M est la masse de l'amas, r est la distance moyenne entre deux galaxies, σ est la dispersion des vitesses des galaxies et G est la constante gravitationnelle universelle. En comparant la masse trouvée avec le théorème du viriel à la masse lumineuse, Zwicky a trouvé que : « (...) the average density in the Coma system would have to be at least 400 times larger than that derived on the grounds of observations of luminous matter. If this would be confirmed we would get the surprising result that dark matter is present in much greater amount than luminous matter. » [18, Section 5, p. 15-16] [19].

1.1.2 Les excès de vitesse s'accumulent...

En 1936, Smith a réalisé la même expérience que Zwicky mais avec l'amas de la Vierge. Il a analysé les vitesses radiales de 32 galaxies dans l'amas et est arrivé au résultat qu'il y a environ deux cents fois plus de matière dynamique qu'il y a de matière lumineuse. [14, 15, 20].

Trois ans plus tard, en 1939, Horace W. Babcock a utilisé sensiblement la même technique qu'Oort. Mais cette fois, au lieu d'observer les vitesses perpendiculaires

au plan galactique, il a analysé les vitesses d'étoiles en mouvement parallèlement au plan galactique, et plutôt que de l'appliquer à notre propre galaxie, il a préféré s'attaquer à la galaxie d'Andromède (M31). Il a trouvé que la courbe de la vitesse de rotation de la galaxie a une valeur de plus en plus élevée en s'éloignant du centre de la galaxie, ce qui est contraire aux prédictions dynamiques newtoniennes [21]. En effet, un objet de masse m situé à une distance r du centre d'une galaxie a une vitesse de rotation qui est déterminée par l'équilibre entre les forces gravitationnelle (F_g) et centrifuge (F_c) :

$$F_g = \frac{GM_r m}{r^2} = F_c = \frac{mv_{rot}^2}{r}, \quad (1.2)$$

Cela permet d'obtenir la vitesse de rotation de l'objet de masse m en fonction du rayon r :

$$v_{rot} = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}. \quad (1.3)$$

La vitesse orbitale pour un grand rayon r devrait par conséquent diminuer comme $1/\sqrt{r}$, ce qui n'est pas le cas avec la galaxie d'Andromède (M31). La masse manquante s'explique par la présence d'un halo de matière sombre dans la galaxie d'Andromède.

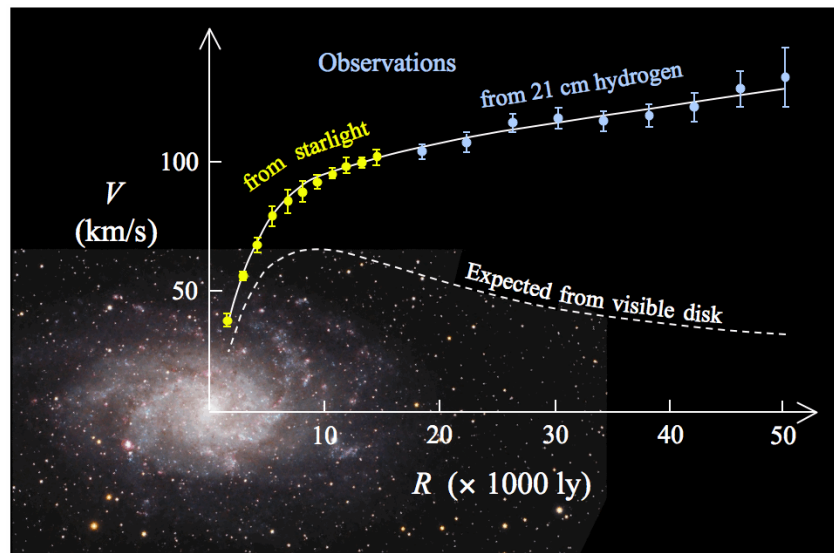


Figure 1.1 – La courbe de rotation de la galaxie du triangle (M33).

En 1970, Vera Rubin et son collègue Kent Ford ont poussé l'analyse de Babcock encore plus loin le long du rayon de la galaxie d'Andromède. Ils ont obtenu le spectre de 67 régions HII (hydrogène ionisé) situées à un rayon de 3 à 24 kpc ($\sim 10^4$ à 78×10^4 années-lumières) du noyau au sein de la galaxie d'Andromède. Avec la courbe de rotation galactique, ils ont déduit que la masse augmentait linéairement au-delà de 3 kpc jusqu'à 14 kpc ($\sim 46 \times 10^4$ années-lumières) et qu'elle augmentait toujours de 14 kpc jusqu'à 24 kpc [22].

Cinq ans plus tard, en 1975, Roberts et Whitehurst ont poursuivi l'étude de M31 entamé par Babcock ainsi que Vera Rubin & Kent Ford en amassant des données jusqu'à 30 kpc, à l'aide de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre (HI). La courbe de rotation d'Andromède qu'ils ont tracée montre que la vitesse est constante de 16 à 30 kpc ($\sim 52 \times 10^4$ à 98×10^4 années-lumières). Cela implique que la quantité de matière augmente linéairement avec la distance depuis le centre galactique, même si la quantité de matière lumineuse, elle, n'augmente pas [23, p. 342-344]. Le rapport masse/luminosité qu'ils ont trouvé est d'environ 200.

1.1.3 Vitesse de galaxies à l'intérieur d'un amas

En 1959, Kahn & Waljter ont analysé l'évolution de la galaxie d'Andromède et de la Voie Lactée à l'intérieur de l'amas Local. Parce que ces deux galaxies représentent entre 80% et 90% de la masse de l'amas, ils ont pris pour acquis qu'elles étaient les seuls membres dynamiques importants. Ces deux galaxies sont liées gravitationnellement et elles sont en approche l'une par rapport à l'autre. Ils en ont déduit qu'elles ont dû avoir complété au moins la majeure partie d'une orbite l'une autour de l'autre depuis le début de l'univers, durée estimée à 4.472×10^{17} secondes dans leur article. La troisième loi de Kepler relie la période de rotation et la masse dynamique effective dans le centre de gravité (M^*) des deux galaxies :

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{GM^*} \leq (4.472 \times 10^{17} \text{sec})^2 \quad (1.4)$$

Ils ont obtenu une masse dynamique effective qui doit être supérieure ou égale à $1.8 \times 10^{12} M_\odot$, soit six fois plus grande que la valeur de la masse lumineuse réduite des deux galaxies [24, p. 706] [14, 16].

1.1.4 Stabilité des galaxies et des amas

Ostriker et Peebles ont publié en 1973 une étude démontrant qu'une galaxie spirale entourée d'un halo de matière sombre présentait davantage de stabilité (pas de torsion du disque) qu'une galaxie sans halo. Ils ont pour cela simulé l'évolution de galaxies ayant 150 à 500 points de masse et ont trouvé que le disque devenait rapidement instable, sauf lorsqu'ils ajoutaient à leur simulation un halo sphérique de matière sombre [25].

Cette étude a été publiée approximativement en même temps que celle de Einasto, Kaasik & Saar en 1974. Ceux-ci ont démontré que la masse de gaz dans les amas de galaxies ne suffisait pas à les stabiliser. Ils ont développé l'hypothèse qu'il faut de la matière cachée (invisible) pour stabiliser les amas de galaxies [26].

1.1.5 Synthèse des études antérieures sur la matière sombre

Ce n'est qu'en 1973-1974 que l'ère moderne de la matière sombre a débuté [12, p. 426][14, p. 5][15, p. 6]. La majorité des astronomes n'a commencé à admettre la présence de matière invisible qu'avec l'étude d'Ostriker, Yahil et Peebles. Dans cet article, ils ont résumé les études de plusieurs astronomes afin de connaître les masses dynamiques de plusieurs galaxies et de plusieurs amas. Les galaxies analysées avec les courbes de vitesse de rotation galactique sont, entre autres, M31 (Andromède), M81 & M101. Il y a aussi des paires de galaxies (e.g. dans l'amas de la Vierge) dont la masse est soutirée avec le théorème du viriel. Ils ont démontré par l'analyse de plusieurs études que la masse des galaxies spirales augmentait linéairement avec le rayon jusqu'à 1 Mpc, et que leur rapport masse/luminosité solaire était environ 200 [27, 28]. Ils ne statueront pas sur l'essence de cette masse invisible, mais concluront que : «(...) the masses of ordinary galaxies may have been underestimated by a factor 10 or more (...) [and] the mean mass density of the Universe would have been underestimated by the same factor.» [27]. Cette augmentation linéaire de la masse sur un rayon aussi grand réussit à convaincre la majorité des astronomes ; la présence de matière invisible dans l'univers est indiscutable.

1.1.6 Multiplication des courbes de vitesse de rotation galactique

Un autre facteur qui a incité les astronomes à pencher en faveur de la matière sombre comme explication de la différence entre les masses visibles et dynamiques est la multiplication dans les années 1980 des courbes de vitesse de rotation galactique qui montraient une vitesse constante (voir même croissante) en s'éloignant du rayon. Dans ces années, le nombre de ces courbes est passé de centaines à des milliers. En particulier, Vera Rubin a publié entre 1980 et 1985 trois articles qui démontraient que la vitesse de rotation galactique était constante sur un grand rayon pour 54 galaxies spirales de type Sa, Sb, et Sc [29, 30, 31]. La figure 1.2 montre les courbes de rotation de 25 galaxies de différents types dont la vitesse de rotation excède les prédictions dynamiques newtoniennes [32, 33].

1.1.7 Satellites en orbite autour de galaxies isolées

Les données du relevé Sloan Digital Sky Survey (SDSS) fait en 2003 ont permis à Prada & al. d'obtenir dans la bande UGRIZ (ultraviolet, visible et proche-infrarouge) les vitesses radiales de 3000 satellites en orbite autour de galaxies isolées. Cette technique permet de construire la courbe de vitesse rotationnelle galactique jusqu'à un rayon encore plus grand qu'avec la matière visible ou les régions HI. Les courbes de vitesse de l'équipe de Prada s'étendent jusqu'à 350 kPc, soit pratiquement trois fois plus loin que celles de Vera Rubin en 1980. Ils ont trouvé que la vitesse décroît de 120 km s^{-1} à 20 kpc jusqu'à 60 km s^{-1} à 350 kpc. Cette décroissance est en accord avec les modèles cosmologiques modernes qui prédisent que dans les parties les plus éloignées des galaxies, la densité de matière sombre diminue comme $\rho_{DM} \propto r^{-3}$. Cela contredit également les théories alternatives de la gravitation comme la dynamique Newtonienne modifiée (MOND) [34]. Prada et Klypin ont confirmé ces résultats en 2009 jusqu'à un rayon de 500 kpc avec l'analyse de 9500 satellites provenant de la quatrième base de données rendue disponible par SDSS en 2006 [35].

1.1.8 Galaxies sombres et ultra diffuses

La variation de la vitesse de rotation du disque galactique de VIRGOHI 21 est de 200 km s^{-1} sur un intervalle de 14 kpc, et il n'y a aucune source gravitationnelle visible qui pourrait expliquer cette variation élevée de sa vitesse de rotation [36,

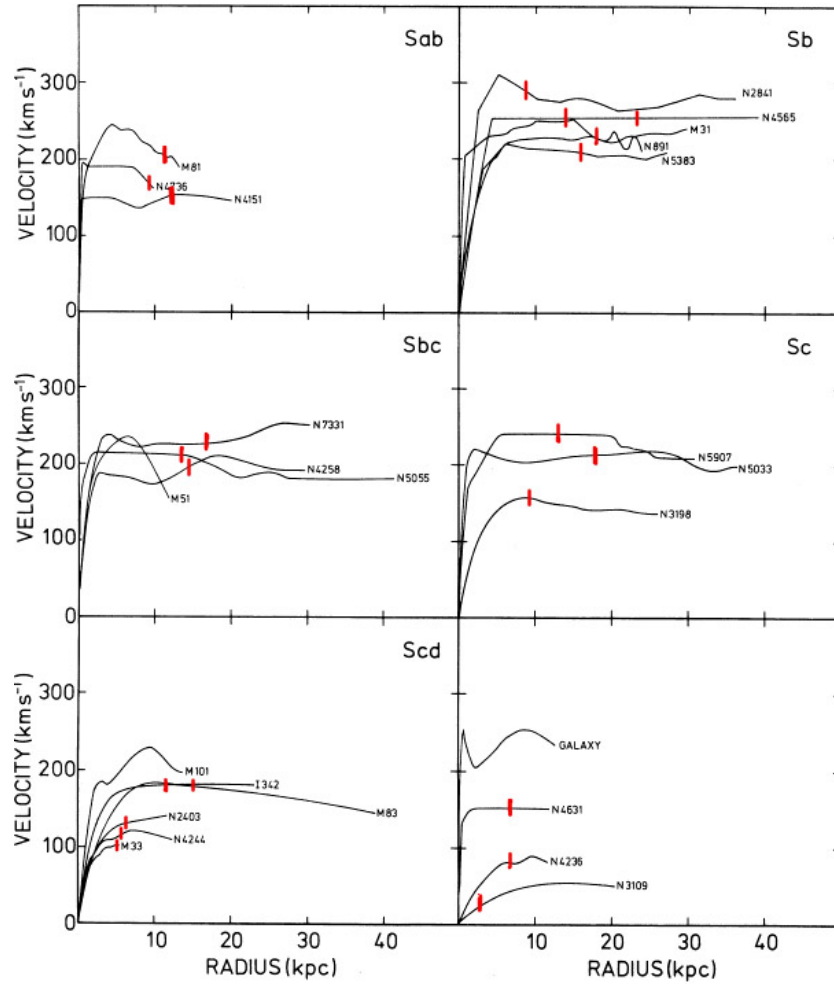


Figure 1.2 – Les courbes de rotation de 25 galaxies de types différents montrent une vitesse constante au-delà du rayon optique ($R_{opt} = 3.2R_D$) indiqué par les lignes rouges verticales. Crédit : [Non-Baryonic Dark Matter in Cosmology, A. Del Popolo](#)

p.1061]. Près de VIRGOHI 21 se trouve une galaxie spirale nommée NGC 4254 qui a une morphologie étrange à un bras, causée par l'interaction entre elle et VIRGOHI 21, celle-ci étant la seule galaxie ayant suffisamment de matière pour arriver à étirer le bras de NGC 4254. Les données publiées en 2004 et mises à jour en 2007 révèlent que la matière sombre compterait pour 90% de la totalité de la masse de VIRGOHI 21, d'où son nom de galaxie sombre [37, 36].

Des observations faites dans l'amas de la Coma (aussi appelée l'amas de la Chevelure de Bérénice) avec le réseau de lentilles multiples Dragonfly ont identifié 47

galaxies ultra diffuses avec une concentration de matière sombre $\gtrsim 98\%$ [38], et une grande campagne d’observation faite dans le même amas avec le télescope Subaru a fourni un catalogue de plus de 1000 galaxies ultra diffuses, avec une fraction baryonique $\lesssim 1\%$ [39]. Il existe même une galaxie observée au sein de l’amas de la Vierge qui contiendrait plus de 99.96% de matière sombre [40].

1.1.9 Lentille gravitationnelle forte

Le phénomène de la déflexion des rayons lumineux par des objets massifs a été prédit par Einstein dans l’élaboration de sa théorie de la relativité générale. L’effet de lentille gravitationnelle forte survient lorsqu’une galaxie très massive ou un amas de galaxies (qui constitue la lentille gravitationnelle) est aligné entre nous et une galaxie lumineuse située très loin de nous, au-delà de la lentille gravitationnelle. La lumière de la galaxie située à des milliards d’années lumière est alors déviée par la courbure de l’espace-temps, elle-même étant causée par la présence de la galaxie ou de l’amas galactique situé plus près de nous en avant-plan.



Figure 1.3 – Effet de lentille gravitationnelle forte exercée par l’amas Abell 2218 sur des galaxies d’arrière-plan produisant des arcs lumineux. Crédit : [NASA, ESA, and Johan Richard \(Caltech\)](#)

La lumière de la galaxie en arrière-plan est amplifiée par la lentille gravitationnelle qui agit comme un télescope naturel. La lumière émise par cette galaxie lointaine peut ensuite apparaître comme un cercle lumineux autour de la lentille gravitationnelle (i.e. un anneau d’Einstein), ou comme des images multiples distribuées autour de la

lentille gravitationnelle (e.g. la croix d'Einstein qui montre quatre images distinctes de la supernovae SN Refsdal [41]) ou encore comme plusieurs images étirées en forme d'arc autour de la lentille gravitationnelle (e.g. l'amas Abell 2218 montré à la figure 1.3). L'analyse de la déflexion de la lumière provenant de l'objet lointain en arrière-plan permet d'obtenir la masse de la galaxie ou de l'amas lentille [42, 43].

Tyson et Fischer ont mesuré en 1995 le profil de masse de Abell 1689 à l'aide de la technique de la lentille gravitationnelle forte. Ils ont trouvé un rapport masse-luminosité de $400 \pm 60 h^{-1} (\frac{M}{L})_{\odot}$, et que le profil de masse était le mieux reproduit par les simulations à N-corps basées sur le Λ CDM [44]. Le paramètre de Hubble sans dimension h vaut actuellement 0.678, et permet de calculer la constante de Hubble $H_0 = h \times 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

En 2005, Broadhurst & al. ont montré par l'effet de lentille gravitationnelle forte appliqué sur 30 galaxies d'arrière-plan que la distribution de la matière dans l'amas Abell 1689 était la mieux représentée par un halo simulé de profil de matière sombre de type Navarro-Frenk-White (NFW) [45]. Ce type de halo possède un profil de densité symétrique sphérique, tel que :

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} (1 + \frac{r}{r_s})^2} \quad (1.5)$$

où les deux seuls paramètres ρ_s et r_s sont une densité d'échelle et un rayon d'échelle qui varient d'un halo à l'autre.

Plus récemment, au début de l'année 2015, Newman & al. ont appliqué l'effet de lentille gravitationnel fort combiné à la cinématique satellitaire et stellaire à des galaxies de type précoces (elliptiques et lenticulaires) faisant partie de 10 groupes de galaxies différents (un groupe de galaxies contient 50 galaxies ou moins). Ils ont démontré que ces groupes de galaxies forment des lentilles gravitationnelles qui sont entourées d'un halo de matière sombre consistant avec un profil NFW [46].

1.1.10 Lentille gravitationnelle faible

Contrairement à l'effet de lentille gravitationnelle forte, l'effet de lentille gravitationnelle faible ne permet pas de détecter plusieurs images ou la déformation de la lumière d'un seul objet en arrière-plan car l'objet lentille n'est pas suffisamment massif. La déformation des objets observés n'est que de l'ordre de 1 ou 2%. Il faut

plutôt détecter l’alignement systématique autour de la lentille des faibles distorsions de la lumière provenant de plusieurs sources en arrière-plan [47, 48].

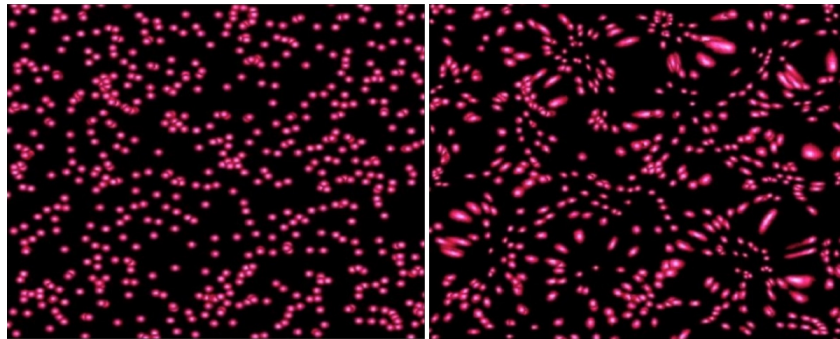


Figure 1.4 – L’effet de lentille gravitationnelle faible est détectable de façon statistique dans l’alignement des sources d’arrière-plan autour de la lentille. À gauche on retrouve les sources simulées sans la présence de masse entre celles-ci et l’observateur. À droite on peut voir les sources simulées dont l’apparence est déformée à cause de la présence de masse entre les sources et l’observateur. Crédit : [Smoot Lensing Subgroup \(UC Berkeley, Lawrence Berkeley National Laboratory\)](#)

En 2002, l’équipe de Yannick Mellier a étudié statistiquement la déformation de galaxies distantes causée par des lentilles gravitationnelles faibles afin de calculer la quantité de matière sombre présente dans l’univers [49, 50, 51]. Les données du relevé VIRMOS-DESCARTES s’accordaient avec le modèle cosmologique standard (Λ CDM) qui prédisait en 2001 que la matière baryonique contribuait pour 5% de quantité totale de matière, la matière sombre froide non baryonique pour 25%, et l’énergie sombre pour les 70% restants [52, p.217-225][53, p.197-229].

Broadhurst & al. ont publié en 2004 une seconde analyse de l’amas Abell 1689 en combinant l’effet de lentille gravitationnelle forte [45] à l’effet de lentille gravitationnelle faible [54]. Cette étude confirme que l’amas Abell 1689 est le mieux décrit par un halo simulé de profil de matière sombre de type NFW [54].

En 2006, Halkola & al. ont repris les données de Broadhurst & al. et ont fait une analyse différente basée cette fois sur 32 galaxies d’arrière-plan avec l’effet de lentille gravitationnelle forte et faible. Ils démontrent que la distribution de masse sombre dans l’amas Abell 1689 est reproduite par les versions elliptiques des halos simulés de profil de matière sombre NFW (ENFW) [55]. En 2006 également, Zekser & al. ont confirmé les résultats précédents avec une analyse basée sur un modèle amélioré de l’amas Abell 1689 [56]. Plusieurs analyses indépendantes ont par la suite confirmé

le modèle de formation de structures Λ CDM qui prédit que les halos de matière sombre sont mieux représentés par un modèle NFW de forme triaxiale, propriété provenant de la nature sans-collision de la matière sombre [57, 58, 59, 60, 61]. Coe & al. ont confirmé en 2010 que le profil du halo d’Abell 1689 est de type NFW. Ils concluent toutefois qu’il est possible de concilier les observations d’Abell 1689 avec le modèle NFW en ajoutant une seule composante triaxiale [62]. Cette tendance de la matière sombre froide à former des halos triaxiaux a aussi été confirmée par des simulations numériques [63, 64, 65, 66].

L’expérience Cluster Lensing And Supernovae Survey with Hubble (CLASH) qui a été lancée en novembre 2010 avait pour but d’étudier les propriétés de 25 amas de galaxies principalement à l’aide de l’effet de lentille gravitationnelle faible, mais également forte, et d’établir définitivement le degré de concentration de la matière sombre dans le noyau des amas, qui est une des prédictions importantes du modèle Λ CDM [67]. Une des façons de paramétrer le profil NFW est d’utiliser la masse totale contenue à l’intérieur d’un certain rayon r_Δ :

$$M_\Delta = 4\pi\rho_s r_s^3 \left(\ln(1 + c_\Delta) - \frac{c_\Delta}{1 + c_\Delta} \right) \quad (1.6)$$

avec le paramètre de concentration qui est défini comme :

$$c_\Delta = \frac{r_\Delta}{r_s} \quad (1.7)$$

De cela découle la relation de masse-concentration (M-c), qui décrit comment la masse des halos varie en fonction de leur concentration. Habituellement, le rayon est choisi pour représenter le halo observé sur la région d’intérêt, soit le rayon auquel la densité du halo équivaut à 200 fois la densité critique de l’univers au décalage vers le rouge où se situe le halo ($\Delta = 200c$). Les premiers résultats de l’analyse de l’amas Abell 383 [68, 69] et de l’amas MACS J1206.2-0847 [70] confirment les résultats des travaux précédents basés sur l’effet de lentille gravitationnelle dans les amas de galaxies, soit la présence d’un halo triaxial entourant chacun de ces deux amas. L’acquisition des données s’est terminée le 9 juillet 2013. Une étude publiée en 2014 a été faite à partir des observations de lentilles gravitationnelles faibles et fortes de 19 des 25 amas observés. Les résultats finaux de l’analyse donnent une concentration moyenne des halos de $c_{200c} \sim 3.7$ et montrent que la concentration des

halos diminue en fonction de leur masse, en accord avec les prédictions théoriques. Ils ont également comparé la relation M-c des 19 halos étudiés avec celle d'un ensemble de halos simulés et les résultats concordent, ce qui constitue en soi une confirmation du paradigme Λ CDM [71]. Une étude plus poussée de 20 des 25 amas a été publiée en 2015 et a donné une concentration moyenne des halos de $c_{200c} = 3.79^{+0.30}_{-0.28}$ et a également confirmé que les halos ont un profil NFW [72, 73].

1.1.11 Cartographie de la distribution de la matière sombre

La technique de lentille gravitationnelle faible permet de faire des relevés du cosmos et de reconstruire la distribution spatiale de la matière sombre dans l'univers.

Le relevé COSMOS couvrant 10 degrés carrés du ciel s'est terminé en 2007. Les données amassées ont permis d'assembler une carte en trois dimensions qui dépeint une distribution en réseau à grande échelle de la matière sombre dans l'univers. Cette carte en trois dimensions confirme les théories standards de la formation de structures [74].

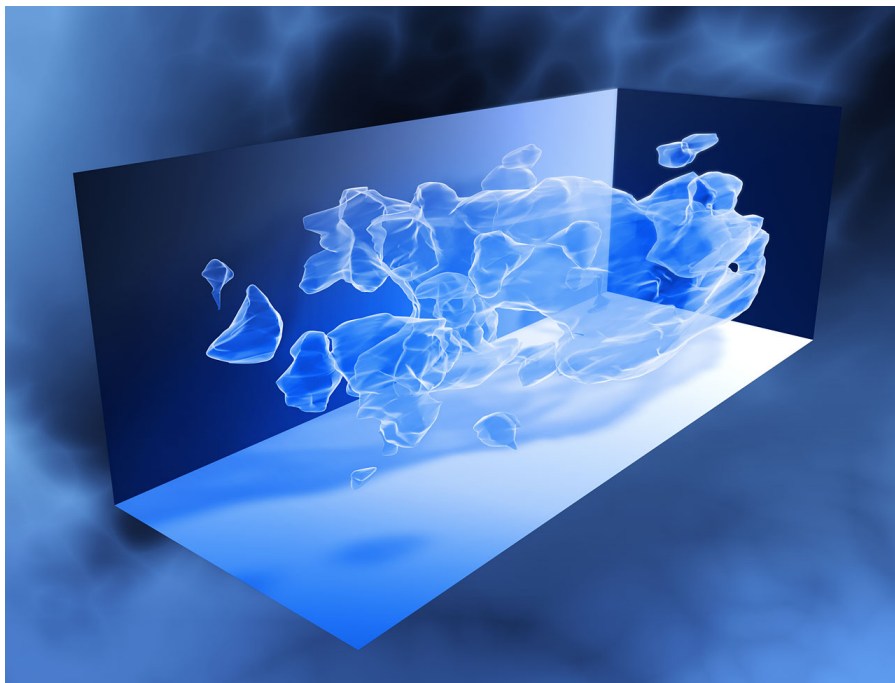


Figure 1.5 – Carte en 3D du relevé COSMOS couvrant 10° carrés du ciel et montrant la distribution de matière sombre dans l'univers. Crédit : NASA, ESA and R. Massey (California Institute of Technology)

La caméra Hyper Suprime-Cam installée sur le télescope Subaru à Hawaï a permis de compléter un relevé couvrant 2.3 degrés carrés du ciel en utilisant le principe de lentille gravitationnelle et d'établir la présence de neuf très grandes concentrations de matière sombre ayant chacune la taille d'un amas de galaxies. La prochaine étape consistera à faire un relevé couvrant 1000 degrés carrés du ciel [75].

Le projet Dark Energy Survey (DES), qui est en cours depuis août 2013 et qui se terminera en 2018, va permettre d'enregistrer l'information de 300 millions de galaxies sur 5000 degrés carrés du ciel, soit environ un huitième du ciel visible. Les premiers résultats publiés après l'analyse des données obtenues sur seulement 139 degrés carrés montrent que la distribution de matière obtenue avec la technique de lentille gravitationnelle faible recoupe la carte de distribution des galaxies et amas dans le spectre optique. Les données s'accordent également aux simulations à N corps basées sur le modèle cosmologique Λ CDM [76].

Des sondages astronomiques encore plus importants, utilisant entre autres la technique des lentilles gravitationnelles faibles afin de sonder la distribution de matière sombre dans l'univers, ont déjà commencé à observer le ciel ou commenceront leurs observations dans les prochaines années [77]. Il y a KiDS dont l'objectif est de couvrir 1500 degrés carrés du ciel avec une profondeur variant entre 24.2 et 25.4 magnitudes [78], J-PAS qui couvrira 8000 degrés carrés du ciel (un cinquième de tout le ciel) et 22.5 magnitudes de profondeur [79], EUCLID avec une couverture de 15000 degrés carrés et 24.5 magnitudes de profondeur [80], WFIRST qui pourra couvrir 2227 degrés carrés à une profondeur de 25.8 à 26.7 magnitudes [81], et LSST qui couvrira 18000 degrés carrés et 27.5 magnitudes de profondeur [82].

1.1.12 Simulation 3D de la distribution de matière sombre

Le modèle cosmologique standard basé sur la matière sombre froide et une constante cosmologique non-nulle permet d'expliquer la formation de structures dans l'univers. En plus de l'inflation cosmique, le modèle Λ CDM peut prédire les conditions initiales de la formation de structures du bas vers le haut par l'intermédiaire d'instabilités gravitationnelles. Les simulations à N corps sont implémentées afin de tester ces modèles de formation de structures. Ces simulations sont en accord avec le modèle Λ CDM et avec les relevés de galaxies et reproduisent bien la distribution de la matière sombre dans l'univers.

La simulation à N-corps Millennium a été réalisée en 2005 avec plus de 10 milliards (2160^3) de particules et sur une distance cubique de $500 h^{-1}$ Mpc. La simulation Millennium basée sur le modèle Λ CDM arrive à reproduire la formation de structures à grande échelle ainsi que la distribution de matière sombre et correspond bien avec les relevés de galaxies [83].

La simulation Millennium II, dont les résultats ont été publiés en 2009, a été faite à partir des mêmes paramètres cosmologiques et comportait le même nombre de particules, mais celles-ci étaient 125 fois moins massives, améliorant d'autant la résolution de masse ($6.9 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$). La largeur cubique de $100 h^{-1}$ Mpc est 5 fois plus petite. Les résultats s'accordent très bien avec ceux de la première simulation Millennium ainsi qu'avec ceux de la simulation du Projet Aquarius [84] qui avait une résolution de masse 1000 fois meilleure que Millennium II [85]. La simulation Millennium II peut donc servir pour étudier la formation de structures moins massive, tel que les galaxies ainsi que les sous-structures des halos de matière sombre.

La simulation Millennium XXL a été réalisée avec plus de 300 milliards (6720^3) de particules et avec une largeur cubique de $4.1 h^{-1}$ Gpc, soit un volume 216 fois plus grand que dans la simulation Millennium. Cela permet de vérifier et de comprendre les données des très grands relevés cosmologiques [86].

Plusieurs autres simulations importantes ont été implémentées et complétées depuis Millennium. Les simulations Bolshoi et Multidark (BigBolshoi) ont été terminées simultanément, avec respectivement des largeurs cubiques de $250 h^{-1}$ Mpc et $1 h^{-1}$ Gpc de côté. Ces deux simulations sont basées sur les paramètres cosmologiques obtenus par WMAP5, et ont été réalisées avec 8.6 milliards (2048^3) de particules. Les résultats s'accordent avec les grands relevés galactiques tels que SDSS [87, 88, 89, 90].

BlueTide a été calculée de $z = 99$ à $z = 8$, avec pratiquement 700 milliards (2×7040^3) de particules dans une boîte de $400 h^{-1}$ Mpc de côté [91]. Ayant comme fondement la cosmologie de la matière sombre, ils ont pu démontrer que 70% des premières galaxies qui sont apparues 500 millions d'années après le Big-Bang avaient déjà une structure en spirale comme la Voie Lactée, et que les grands relevés cosmologiques en préparation, tels que WFIRST, pourraient détecter ces galaxies spirales primordiales et ainsi confirmer leurs prédictions [92].

Les simulations Horizon Run 1 & 2 & 3 & 4 ont permis de simuler l'évolution des galaxies et des structures à grande échelle dans l'univers jusqu'à une largeur cubique de $10.815 h^{-1}$ Gpc et avec 374 milliards (7210^3) de particules. Les résultats s'accordent avec les prédictions théoriques du modèle Λ CDM [93, 94, 95].

Le projet DEUS-FUR (Dark Energy Universe Simulation Full Universe Run) a été le premier à pouvoir simuler la totalité de l'univers observable, avec une largeur cubique de $21 h^{-1}$ Gpc (90 milliards d'années-lumières de côté) et plus de 550 milliards (8192^3) de particules, chacune ayant la masse de la Voie Lactée [96].

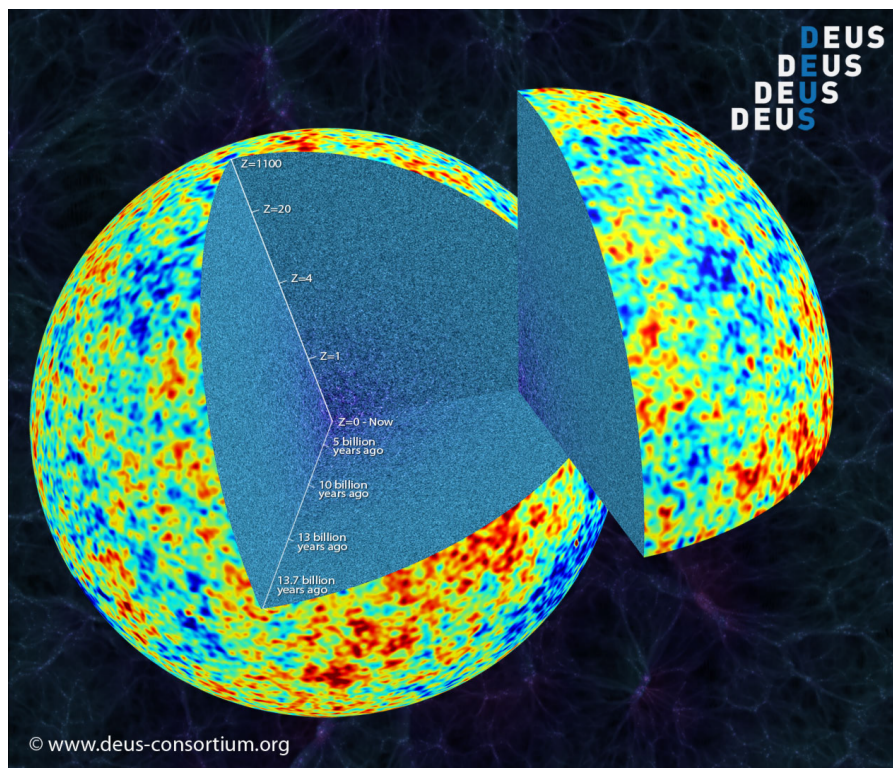


Figure 1.6 – La simulation DEUS FUR a permis de reconstruire la distribution de matière sombre dans la totalité de l'univers observable, jusqu'au Fond Diffus Cosmologique. Crédit : [DEUS FUR](#)

La simulation Dark Sky a été la première à franchir le cap de 10^{12} particules simulées, soit avec 1.07×10^{12} (10240^3) particules et avec une boîte cubique de $8 h^{-1}$ Gpc de côté [97]. Le nombre des amas visibles ainsi que leur masse en fonction du décalage vers le rouge concorde avec les résultats obtenus par la mission Planck en 2013 [98, 99, 100].

La simulation Illustris est une des premières à avoir tenu compte des interactions hydrodynamiques du gaz, en plus des interactions gravitationnelles du gaz et de la matière sombre. La simulation fait aussi intervenir l'effet des vents galactiques générés par la formation d'étoiles et des trous noirs supermassifs [101, 102, 103, 104, 105]. Les résultats montrent que la matière sombre serait contenue à 49% dans les halos et à 46% dans les filaments cosmiques [106].

À l'échelle galactique, la simulation EAGLE a permis de suivre l'évolution et l'assemblage des galaxies dans le cadre du modèle cosmologique standard, avec un total de 1504^3 particules de gaz obéissant à la physique baryonique et 1504^3 particules de matière sombre réparties dans une boîte cubique de $100 h^{-1}$ Mpc de côté [107, 108, 109].

1.1.13 Séparation entre la matière sombre et la matière baryonique

Les observations faites avec la méthode des lentilles gravitationnelles faibles, lorsqu'elles sont combinées à des observations aux rayons-X, permettent de mettre en évidence la séparation entre la matière ordinaire baryonique et la matière sombre, lorsque deux amas entrent en collision. L'anneau de matière sombre observé par Jee & al. en 2007 consisterait en une ondulation de matière sombre originant de la collision de deux amas. Les simulations montrent que lorsque les deux amas se frappent l'un dans l'autre, la matière sombre se concentre au milieu des amas qui sont maintenant combinés ensemble, et qu'elle est ensuite expulsée vers l'extérieur. Lorsque la matière sombre commence à se diriger vers l'extérieur, elle est ralentie par l'attraction gravitationnelle et elle s'empile [110].

La collision de deux amas de galaxies nommée «l'amas de la balle» a été observée en 2006 par le télescope CHANDRA dans le domaine des rayons X. La distribution de matière sombre en bleu a été reconstruite avec des observations par lentille gravitationnelle. Ces deux nuages de gaz chaud et de matière sombre sont entrés en collision à la vitesse de 4.5×10^3 km s⁻¹, ce qui a fait augmenter la température du gaz intergalactique à 10^6 Kelvin [111]. Au départ, chacun des nuages de gaz chaud ionisé était entouré d'un halo de matière sombre. Les deux nuages de gaz intergalactique entrant en collision ont subi la pression créée par le gaz ionisé et ont ainsi été ralentis. Par contre, les deux ensembles de matière sombre n'ont pas été ralentis par la collision, car la matière sombre n'interagit pas de façon

électromagnétique. Le gaz intergalactique a donc perdu de la vitesse par rapport aux deux amas de matière sombre qui se sont entrecroisés sans interagir (Fig.1.7). Cela infirme également les théories alternatives telles que MOND, car la présence de matière sombre est nécessaire afin d'expliquer ce phénomène de séparation de la matière [112].

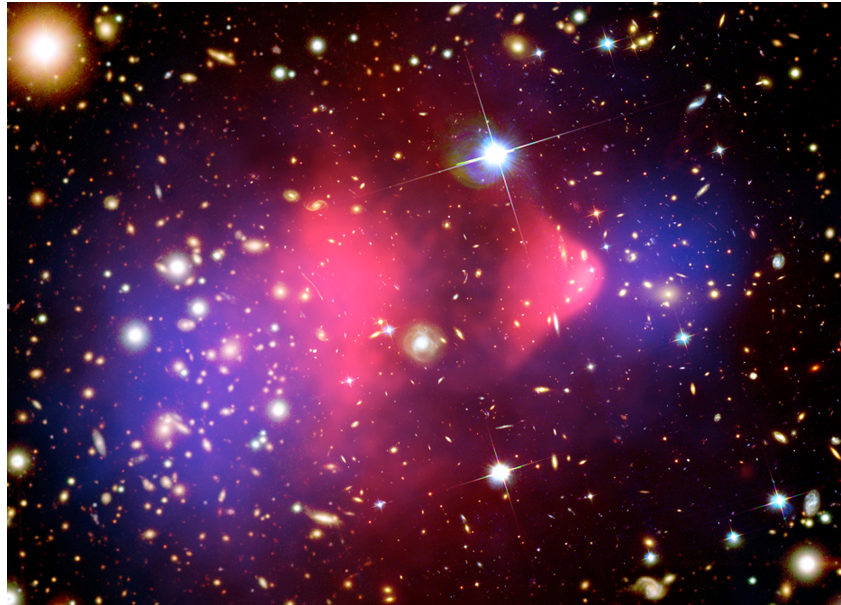


Figure 1.7 – L’amas de la balle («Bullet Cluster»). Crédit : [CHANDRA](#)

Il y a eu une autre collision observée en 1995 dans l’amas Abell 754 ayant les mêmes caractéristiques que celle de l’amas de la balle [113]. Bradac & al. ont aussi fait la découverte en 2008 d’une collision semblable dans l’amas MACS J0025.4-1222 qui démontre la séparation entre la matière sombre et baryonique [114]. La découverte faite en 2010 par Bourdin & al. de la collision dans l’amas Abell 2163 est également similaire à celle qui a eu lieu dans le «Bullet Cluster» [115]. L’amas Abell 383 a lui aussi subi le même type de collision qui a provoqué une séparation entre la matière sombre et baryonique [116]. L’équipe de Merten et al. ont découvert que l’amas Abell 2744 présente un fusionnement plus complexe que ceux mentionnés plus haut, mais le phénomène met également en évidence la dissociation entre la matière sombre et la matière baryonique [117]. Contrairement aux cas précédents, il y a eu un fusionnement dans l’amas Abell 520 qui montre que la matière sombre est restée au centre de la collision, et que la matière visible a été distribuée tout autour

de la matière sombre. Il y aurait au centre de la collision au-delà de 721 fois plus de matière dynamique que visible [118]. Dans une étude publiée en 2015, les auteurs ont analysé les fusionnements de 30 amas différents et ont détecté la présence de matière sombre avec une signification statistique de 7.6σ [119].

1.1.14 Observations aux rayons X

Le satellite d'observation en rayons X CHANDRA a été employé en 2002 afin de détecter le gaz ionisé de l'amas Abell 2029 qui est composé de milliers de galaxies. Le gaz ionisé à 10^6 K est maintenu à l'intérieur de l'amas par l'équilibre de la force gravitationnelle et de la force radiative de pression provenant du gaz ionisé. Pour balancer la force radiative, Lewis & al. concluent qu'il faut au moins 10 fois plus de masse que celle visible par télescope et donc que l'amas est dominé par la matière sombre [120, p.17-19] [121].

1.1.15 Forêt Lyman-alpha

La raie Lyman- α correspond à la lumière d'une longueur d'onde de 1216 Å qui est absorbée par un électron dans l'atome d'hydrogène, ce qui lui permet de passer de l'état fondamental vers le premier état excité. La forêt Lyman- α est observable parce que l'univers en expansion étire les longueurs d'onde de la lumière émise par les quasars distants, et que l'absorption de cette lumière dans les régions d'hydrogène du milieu intergalactique se fait à différentes distances le long de la ligne de visée, ce qui laisse dans le spectre d'absorption des marques à différentes longueurs d'ondes selon le lieu d'absorption. Le terme "forêt" provient de ces marques multiples dans le spectre d'absorption, chacune d'entre elles étant due à la transition de l'état fondamental vers le premier état excité de l'hydrogène neutre.

Cet effet d'absorption permet d'étudier directement la nature de la matière sombre, car pour voir l'effet de la forêt Lyman- α à de très grandes distances, donc au début de la formation de l'univers, il faut que les structures denses d'hydrogène neutre soient déjà formées. Pour que ces structures soient en place suffisamment tôt après le commencement de l'univers, il faut que la matière sombre soit de type froide (non-relativiste). Les particules de matière sombre chaude (relativiste) auraient été trop agitées pour former assez rapidement ces structures denses d'hydrogène neutre.

L'analyse de la forêt Lyman- α par des simulations numériques basées sur le modèle Λ CDM reproduit entièrement le spectre d'absorption observé expérimentalement par les relevés de décalage vers le rouge des quasars et des galaxies lointaines [122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129, 130] ([131] voir références incluses). Les simulations basées sur le modèle Λ CDM permettent de tracer les filaments de matière sombre [132], et surtout de contraindre les paramètres cosmologiques, entre autres la densité de matière sombre et d'énergie sombre, le spectre de puissance de la matière sombre, et la masse des neutrinos [133, 134, 135, 136].

1.1.16 Nucléosynthèse primordiale

Les éléments légers que sont l'hydrogène, l'hélium, le lithium et le deutérium ont été créés durant le Big-Bang au cours d'un processus qui est nommé la nucléosynthèse primordiale (NP) [137]. La NP prédit qu'environ 24% de la matière ordinaire dans l'univers est constituée d'hélium qui a été créé durant le Big-Bang, ce qui est confirmé par les observations astrophysiques [138, p.565-585]. La théorie de la NP prédit également une abondance d'environ 0.01% pour le deutérium et l'hélium-3, et seulement des traces (10^{-10}) pour le lithium (la majorité de la matière étant de l'hydrogène à 75%). Cette prédiction dépend de la densité de baryons au moment de la NP. Pour que l'abondance de lithium et de deutérium observé soit en accord avec les abondances prédites par la NP, la matière baryonique doit contribuer pour $\Omega_b \cdot h^2 = 0.021^{\pm 0.001}$ [139, p.50-54] de la densité critique totale de l'univers (Σ_{tot}) [140, 141, 142, 143, 137, 144]. Les missions Wilkinson Map Anisotropy Probe (WMAP) et Planck ont été en mesure de vérifier la densité de matière ordinaire, et leurs résultats confirment les prédictions du modèle standard de la nucléosynthèse primordiale [145, 146].

1.1.17 WMAP et Planck observent le Fond Diffus Cosmologique

Les missions Wilkinson Map Anisotropy Probe (WMAP) et Planck ont mesuré l'anisotropie en température du rayonnement micro-ondes du bruit de fond cosmique (Fond Diffus Cosmologique, ou CMB). Ce rayonnement découvert par Penzias & Wilson en 1965 est expliqué dans le cadre du modèle du Big-Bang. La température avant la période de recombinaison était supérieure à 3000 K, produisant un plasma d'électrons et de protons qui interagissait continuellement avec les photons.

Des fluctuations quantiques ont introduit une légère variation dans la densité du plasma. Les zones les plus denses de fluctuations quantiques ont commencé à attirer gravitationnellement le plasma de baryons, tandis que les photons opposaient une pression radiative à cet effondrement gravitationnel. Cet échange de forces a permis la formation d'oscillations acoustiques dans le plasma. L'univers a continué son expansion après la période d'inflation et s'est refroidi jusqu'à 3000 K, ce qui a entraîné la formation des premiers atomes d'hydrogène. Durant cette période de dernière diffusion qui a eu lieu 300 000 ans après le Big-Bang, les photons ont cessé d'interagir avec les électrons et les protons, et l'univers est devenu transparent à la radiation électromagnétique. À ce moment, les zones de plus grande densité dans le plasma ont relâché davantage de radiation, ce qui a causé une faible anisotropie en température dans le fond diffus cosmologique de l'ordre de 10^{-5} [147, 148].

L'ajustement des données de l'anisotropie du CMB obtenues par WMAP et Planck au modèle cosmologique standard (Λ CDM) fournit les densités de matière baryonique Ω_b , de matière sombre Ω_c et d'énergie sombre Ω_Λ dans l'univers.

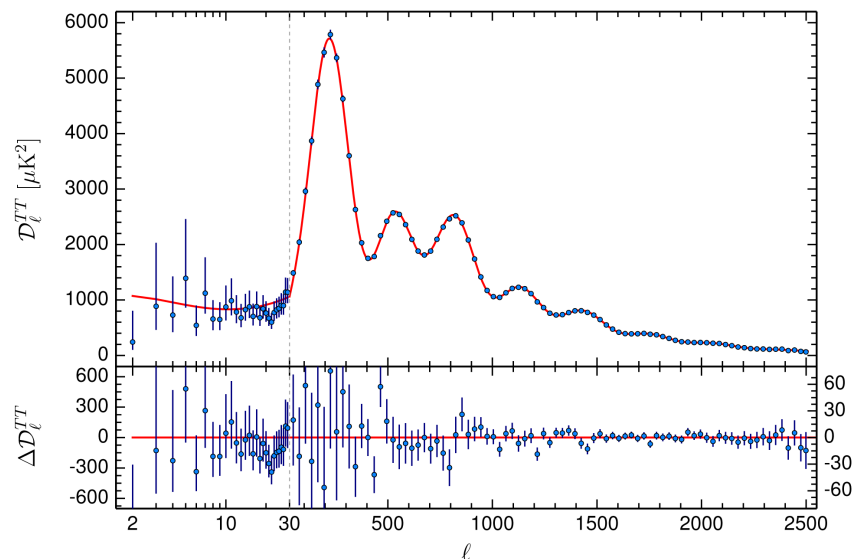


Figure 1.8 – Le spectre en puissance de l'anisotropie de la température du CMB obtenu par Planck en 2015. Crédit : [Planck - Agence Spatiale Européenne](#)

Les plus récents résultats obtenus par WMAP montrent que $\Omega_b = 0.04628 \pm 0.00093$, $\Omega_c = 0.2402^{+0.0088}_{-0.0087}$ et $\Omega_\Lambda = 0.7135^{+0.0095}_{-0.0096}$ [145]. La mission Planck a permis de déterminer que $\Omega_b = 0.0484 \pm 0.0005$, $\Omega_c = 0.2578 \pm 0.0043$ et $\Omega_\Lambda = 0.692 \pm 0.012$ [146, 149, 150].

1.1.18 Structures à grande échelle

L'expérience Two Degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) [151], l'expérience Six-degree-Field Galaxy Survey (6dFGS) [152], les expériences SDSS I [153], SDSS II [154], et l'expérience Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS) faisant partie du projet SDSS III [155, 156] ont enregistré les spectres de millions de galaxies afin d'analyser les oscillations acoustiques des baryons (BAO) qui ont laissé leur empreintes dans la structure de l'univers à grande échelle. L'analyse des BAO mesurées par BOSS dans la distribution des galaxies, combinée aux restrictions imposées par les données de Planck sur le CMB, donne un paramètre de densité de matière qui équivaut à $\Omega_M = 0.309 \pm 0.006$. En imposant la contrainte venant de Planck que le paramètre de densité de matière baryonique vaut $\Omega_b = 0.048$, cela implique un paramètre de densité pour la matière sombre qui est $\Omega_{DM} = 0.261 \pm 0.006$ [157, 158]. Les structures à grande échelle qui ont été imagées par ces relevés cosmologiques montrent des motifs de filaments en mousse entourant de vastes régions d'espace vide (figure 1.9). L'allure de ces structures s'explique par la présence de matière sombre [159, 160, 154, 151, 158].

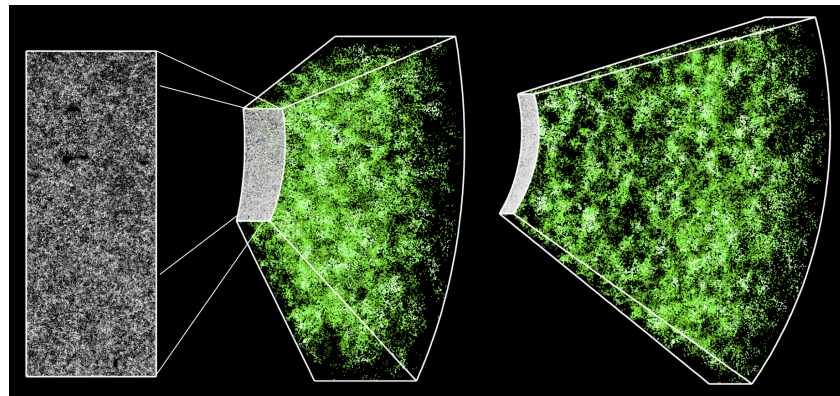


Figure 1.9 – Une section de la carte en trois dimensions construite par BOSS. Le rectangle à gauche montre une section de 1000 degrés carrés du ciel contenant 120000 galaxies, soit environ 10% du relevé BOSS. Les mesures spectroscopiques de chacune des galaxies transforment l'image bidimensionnelle en image tridimensionnelle, et s'étendent sur 7 milliards d'années-lumières. Crédit : [Jeremy Tinker et la collaboration SDSS-III](#).

Les données acquises dans le cadre de la mission Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey (HerMES) ont été utilisées pour étudier la quantité de matière

sombre dans un halo nécessaire à la formation d’une galaxie pouponnière d’étoiles. Les résultats montrent qu’il faut au minimum $3 \times 10^{11} M_{\odot}$ de matière sombre pour permettre la formation d’une galaxie pouponnière d’étoiles. Un manque de matière sombre empêche la galaxie de se former car ses composantes ne peuvent être retenues si la force gravitationnelle est trop faible. Avec un surplus de matière sombre, le gaz ne peut être refroidi suffisamment pour former une grande galaxie, et cela conduit à la formation de plusieurs petites galaxies, ce qui est incompatible avec les observations [161].

1.1.19 Attraction de structures à grande échelle

La galaxie d’Andromède (M31) et la Voie Lactée s’approchent l’une de l’autre à une vitesse d’environ 117 km s^{-1} [162]. D’autres études montrent une vitesse d’approche légèrement différente, telles que $100 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ [163], et $130 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ [164]. La collision entre les deux galaxies est inévitable et se produira dans 3.75 milliards d’années [165]. Il faut que la quantité de matière sombre contenue entre les deux galaxies soit de 10 à 20 fois la masse de la Voie Lactée pour que cette attraction gravitationnelle entre M31 et notre galaxie soit possible [162, 163, 166, 167, 111].

Le Groupe Local (GL) auquel la Voie Lactée appartient est attiré vers l’amas de la vierge à une vitesse de $220 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$, à cause de la présence de dix fois plus de matière sombre que de matière baryonique. Cette vitesse relative d’approche est une valeur moyenne obtenue par Tammann & Sandage en 1985 avec leur propres observations et après avoir compilé les résultats de plusieurs études antérieures [168]. Cette valeur de $220 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$ a également été adoptée en 1997 par Federspiel & al. [169]. En 2010, Karachentsev & al. ont trouvé une valeur de $220 \pm 70 \text{ km s}^{-1}$ [170, p.7] [171, p.3], ce qui est en accord avec la plupart des résultats des autres expériences qui trouvent des vitesses comprises entre 200 et 300 km s^{-1} [168, 169, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181]. Une simulation numérique basée sur le modèle ΛCDM et créée par Klypin & al. en 2001 vient appuyer les résultats précédents avec une valeur d’approche entre les deux galaxies de 250 km s^{-1} [182]. Ces observations impliquent qu’il y a environ dix fois plus de matière sombre que de matière baryonique au sein des amas [111].

Le mouvement global du Groupe Local est dirigé vers le dipôle anisotropique du CMB avec une vitesse $\approx 600 \text{ km s}^{-1}$ [168, p.88]. Dressler & al. ont obtenu une

valeur de $599 \pm 104 \text{ km s}^{-1}$ [183]. Ce mouvement vers le dipôle anisotropique du CMB est séparé en une composante vers l'amas de la Vierge avec une vitesse de $220 \pm 70 \text{ km s}^{-1}$, et une autre composante dirigée vers le Grand Attracteur [168, p.88] [178]. En effet, Tammann & al. ont observé en 1985 que le superamas Local de la Vierge (SLV), qui inclut le Groupe Local, l'amas de la Vierge et plusieurs autres amas, est attiré vers une région appelée le Grand Attracteur (GA) situé à $40 h^{-1} \text{ Mpc}$ du Groupe Local dans la région du superamas de l'Hydre-Centaure. Le Groupe Local approcherait cette région avec une vitesse de $495 \pm 60 \text{ km s}^{-1}$ [168, p.88-91]. Cette valeur s'accorde avec la vitesse de $454 \pm 125 \text{ km s}^{-1}$ qu'avait trouvé Rubin & al. en 1976 [184, 185]. Dressler & al. ont démontré en 1987 que le Groupe Local était attiré vers le Grand Attracteur à une vitesse de $481 \pm 107 \text{ km s}^{-1}$ [183]. Lynden-Bell & ont calculé en 1988 une vitesse de $570 \pm 60 \text{ km s}^{-1}$ [186, p.30-33] [172].

Melnick & Moles ont suggéré en 1987 que le Grand Attracteur était un ordre de grandeur trop léger pour expliquer complètement l'attraction exercée sur le Groupe Local et que la matière en partie responsable de ce mouvement était située au-delà du superamas du Centaure [187]. L'équipe de Quintana a confirmé cette prédiction en montrant que jusqu'à 25% de la vitesse du Groupe Local était causé par le superamas de Shapley situé à $100 h^{-1} \text{ Mpc}$ du superamas de l'Hydre-Centaure, lui-même situé à $40 h^{-1} \text{ Mpc}$ du Groupe Local [188, 189]. Ce résultat implique que le superamas de Shapley est dominé par la matière sombre.

Une étude indépendante publiée en 1996 a mis en évidence que le coeur de l'amas de Shapley est rempli de matière sombre, avec un rapport de $130 h^{-1} (\frac{M}{L})_{\odot}$ [190, p.25-27]. En comparant les résultats de leurs observations avec quelques modèles théoriques, Bardelli & al. sont arrivés à la conclusion que les propriétés du superamas de Shapley sont consistantes avec les prédictions du modèle ΛCDM [191]. Une conférence a eu lieu en 2004 à propos des efforts entrepris pour découvrir les structures à grande échelle telles que le Grand Attracteur qui sont cachées par la Voie Lactée, dans la Zone d'Évitement (ZOA). Les conclusions sont que la concentration de masse est plus importante dans le superamas de Shapley, mais puisqu'il est situé plus loin que le Grand Attracteur, l'importance de son influence sur le Groupe Local ne peut être établie [192].

Cette idée qu'il existe dans le superamas de Shapley une concentration de masse

supérieure à celle du GA a été validée par Kocevski & al. en 2005 [193]. La masse du superamas de Shapley soutiré par Proust & al. en 2005 est suffisamment grande pour avoir un effet non-négligeable sur le mouvement du Groupe Local [189]. En 2006, Kocevski & al. réussissent à démontrer que 44% de la vitesse du Groupe Local est due au Grand Attracteur, et que les 56% restants proviennent d'une région de sur-densités entre 130 et 180 h^{-1} Mpc. Le superamas de Shapley dans cette région contribue pour 30.4% de la vitesse du GL [194]. Tully & al. trouvent une troisième composante qui se rajoute au GA et au superamas de Shapley, il s'agit du Vide Local qui repousse les galaxies. Ils obtiennent également une vitesse d'approche du GL de 446 km s⁻¹ en direction de l'amas du Centaure [178].

1.1.20 Relevé de décalage vers le rouge de supernovae

Les supernovae de type Ia (SN Ia) sont des chandelles standard qui peuvent être utilisées pour mesurer les distances extragalactiques, et de vastes bases de données permettent de contraindre les modèles cosmologiques [195]. Le High-z Supernova Search Team et le Supernova Cosmology Project (SCP) ont été à partir de 1998 les deux expériences principales à faire des relevés de grand décalage vers le rouge de supernovae. Les deux groupes ont trouvé que la lumière émise par les SN Ia était plus faible en moyenne que ce qui est prédit par un univers plat dominé par la matière ($\Omega_M = 1$). L'expansion de l'univers n'est donc pas ralentie par la force gravitationnelle qui aurait le dessus dans un univers dominé par la matière, mais plutôt accélérée à cause de la force répulsive qu'est l'énergie sombre.

L'équipe du SCP a ensuite publié en mai 2011 une analyse combinant les données de 580 SN Ia tirées de 18 différentes bases de données. En incluant les contraintes du modèle Λ CDM (SN + CMB + BAO + H_0), Suzuki & al. ont trouvé en 2011 que $\Omega_\Lambda = 0.729 \pm 0.014$ et $\Omega_{DM} = 0.271 \pm 0.012$ [196, p.17-19]. Cette proportion de matière sombre était équivalente à celle obtenue par WMAP à l'époque, et constitue une confirmation de la présence de matière sombre dans l'univers.

L'analyse combinée «joint light-curve analysis» (JLA) a permis de répertorier 740 supernovae provenant du relevé «Supernova Legacy Survey Three Year Data» (SNLS3), du relevé «SDSS-II Supernova Survey», d'observations faites avec le «Hubble Space Telescope» (HST) ainsi que d'autres observations, ce qui a conduit à contraindre la densité de masse-énergie de la matière baryonique et sombre à $\Omega_M =$

0.295 ± 0.034 [197, p.15]. Ces mesures obtenues de 740 SN Ia provenant de SNLS3 et SDSS-II, lorsqu'elles sont combinées aux mesures des oscillations acoustiques des baryons (BAO) mesurées dans la distribution des galaxies et aux restrictions imposées par les données de Planck sur le CMB, donnent des résultats presque identiques à la combinaison des données CMB+BAO seulement ($\Omega_M = 0.302 \pm 0.008$ au lieu de $\Omega_M = 0.303 \pm 0.008$). En imposant la contrainte venant de Planck que le paramètre de densité de matière baryonique vaut $\Omega_b = 0.0479 \pm 0.0006$, cela implique un paramètre de densité pour la matière sombre qui est $\Omega_{DM} = 0.254 \pm 0.008$ [158, p.19]. L'ajout d'un degré de liberté (SN Ia) n'affecte que de façon négligeable les résultats de Planck et cela est un argument en faveur du modèle Λ CDM et de l'existence de la matière sombre.

1.2 Les candidats à la matière sombre

1.2.1 Matière sombre froide non-baryonique

1.2.1.1 Le neutralino comme candidat favori

La théorie qui prévaut en cosmologie est le modèle Λ CDM qui est fondé sur la matière sombre froide (CDM) et une constante cosmologique non-nulle (énergie sombre). Le modèle Λ CDM arrive à expliquer le CMB, la nucléosynthèse primordiale lors du Big-Bang (BBN), l'accélération de l'univers et les structures à grande échelle des amas de galaxies. Les paramètres du modèle Λ CDM proviennent des résultats de Planck, dont la densité de matière sombre froide qui vaut $\Omega_c = 0.2578 \pm 0.0043$ [146]. C'est la matière sombre froide qui permet au modèle Λ CDM de décrire la formation hiérarchique des structures, i.e. une formation des structures qui commence par les galaxies et se termine avec les plus grandes structures dans l'univers que sont les filaments galactiques composés de super-amas [198].

La matière sombre froide non-baryonique a été postulée pour la première fois en 1982 par Peebles pour expliquer la formation hiérarchique des structures [199], et depuis est devenue l'objet de maintes études théoriques et d'observations cosmologiques [200, 201, 202]. La matière sombre froide est non-relativiste, donc suffisamment massive ($M \gtrsim 1$ keV) pour se mouvoir lentement. Les structures qu'elle génère ne contiennent pas de mouvements internes thermiques, d'où la caractéristique froide de la matière sombre. Elle doit également être neutre, car autrement elle

aurait déjà été détectée par l'entremise des interactions électromagnétiques. Ce constat implique aussi qu'elle doit interagir très faiblement dans le secteur de la force faible. La matière sombre froide étant massive et ses effets gravitationnels sur la matière ordinaire étant observés, elle doit interagir avec la force gravitationnelle. L'expérience Planck a démontré que la matière sombre compte pour 25.5% de la densité de masse-énergie de l'univers, le candidat idéal doit donc avoir la bonne densité relique pour satisfaire ce critère. Finalement, la matière sombre froide doit être stable sur des échelles de temps cosmologiques, sans quoi elle aurait eu le temps d'être entièrement désintégrée depuis le Big-Bang. Ces caractéristiques constituent l'essentiel des propriétés des particules très massives interagissant faiblement (WIMPs). Le neutralino est le candidat favori pour remplir ce rôle de WIMP au sein du modèle Λ CDM, parmi tous les autres candidats potentiels comme matière sombre froide non-baryonique. Le neutralino sera présenté au chapitre suivant, après une brève présentation de la supersymétrie qui lui donne naissance dans un contexte naturel.

La création des WIMPs au début de l'univers, lorsque $T > M_{WIMP}$, se produisait en équilibre thermique avec la genèse des autres particules. Cela est en contraste avec la production de particules non-thermiques, tels que les axions, sous des conditions hors de l'équilibre thermique. Une fois que la température eut diminué en dessous de la masse du WIMP, la création de WIMPs s'est arrêtée par manque d'énergie disponible. En supposant que les WIMPs sont stables sur des échelles de temps cosmologiques, le processus dominant devenait alors l'annihilation de deux WIMPs vers des particules plus légères du modèle standard. Avec l'expansion de l'univers, la densité de WIMPs a baissé jusqu'à ce qu'il soit improbable qu'une collision entre deux WIMPs se produise, puis cette densité est devenue constante (processus nommé le «freeze-out»).

1.2.1.2 Le neutrino lourd

L'hypothèse d'une quatrième famille de neutrinos lourds constituerait une autre avenue vers l'explication de la nature de la matière sombre, et serait appuyée par les récents résultats de WMAP qui permettent un quatrième type de neutrino. Les quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) de mesures de désintégration du Z^0 au LEP montrent qu'il ne peut y avoir que 2.9840 ± 0.0082 générations de

neutrinos actifs légers [203, p.696] [204], contraignant les neutrinos lourds à être plus massif que $\frac{M_Z}{2} = \frac{(91.186 \pm 0.0021)}{2} \approx 45.6$ GeV [205, 206, 207, 208]. Un neutrino droitier de quatrième génération, couplant à un boson de jauge Z' supersymétrique, aurait une densité relique suffisante pour représenter la totalité de la matière sombre froide [209].

1.2.1.3 Le sneutrino

Le neutrino scalaire (sneutrino) gaucher, étant avec le neutralino la particule supersymétrique la plus légère (LSP), aurait pu être un bon candidat à la matière sombre froide. Mais les expériences de détection directe ont abaissé les limites sous la section efficace sneutrino-nucléon attendue, excluant ainsi le sneutrino gaucher comme candidat CDM [210]. Il a été indiqué par la suite qu'un sneutrino droitier couplant aux nucléons [211, 212] ou au boson de jauge Z' supersymétrique [213, 214], pourrait être un bon candidat LSP pour la matière sombre froide. Le sneutrino droitier pourrait aussi remplir le rôle de LSP si un mélange avec le sneutrino gaucher était permis. Cela impliquerait également que le sneutrino droitier est non-stérile parce qu'il pourrait coupler avec la jauge du MS et avec le boson de Higgs par l'entremise de l'interaction faible avec le sneutrino gaucher [215].

1.2.1.4 L'axion

Les axions ont été inventés par Peccei et Quinn en 1977 pour expliquer l'absence de violation CP (Charge-Parité) dans les interactions impliquant la force forte au sein de la chromodynamique quantique (QCD) [203, p.626-627] [216, p.3-8] [217, p.487] [218]. Ce sont des particules neutres pseudo-scalaires, qui contrairement aux vrais scalaires, ont leur signe pseudo-scalaire changé sous inversion de parité (trois coordonnées spatiales inversées). Elles interagissent très faiblement avec les nucléons, les électrons et les photons. Les axions se comportent comme des particules de matière sombre dans le cas où l'échelle d'énergie de la phase de transition f_a au moment du découplage dans l'univers primordial vaut moins que $f_a < 10^{12}$ GeV. Cela est confirmé par les mesures expérimentales, astrophysiques et cosmologiques [219] qui imposent une limite supérieure à la masse des axions, soit $m_a \lesssim 10^{-3}$ eV, et une limite inférieure de $m_a \gtrsim 10^{-6}$ eV en dessous de laquelle les axions tendent à produire trop de matière sombre [220]. Ces observations suggèrent que

les axions pourraient constituer une fraction non négligeable de la matière sombre froide avec une constante de désintégration axionique qui vaudrait $f_a \gtrsim 10^{10}$ GeV [203, p.353, 626-627] [138, p.204-227] [111, p.19-21]. Pourtant, les expériences telles que ADMX [221], CAST [222], OSQAR [223], ALPS [224] et CROWS [225] ayant comme objectif la détection directe des axions n'ont pas donné encore de résultats positifs jusqu'à présent [203, p.628-633] [226, p.62-64] [217, p.490].

1.2.1.5 Les particules Kaluza-Klein

L'idée d'utiliser des dimensions spatiales supplémentaires pour permettre d'unifier les forces fondamentales que sont l'électromagnétisme et la gravité est venue de Nordström en 1914 [227]. Einstein présenta sa théorie de la relativité générale en 1915, et Kaluza trouva en 1919 qu'il était possible de décrire simultanément l'électromagnétisme et la gravité en ajoutant une cinquième dimension à la relativité générale [228]. Pour sa part, Klein a élucidé en 1926 la signification de la compactification des dimensions supplémentaires et le rôle de l'invariance de jauge [229]. La théorie de Kaluza-Klein a été abandonnée jusque dans les années 1970 à cause d'inconsistances intrinsèques. Les théories comportant plus de 4 dimensions ont été réintroduites vers la fin des années 1970 pour aider au développement de la théorie de la supergravité et de la théorie des super-cordes [203, p.1637-1644].

Il a fallu attendre jusqu'en 1998 pour assister à une véritable renaissance des théories à dimensions additionnelles, lorsque Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali (ADD) ont songé à abaisser l'échelle de la gravité quantique M_* à un TeV en forçant le MS à exister sur une brane (surface à 3+1 dimension) dans un espace-temps hyper-dimensionnel. Les n dimensions supplémentaires sont compactifiées dans un volume R^n qui a pour résultat de faire diminuer la force de la gravité depuis la vraie échelle fondamentale \sim TeV vers l'échelle de Planck $\sim 10^{19}$ GeV. Cette théorie permet donc de résoudre le problème de hiérarchie dans le MS, qui consiste en ce que la force faible soit 10^{32} plus forte que la force de gravité. Autrement dit, la gravité interagit faiblement dans le monde à 3 dimensions spatiales car elle disparaît partiellement dans d'autres dimensions [138, p.167-182].

Les ondes stationnaires existant dans les dimensions additionnelles compactifiées de rayon R génèrent la masse invariante quantifiée des particules Kaluza-Klein (KK), tel que $M_n = \frac{n\hbar}{Rc}$. Ce spectre de masses est appelé la tour de Kaluza-Klein

et les états possibles représentent des particules KK ayant une masse spécifique qui sont des excitations des particules du MS. Dans le scénario ADD, seulement le graviton peut se propager vers les dimensions supplémentaires et ainsi devenir une particule KK. Dans les scénarios de dimensions supplémentaires universelles, les particules du MS peuvent aussi pénétrer l'espace des dimensions additionnelles. Ce modèle de dimensions supplémentaires universelles respecte la parité KK, une symétrie discrète qui empêche la désintégration de la particule KK la plus légère (LKP), fournissant ainsi une particule pouvant remplir le rôle d'une WIMP [230] [138, p.167-182] [203, p.1637-1644].

1.2.2 Matière sombre tiède non-baryonique

1.2.2.1 Avantages de la matière sombre tiède

Le modèle Λ CDM est la théorie dominante en cosmologie, mais elle prédit incorrectement une concentration de matière sombre qui semble augmenter abruptement jusqu'à une valeur très élevée au centre des halos, contrairement à ce qui est observé [231, 232, 233]. Ce problème pourrait être réglé en considérant un processus d'expansion et de contraction de gaz provenant des régions galactiques internes où se produit des sursauts de formation d'étoiles. L'énergie générée lors de l'expansion et de la contraction du gaz permet d'aplanir la concentration de matière sombre au centre du halo, et d'ainsi refléter les observations astronomiques [234, 235, 236].

Il existe aussi des galaxies qui ne présentent pas de gonflement en leur centre, ce qui semble aller à l'encontre des scénarios de formation galactique [237, 238]. Encore une fois, les processus de rétroaction stellaire que sont les vents gazeux émis lors de l'explosion de supernovae permettent d'expliquer pourquoi certaines galaxies sont complètement planes [236].

Le modèle Λ CDM prédit également un surplus de halos peu massifs par rapport au nombre actuellement observé de galaxies naines en orbite autour de la Voie Lactée [239]. Mais il se pourrait qu'on n'arrive pas à observer autant de galaxies naines que ce qui est prédit, tout simplement parce qu'elles sont très difficiles à observer. En effet, ces galaxies peuvent être dominées jusqu'à 99% de matière sombre, comme le montrent 9 nouvelles galaxies naines découvertes en 2015 grâce au Dark Energy Survey [240]. Il se pourrait également que la plupart des galaxies naines aient été absorbées par d'autres galaxies naines plus massives, ou encore par la Voie Lactée.

Un autre problème engendré par le paradigme Λ CDM est qu'il prédit un moment angulaire des halos de matière sombre trop bas par rapport à celui mesuré dans les galaxies spirales [241]. De surcroît, les simulations effectués avec le modèle Λ CDM et le modèle de matière sombre tiède (WDM) montrent que la distribution des mini-vides à l'intérieur de l'amas local s'accorde mieux avec une distribution de matière sombre tiède [242, 243].

Ces problèmes sont tous résolus par le modèle WDM, dans lequel la matière sombre tiède a une dispersion de vitesse initiale assez grande pour supprimer partiellement le spectre de puissance de la matière à petite échelle, mais assez petite pour expliquer la formation hiérarchique des structures à grande échelle [244]. Une combinaison de matière sombre tiède et froide, nommée le modèle mixte de matière sombre (MDM), permet également d'expliquer les divergences entre les observations cosmologiques et les prédictions du modèle Λ CDM [245].

1.2.2.2 Le gravitino superWIMP

Le concept de matière sombre tiède qui a été postulé en 1982 par Primack et Bond permet la formation des galaxies avant les structures à plus grande échelle [244]. Ils ont proposé que la particule de matière sombre tiède est le superpartenaire du graviton de spin 2, soit le gravitino de spin 3/2 [246, 247, 248]. Ce type de superparticule est issu d'une combinaison de la relativité générale et de la supersymétrie (SUSY) qui donne la théorie de la supergravité (SUGRA). SUSY est une théorie qui assigne à chacun des bosons ou fermions du modèle standard un superpartenaire fermion ou boson, avec des nombres quantiques identiques et avec un spin modifié de $\pm\frac{1}{2}$. Les théories SUSY et SUGRA seront décrites au chapitre 3. Dans le modèle tiède, le gravitino est la particule supersymétrique la plus légère (LSP) et il serait créé par la désintégration du stau qui est la deuxième particule supersymétrique la plus légère (NLSP). Dans les scénarios où la totalité de la matière sombre est constituée de gravitinos formés par désintégration de NLSP, la matière sombre tiède est de type superWIMP (super weakly interacting massive particle), classifiée ainsi car son taux d'interaction est très faible [249].

1.2.2.3 Le neutrino stérile

Il faut recourir au concept d'hélicité pour décrire les neutrinos stériles [250]. L'hélicité est droitère si le spin est dans le même sens que le vecteur impulsion de la particule en mouvement, et gauchère si le spin et la quantité de mouvement sont antiparallèles. La chiralité d'une particule est établie en considérant la possibilité que l'hélicité puisse être inversée en changeant de référentiel. Si la particule est massive, il est toujours possible de trouver un référentiel qui change la direction du mouvement de la particule, et celle-ci devient alors droitère ou gauchère selon le référentiel choisi. Mais si la particule est sans masse, alors elle voyage à la vitesse de la lumière, et il est désormais impossible de trouver un référentiel plus rapide permettant de changer l'orientation de l'impulsion de la particule, la vouant ainsi à conserver pour toujours son identité droitère ou gauchère. De façon similaire, les neutrinos ne peuvent avoir de moment dipolaire magnétique car leur spin et leur chiralité pourraient être inversés en appliquant un champ magnétique [251, p.19-22]. Dans le MS, les neutrinos n'ont pas de masse et les interactions faibles sont transmises par les bosons de jauge d'isospin faible qui agissent seulement sur la composante d'hélicité gauche des fermions. Les neutrinos du MS sont par conséquent gauchers, et les anti-neutrinos sont droitiers.

Les neutrinos stériles, ou singulets d'isospin faible, sont semblables aux neutrinos du modèle standard, excepté qu'ils n'interagissent pas avec la force faible, sauf pour se mixer entre eux-mêmes. Ce sont des neutrinos droitiers ou des anti-neutrinos gauchers qui interagissent avec la force de gravité. Leur existence permet de combler le vide dans la description des particules du MS qui prédit seulement l'existence de neutrinos gauchers ou d'anti-neutrinos droitiers, alors que les autres leptons massifs peuvent tous avoir une composante d'hélicité gauchère ou droitère [252, p.74-84].

L'avantage des neutrinos stériles est qu'ils s'imbriquent naturellement parmi les particules du modèle standard dans le cadre du modèle minimal standard des neutrinos νMSM , qui peut d'ailleurs expliquer la période d'inflation de l'univers [253]. Ils permettent aussi de générer la masse des neutrinos ordinaires, qui est beaucoup plus petite que celle des autres leptons, par l'entremise du mécanisme de dent de scie (see-saw mechanism) [138, p.228-248]. Les neutrinos stériles peuvent aussi expliquer la vitesse de recul des pulsars s'ils sont émis de façon asymétrique depuis l'intérieur de l'étoile [254, 255, 256].

Les neutrinos stériles ont été proposés par Dodelson et Widrow en 1993, et pour une masse entre 1 eV et 1 keV, ils constituent de bons candidats à la matière sombre tiède [257].

Parmi les nombreuses expériences qui ont pointé vers l'existence des neutrinos stériles, il y a les expériences conduites avec des accélérateurs qui permettent de faire entrer en collision un faisceau de protons avec une cible de graphite ou de béryllium, ce qui produit des pions négatifs ou positifs qui se désintègrent ensuite en neutrinos ou antineutrinos muoniques. Ces neutrinos oscillent entre la cible et le détecteur, et un certain nombre de neutrinos muoniques se transforment en neutrinos électroniques. Les résultats combinés des expériences Liquid Scintillator Neutrino Detector (LSND) et Mini Booster Neutrino Experiment (MiniBooNE) montrent que le taux de comptage des neutrinos électroniques est légèrement plus élevé que celui attendu, possiblement car les neutrinos stériles de 1 eV oscilleraient vers des neutrinos électroniques [258, 259, 260, 261, 262, 263].

L'évaluation du taux de comptage des neutrinos créés avec des réacteurs nucléaires montre un déficit par rapport aux prédictions théoriques. C'est le cas autant pour les expériences d'oscillation des neutrinos à courte distance (Institut Laue-Langevin (ILL), Goesgen, Rovno, Krasnoyarsk, Bugey et Savannah River), que pour les expériences d'oscillation des neutrinos à longues distances (tels que CHOOZ et KamLAND). Le manque de neutrinos détectés serait dû aux oscillations qui transforment les neutrinos ordinaires créés dans le coeur des réacteurs vers des neutrinos stériles. Un modèle comportant 4 neutrinos, dont un neutrino stérile, s'ajuste aux données de façon remarquable [264, p.11, 16]. Les expériences DoubleChooz, DayaBay, et RENO indiquent toutes des résultats très similaires [265].

Les données provenant de l'étalonnage des expériences SAGE [266] et GALLEX [267] fait avec des sources radioactives (^{51}Cr , ^{37}Ar & ^{71}As) émettant des neutrinos montrent un déficit de neutrinos mesurés par rapport au nombre prédit, ce qui peut être expliqué par l'existence des neutrinos stériles [268].

Les expériences d'oscillation des neutrinos à courte distance (telles que LSND, MiniBooNE, ILL et GALLEX) pointent toutes vers l'existence d'un neutrino ayant une masse de $M_\nu = 1$ eV [269, 270, 271, 272]. Par contre, l'expérience IceCube86 a depuis exclus à 99% C.L. les régions de Δm^2 comprises entre 0.1 et 10 eV² permises par LSND et MiniBooNE [273].

L'hypothèse de l'existence d'un quatrième type de neutrino est renforcée avec les résultats finaux de WMAP selon lesquels le nombre effectif de neutrinos est $N_{eff} = 3.84 \pm 0.40$ [145].

Plus récemment, la combinaison des résultats de Planck-2013 avec les mesures des oscillations acoustiques baryoniques (BAO) de BOSS DR11, les contraintes imposées par les BAO retrouvées dans les forêts Lyman-alpha obtenues par SDSS, les mesures de distorsions avec la technique de lentille gravitationnelle faible réalisées par CFHTlens, ainsi que la fonction de masse des amas galactiques, a donné un nombre de neutrinos $N_\nu = 3.82^{+0.27}_{-0.31}$ [274, p.12].

Par contre, les résultats de Planck-2015 à eux seuls semblent exclure la possibilité d'un quatrième neutrino à plus de 95%CL, avec $N_{eff} < 3.7 \pm 0.5$, mais seulement pour $m_{\nu,sterile}^{eff} < 0.52$ eV. Cela laisse la porte entrouverte pour la découverte de neutrinos stériles plus lourds qu'un eV [146, p.44].

D'une autre part, l'analyse d'un modèle de nucléosynthèse primordiale [275, 276] a trouvé que $N_{eff} = 3.74 \pm 0.75$ [277], un résultat compatible avec l'existence d'une quatrième génération de neutrinos. Mais un résultat plus récent basé sur le rapport des quantités primordiales de deutérium et d'hydrogène montre que le nombre de neutrinos serait $N_{eff} = 3.28 \pm 0.28$, éliminant l'existence d'une quatrième génération de neutrinos légers avec 99.3% de confiance [278] [203, p.342]. Une autre analyse encore plus récente a obtenu $N_{eff} = 2.88 \pm 0.16$ [279].

CHANDRA a détecté en 2010 la signature de la désintégration d'un neutrino stérile, soit un photon d'une énergie $E_\gamma = \frac{m_\nu c^2}{2} = 2.5$ keV, l'autre moitié de l'énergie étant emportée par un neutrino ordinaire plus léger. Cette énergie correspondrait à un neutrino stérile de 5 keV, et l'intensité de la raie détectée implique que la totalité de la matière sombre serait composée du neutrino stérile produit par oscillations [280]. Par contre, la même équipe a depuis confirmé qu'il n'y a pas de raie à 2.5 keV, un résultat obtenu cette fois avec le satellite XMM-Newton [281].

Une raie de 3.55 keV a été détectée dans le spectre de rayons-X émis par plusieurs amas de galaxies avec le satellite XMM-Newton, et pointe vers l'existence d'un neutrino stérile qui aurait une masse de 7.1 keV [282, 283, 284] [250, p.81] [285, 286, 287].

Les neutrinos stériles seraient donc des candidats à la matière sombre tiède et cela devra être confirmé expérimentalement dans les prochaines années [250].

1.2.3 Matière sombre chaude non-baryonique

La matière sombre chaude non-baryonique (HDM) est constituée de particules qui étaient ultra-relativistes lorsque le décalage vers le rouge avait une valeur de $z = \frac{1}{R(t)} - 1 \approx 6$ (où $R(t)$ est le facteur d'échelle de l'univers), ce qui correspond à temps d'environ 1 an.

Dans les modèles où la matière sombre est ultra-relativiste, la formation et l'évolution des galaxies et des structures à grande échelle est tardive avec $z \lesssim 3$ [288, p.459] [289], ce qui est en contradiction avec les résultats de WMAP où la réionisation a lieu à $z \approx 20$ [290]. Dans les modèles basés sur une particule de matière sombre extrêmement énergétique, la formation des structures gigantesques a lieu en premier, puis elle se fragmentent en structures progressivement plus petites [291, 292, 293, 294, 295, 296]. Cela est en désaccord avec la structure du CMB et avec les observations montrant que la formation de structures dans l'univers est hiérarchique, i.e. que les galaxies sont formées au départ, puis qu'elles s'assemblent en amas et qu'ensuite ces amas de galaxies finissent par former des superamas [297, 298, 299, 300, 301, 302] [303, p.2-3] [304] [244, p.1]. Les neutrinos constituent un type de HDM, mais parce que la somme de masse des trois saveurs $\sum m_\nu < 0.58eV$ obtenue par WMAP en 2010 donne une densité relique maximale de $\Omega_\nu h^2 < \sum \frac{0.58}{93eV} = 0.006$ [302, p.20], les neutrinos ne peuvent pas être la forme dominante de matière sombre [4, p.127].

1.2.4 Matière sombre baryonique

Les MACHOs (massive compact halo objects) ont une masse typique située entre $10^{-8} < m < 1M_\odot$ et peuvent être des planètes, des naines rouges, des naines brunes ou des naines blanches, des étoiles à neutrons, du gaz d'hydrogène froid, des galaxies peu lumineuses, ou encore des trous noir primordiaux constitués de matière sombre baryonique [305, 306, 307]. Les observations faites par MACHO, EROS et OGLE ne révèlent pas assez de candidats pour rendre compte de toute la matière sombre. En effet, un maximum de 20% de la matière dans notre galaxie serait sous la forme de MACHOs [308, 309, 310]. Les naines blanches ne peuvent constituer plus de 2% de la matière sombre du halo de la Voie Lactée [311, 312, 313, 314, 315]. Les naines rouges sont absentes du champ profond de Hubble, et sont par conséquent inadmissibles comme candidates à la matière sombre [316]. Les étoiles à neutrons et les trous

noirs sont encore moins nombreux que les naines blanches, et les observations n'ont pas détecté en quantité satisfaisante l'énergie et les éléments lourds émis lors de leur formation [111]. En particulier, l'absence de la présence du rayonnement de Hawking à 100 MeV émit par les trous noirs de moins de 10^{15} g limite leur abondance à $\Omega_{tn} \leq 10^{-8}$ [317, p.104-105]. L'expérience Planck a démontré que la matière baryonique compte pour seulement 4.8% de la quantité totale de matière dans l'univers [146], ce qui élimine définitivement la matière baryonique comme candidate à la matière sombre.

1.2.5 Dynamique Newtonienne Modifiée

La théorie MOND (MODified Newtonian Dynamics) proposée par Milgrom en 1983 prétend qu'en dessous d'une valeur seuil d'accélération, la dynamique newtonienne pour les corps célestes n'est plus valide [318, 319, 320, 321, 322, 323, 324]. Il faut introduire une constante donnant une accélération gravitationnelle qui ne dépend plus de l'inverse du rayon au carré, mais de l'inverse du rayon, ce qui permet de reproduire les grandes vitesses de rotation galactique observées astronomiquement. Il y a plusieurs problèmes avec la théorie MOND, entre autres qu'il existe des galaxies ayant un profil képlérien, et cela implique que les paramètres de la théorie MOND devraient varier d'une galaxie à une autre. De plus, la théorie MOND ne peut expliquer la cartographie à grande échelle qui fait intervenir la technique de lentille gravitationnelle, l'anisotropie du rayonnement micro-onde de fond cosmique (CMB), la séparation de la matière sombre de la matière baryonique lors de fusionnement d'amas, ainsi que l'attraction des structures à grande échelle. Les versions généralisées et relativistes de MOND, tel que TENSOR-VECTOR-SCALAR (TEVES) [325, 326, 327, 328, 329, 330, 331, 332], la gravité conforme [333, 334] et la théorie de la gravité non-symétrique [335] introduisent chacune des difficultés et problèmes supplémentaires dans l'explication des effets attribués à la matière sombre [111].

1.3 La supersymétrie et le neutralino

1.3.1 Les problèmes du modèle standard

Le modèle standard est le paradigme de la physique des particules qui décrit les particules ainsi que les forces qui leur permet d'interagir entre elles. Il existe 24 particules et antiparticules fermioniques fondamentales de spin $\pm\frac{1}{2}$ au sein du modèle standard, et 61 particules fondamentales au total en tenant compte de la couleur des quarks et des gluons (58 en considérant que les neutrinos sont leur propre antiparticule). Les triplets de quarks forment des baryons qui sont des fermions et les paires de quarks et d'antiquarks forment des mésons qui sont des bosons. Le modèle standard n'arrive pas à expliquer la raison pour laquelle il existe 3 familles de leptons et de quarks, ni pourquoi les masses des 3 générations sont différentes l'une de l'autre : $\frac{M_u}{M_t} \sim 1.7 * 10^{-5}$ (qui constitue le petit problème de hiérarchie). Les 3 types d'interactions fondamentales dans le modèle standard sont décrites par l'échange de bosons (spin entier) entre les fermions (spin demi-entier). Le modèle standard est limité dans la description de l'interaction des particules car il ne tient pas compte de la force de gravité. L'origine de la violation CP dans les interactions fortes reste un mystère. Les constantes de couplages qui permettent de comparer les 3 forces fondamentales du modèle standard montrent qu'elles ont des valeurs différentes à basse énergie, ce qui constitue le problème de l'unification. Le masse inertielle des fermions résulte de leur interaction avec le champ de Higgs, qui freine leur mouvement. Le champ de Higgs qui apparaît grâce au mécanisme de Higgs donne aussi leur masse aux bosons de jauge faible W^+ , W^- et Z^0 , lorsque la symétrie de jauge électrofaible est brisée spontanément. L'origine de cette brisure spontanée de symétrie, qui survient lorsque le champ de Higgs acquiert une valeur attendue dans le vide (VEV) non-nulle de 246 GeV, n'est pas expliqué au sein du modèle standard. Selon la théorie des champs, une particule "physique" réelle est constituée d'une particule centrale de masse "nue" (bare mass) et recouverte d'un nuage de particules virtuelles de très courte durée de vie. Dans la théorie des champs, le calcul de l'interaction de simples particules tel que l'échange d'un photon entre deux électrons, doit tenir compte d'une série infinie de termes qui représentent toutes les interactions des particules virtuelles dans un nuage de fluctuations quantiques. Ces innombrables interactions entre les particules virtuelles et le Higgs, incluant

le Higgs qui interagit avec lui-même, contribuent à lui donner sa masse et la font diverger de façon quadratique. Pour que le modèle standard soit valide à plus haute énergie, par exemple à la plus haute échelle d'énergie connue en physique qui est la masse de Planck $M_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 1.2 \times 10^{19}$ GeV, et pour conserver une masse de Higgs $M_h \sim 246$ GeV après corrections radiatives, il faudrait que l'on impose une masse simple (réelle et observable) de l'ordre de $M_P = 10^{19}$ GeV afin d'obtenir une annulation hautement improbable entre la masse simple et les corrections radiatives (problème de l'ajustement fin). Ce problème d'ajustement fin est intimement relié au problème de hiérarchie, qui consiste en l'existence d'une différence énorme de 10^{19} GeV entre la masse du Higgs et la masse de Planck, ou dit autrement que la force à l'échelle électrofaible soit 10^{32} plus forte que la force à l'échelle gravitationnelle. Une autre lacune importante du modèle standard est la prédiction que les neutrinos n'ont pas de masse, alors que WMAP et les expériences qui détectent l'oscillation des saveurs entre les 3 générations de neutrinos impliquent qu'ils soient massifs. La période d'inflation, lorsque l'univers primordial a subi une expansion très rapide et accélérée, ainsi que l'asymétrie des baryons, qui est l'excès de matière par rapport à l'antimatière dans l'univers, sont des phénomènes qui ne sont pas expliqués dans la théorie du modèle standard. En outre, la matière sombre et l'énergie sombre ne sont pas intégrés au modèle standard. Finalement, le modèle standard possède 19 paramètres arbitraires qui ne peuvent être expliqués de façon naturelle. Ces paramètres sont les masses de 6 quarks et des 3 leptons massifs (les neutrinos n'ont pas de masse dans le modèle standard), les 3 constantes de couplage électromagnétique, faible et forte, les 3 angles et la phase (qui brise la symétrie CP) de la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), qui ensemble définissent le mélange entre les quarks et le changement de saveur lors des désintégrations faibles, la phase pour le vide de la chromodynamique quantique, la valeur attendue du vide non nulle du champs de Higgs, et la masse du boson de Higgs. Toutes ces raisons font qu'il est souhaitable de cheminer au-delà du modèle standard en compagnie d'une théorie susceptible de résoudre les nombreux problèmes du modèle standard [138, 336, 4, 337].

1.3.2 La supersymétrie

La supersymétrie a été découverte indépendamment par trois groupes de chercheurs. En 1971 par Yu. A. Golfand et E.P. Likhtman à Moscou en Russie, en 1972 par D.V. Volkov et V.P. Akulov à Kharkov en Ukraine, et en 1974 par J. Wess et B. Zumino aux É.-U. La théorie des champs la plus simple avec la supersymétrie réalisée linéairement, i.e. où le champ fermionique ou bosonique transformé est une fonction linéaire du champ initial, a été développé par Wess et Zumino.

La première version supersymétrique réaliste du modèle standard a été proposée en 1981 par Howard Georgi et Savas Dimopoulos [338]. C'est le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM), qui fait intervenir un nombre minimal de nouvelles particules et d'interactions [339], et qui a été proposé pour résoudre le problème de hiérarchie dans le modèle standard. La supersymétrie fait le lien entre les fermions et les bosons en assignant aux particules du modèle standard des superpartenaires, le tout constituant un superchamp. Les fermions fondamentaux, tels que les quarks et les leptons, sont mis en commun avec les sfermions, tels les squarks et les sleptons, qui sont des superpartenaires complexes scalaires bosoniques. Les bosons vecteurs de force sont combinés avec les superbosons, qui sont des superpartenaires fermioniques vecteurs de la superforce entre les sfermions. Les nombres quantiques des superparticules sont identiques à ceux des particules du modèle standard excepté leur spin qui varie de $\pm\frac{1}{2}$. Les particules de jauge du modèle standard sont associées aux gauginos. Les photons, les Z^0 , les W^\pm et les gluons sont accouplés respectivement aux photinos, aux zinos, aux winos et aux gluinos, et les 5 bosons de Higgs dans le MSSM sont combinés aux superpartenaires Higgsinos.

Ces superHiggs permettent de compenser les contributions des corrections radiatives, ce qui élimine complètement la divergence quadratique de la masse du Higgs si le MSSM se comporte comme une symétrie exacte. Puisque les superparticules n'ont pas encore été produites dans les accélérateurs, qui vont jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV, il faut qu'elles soient plus massives que les particules du modèle standard, ce qui implique que SUSY est une symétrie brisée. La divergence quadratique peut quand même être partiellement annulée si la symétrie est brisée doucement, critère qui est respecté si la différence de masse entre les particules et les superparticules ne dépasse pas quelques TeVs et reste du même ordre que l'échelle de brisure de symétrie électrofaible. Cela permet aussi de se débarrasser du

processus d'ajustement fin car la masse du Higgs est naturellement ramenée vers la valeur du VEV. Par contre, la brisure douce de symétrie requiert l'introduction de 105 nouveaux paramètres libres, en plus des 19 du modèle standard, pour un total de 124 nouveaux paramètres libres.

En outre, l'unification des 3 constantes de couplage du modèle standard est possible dans le MSSM. L'unification des 3 forces fondamentales a lieu à l'échelle de grande unification $M_{GUT} \approx 2 \times 10^{16}$.

Le MSSM contraint (CMSSM) permet de supprimer plusieurs paramètres superflus pour n'en conserver que cinq, soit la masse unifiée des gauginos, la masse unifiée des sfermions, la constante de couplage tri-linéaire unifiée, le paramètre de la masse des bosons de Higgs et le paramètre du rapport de la VEV des 2 doublets de Higgs neutres.

Le modèle de supergravité minimale permet d'inclure la force de gravité dans la supersymétrie avec le graviton et le gravitino. La présence de ces deux champs de jauge pourrait permettre de résoudre le problème de renormalisation de la gravité quantique en annulant les divergences, et conduirait ainsi à la théorie du tout dans laquelle les 4 forces fondamentales de la nature seraient unifiées.

Dans le modèle standard, les neutrinos n'ont pas de masse et existent seulement dans l'état d'hélicité gauche (ou dans l'état d'hélicité droite pour les antineutrinos). La supersymétrie permet de donner une masse de Majorana aux neutrinos par l'intermédiaire des contributions radiatives des sleptons ou des squarks.

Le MSSM prédit l'existence de la matière sombre sous la forme de la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Celle-ci est stable car la R-parité est conservée dans le MSSM. Il y a de bonnes raisons de croire que la parité R est conservée, car autrement le proton pourrait se désintégrer par le biais d'un boson X de $M_X = 10^{15}$ GeV, alors que sa demi-vie est d'au moins 10^{33} ans d'après les expériences faites au SuperKamiokande [337, 138, 336, 4]. La LSP stable est une candidate à la matière sombre froide de type WIMP, avec une masse inférieure à 1 TeV, et dont la densité relique est en accord avec les observations cosmologiques et astrophysiques.

Maintenant que les détecteurs ATLAS et CMS au LHC ont confirmé en 2012 l'existence du boson de Higgs ayant une masse de 125 GeV [340, 341, 342], la supersymétrie peut enfin être sondée alors que l'accélérateur fonctionne pratiquement à pleine puissance, avec une énergie de 13 TeV [343].

1.3.3 Le neutralino LSP WIMP CDM

La LSP ne peut avoir de charge électrique ou de couleur, car autrement elle pourrait interagir avec la matière baryonique pour produire des isotopes lourds qui auraient été détectés. Le sneutrino est exclu comme LSP dans tous les modèles supersymétriques par les expériences de détection directe de la matière sombre. Le gravitino et l'axion exigent une combinaison particulière des paramètres SUSY pour être des candidats viables de matière sombre. De plus, les gravitinos et les axions ont des interactions si faibles qu'il est pratiquement impossible de les détecter, du moins pas avec la sensibilité des expériences contemporaines de détection de la matière sombre. Le candidat favori comme LSP dans le modèle supersymétrique minimal (MSSM) est le neutralino (χ_1^0). Le neutralino est une LSP massive interagissant faiblement (WIMP) de type Majorana, i.e. qui est sa propre antiparticule. Le neutralino χ_1^0 est une combinaison quantique de 4 jauginos neutres, soit le photino, le zino et les deux Higgsinos qui sont des particules supersymétriques [138, 336, 4].

$$\chi_1^0 = N_{11}\tilde{\gamma} + N_{12}\tilde{Z}^0 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0 \quad (1.8)$$

1.3.4 Interactions du neutralino avec la matière

Le Big-Bang aurait généré suffisamment d'énergie pour créer toutes les particules présentes dans le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM). Ces particules se seraient ensuite désintégrées jusqu'à la particule supersymétrique la plus légère, i.e. le neutralino. Ces neutralinos se seraient agglomérés gravitationnellement pour former des halos de matière sombre, et auraient permis la formation des galaxies telles qu'on les observe de nos jours. Le modèle standard du halo de la Voie Lactée permet de décrire l'interaction des WIMPs avec la matière présente dans notre galaxie. Selon ce modèle, la vitesse des WIMPs dans le référentiel au repos de la galaxie suit une distribution de Maxwell-Boltzmann avec une valeur moyenne $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$, cette distribution étant nulle si la vitesse des WIMPs est supérieure à la vitesse de libération de la galaxie ($|\vec{v}_\chi| > v_{éch} = 544.0 \pm 54.2 \text{ km s}^{-1}$) [344], car alors ces WIMPs ne sont plus liés gravitationnellement à la Voie Lactée [345] :

$$f(\vec{v}_\chi) = \frac{1}{(\pi v_\odot^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{v_\chi^2}{v_\odot^2}\right) \quad (1.9)$$

où v_{\odot} est la vitesse de rotation moyenne du soleil autour du centre de la Voie Lactée ($v_{\odot} = v_0 + 12 \text{ km s}^{-1} = 232 \text{ km s}^{-1}$). Pour refléter le fait que les expériences de détection directe de la matière sombre sont situées sur terre, l'équation 1.9 est réécrite dans le référentiel de la terre au repos en modifiant la vitesse des neutralinos \vec{v}_{χ} pour $\vec{v}_{\chi} + \vec{v}_T$, où \vec{v}_T est la vitesse de la terre par rapport au référentiel de la Voie Lactée au repos. Cette vitesse est une fonction sinusoïdale donnée par l'expression suivante [346] :

$$\vec{v}_T(t) = v_{\odot} + 15 \cos\left(2\pi \frac{(t - t_p)}{365.25}\right) \text{ km s}^{-1} \quad (1.10)$$

où t est le nombre de jours écoulés depuis le premier janvier, et $t_p = 152.5$ est le nombre de jours entre le premier janvier et le 2 juin, lorsque la terre et le soleil voyagent en orbite dans la même direction autour du centre de la Voie Lactée, ce qui donne une vitesse maximale pour le vent de WIMPs qui frappe la terre (l'indice «p» est pour signifier que la vitesse atteint une valeur maximal). Il est alors possible de connaître avec $\vec{v}_T(t)$ la distribution de la vitesse des WIMPs par rapport à la terre :

$$f(\vec{v}_{\chi}, \vec{v}_T) = \frac{1}{(\pi v_{\odot}^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\vec{v}_{\chi} + \vec{v}_T)^2}{v_{\odot}^2}\right) \quad (1.11)$$

La valeur de la vitesse de la terre v_T par rapport au référentiel de la Voie Lactée au repos est en soi une fonction sinusoïdale, et par conséquent le taux de comptage attendu dans les détecteurs terrestres possède une modulation annuelle. En effet, La combinaison du mouvement de la terre en orbite autour du soleil avec le mouvement du soleil en orbite autour du centre galactique fait en sorte que la terre passe au travers d'un nombre plus important de neutralinos lorsqu'elle se déplace dans la même direction que le soleil. Par rapport au référentiel de la galaxie et du halo de matière sombre, la terre frappe un nombre plus élevé de neutralinos en juin, lorsque son mouvement s'additionne à celui du soleil, et elle entre en contact avec moins de neutralinos en décembre, lorsqu'elle revient à contre-courant dans le halo de matière sombre, quand son propre mouvement est en opposition au mouvement du soleil (voir la figure 1.10). La variation annuelle du taux de comptage, qui dépend du seuil en énergie du détecteur, serait de l'ordre de 5% [203, p.353-360, 447-459] [347, 303, 138, 336].

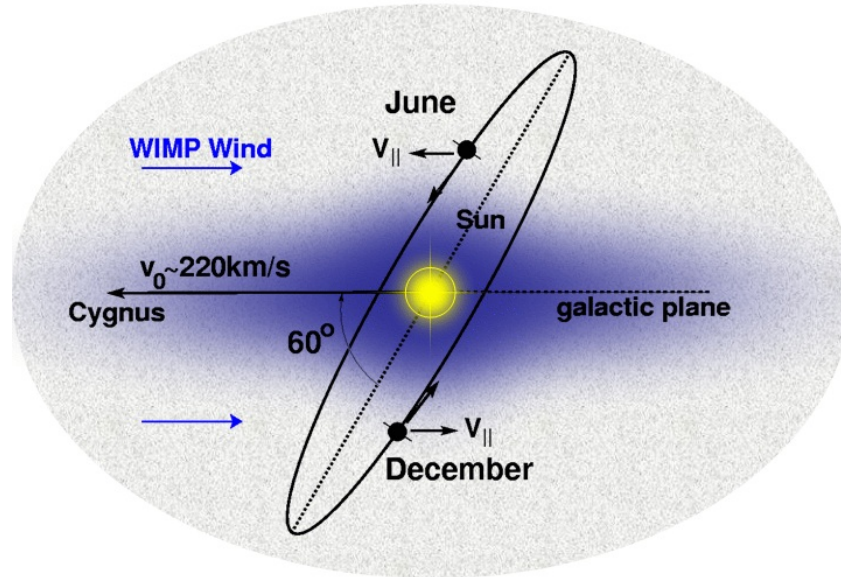


Figure 1.10 – Le flux de WIMPs par rapport au mouvement de rotation de la terre autour du soleil qui cause la modulation du signal de la matière sombre.

Lorsqu'un WIMP traverse un détecteur, il diffuse sur les électrons et les noyaux atomiques du matériel actif. Il y a un transfert d'énergie entre le WIMP et les atomes du détecteur. En général, cette énergie est trop faible pour induire des réactions nucléaires ou pour arracher des électrons aux atomes, car l'énergie déposée par le WIMP est très inférieure à l'énergie de liaison nucléaire et à l'énergie d'ionisation. Par conséquent, l'énergie déposée engendre majoritairement des reculs nucléaires. L'énergie de recul (E_R) attendue lors d'une collision entre un neutralino et un noyau s'exprime en considérant les lois de conservation d'impulsion et d'énergie dans les collisions élastiques [348]. Un WIMP qui diffuse sur un noyau avec une énergie cinétique $E_\chi = M_\chi v_\chi^2/2$ dans le référentiel du laboratoire lui donnera une énergie de recul égale à :

$$E_R = E_\chi r \frac{(1 - \cos\theta)}{2} \quad (1.12)$$

où θ , qui varie entre 0 et 180 degrés, est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse neutralino-noyau, i.e. l'angle entre la direction d'arrivée du neutralino et sa direction après la diffusion. La variable « r » est définie comme :

$$r \equiv \frac{4\mu_A^2}{M_\chi M_A} = \frac{4\left(\frac{M_\chi M_A}{M_\chi + M_A}\right)^2}{M_\chi M_A} = \frac{4M_\chi M_A}{(M_\chi + M_A)^2} \quad (1.13)$$

avec μ_A étant la masse réduite du noyau cible, M_χ étant la masse du neutralino incident, et M_A étant la masse du noyau atomique frappé. En remplaçant l'expression pour la variable « r » dans l'équation 1.12, on obtient :

$$E_R = 2E_\chi \frac{M_\chi M_A}{(M_\chi + M_A)^2} (1 - \cos\theta) \quad (1.14)$$

L'énergie maximale atteinte lors d'un recul survient lorsque le neutralino frappe un atome de plein fouet, avec un angle $\theta = \pi$:

$$E_R \leq E_{Rmax} = \frac{2v_\chi^2}{M_A} \left(\frac{M_\chi M_A}{M_\chi + M_A} \right)^2 \quad (1.15)$$

où l'énergie de recul est de l'ordre du keV . Cette équation implique que pour un neutralino très lourd ($M_\chi \gg M_A$), l'énergie de recul maximale du noyau va augmenter de façon linéaire avec sa masse ($E_{Rmax} \sim 2v_\chi^2 M_A$). C'est la raison pour laquelle les reculs électroniques peuvent être négligés, puisque la masse d'un électron est beaucoup plus faible que la masse d'un noyau atomique. L'équation 1.15 implique également que si le noyau est beaucoup plus lourd que le neutralino ($M_A \gg M_\chi$), son énergie de recul maximale sera beaucoup plus faible et diminuera de façon inversement proportionnelle à sa masse ($E_{Rmax} \sim 2v_\chi^2 \frac{M_\chi^2}{M_A}$). L'équation de l'énergie maximale de recul montre aussi qu'un neutralino ayant une masse entre 10 GeV et 100 GeV qui entre en collision avec un noyau de ^{19}F donne des énergies de recul maximales de l'ordre de 2.5 keV à 13.8 keV, en prenant $v_\chi \approx 220 \text{ km s}^{-1} \sim 0.0007c$ comme vitesse moyenne des WIMPs en orbite autour de la Voie Lactée [203, p.355]. Cette énergie est beaucoup plus faible que l'énergie requise pour engendrer des réactions nucléaires au sein de l'atome de fluor. Les très faibles énergies de recul en jeu dans la détection de la matière sombre indiquent également la nécessité de construire des détecteurs qui peuvent fonctionner à très bas seuil énergétique, et avec une extrême sensibilité aux reculs induits par les WIMPs. En contre-partie, cette grande sensibilité aux reculs à bas seuil énergétique rend les détecteurs vulnérables au bruit de fond environnant, ce qui force les chercheurs à développer de nouvelles techniques de fabrication qui permettent d'opérer les détecteurs sans contamination

interne, et à trouver de nouvelles façons pour minimiser le bruit de fond externe.

Le spectre d'énergie de recul des diffusions élastiques entre les neutralinos et les atomes contenus dans la matière active des détecteurs est donné par l'équation suivante (voir [349] et [348]) :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{\langle E_R \rangle} \exp\left(-\frac{E_R}{\langle E_R \rangle}\right) F^2(E_R) \quad (1.16)$$

Cette expression s'obtient en simplifiant l'intégrale du taux de comptage différentiel, c'est-à-dire en ignorant la vitesse de la terre ($v_T = 0$) et en posant que la vitesse d'échappement de la galaxie prend une valeur infinie ($v_{éch} = \infty$). Le terme R_0 est le taux de comptage total des WIMPs, $\langle E_R \rangle$ est l'énergie moyenne de recul, et $F(E_R)$ est le facteur de forme du noyau cible (qui a été considéré indépendant de l'énergie pour calculer l'intégrale). Le taux de comptage total des WIMPs est défini comme étant :

$$R_0 \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_\chi}{M_\chi} \sigma_{\chi A} v_\chi \quad (1.17)$$

qui fait intervenir le nombre d'Avogadro (N_A), le nombre de masse (A), la densité de la matière sombre dans la galaxie ($\rho_\chi \approx 0.3 \text{ GeV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}$) et la section efficace WIMP-nucléon ($\sigma_{\chi A}$). L'énergie moyenne de recul est simplement obtenue à partir de l'équation 1.14, en moyennant sur toutes les contributions angulaires de diffusion et sur toutes les énergies cinétiques des WIMPs ($\mathcal{O}(\text{keV})$).

$$\langle E_R \rangle = \frac{2\langle v_\chi \rangle^2}{M_A} \left(\frac{M_\chi M_A}{M_\chi + M_A} \right)^2 \quad (1.18)$$

Les neutralinos dans le halo galactique ont des vitesses qui sont non-relativistes ($\sim 10^{-3}c$). Lorsque les χ_1^0 sont non-relativistes, deux types de diffusions χ_1^0 -noyau sont possibles, et le taux de comptage différentiel (voir l'équation 1.16) comporte deux contributions distinctes, i.e. les interactions du neutralino χ_1^0 avec la matière peuvent être indépendantes ou dépendantes du spin. Les interactions scalaires indépendantes du spin (SI) peuvent se produire avec chaque nucléon du noyau et sont proportionnelles au nombre de nucléons dans le noyau. La particule échangée est un boson de Higgs ou un squark, ce que démontre le diagramme de Feynman de la figure 1.11.



Figure 1.11 – Diagrammes de Feynman des interactions scalaires indépendantes du spin.

Les interactions axiales dépendantes du spin (SD) ont lieu seulement avec les nucléons non-pairés dans le noyau, et elles couplent le spin du neutralino avec le spin total du noyau frappé lors de la collision. La particule échangée est un boson Z ou un squark, tel que montré dans le diagramme de Feynman de la figure 1.12.



Figure 1.12 – Diagrammes de Feynman des interactions axiales dépendantes du spin.

Ces interactions des neutralinos avec la matière sont décrites par le lagrangien d'interaction neutralino-noyau suivant [350, p.3, 7] :

$$\mathcal{L} = 4(\chi^\dagger \chi)[f_p(p^\dagger p) + f_n(n^\dagger n)] + 4\sqrt{2}G_F(\chi^\dagger \vec{\sigma} \chi)[a_p(p^\dagger \vec{\sigma} p) + a_n(n^\dagger \vec{\sigma} n)] \quad (1.19)$$

où G_F est la constante de Fermi, χ , p , et n sont les fonctions d'ondes des neutralinos, des protons et des neutrons, et χ^\dagger , p^\dagger , et n^\dagger sont leurs fonctions d'ondes complexes conjuguées. Il y a également f_p et f_n qui représentent les constantes de couplage pour les interactions indépendantes du spin entre le neutralino et le proton ou le neutron, et a_p et a_n qui sont les constantes de couplage pour les interactions dépendantes du spin entre le neutralino et le proton ou le neutron. En négligeant le transfert d'impulsion ($q = \sqrt{2M_A E_R} = 0$) dans le facteur de forme ($F(q) = 1$), la section efficace entre un χ_1^0 et un noyau de nombre de masse A devient [351, p.266] :

$$\sigma_{\chi A} = 4G_F^2 \mu_A^2 C_A \quad (1.20)$$

où la section efficace a des dimensions de cm^{-2} , C_A est un facteur de rehaussement, et μ_A est la masse réduite du noyau cible et du neutralino [351, p.272].

1.3.4.1 Interaction scalaire indépendante du spin

Le facteur de rehaussement pour les interactions cohérentes SI, qui ont lieu avec les noyaux ayant un nombre pair ou impair de nucléons, est défini comme [351, p.272] :

$$C_A^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} (Z f_p + (A - Z) f_n)^2 \quad (1.21)$$

avec $f_{p,n}$ qui représente le couplage aux protons et aux neutrons, A le nombre de masse, Z le numéro atomique et G_F la constante de Fermi. Si le couplage du χ_1^0 avec les neutrons est le même qu'avec les protons, alors la section efficace devient plus importante avec des noyaux lourds car elle est maintenant proportionnelle au carré du nombre de masse atomique [350].

$$\sigma_{\chi A}^{SI} = \frac{4}{\pi} \mu_A^2 (Z f_p + (A - Z) f_n)^2 \propto A^2 \quad (1.22)$$

C'est pourquoi les expériences qui tentent de détecter le neutralino dans le secteur indépendant du spin utilisent des atomes de germanium, d'iode et de xénon pour fabriquer leur détecteurs. Pour comparer les différentes expériences, il faut traduire la section efficace χ_1^0 -noyau en section efficace χ_1^0 -(proton, neutron) par l'intermédiaire de leur masses réduites respectives (μ_A & $\mu_{p,n}$) [352, 350] :

$$\sigma_{\chi p,n}^{SI} = \sigma_{\chi A}^{SI} \left(\frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \right) \frac{C_{p,n}^{SI}}{C_A^{SI}} \quad (1.23)$$

Les courbes d'exclusions expérimentales les plus récentes pour les sections efficaces dans le secteur indépendant du spin ont été publiées par le Particle Data Group (PDG) en 2015 (voir la figure 1.13) [353].

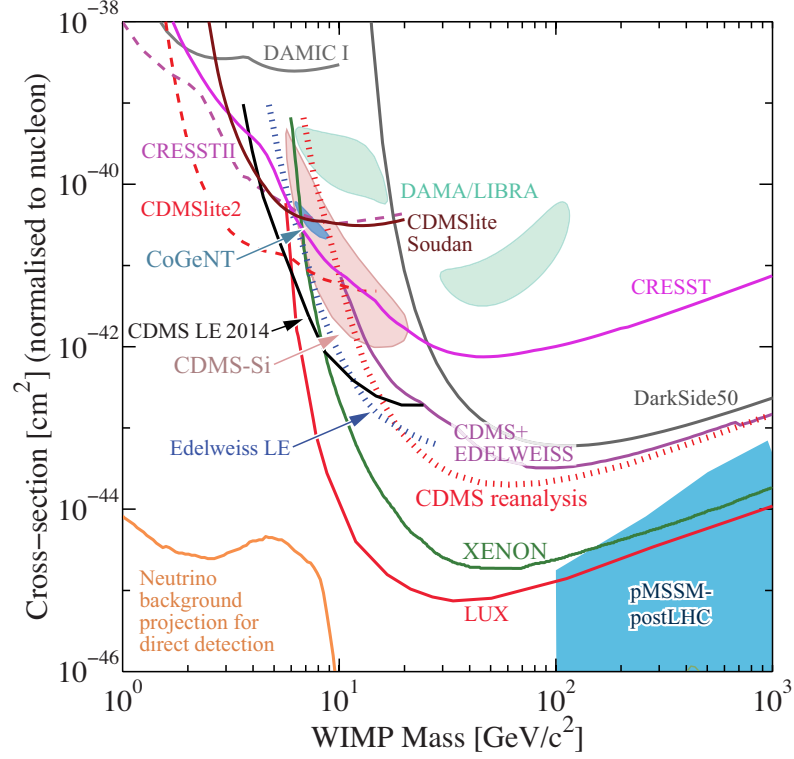


Figure 1.13 – Sections efficaces des WIMPs en fonction de leur masse, normalisées à un seul nucléon dans le secteur indépendant du spin [353]. La région bleue provenant de la collaboration ATLAS montre l'espace des 19 paramètres du modèle pMSSM.

1.3.4.2 Interaction axiale dépendante du spin

La section efficace pour l'interaction axiale dépendante du spin existe seulement dans le cas où les noyaux ont un spin J non nul. Dans ce cas le facteur de rehaussement devient [351, p.263-266] :

$$C_A^{SD} = \frac{8(J+1)}{\pi J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \quad (1.24)$$

où $a_{p,n}$ désigne respectivement les constantes de couplage des interactions dépendantes du spin χ_1^0 -proton et χ_1^0 -neutron. $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ caractérisent respectivement la moyenne des spins de tous les protons et de tous les neutrons à l'intérieur du noyau. La section efficace χ_1^0 -proton est maximale lorsque le noyau cible est l'hydrogène avec $C_A^p/C_p = 1$, suivi de près par le fluor (^{19}F) avec $C_A^p/C_p = 0.778$ (voir le tableau 1.1) [354, 355, 356, 357, 358] [359, p.1056].

Noyau	Z	nucléon impair	J	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	C_A^p/C_p	C_A^n/C_n
1H	1	p	1/2	0.5	0	1	0
^{19}F	9	p	1/2	0.411	-0.109	$7.78x10^{-1}$	$4.75x10^{-2}$
^{23}Na	11	p	3/2	0.248	0.020	$1.37x10^{-1}$	$8.89x10^{-4}$
^{29}Si	14	n	1/2	-0.002	0.130	$1.60x10^{-5}$	$6.76x10^{-2}$
^{35}Cl	17	p	3/2	-0.083	0.004	$1.53x10^{-2}$	$3.56x10^{-5}$
^{73}Ge	32	n	9/2	0.030	0.378	$1.47x10^{-3}$	$2.33x10^{-1}$
^{127}I	53	p	5/2	0.309	0.075	$1.78x10^{-1}$	$1.05x10^{-2}$
^{129}Xe	54	n	1/2	0.0208	0.359	$3.14x10^{-3}$	$5.16x10^{-1}$
^{131}Xe	54	n	3/2	-0.009	-0.227	$1.80x10^{-4}$	$1.15x10^{-1}$

Tableau 1.I – Spins et facteurs de rehaussement des principaux noyaux nucléaires utilisés dans les expériences de détection directe.

La section efficace dépendante du spin s'obtient des équations 1.20 et 1.24 [359, p.1046].

$$\sigma_{\chi A}^{SD} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_A^2 \frac{(J+1)}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \quad (1.25)$$

Comme dans le cas SI, la section efficace SD χ_1^0 -noyau est convertie en section efficace χ_1^0 -(proton, neutron) par l'intermédiaire de leur masses réduites respectives (μ_N & $\mu_{p,n}$) :

$$\sigma_{\chi p,n}^{SD} = \sigma_{\chi A}^{SD} \left(\frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \right) \frac{C_{p,n}^{SD}}{C_A^{SD}} \quad (1.26)$$

Les courbes d'exclusions expérimentales les plus récentes pour les sections efficaces neutralino-neutron et neutralino-proton dans le secteur dépendant du spin ont été publiées par le Particle Data Group (PDG) en 2015 (voir la figure 1.14) [353].

La complémentarité des expériences basées sur l'interaction scalaire indépendante du spin et sur l'interaction axiale dépendante du spin permet de sonder tous les secteurs où pourrait se manifester le neutralino [138, 336, 4, 111].

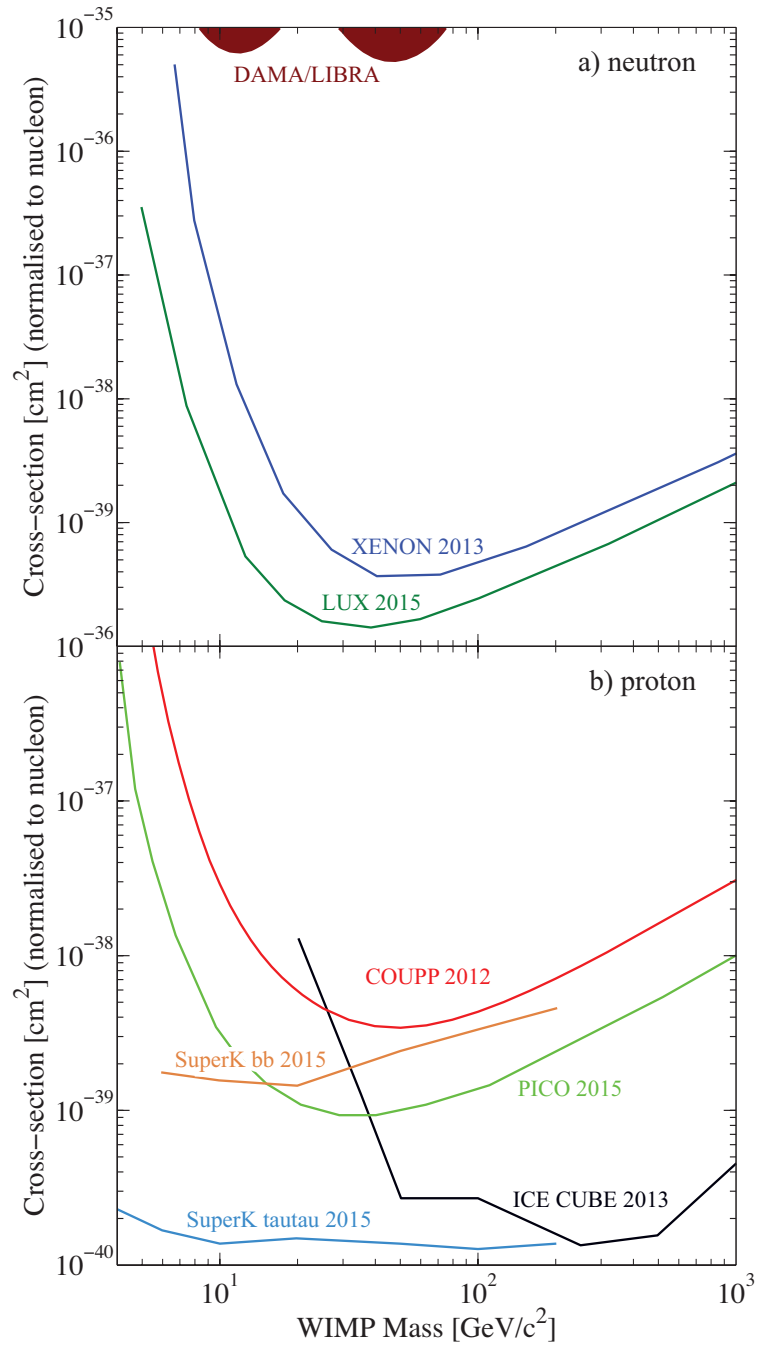


Figure 1.14 – Sections efficaces des WIMPs en fonction de leur masse, avec les neutrons (a) et les protons (b), dans le secteur dépendant du spin [353]. Les résultats de détection indirecte proviennent de SuperKamiokande (pour les canaux d’annihilation vers $b\bar{b}$ et vers $\tau^+\tau^-$) et de IceCube (annihilation vers W^+W^-).

1.4 Techniques de détection et résultats

Il existe trois façons pour détecter la matière sombre froide [203] [360, 216]. Le neutralino pourrait être produit dans un accélérateur tel que le LHC ou le futur ILC. La détection indirecte de la matière sombre est possible lorsque les WIMPs sont attirés gravitationnellement au centre de la galaxie ou au centre d'une étoile, auquel cas l'annihilation des neutralinos produirait un flux de particules détectable sur terre. La troisième possibilité est la détection directe de la matière sombre, lorsque les WIMPs diffusent sur les noyaux atomiques des détecteurs terrestres [347].

1.4.1 Production dans les accélérateurs

Le LHC pourra produire les sparticules si elles ne sont pas trop massives, incluant le neutralino qui est la particule stable la plus légère de l'arsenal supersymétrique. Les cascades de particules provenant des désintégrations de sparticules produites au LHC permettront d'étudier la matière sombre en profondeur. Même si le LHC réussit à créer le neutralino, cela n'implique pas qu'il soit stable sur des échelles de temps cosmologiques. Pour confirmer la stabilité à long terme du WIMP dans l'univers, il doit être détecté indirectement ou directement. L'absence de signal pourrait tout de même permettre de poser une limite inférieure à la masse du neutralino [216].

1.4.2 Détection indirecte

Lors de leur passage dans le soleil, les neutralinos perdent suffisamment d'énergie par diffusions multiples pour être piégés gravitationnellement. Cet effet cause une accumulation de χ_1^0 à l'intérieur du soleil, et cela conduit à une intensification de leur annihilation. Cette annihilation $\chi_1^0 - \bar{\chi}_1^0$ crée des quarks ainsi que des bosons Z et W qui se désintègrent en émettant des neutrinos muoniques très énergétiques ($\approx 1/2M_\chi$), qui sont par la suite détectés sur terre dans des télescopes à neutrinos tels que IceCube, SuperKamiokande, AMANDA, ANTARES, BAKSAN, Baikal, MACRO et NESTOR [361]. Aucun signal provenant de l'annihilation de particules de matière sombre dans le soleil ou dans la terre n'a encore été détecté [360]. Les limites supérieures à la section efficace de l'interaction dépendante du spin WIMP-proton sont de l'ordre de $3 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$ pour IceCube [362], d'environ $2 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$ pour ANTARES [363], et de 10^{-40} cm^2 pour Super-Kamiokande [364].

L'annihilation des neutralinos dans le halo galactique produit des paires de gammas mono-énergétiques ainsi que des paires antiprotons-positrons, des paires W^+W^- et des paires $\nu^+\nu^-$. Ces particules secondaires sont beaucoup plus faciles à détecter que les neutralinos, et un excès par rapport au taux de comptage attendu indiquerait de façon indirecte la présence de matière sombre dans l'univers. De plus, les photons mono-énergétiques détectés transporteraient l'information de la masse du neutralino, car la conservation d'impulsion et d'énergie donne $E_\gamma = M_\chi$.

Les rayons gammas cosmiques peuvent être uniquement observés depuis l'espace parce qu'ils sont arrêtés par l'atmosphère terrestre.

Le télescope FERMI/LAT en orbite autour de la terre a été conçu pour détecter ces rayons gammas, mais aucun signal provenant de l'annihilation des WIMPs n'a encore été détecté [365, 366].

Les photons cosmiques qui interagissent avec l'atmosphère peuvent tout de même être détectés sur terre par l'intermédiaire des cascades électromagnétiques qui produisent de la radiation Cerenkov. Les télescopes à imagerie Cerenkov atmosphérique actuels sont MAGIC [367, 368], VERITAS [369], et HESS [370, 371, 372]. Ils n'ont pas trouvé d'excès de signal qui indiquerait l'annihilation de la matière sombre.

Les antiprotons sont un autre type de particule qui seraient émis lors de l'annihilation des neutralinos, et les expériences implémentées pour les détecter sont le satellite PAMELA [373] et le détecteur AMS-02 embarqué sur la station spatiale internationale (ISS) [374]. Ces deux expériences ont observé un excès d'antiprotons parmi les données récoltées [375, 376], toutefois cet excès pour AMS-02 peut-être expliqué par une réévaluation du nombre d'antiprotons dans le bruit de fond attendu des pulsars [377].

En plus des antiprotons, le satellite PAMELA [378] ainsi que le détecteur AMS-02 sur l'ISS [379] peuvent détecter des positrons. PAMELA et AMS-02 ont tous deux confirmé un excès de positrons par rapport au nombre initialement attendu. Il est peu probable que la matière sombre soit à l'origine de ce signal, car il faut jouer amplement avec les modèles de matière sombre pour qu'ils s'accordent aux données. Un signal considéré nul permet de contraindre la section efficace de l'annihilation des χ_1^0 ainsi que les paramètres permis dans les modèles supersymétriques [380] [203, p.353-360, 447-459] [347, 138, 303, 111, 4].

1.4.3 Détection directe

Il est possible de détecter directement le neutralino dans des laboratoires souterrains qui permettent de supprimer le flux de muons cosmiques en les arrêtant dans le sol. Les WIMPs galactiques interagissent faiblement avec un proton ou un neutron contenu dans un matériel actif judicieusement choisi pour fabriquer les détecteurs utilisés dans ces laboratoires. Le recul nucléaire induit par la diffusion élastique entre un WIMP et une particule baryonique est mesurable, parce que le proton ou le neutron dépose de l'énergie le long de sa trajectoire de recul. Il est important que le détecteur soit sensible aux reculs des noyaux, mais pas aux reculs induits par les particules du bruit de fond, tels que les neutrons, les alphas et les gammas. Les expériences de détection directe sont donc confrontées à un problème important, car le taux de comptage calculé dans le MSSM (qui dépend des propriétés du neutralino et des caractéristiques du détecteur) est inférieur à 1 coup $\text{kg}^{-1} \text{j}^{-1}$, ce qui est beaucoup plus bas que le bruit de fond radioactif typique de $\mathcal{O}(1 \text{ Hz})$. Par conséquent, la réduction du bruit de fond constitue le défi principal de la détection directe, i.e. les détecteurs doivent être purifiés des contaminants radioactifs, et ils doivent être placés profondément sous terre pour éviter qu'ils soient irradiés par les neutrons créés par les muons cosmiques. Il existe 4 principaux types de détecteurs qui répondent à ces critères strictes de détection. Il y a les détecteurs à scintillation, les détecteurs cryogéniques, les détecteurs à gaz noble liquéfié, ainsi que les détecteurs à liquide surchauffé [203, p.353-360, 447-459] [347].

Un signal nul permet d'instaurer des contraintes sur les paramètres des modèles supersymétriques. Par contre, un signal non-nul ne prouverait pas l'existence de la supersymétrie, d'où la nécessité des recherches conduites avec les accélérateurs de particules tel qu'au CERN. En outre, la détection d'une modulation annuelle dans le taux de comptage pourrait confirmer que le signal obtenu provient des neutralinos.

1.4.3.1 Détecteurs cristallins inorganiques à scintillation

Les scintillateurs au NaI(Tl) (iodure de sodium activé au thallium) ou au CsI(Tl) (iodure de césium activé au thallium) maintenus à la température de la pièce peuvent sonder le signal de la modulation annuelle de la matière sombre dans les secteurs dépendants (^{23}Na) et indépendants (^{127}I) du spin. Le recul du noyau suivant la collision avec un WIMP produit une radiation ionisante qui interagit avec le cristal

de NaI(Tl) ou de CsI(Tl) et engendre l'émission de photons de scintillations UV. Ces photons sont recueillis directement, soit par des tubes photomultiplicateurs avec une efficacité quantique de 15% ou avec des photodiodes semi-conductrices possédant une efficacité quantique de détection de 90%. Une analyse de la décroissance temporelle du signal permet de différencier les reculs nucléaires des événements créés par les électrons ou par les photons [203, p.353-360, 447-459] [347].

L'expérience DAMA/NaI a opéré avec 100 kg de NaI pendant 7 ans, et l'expérience DAMA/LIBRA a repris le flambeau avec 242.5 kg de NaI pendant 7 années supplémentaires pour un total de 14 cycles annuels. La quantité totale de données acquises dans l'intervalle d'énergie 2-6 keV équivaut à 1.33 tonnes-an. La période mesurée de 0.998 ± 0.002 année et l'amplitude de 0.0112 ± 0.0012 coup $\text{kg}^{-1} \text{j}^{-1} \text{keV}^{-1}$ (9.3σ C.L.) sont compatibles avec un signal provenant de la matière sombre [381]. Leurs résultats publiés en 2010 donnaient une masse de WIMP d'environ 50 GeV et une section efficace de $\sim 7 \times 10^{-6}$ pb [382]. Par contre, la plupart des expériences de détection directe de la matière sombre excluent complètement l'effet de modulation observé par DAMA/LIBRA, et il y a même un modèle qui propose que la modulation annuelle du signal observé par DAMA/LIBRA est due aux neutrons créés par les neutrinos solaires et par les muons atmosphériques. Ces modèles s'ajustent aussi bien aux données que celui basé sur la matière sombre [383].

L'expérience DM-Ice17 située au pôle sud utilise le même matériel comme cible (NaI) et le même cadre d'analyse, mais n'a pas encore trouvé de signal de modulation de la matière sombre après 3.6 ans d'opération [384].

L'expérience ANAIS poursuit les mêmes objectifs que DM-Ice17, avec le même détecteur et la même technique, soit de vérifier si le signal observé par le groupe DAMA réellement dû aux WIMPs. Aucune limite sur la section efficace des WIMPs n'a encore été publiée [385, 386, 387].

KIMS est une expérience qui possède 12 cristaux CsI(Tl) de 103.4 kg, et avec 24524 kgj de données, les limites indépendantes du spin publiées en 2014 ont permis d'exclure la région du signal occupée à ce moment par DAMA/LIBRA [388, 389].

1.4.3.2 Détecteurs cryogéniques

Les détecteurs cryogéniques sont opérés à la température de l'azote liquide, soit environ 77 K pour les diodes au germanium, et entre 10 et 100 mK pour les autres types de détecteurs. Ce sont des cristaux semi-conducteurs de germanium, de silicium, ou de $CaWO_4$ qui mesurent précisément l'énergie cinétique d'un ion de recul qui a subi une diffusion élastique avec un neutron ou un WIMP du halo galactique. L'ion dissipe son énergie, qui varie typiquement entre 1 et 100 keV, par collision avec les électrons et les ions dans le semi-conducteur. Ce transfert d'énergie peut donner naissance à trois signaux distincts, soit l'ionisation, la scintillation et les phonons. L'intensité des signaux est proportionnelle à l'énergie de recul de l'ion. L'importance relative des signaux des phonons, de l'ionisation ou de la scintillation varie si la particule de recul est un électron plutôt qu'un ion. Le rapport des signaux, nommé le facteur de suppression (quenching factor), permet de distinguer d'une part les événements électroniques qui sont dus aux rayons gammas ou bêtas, et d'autre part des événements ioniques qui sont dus aux WIMPs ou aux neutrons rapides [203, p.353-360, 447-459] [347].

Les phonons sont des excitations collectives du cristal qui font augmenter sa température d'environ 1 μ K. Ces infimes variations de la température peuvent être détectées avec des thermomètres supraconducteurs dopés par transmutation de neutron (NTD), ou par des thermomètres supraconducteurs à bord de transition (TES), qui sont aussi nommés les thermomètres supraconducteurs à transition de phase (SPT). Il est difficile de détecter la scintillation créée dans un cristal cryogénisé avec des tubes photomultiplicateurs ou avec des photodiodes semi-conductrices, car ces dispositifs ne fonctionnent pas efficacement aux basses températures d'opération du détecteur.

Les diodes au germanium ont été les premiers à être utilisés pour la détection de la matière sombre, parce qu'elles permettent d'atteindre un seuil d'énergie très bas et sont faits de matériel très pur [390]. Les premiers groupes de recherche à avoir utilisé cette technologie sont Heidelberg-Moscow, COSME-II, IGEX et HDMS. Les expériences IGEX et HDMS ont obtenu un taux de comptage inférieur à 0.2 coup $\text{kg}^{-1} \text{j}^{-1} \text{keV}^{-1}$ qui correspond à un WIMP de 60 GeV qui diffuse sur un noyau avec une section efficace de 10^{-5} pb [390]. Ces mesures ont permis d'exclure les sneutrinos comme candidats à la matière sombre.

CDEX-0 fut un projet pilote créé à partir de l'expérience TEXONO [391]. Ils ont réutilisé leurs détecteurs, soit des diodes semiconductrices au germanium de type P à point de contact. CDEX-0 ont obtenu en 2014 une sensibilité d'environ 30 fb dans le secteur SI, pour des WIMPs d'environ 10 GeV [392]. CDEX-1 ont fabriqué un cristal plus gros, d'une masse de 1 kg, et avec ce détecteur ils ont exclu en 2014 le secteur des sections efficaces SI plus grandes que 1 fb pour une masse de WIMP supérieure à 10 GeV [393].

L'expérience CoGeNT tente également de détecter la matière sombre grâce à un cristal au germanium de type P à point de contact [394]. CoGeNT a observé sur 3.4 années une modulation du signal de la matière sombre, mais avec seulement 2.2σ C.L. [395]. L'extraction d'un signal provenant de la matière sombre correspond à un WIMP d'une masse de 13.0 ± 3.6 GeV, mais la possibilité qu'ils aient vraiment observé le signal de la matière sombre est faible avec 1.7σ C.L. [396].

L'expérience CRESST-II capte à la fois les phonons et la scintillation, leur donnant ainsi l'opportunité de discriminer les reculs d'électrons et d'ions avec le rapport de suppression (quenching factor). Le dispositif employé pour piéger les phonons est un calorimètre fait d'un cristal $CaWO_4$. Les photons de scintillation sont absorbés dans un second calorimètre placé à proximité du calorimètre principal. L'énergie des photons est partiellement convertie en chaleur, qui est ensuite captée par un thermomètre supraconducteur à transition de phase (SPT). CRESST-II ont présenté des résultats en septembre 2011 qui laissaient croire que 67 événements provenant d'électrons et de gammas étaient des signaux causés par des WIMPs à 4σ C.L. [397]. Mais depuis cela le groupe a poursuivi l'acquisition de données et n'a pas réussi à confirmer cet excès d'évènements [398, 399].

CDMS a été la première expérience à prendre avantage de la technique de mesure simultanée des signaux d'ionisation et des phonons, ce qui leur confère un facteur $> 10^5$ pour le rejet des événements causés par les rayons gammas. Le signal de phonon est détecté avec un mince film de tungstène supraconducteur (W-TES) évaporé sur les deux surfaces du semiconducteur de germanium. Lorsqu'un phonon dépose de l'énergie dans la couche de tungstène, le courant qui passe dans le tungstène diminue car la chaleur fait augmenter sa résistance et le fait transiter d'un état supraconducteur à un état de conduction normale. Ils rejettent les événements de surface en sachant que seulement les événements à l'intérieur du volume peuvent

créer des électrons et des trous qui vont dériver vers les deux surfaces, tandis que les événements de surface sont détectés d'un côté seulement du semiconducteur [400]. La deuxième prise de données de l'expérience CDMSlite (à bas seuil d'ionisation) leur a permis d'exclure complètement les expériences selon lesquelles des WIMPs auraient été détectés [401, 402], tels que CDMS-Si [403], CoGeNT [396], DAMA [381] et CRESST-II [397]. CDMS-II ont fait usage de 19 cristaux de germanium qui pèsent chacun 240 g et 11 cristaux de silicium qui pèsent chacun 100 g. Les cristaux de Si ont une sensibilité négligeable aux interactions SI des WIMPs, comparativement aux cristaux de Ge, tout en ayant une sensibilité aux neutrons similaire aux cristaux de Ge, ce qui procure un moyen de comparer indépendamment le taux de comptage des WIMPs et des neutrons. Les données équivalent à 612 kgj obtenues entre 2007 et 2008 dans le cadre de l'expérience CDMS-II [404, 405, 403] ont été réanalysées avec deux méthodes additionnelles pour supprimer le bruit de fond en surface des semiconducteurs, et leur permet d'améliorer le résultat de l'analyse précédente par un facteur 2.4 [406].

L'expérience EDELWEISS est similaire à CDMS, car elle emploie aussi des semiconducteurs de germanium pour détecter les signaux des phonons et de l'ionisation afin de pouvoir identifier les reculs des électrons et des ions. Les phonons sont recueillis par des thermomètres semiconducteurs de germanium dopés par transmutation de neutron (NTD). Les signaux d'ionisations créent des paires électrons-trous qui sont collectés par des anneaux concentriques d'électrodes en aluminium posés sur la surface du cristal. Cette structure d'électrodes fait en sorte de réduire les événements de surface d'un facteur 10^5 . Pour une acquisition équivalente à 384 kgj et avec un seuil de 20 keV, EDELWEISS II ont trouvé 5 reculs nucléaires, dont 4 entre 20.3 et 22.5 keV et 1 de 172 keV, tous considérés comme candidats à la matière sombre. La limite sur la section efficace WIMP-nucléon est $\sim 4.4 \times 10^{-8}$ pb pour un WIMP de 85 GeV, et les limites $\sim 2.7 \times 10^{-8}$ pb pour des masses plus élevées sont très similaires à celles de CDMS, ce qui valide les résultats d'EDELWEISS. Les résultats annoncés en mars 2011 par EDELWEISS-II ne pouvaient pas exclure les effets observés par DAMA/LIBRA et CoGeNT pour des WIMPs de faible masse < 90 GeV [407]. Les résultats d'une analyse à bas seuil ont exclu pratiquement tout l'espace des sections efficaces WIMP-nucléon occupé par DAMA/LIBRA, CRESST et CoGeNT au moment de la publication [408].

1.4.3.3 Détecteur à gaz noble simple phase

Les détecteur à gaz nobles simple phase à l'argon liquide (LAr), au xénon liquide (LXe) et au néon liquide (LNe) sont utilisés actuellement par trois groupes de recherche différents, soit DEAP, CLEAN et XMASS. Lors d'une collision entre un WIMP et un atome d'argon ou de xénon, ces derniers deviennent excités ou d'ionisés, et il y a création d'un excimère qui émet des photons ultraviolets lors de sa dissociation. Ces photons sont captés par des photomultiplicateurs et la forme du signal est le paramètre principal qui permet de distinguer les particules à l'origine du signal [347, p.43-45].

DEAP-3600 est dans la phase d'acquisition de données présentement à SNOlab, et contiendra 3600 kg d'argon liquide [409, 410, 411]. L'expérience miniCLEAN est également en cours d'installation à SNOlab, et le détecteur sphérique sera rempli par 500 kg d'argon ou de néon liquide [412].

Le détecteur XMASS fonctionne en phase simple avec 832 kg de xénon liquide, et les données acquises entre novembre 2013 et mars 2015 excluent DAMA/LIBRA comme région viable dans l'espace des sections efficaces WIMP-nucléon indépendantes du spin [413].

1.4.3.4 Chambre à projection temporelle à gaz noble double phase

Les gaz nobles liquides tels que l'argon liquide (LAr), le xénon liquide (LXe), et le néon liquide (LNe), sont de très bons scintillateurs, et en plus sont aussi d'excellents ioniseurs lorsqu'ils sont irradiés. Les détecteurs de type chambre à projection temporelle (TPC) à gaz noble double phase sont divisés en une partie liquide et une partie gazeuse. La radiation pénétrant dans le détecteur excite les atomes de gaz noble liquide qui émettent de la scintillation primaire (signal S1) captée par des tubes photomultiplicateurs (PMT). Lorsqu'une particule traverse le gaz noble liquide, elle dépose de l'énergie en créant de l'ionisation et cela produit des électrons d'excitation. Ces électrons dérivent dans la partie liquide du gaz noble vers la partie gazeuse sous l'influence d'un champ électrique, et lorsqu'ils atteignent la partie gazeuse font des collisions avec les atomes du gaz, générant ainsi un second signal de scintillation (S2) qui est capté par les PMTs. La différence du temps d'arrivée entre S1 et S2 aux PMTs permet de déterminer la position en z de l'événement. Puisque le signal S2 est toujours émis dans le gaz directement sous

les PMT du haut, la localisation de la position en x et y de l'événement primaire est également possible. La reconstruction du signal en 3D est idéale pour faire des coupures basées sur la définition du volume en dehors duquel la plupart des événements de bruits de fond se produisent (fiducial volume). Le ratio des signaux S1 et S2 est utilisé pour identifier les reculs nucléaires et les reculs électroniques, car les reculs des noyaux dans le gaz produisent une densité d'ionisation plus importante que les reculs d'électrons dans le liquide (S1 nucléaire plus grand). Cela implique aussi que la recombinaison des électrons avec les ions parents est plus élevée pour les reculs nucléaires, et que le signal S2 nucléaire est plus faible. Le rapport S1/S2 est donc plus grand dans le cas des reculs nucléaires, permettant une suppression du bruit de fond pouvant atteindre 99% [203, p.353-360, 447-459] [347, p.43-47] [414, 303].

L'expérience WARP 2.3l est une chambre à projection temporelle à gaz d'argon liquéfié (LAr) double phase qui possède 12 PMTs pour détecter les signaux de scintillation primaire S1 et de scintillation secondaire (d'ionisation) S2. Le rapport et la forme de ces signaux constitue deux moyens différents d'éliminer le bruit de fond. Les données de 96.5 kgj obtenues avec 2.3 litres de LAr publiées en 2008 ne comportent aucun candidat dans la région où les reculs nucléaires des WIMPs sont attendus, ce qui donne une limite sur la section efficace SI de $\sim 10^{-6}$ pb pour un WIMP de 100 GeV [415]. Une mise à niveau de l'expérience en 2008 avec un détecteur contenant 100 litres de LAr a échoué à cause de problèmes provenant de la haute tension requise pour faire migrer les électrons d'ionisation [416].

Le groupe DarkSide opère actuellement un détecteur contenant 46 kg d'argon liquide et les résultats obtenus avec 1422 kgj de données sont moins compétitifs que ceux de PandaX-I, CDMS, XENON et LUX au moment de la publication [417].

L'expérience ZEPLIN III est conçue comme une chambre à projection temporelle avec 12 kg de gaz xénon liquéfié (LXe) double phase possédant 31 PMTs. Les PMTs sont utilisés pour capter les signaux S1 et S2 afin de pouvoir différencier les reculs nucléaires et les reculs électroniques. Les données de 127 kgj publiées en 2008 comportent 7 candidats dans la région où les reculs nucléaires des WIMPs sont attendus, mais sont compatibles avec une fuite des reculs d'électrons dans la régions des WIMPS, ce qui donne une limite sur la section efficace SI de 8.1×10^{-8} pb pour un WIMP de 55 GeV [418]. Les résultats d'une deuxième série de mesures

faites en 2010 et 2011 combinés aux premiers résultats de 2008 donnent une limite sur la section efficace SI de 3.9×10^{-8} pb pour un WIMP de 52 GeV [419].

Les expériences XENON10 et XENON100 sont des chambres à projection temporelle à xénon double phase (XeTPC). Les résultats 2008 de XENON10 basés sur 316 kgj de données acquises entre 2006 et 2007 montrent 10 événements dans la région de recherche des WIMPs, desquels découle une section efficace de $\sim 4.5 \times 10^{-8}$ pb pour un WIMP de 30 GeV [420]. Une partie de ces données équivalant à 15 kgj a été réanalysée en 2011, mais seulement avec le signal S2 afin d'améliorer la sensibilité pour détecter les WIMPs de plus petites masses. En effet, l'ionisation (S2) est observable jusqu'à une énergie de recul de 1 keV, alors que le signal de scintillation (S1) disparaît en dessous de 5 keV. Les nouvelles limites obtenues sont $\sim 3.5 \times 10^{-6}$ pb pour un WIMP de 8 GeV, et excluent complètement l'espace des paramètres où peuvent survivre les effets de modulation annuelle du signal de la matière sombre observée par DAMA/LIBRA et CoGeNT [421]. Les résultats basés sur 7636 kgj présentés en juillet 2012 par l'expérience XENON100 donnent une section efficace de $\sim 2.0 \times 10^{-9}$ pb pour un WIMP de 55 GeV [422]. Les données prises avec le détecteur XENON100 ont été réanalysées en considérant le couplage de la matière sombre aux électrons et a mené à l'exclusion des modèles leptophiles comme explication possible de l'effet de modulation observé par DAMA/LIBRA [423]. L'ajustement de leurs données à la modulation annuelle du signal de la matière sombre exclut à 4.8 sigma le signal trouvé par DAMA/LIBRA [424]. Les plus récent résultats obtenus par XENON100 basés sur 48 kg an donnent une section efficace de 1.1×10^{-9} pb pour un WIMP de 50 GeV [425]. Le détecteur XENON1T inauguré en novembre 2015 contient 3500 kg de xénon liquide, et est maintenant entré en mode d'acquisition de données [426].

Le premier stage de l'expérience PandaX réalisé avec 120 kg (54 kg effectif après coupures) de xénon liquide n'a pas révélé d'événements excédant le bruit de fond attendu, ce qui donne une sensibilité de $\sim 1.01 \times 10^{-8}$ pb pour un WIMP de 44.7 GeV, moindre que la sensibilité obtenue par LUX au moment de la publication [427]. Le détecteur a été mis à niveau en 2015, et la masse de xénon liquide utilisée a été augmentée à 580 kg (306 kg effectif) pour une deuxième série d'acquisition de données nommée PandaX-II, et la sensibilité atteinte est de 2.97×10^{-9} pb pour un WIMP ayant une masse de 44.7 GeV [428].

Le groupe LUX est une fusion de la majeure partie des groupes XENON10, ZEPLIN-II et ZEPLIN-III, et une partie des groupes travaillant sur les grandes expériences sur les neutrinos tels que SuperK, SNO, IceCube, Kamland et Double Chooz. LUX a obtenu avec 250 kg (118 kg effectif) de xénon liquide les meilleurs résultats dans le secteur indépendant du spin, avec une section efficace égale à 0.6×10^{-11} pb pour un WIMP ayant une masse de 33 GeV [429]. Ils ont aussi atteint une très grande sensibilité dans le secteur dépendant du spin, avec une section efficace WIMP-neutron de 9.4×10^{-5} pb pour un WIMP ayant une masse de 33 GeV [430]. Avec une section efficace WIMP-proton de 2.9×10^{-3} pb pour un WIMP ayant une masse de 33 GeV, LUX ne sont présentement devancés que par les expériences PICO-60 et PICO-2L.

1.4.3.5 Détecteurs à liquide surchauffé

L'expérience COUPP fonctionne grâce au principe de la chambre à bulle. Ce type de détecteur contient un liquide en état de surchauffe qui fait une transition de phase depuis l'état liquide vers l'état gazeux lorsqu'un dépôt d'énergie survient à l'intérieur du liquide métastable. Les résultats finaux du groupe COUPP obtenus avec 4 kg de CF_3I ont donné une courbe d'exclusion des sections efficaces SD équivalente à celle obtenue par le groupe SIMPLE [431, 432].

Les expériences fonctionnant grâce au principe de gouttelettes liquides en état de surchauffe découlent directement de la chambre à bulle, et cette technique a été proposée pour la première fois par le groupe PICASSO [433]. Chacune des gouttelettes de liquide surchauffé agit comme une mini chambre à bulle. Les gouttelettes sont suspendues dans une matrice de gel. Le passage d'une particule dans une gouttelette peut créer une transition de phase si l'énergie déposée par ionisation est assez grande. L'onde de pression créée lors de la transition de phase est enregistrée par des capteurs piézoélectriques. Les détecteurs SDD sont insensibles aux gammas aux températures d'opération, et PICASSO a découvert qu'une discrimination des particules alphas est possible en considérant la puissance des signaux acoustiques. Un alpha qui induit la transition de phase génère un signal plus puissant que s'il s'agissait d'un neutron ou d'un WIMP.

Le groupe PICASSO utilise un détecteur conçu avec des gouttelettes de C_4F_{10} liquide surchauffé qui sont suspendues dans un gel polymérisé de densité égale au

liquide actif. PICASSO a annoncé des résultats en 2012 qui étaient les meilleures limites dans le secteur dépendant du spin (SD). Pour un WIMP de 20 GeV et une exposition de 114 kgj, la section efficace minimale χ_1^0 -proton est de 0.032 pb [434]. C'est une très bonne amélioration par rapport au résultat publié en 2009, soit pour un WIMP de 24 GeV et une exposition de 13.75 ± 0.48 kgj, une section efficace minimale WIMP-proton de 0.16 pb. Ces résultats permettent également d'exclure l'espace paramétrique de l'effet DAMA/LIBRA.

SIMPLE est une expérience basée sur la même technique que PICASSO, mais avec un liquide actif composé de C_2ClF_5 . Pour conserver le liquide actif dans un état métastable, ils sont obligés de maintenir le détecteur à 2°C et sous une pression de 2 atm. La présence de Cl dans le matériel actif de SIMPLE augmente la sensibilité du détecteur aux neutrons thermiques par le biais de la réaction $^{35}Cl(n, p)^{35}S$ et cela introduit deux sources supplémentaires de bruit de fond. Des hydrates de Cl réduisent le temps de vie des gouttelettes en se formant sur leur surface pendant la fabrication et la phase de compression. L'énergie de seuil du C_2ClF_5 est de ~ 2.9 keV et celle des électrons de la couche K du Cl est de 2.8 keV. Les interactions des gammas avec le Cl produisent ainsi des cascades d'électrons Auger qui ont une énergie suffisante pour provoquer la transition de phase du C_2ClF_5 liquide, causant ainsi une augmentation du taux de comptage vers $\sim 15^\circ\text{C}$ [435]. SIMPLE ont néanmoins réussi à améliorer leurs détecteurs et ils ont obtenu une section efficace SD minimale de $\sim 4.3 \times 10^{-3}$ pb pour un WIMP de 35 GeV [436, 437].

Dans le but de passer à l'étape des expériences à grande échelle avec une masse active $\mathcal{O}(1 \text{ Tonne})$, PICASSO a joint le groupe COUPP à l'été 2013 afin de maximiser la quantité de $C_X F_X(I)$ contenue dans un seul détecteur. Pour cela PICASSO a délaissé les détecteurs à gouttelettes surchauffées pour une chambre à bulle telle qu'utilisée par le groupe COUPP. Cette technique permet de contenir la masse active dans une seule grosse goutte, avec l'avantage qu'une même quantité de masse active puisse être contenue dans un volume plus petit, ou encore de faire augmenter d'un facteur ~ 25 la masse active contenue dans un même volume. Un autre bénéfice est que la contamination radioactive produit un bruit de fond beaucoup moins élevé, car la nucléation est inversement proportionnelle à la surface totale des gouttelettes (surface de la chambre à bulle). La contamination radioactive est également réduite parce que le liquide actif ne requiert pas d'être soutenu dans un gel intrinsèquement

contaminé par des traces d'uranium-thorium et de radon. Le liquide actif dans la chambre à bulle PICO-60 est du CF_3I , qui permet à la fois des interactions SD et SI. Le liquide actif utilisé dans l'expérience PICO-2L est du C_3F_8 . Les résultats de l'expérience PICO-60 basés sur 3415 kgj ont été présentés en octobre 2015, et la section efficace SD neutralino-proton est de $\sim 6.0 \times 10^{-4}$ pb pour un WIMP de ~ 70 GeV [438]. Les résultats de la deuxième prise de données de l'expérience PICO-2L basés sur 129 kgj ont été présentés en janvier 2016, et la section efficace SD neutralino-proton est aussi de $\sim 6.0 \times 10^{-4}$ pb mais pour un WIMP de ~ 20 GeV [439]. La recherche et le développement pour une chambre à bulle qui aura une capacité de 250 litres est actuellement en cours [440].

CHAPITRE 2

L'EXPÉRIENCE PICASSO

2.1 Les origines de l'expérience PICASSO

Les expériences fonctionnant grâce au principe d'un liquide en état de surchauffe tirent leur origines de la chambre à brouillard inventée par Charles Wilson en 1911, lui valant le prix Nobel de physique en 1927. La chambre à brouillard est saturée d'air ou d'un autre gaz contenu dans un cylindre fermé par un couver transparent qui permet de voir la trace des particules. Un piston au bas du cylindre permet de réduire la pression quand il est abaissé. Le gaz est refroidi lorsque la pression est réduite et cela produit la supersaturation, i.e. le gaz devrait devenir liquide à cette température mais reste à l'état de vapeur. Une particule qui passe dans le gaz supersaturé l'ionise et provoque la condensation du gaz en gouttelettes le long de la trajectoire de la particule. Wilson a rendu possible la visualisation des traces des particules ionisantes telles que les particules alphas, bêtas et les rayons cosmiques. Voulant étudier les réactions nucléaires à haute énergie et leurs produits de réaction induits par les rayons cosmiques, Donald Glaser a réalisé qu'il pouvait exploiter le processus de transition de phase liquide à gazeuse au lieu de la réaction inverse. Il est possible de maintenir un liquide sous pression et d'élever sa température au dessus du point d'ébullition sans qu'il n'y ait de transition de phase vers l'état gazeux. Lorsque le détecteur est prêt à être utilisé, la pression est enlevée, et le liquide qui est à une température supérieure au point d'ébullition atteint un état métastable. Le liquide peut alors être déstabilisé par des impuretés, des surfaces inégales ou des dépôts d'énergie assez grands pour le faire transiter violemment vers l'état gazeux. Glaser a utilisé cette métastabilité des liquides surchauffés combinée à un dépôt d'énergie localisé pour inventer la chambre à bulle en 1952 [441], lui rapportant un prix Nobel en 1960. En 1979, Apfel a inventé le détecteur à goutte surchauffée (superheated drop detector - SDD) en s'inspirant de la chambre à bulle. Le SDD a comme avantage d'être peu dispendieux, portable et ayant une sensibilité continue à la radiation [442]. La sensibilité complète des liquides en état de surchauffe aux reculs nucléaires, couplée à une insensibilité presque complète aux rayons gammas

($\mathcal{O}(10^{-10})$) et aux particules au minimum d'ionisation (MIPs) aux températures d'opération ($< 50^\circ\text{C}$), a récemment entraînée l'utilisation de cette technique dans le domaine de la dosimétrie à neutrons, dans la radioprotection, dans la spectrométrie radiative, dans la détection de neutrons pour la recherche sur la fusion nucléaire, et dans les expériences à grande échelle pour la recherche de la matière sombre.

2.2 L'expérience PICASSO à SNOLAB

Les expériences de détection directe de la matière sombre sont toutes sensibles au bruit de fond généré par la radioactivité naturelle environnante et par les muons cosmiques. Ceux-ci sont produits par spallation nucléaire lorsque les rayons cosmiques entrent en collision avec des noyaux atomiques dans la haute atmosphère. La collision cause une cascade hadronique qui génère principalement des pions, qui se désintègrent ensuite en muons. Le phénomène de spallation nucléaire se reproduit encore une fois lorsque ces muons cosmiques de haute énergie entrent en collision avec un noyau atomique de l'atmosphère terrestre ou avec un noyau atomique présent dans la croûte terrestre, et cela conduit à l'émission d'une particule plus légère que le noyau atomique, tel qu'un neutron de spallation. Cela est la raison pour laquelle toutes les expériences de détection de la matière sombre sont installées dans des laboratoires souterrains. En effet, les muons cosmiques interagissent avec les noyaux atomiques dans la roche souterraine, et ils sont pratiquement tous arrêtés dans le sol qui forme ainsi un bouclier naturel contre le rayonnement cosmique.

Le laboratoire SNOLAB a longtemps été le plus profond au monde en terme de mètres d'équivalent-eau. Cette unité de mesure permet de comparer l'atténuation des rayons cosmiques que procure chacun des différents laboratoires souterrains. Puisque la composition du sol varie d'une place à l'autre, la profondeur seulement ne peut servir de point de comparaison entre chacun des laboratoires. Un mètre d'équivalent-eau correspond à l'atténuation des rayons cosmiques traversant un mètre d'eau. SNOLAB est situé à une profondeur de 2070 mètres, ce qui correspond à 6011 mètres d'équivalent-eau [443], où le flux de muons cosmiques est réduit à $0.29 \text{ muons m}^{-2}\text{j}^{-1}$. Il y a maintenant le China JinPing Laboratory (CJPL) qui a dépassé SNOLAB avec 2400 mètres de profondeur réelle, et 6740 mètres d'équivalent-eau [444]. Le flux des neutrons thermiques à SNOLAB est évalué à $4144.9 \pm 49.8 \pm 105.3 \text{ m}^{-2}\text{j}^{-1}$, et le flux des neutrons rapides est estimé à $4000 \text{ m}^{-2}\text{j}^{-1}$ (voir la figure 2.1).

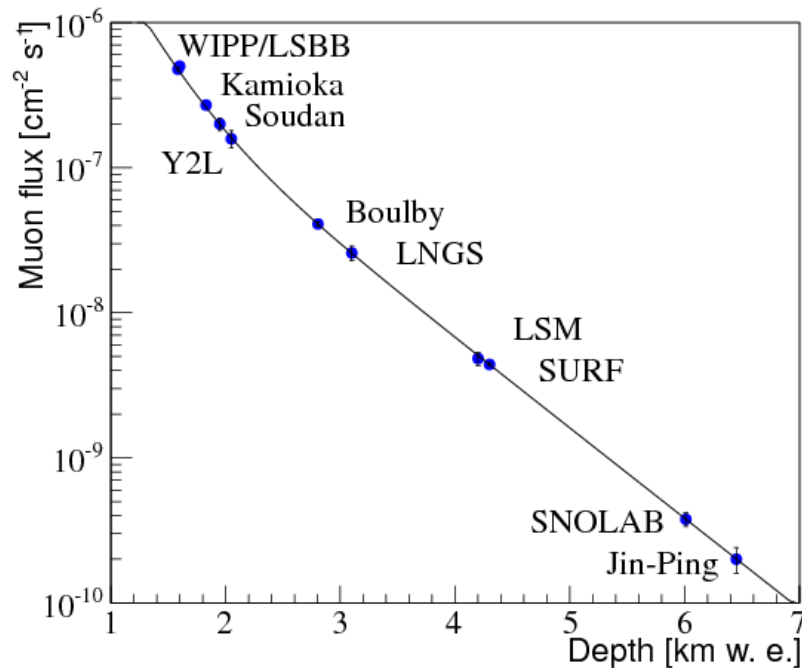


Figure 2.1 – Une comparaison du flux muonique à l’intérieur des différents laboratoires souterrains qui abritent les expériences à bas bruit de fond [347].

L’expérience PICASSO est située dans le laboratoire SNOLAB qui est une immense salle propre de classe 2000. Cela signifie qu’il y a moins de 2000 particules de $5 \mu\text{m}$ et plus par pied cube d’air. Les détecteurs à gouttelettes surchauffées ont été placés dans la section du «ladder lab» pour la dernière phase de l’expérience PICASSO (voir la figure 2.2).

Les neutrons radiogéniques proviennent de la réaction (α, n) qui se produit lorsqu’une particule alpha créée lors de la désintégration d’un noyau atomique instable dans la chaîne de désintégration de l’uranium entre en collision avec un noyau atomique de la roche de norite qui est omniprésente à SNOLAB. Les particules alpha peuvent aussi entrer en collision avec les noyaux atomiques des matériaux utilisés pour fabriquer le détecteur, ainsi que ceux présents dans le matériel qui se trouve près des détecteurs. La réaction (α, n) devient ainsi une source de bruit de fond de neutrons radiogéniques importante. Une façon de réduire ce bruit de fond dans la mine est d’installer un bouclier d’eau qui entoure complètement les détecteurs. L’eau contient des atomes d’hydrogène qui ont environ la même masse que les neutrons, ce qui permet de les arrêter efficacement lors des collisions neutron-



Figure 2.2 – L’expérience PICASSO située dans le «ladder lab» du laboratoire souterrain [SNOLAB](#).

proton. Les simulations Monte Carlo effectuées par le groupe PICASSO, avec et sans blindage d’eau, prédisent que la réduction du flux des neutrons rapides est de $99.66 \pm 0.01\%$ grâce au blindage d’eau. L’estimation du flux de neutrons rapides sous terre à SNOLAB étant de $(4 \pm 2) \times 10^3$ neutrons $\text{m}^{-1} \text{j}^{-1}$, et la sensibilité moyenne des détecteurs PICASSO aux neutrons rapides étant d’environ 0.1 événement neutron $^{-1}$ $\text{g}^{-1} \text{cm}^{-2}$, cela permet de prédire un taux de comptage causé par les neutrons rapides de 0.14 événement $\text{kg}^{-1} \text{j}^{-1}$. Il s’agit d’un taux de comptage inférieur de plus d’un facteur 10 à celui observé avec les meilleurs détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO [445].

L’installation à SNOLAB abrite 32 détecteurs installés en groupe de 4 à l’intérieur de 8 boîtes d’isolation thermique et acoustique construites avec de l’aluminium et du polystyrène expansé. Elles sont montées sur des absorbeurs de chocs et entourées d’un blindage d’eau. Les boîtes thermiques constituent le système de contrôle de la température et de la pression (TPCS) des détecteurs PICASSO (voir la figure 2.3).

2.3 Le détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO

Née du désir d’expliquer la nature de la matière sombre dans l’univers, l’idée d’utiliser des détecteurs à gouttelettes surchauffées (SDD) pour détecter directement



Figure 2.3 – Les 32 détecteurs de 4.5 litres à gouttelettes surchauffées PICASSO (à gauche) sont répartis dans 8 TPCS qui sont abrités à l’intérieur d’un blindage d’eau à SNOLAB. La première photo en haut à gauche montre le blindage d’eau que constitue les grandes cuves blanches. La deuxième photo en haut à droite montre la façade du blindage d’eau qui est enlevé, et on peut y apercevoir les boîtes grises qui renferment les 8 TPCS. L’extérieur d’un TPCS est montré sur la photo en bas à gauche. La dernière photo en bas à droite montre l’intérieur d’un TPCS qui contient 4 détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO.

le neutralino a été proposée en 1993 par Viktor Zacek [446]. Ces détecteurs sont basés sur la chambre à bulle, et chacune des gouttelettes de liquide surchauffé constitue une mini chambre à bulle individuelle [447]. Le modèle des détecteurs à gouttelettes surchauffées fabriqués par le groupe PICASSO provient des détecteurs à neutrons de l’entreprise Bubble Technologies Industries (BTI) qui est située à Chalk River en Ontario. La matière active dans les détecteurs PICASSO est le perfluorocarbone (C_4F_{10}), choisi en raison de l’atome ^{19}F qui après l’hydrogène, donne dans le secteur dépendant du spin le facteur de rehaussement le plus élevé, tel qu’expliqué dans la section 1.3.4.2. L’utilisation du ^{19}F comme noyau cible léger,

combinée à un seuil de détection des reculs nucléaires d'environ 2 keV, rend les détecteurs PICASSO particulièrement sensibles aux WIMPs de faible masse, ce qui permet de vérifier si la modulation du signal observée par DAMA/LIBRA et CoGeNT est réellement occasionnée par un WIMP léger. Lors de la première phase de l'expérience PICASSO, la suspension des gouttelettes de C_4F_{10} était assurée en ajustant la densité du gel à celle du C_4F_{10} liquide avec l'ajout de chlorure de césium (CsCl). Durant la deuxième et dernière phase de l'expérience, les gouttelettes de C_4F_{10} ont été dispersées dans une matrice de gel polymérisée afin de maintenir les gouttelettes en place et d'offrir une interface lisse défavorisant la nucléation spontanée (voir la section 2.4).

La génération actuelle des détecteurs PICASSO consiste en des modules cylindriques de 14 cm de diamètre et 40 cm de hauteur. Le contenant cylindrique est fabriqué avec de l'acrylique et il est fermé sur le dessus par un couvercle d'acier inoxydable. Un joint d'étanchéité entre le couvercle et le cylindre est assuré par un anneau de polyuréthane («o-ring») qui est placé sur le rebord supérieur du cylindre. Le dessous du détecteur est fermé par un fond d'acrylique dans lequel est inséré le cylindre, et les deux parties sont jointes ensemble par de la colle Weld-On #40. Il y a en plus six grosses tiges de métal qui longent le détecteur en hauteur et traversent le couvercle d'acier inoxydable ainsi que le fond d'acrylique, et qui maintiennent solidement en place ces deux pièces sur le cylindre avec des boulons qui se vissent aux extrémités des tiges (voir la figure 2.4).

Chaque détecteur possède une masse active d'environ 85 grammes sous forme de gouttelettes de C_4F_{10} qui sont réparties dans 4.5 litres de gel polymérisé. La matrice de gel maintient en place les gouttelettes, et les empêche également de migrer vers les parois du détecteur où elles pourraient entrer en contact avec des sites de nucléation dus à des impuretés qui pourraient ainsi créer des mauvais événements. La matrice de gel permet aussi de contenir les bulles de C_4F_{10} suite à l'explosion d'une gouttelette, et cela permet de pouvoir comprimer le gaz et de retrouver la gouttelette initiale. La distribution volumique de ces gouttelettes atteint un maximum avec un rayon de $\sim 200 \mu\text{m}$. La partie supérieure de la région active des détecteurs PICASSO est remplie d'huile minérale reliée à un collecteur hydraulique qui permet de faire varier la pression à l'intérieur du contenant et de comprimer les bulles de C_4F_{10} .

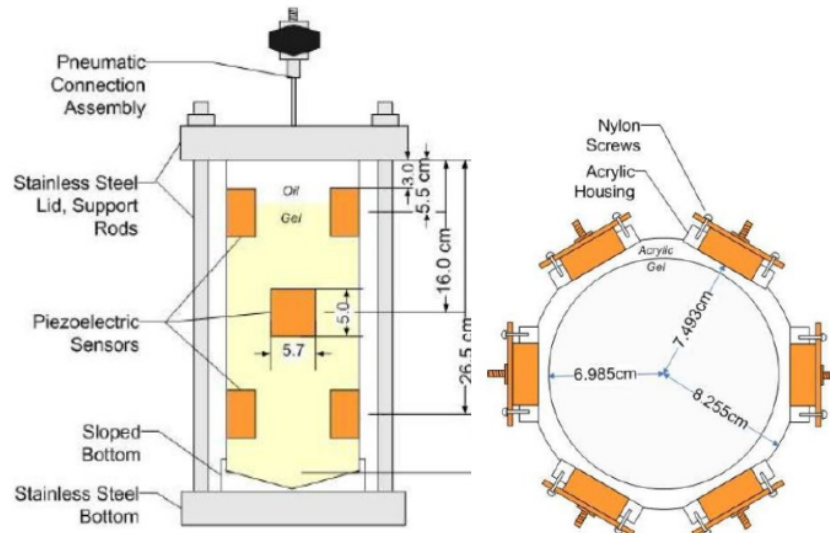


Figure 2.4 – Le détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO.

La sensibilité du liquide actif à la radiation dépend directement de la température et de la pression d'opération. Les températures d'opération des détecteurs de 4.5 litres à SNOLAB varient entre 20°C et 50°C et sont contrôlées avec une précision de $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Ces températures d'opération à pression ambiante sont telles que les reculs nucléaires de $\mathcal{O}(\text{keV})$ induits par les WIMPs peuvent déclencher une transition de phase qui fait évaporer la gouttelette de C_4F_{10} . L'application d'une pression sur la matrice de gel polymérisée induit une augmentation de la température d'ébullition, permettant au C_4F_{10} de demeurer liquide et insensible à la radiation. Lorsque la pression est enlevée, le liquide devient métastable et sensible aux reculs nucléaires et aux dépôts d'énergie des particules ionisantes (voir la figure 2.5).

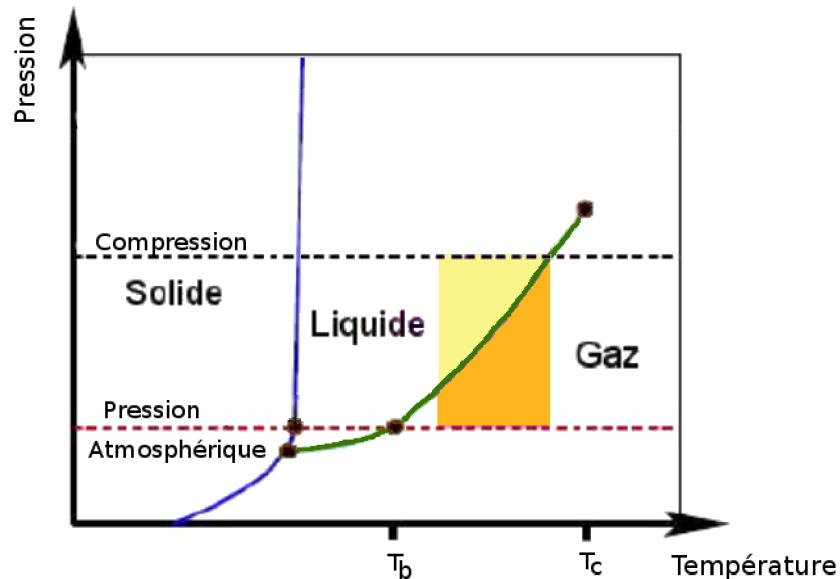


Figure 2.5 – Diagramme de phase.

La région rectangulaire colorée correspond aux températures de fonctionnement des détecteurs PICASSO. L'endroit coloré en orange indique la zone d'opération des détecteurs, lorsqu'ils sont devenus métastables et que les gouttelettes de C_4F_{10} liquide ont atteint un état de surchauffe. Les paramètres thermodynamiques du C_4F_{10} sont la température d'ébullition ($T_b = -2.089^\circ\text{C}$), la température critique ($T_c = 113.176^\circ\text{C}$) et la pression critique ($P_c = 23.23 \text{ bar}$).

Les explosions qui se produisent lors de la transition de phase émettent des ondes de pression acoustique qui sont enregistrées par des capteurs piézoélectriques. Il a

été établi par la collaboration PICASSO que les signaux acoustiques contiennent de l'information sur la nature de l'événement primaire. Les ondes de pression acoustique produites par des particules alphas sont plus puissantes que celles produites par les neutrons ou les WIMPs. Ces effets ont été confirmés et utilisés par les groupes de recherche PICO, PICASSO, COUPP, et SIMPLE, qui ont ainsi obtenus une réduction importante du bruit fond causé par les particules alpha.

Les détecteurs sont munis de 9 transducteurs piézoélectriques qui sont fixés aux parois des détecteurs avec des vis de nylon (voir les figures 2.4 et 2.6).

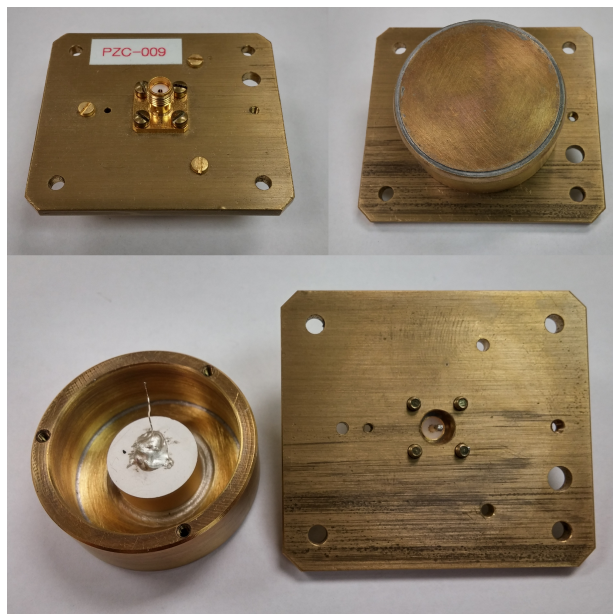


Figure 2.6 – Les senseurs piézoélectriques utilisés sur les détecteurs PICASSO.

Les transducteurs sont des disques de céramique (Pz27 Ferroperm) d'un diamètre de 16 mm et de 8.7 mm d'épais ayant une sensibilité de $27 \mu\text{bars}^{-1}$. Ces capteurs sont lus par des préamplificateurs qui font la conversion d'impédance et amplifient le signal. Le critère de déclenchement est qu'il y ait au minimum un des 9 signaux qui dépasse le seuil, après quoi chacun des canaux du détecteur sont lus [448, 449].

2.4 La fabrication des détecteurs à gouttelettes surchauffées

Lors de la première phase de l'expérience PICASSO, le gel des détecteurs était construit à partir d'un mélange à base de chlorure de césium (CsCl) qui permettait

d'augmenter la densité du gel pour maintenir les gouttelettes de C_4F_{10} en place et de les empêcher de couler au fond du détecteur [450, 451]. Le CsCl a une densité $\rho_{CsCl} = 3.97 \text{ g cm}^{-3}$, et cela rend le gel plus dense que le C_4F_{10} qui a une densité $\rho_{C_4F_{10}} = 1.65 \text{ g cm}^{-3}$ à 25°C . Le CsCl compte pour environ 40% de la masse totale du détecteur. Il y a par contre un grand désavantage à employer du CsCl pour ajuster la densité du gel, car cela introduit dans celui-ci des traces de métaux lourds tels que l'uranium et le thorium qui émettent des particules alpha et gamma, imposant ainsi une limite à la sensibilité pouvant être atteinte avec les détecteurs PICASSO. Le principal problème étant la contamination par particules alpha, car aux températures d'opération ($28 < T < 50^\circ\text{C}$), les détecteurs PICASSO ne sont pratiquement pas sensibles au rayonnement électromagnétique (facteur de réduction de 10^{10}). Pour réduire le bruit de fond alpha, le CsCl est purifié avec la méthode de coprécipitation d'hydroxyde de zirconium (HZrO) [452].

Le seul isotope naturel et stable du césium est le ^{133}Cs , et il est désormais contaminé par des traces de l'isotope ^{137}Cs qui est créé depuis 1945 lors des essais de détonation nucléaire, et qui est relâché dans la nature lors des accidents dans les centrales nucléaires tel qu'à Tchernobyl et Fukushima. Cet isotope est un émetteur gamma, ainsi que l'isotope ^{134}Cs créé lors de la capture d'un neutron par l'isotope ^{133}Cs , de même que l'isotope ^{132}Cs qui émet lui aussi des rayons gammas. Le CsCl est de surcroît contaminé par du ^{40}K , un autre émetteur gamma. Un détecteur au germanium a été utilisé par la collaboration PICASSO afin de mesurer le taux de comptage des rayons gammas observé avec un échantillon de 2 kg de CsCl, et révèle une contamination radioactive non-négligeable (voir le tableau 2.I) [453].

Isotope	Énergie γ (keV)	Activité (mBq/kg)
^{132}Cs	667.72	1.07 ± 0.25
^{134}Cs	563.25, 569.33, 604.72, 795.86	35.35 ± 1.24
^{137}Cs	23.23	1.29 ± 0.36
^{40}K	1460.83	136.64 ± 9.99

Tableau 2.I – Le bruit de fond gamma tel que mesuré par la collaboration PICASSO dans 2 kg de CsCl.

Dans le but de pallier à ces problèmes de contamination radioactive engendrés par l'emploi de CsCl pour ajuster la densité du gel, une nouvelle technique de fabrication

des détecteurs a été implémentée par la collaboration PICASSO pour la deuxième phase de l'expérience. Dans les détecteurs de deuxième génération, les gouttelettes de C_4F_{10} sont suspendues de façon homogène dans une matrice de gel polymérisée. La solution de gel polyacrylamide (un polymère formé de chaînes d'acrylamides) est filtrée en salle propre de classe 10000 pour réduire au maximum les impuretés radioactives, dont les émetteurs alpha provenant des chaînes de désintégration de l'uranium et du thorium qui sont la principale source de contamination radioactive. La salle blanche du laboratoire René J.A. Lévesque de l'Université de Montréal est munie d'un purificateur d'eau à osmose inverse qui permet d'obtenir de l'eau ultra-pure. Tout le matériel utilisé dans la fabrication des détecteurs est nettoyé avec un bain ultrasonique d'eau ultra pure et de RadiacWash. La méthode de purification de la solution de gel est tirée de l'expérience SNO (Sudbury Neutrino Observatory), et consiste à y ajouter de l'hydroxyde de zirconium (HZrO). Les molécules de zirconium ont une grande affinité avec les ions lourds, et permettent de capturer les ions radioactifs. L'atome d'hydrogène est remplacé par un radionucléide lourd qui donne au final une molécule de UZrO, ThZrO ou RaZrO qui est capturée à l'intérieur du filtre. L'efficacité d'extraction est supérieure à 90%, tel qu'observé lors de mesures faites avec des solutions contaminées avec différents radionucléides (voir le tableau 2.II) [452].

Radionucléides	Efficacité d'extraction (%)
^{228}Th	99.1 ± 1.5
^{224}Ra	97.0 ± 1.2
^{226}Ra	97.1 ± 0.6
^{212}Pb	96.1 ± 0.8
^{212}Bi	92.8 ± 1.6

Tableau 2.II – L'efficacité de l'extraction au HZrO des ions lourds radioactifs.

La figure 2.7 montre que la méthode de fabrication a été améliorée avec le temps, car la réponse d'un détecteur individuel est plat dans la région entre 1.05 jusqu'à 40 keV (50 à 28 °C) où le taux de comptage provient de la contamination aux particules alpha dans les gouttelettes de C_4F_{10} . Le taux de comptage passe de 80 événements $kg^{-1}j^{-1}$ pour les plus vieux détecteurs à 5 événements $kg^{-1}j^{-1}$ pour les meilleurs détecteurs qui ont été fabriqués plus récemment.

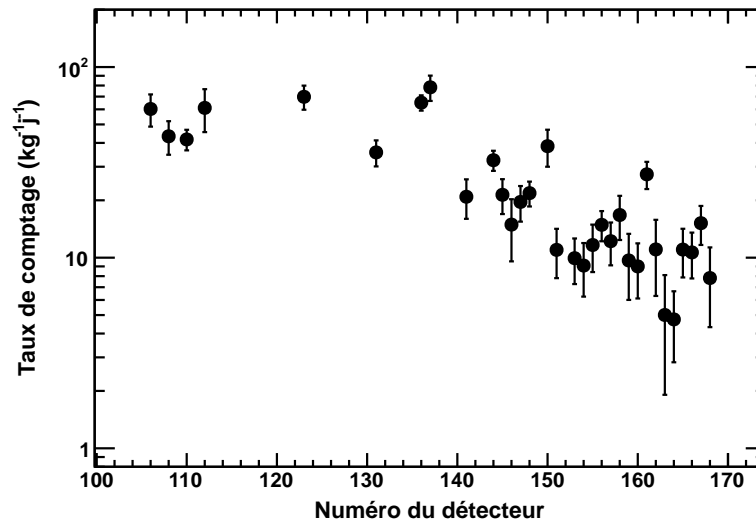


Figure 2.7 – Cette image montre la réduction du bruit de fond selon le numéro de fabrication du détecteur. Plus le numéro est grand, plus le détecteur a été fabriqué récemment, et cela indique une amélioration dans la purification des détecteurs. Le taux de comptage est moyenné sur les énergies de seuil entre 1 et 40 keV. Le taux de comptage est plat dans cette région, et il indique le niveau de contamination aux particules alpha dans chacun des détecteurs.

Le gel est fait de plusieurs ingrédients qui doivent être mélangés ensemble dans le contenant de préparation qui a au préalable été plusieurs fois dégazé puis mis sous pression d'azote pendant une nuit entière. Il y a tout d'abord l'ingrédient le plus important qui est l'eau ultra-pure, dans lequel il faut dissoudre l'acrylamide qui forme la chaîne monomère principale du gel, et le bis-acrylamide qui est un agent réticulant permettant la liaison entre les chaînes monomères. Une fois ces deux ingrédients dissous dans l'eau ultra-pure, il faut incorporer la glycérine et le polyéthylène glycol, ainsi que le triton X-100 qui est un surfactant favorisant la dispersion des gouttelettes dans la solution de gel. C'est un produit tensioactif possédant une partie hydrophile et une partie hydrophobe, propriété qui lui permet de s'accrocher au C_4F_{10} et de créer une membrane entre la gouttelette et le gel qui limite l'expansion de la bulle après la transition de phase. Le tout est ensuite brassé à l'aide d'un barreau magnétique recouvert de téflon. Lorsque le mélange est devenu complètement homogène, il doit être passé au travers des cinq filtres contenant le HZrO à une vitesse d'environ 30 ml min^{-1} , et transféré dans le contenant de

fabrication qui constituera à la fin du processus de polymérisation le détecteur sous sa forme finale. La filtration est effectuée dans un environnement contrôlé sous azote, à l'intérieur d'un système complètement étanche (i.e. les deux contenants et les tuyaux de filtration). Cette procédure évite d'avoir à exposer la solution à l'air ambiant qui contient des traces de radon (10 Bq m^{-3} [454]), comme c'était le cas lors de la fabrication des détecteurs de première génération avec le CsCl. Le système de ventilation et de filtration de l'air, ainsi que la pression positive dans la salle propre permettent aussi de réduire davantage la présence de radon. La solution filtrée est par la suite dégazée à température ambiante pendant un minimum de 12 heures, afin de la purger du gaz résiduel qui pourrait se combiner au C_4F_{10} lors de son injection.

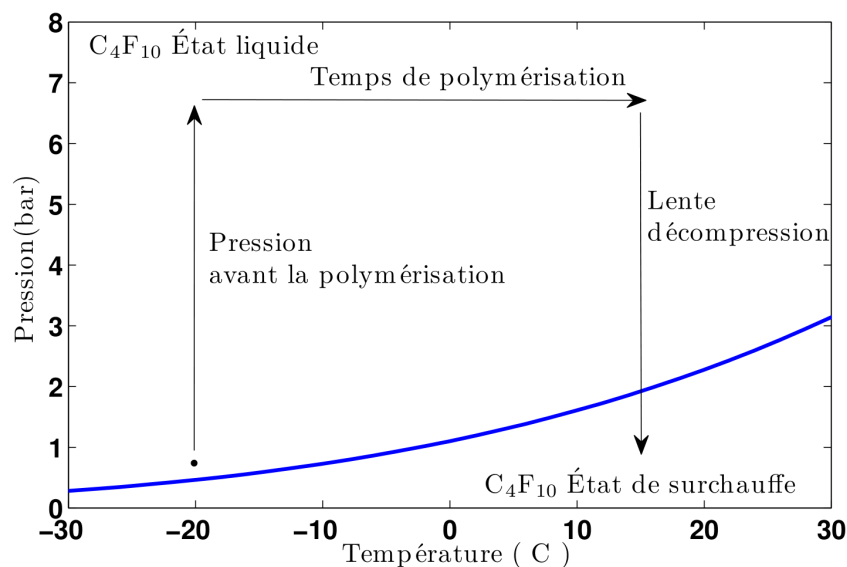


Figure 2.8 – Procédure pour suspendre les gouttelettes de C_4F_{10} à l'intérieur de la matrice de gel polymérisée des détecteurs PICASSO.

La figure 2.8 montre comment a lieu la dernière partie de la fabrication. Le dégazage entamé à température ambiante se poursuit dans un congélateur à -20°C , jusqu'à ce que tout le mélange ait atteint une température uniforme. Le C_4F_{10} est lui aussi maintenu à -20°C dans le congélateur. Cette basse température est nécessaire afin que le C_4F_{10} reste dans son état liquide après injection dans la solution, donc sous sa température d'ébullition ($T_b = -2.089^\circ\text{C}$). Le persulfate de sodium (NaPS), qui va servir à initier la réaction de polymérisation en permettant la formation

de radicaux libres, est ajouté au mélange quelques minutes avant l'injection du C_4F_{10} liquide. Il faut encore dégazer et brasser la solution pendant un moment, puis le C_4F_{10} liquide est injecté. La fraction habituelle du volume actif par rapport au volume total de gel dans le détecteur est le «loading» et représente environ $f = 1\%$, tel que pesé lors de la fabrication et plus tard mesuré par étalonnage aux neutrons. Le mélange doit encore être dégazé et brassé jusqu'à l'obtention d'une dispersion homogène des gouttelettes dont la distribution est centrée autour de $200 \mu\text{m}$, qui devrait avoir lieu après environ 15 minutes d'agitation à 250 rotations par minute. Le TEMED (tétraméthylènediamine), qui est le catalyseur de la polymérisation, est finalement ajouté à la solution. Le TEMED stimule la propagation des radicaux libres en décomposant les ions persulfates du NaPS. Le module de fabrication est placé à température ambiante pour favoriser davantage le processus de polymérisation. Ce processus est exothermique, et il faut par conséquent mettre le détecteur sous pression d'azote afin de maintenir le C_4F_{10} dans son état liquide. Lorsque la polymérisation est achevée, la pression est graduellement relâchée afin de prévenir des transitions de phases instantanées.

Après cette dernière étape, le détecteur est rempli d'huile minérale et scellé avec un anneau d'étanchéité (o-ring), puis connecté à un système de pression hydraulique qui permettra d'appliquer de la pression sur le gel après les phases d'acquisition de données afin de comprimer à nouveau les bulles (gazeuses) en gouttelettes (liquides). La figure 2.9 donne un aperçu de la complexité de l'entièreté du processus de purification et de fabrication des détecteurs PICASSO, qui serait trop long à détailler complètement dans le cadre de ce travail.

2.5 La théorie de Seitz

Le fonctionnement du détecteur à gouttelettes surchauffées s'explique grâce à la théorie que Frederick Seitz a élaboré en 1958 [455], qui stipule que les transitions de phase du liquide métastable sont dues aux pics de chaleur induits par l'énergie déposée lors du passage d'une particule dans le liquide surchauffé. La particule qui entre dans la gouttelette surchauffée fait des collisions avec les atomes du milieu et leur transfère son énergie cinétique. Le recul de l'atome fait vibrer les molécules environnantes, et leur agitation thermique contribue à faire augmenter la température localement autour de l'endroit du recul. Le liquide en état de surchauffe

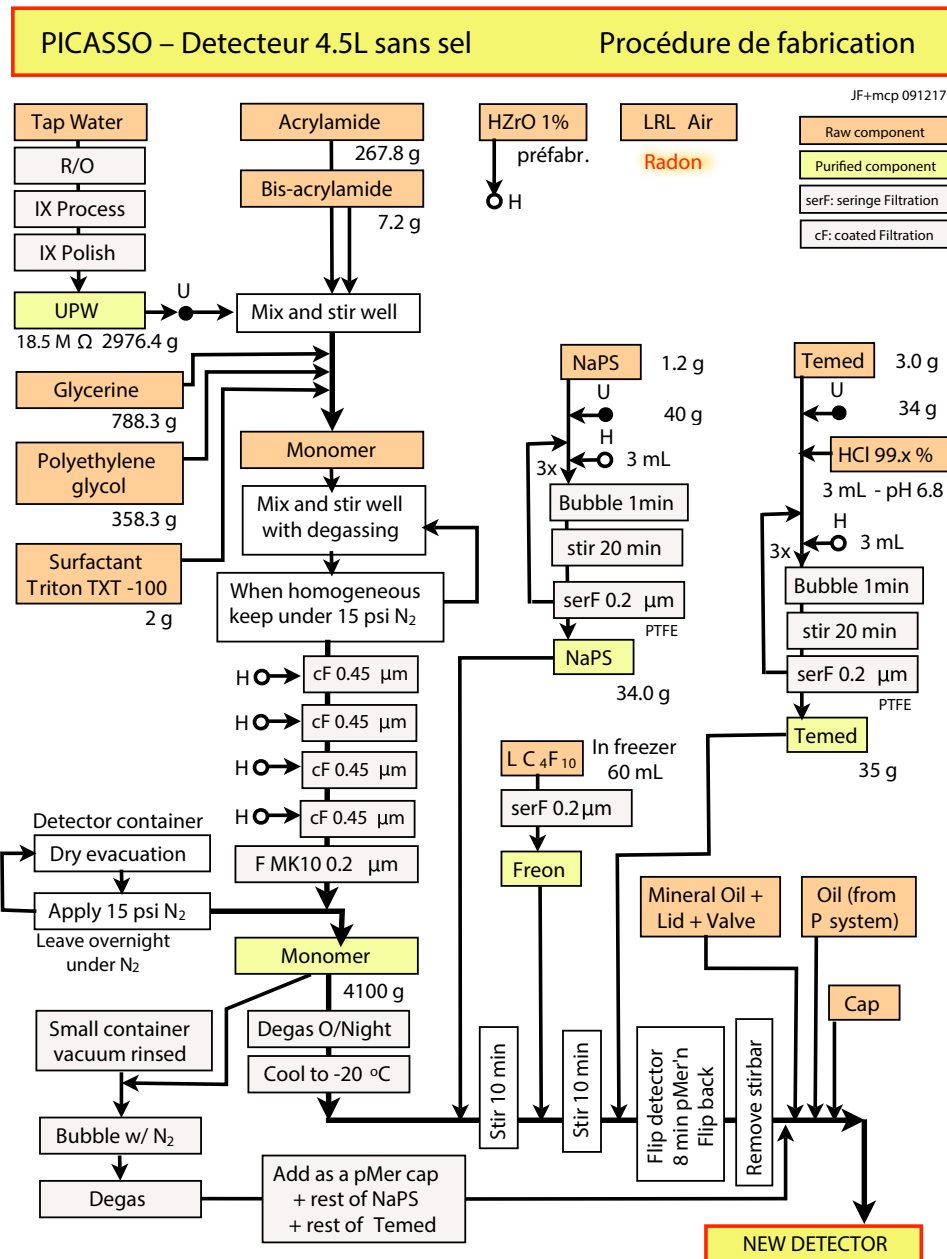


Figure 2.9 – Diagramme récapitulant toutes les étapes requises pour la fabrication et la purification des détecteurs PICASSO sans sel de 4.5L.

commence alors une transition de phase et se vaporise en créant une cavité sphérique gazeuse, une proto-bulle (voir la figure 2.10), qui a un rayon typique d'un nanomètre

[456]. Ce processus de vaporisation est un phénomène thermodynamique complexe qui ne possède encore aucune solution générale. Plusieurs des paramètres de la théorie de Seitz sont empiriques et doivent être déterminés expérimentalement, ainsi qu’avec des simulations Monte Carlo. Ces mesures et ces simulations seront présentés dans les chapitres 3 et 4.

Lors de la formation de la proto-bulle, le liquide est transformé en gaz puisque l’augmentation locale de la température provoque une augmentation de la pression de vapeur à l’intérieur de la région, et cette pression devient plus importante que la pression ambiante du liquide et de la tension de surface de la gouttelette. La proto-bulle ne parvient pas toujours à effectuer une transition de phase complète et à faire vaporiser la totalité de la gouttelette. Il faut que l’énergie déposée lors de la collision soit suffisamment grande pour contrer les pertes de chaleur par conduction ainsi que la tension de surface de la gouttelette. Dans le cas où l’énergie déposée par le noyau lors du recul est supérieure à une énergie critique à l’intérieur d’une distance critique, l’expansion de la proto-bulle devient irréversible. Il se produit alors une transition de phase explosive, et la gouttelette liquide s’évapore entièrement et se transforme en une bulle de gaz. Dans le cas de l’expérience PICASSO, la transition de phase peut être le résultat de l’interaction entre un neutron ou un neutralino et un noyau dans les gouttelettes surchauffées qui entraîne le recul du noyau, ou encore de l’énergie déposée par des particules alphas, gammas et bêtas, qui ionisent les atomes dans la gouttelette liquide métastable de C_4F_{10} . Les détecteurs à gouttelettes surchauffées sont des détecteurs à seuil puisqu’une énergie minimale doit être déposée afin que la transition de phase ait lieu.

2.5.1 Le rayon critique

La théorie de Seitz permet de décrire la transition de phase seulement dans le cas où elle devient irréversible et n’est pas valide pour décrire les instants avant que les limites pour atteindre une vaporisation entière soient franchies. Les transitions de phases se produisent lorsque l’énergie déposée à l’intérieur d’une distance $l_c = a \times R_c$ dépasse l’énergie critique E_c , où a est un paramètre libre (différents auteurs suggèrent des valeurs variant entre 2 et 18), et R_c est le rayon critique. Si le rayon atteint par la proto-bulle est inférieur au rayon critique ($R < R_c$), elle s’effondrera sur elle-même, et si le rayon atteint par la proto-bulle est supérieur au rayon critique ($R > R_c$),

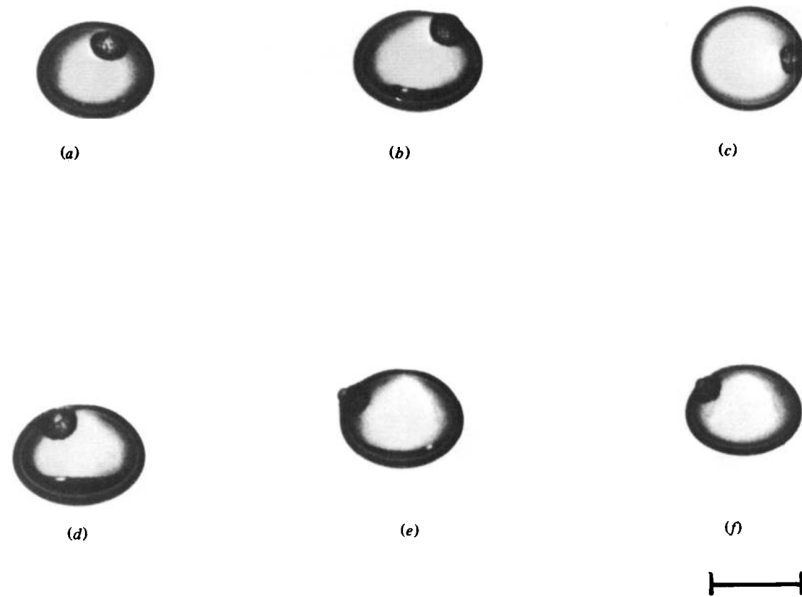


Figure 2.10 – La création d’une protobulle qui deviendra une bulle complète si les critères de Seitz sont remplis. Les petites bulles de vapeur à l’intérieur des gouttelettes sont observées entre 9 et 12 μs après le début de l’explosion. L’échelle équivaut à 1mm [456].

elle pourra entamer une expansion macroscopique et vaporiser la gouttelette toute entière. Pour que cela se produise, il faut que la force exercée par la pression de vapeur (p_v) de la proto-bulle en expansion soit supérieure aux forces externes exercées par la pression d’opération du liquide surchauffé (p_l) autour de la proto-bulle ainsi que par la force de tension (σ) qui siège à l’interface entre la zone liquide et la zone gazeuse. Cela s’exprime mathématiquement comme suit :

$$p_v dV > p_l dV + \sigma dS \quad (2.1)$$

où dV est le changement de volume et dS est le changement de surface. En respectant les conditions de nucléations de la théorie de Seitz, qui spécifie que la proto-bulle doit avoir une forme sphérique, on obtient :

$$dV = 4\pi R^2 dR \quad (2.2)$$

$$dS = 8\pi R dR \quad (2.3)$$

En insérant les équations 2.2 et 2.3 dans l'équation 2.1, cela donne :

$$R > \frac{2\sigma}{p_v - p_l} \quad (2.4)$$

Lorsque que le rayon atteint par la proto-bulle est exactement égal au terme de droite de l'équation 2.4, la transition de phase et la vaporisation complète de la gouttelette est inévitable, car la proto-bulle a atteint le rayon critique :

$$R_c(T) = \frac{2\sigma(T)}{\Delta p} \quad (2.5)$$

où $\Delta p = p_v - p_l$ est le degré de surchauffe défini comme la différence entre la pression de vapeur p_v et la pression externe dans le liquide p_l , et $\sigma(T)$ est la tension de surface à l'interface du liquide et du gaz, qui dépend de la température ainsi que du type de liquide surchauffé utilisé :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \quad (2.6)$$

où T est la température d'opération, T_c est la température critique et T_0 est la température d'ébullition. Les valeurs de ces deux dernières dépendent du liquide surchauffé utilisé. Finalement, σ_0 est la tension de surface lorsque la température est égale à T_0 , et sa valeur dépend elle aussi du liquide actif employé. La phase surchauffée s'étend entre la température d'ébullition jusqu'à la température critique pour laquelle la tension de surface devient nulle. Les gouttelettes se transforment alors spontanément en bulles, et le régime de la nucléation spontanée est atteint. Puisque la température d'opération (T) est toujours inférieure à la température critique (T_c), l'équation 2.6 montre que la tension de surface ($\sigma(T)$) diminue lorsque la température augmente. De surcroît, le degré de surchauffe (Δp) augmente lui aussi lorsque la température d'opération augmente. Ces deux effets combinés font en sorte que la condition de Seitz qui veut que le rayon atteint par la proto-bulle soit supérieur au rayon critique est atteignable plus facilement à haute température, car dans ce cas la valeur du rayon critique est plus faible qu'à basse température.

2.5.2 L'énergie critique

L'énergie critique est l'énergie minimale au-delà de laquelle une transition de phase aura lieu si elle est déposée à l'intérieur du rayon critique, et permettra à la proto-bulle de continuer son expansion au-delà du rayon critique pour provoquer la vaporisation totale de la gouttelette [449] :

$$E_c = -\frac{4\pi}{3}R_c^3\Delta p + \frac{4\pi}{3}R_c^3\rho_v(h_v - h_l) + 4\pi R_c^2\left(\sigma - T\frac{d\sigma}{dT}\right) + W_{irr} \quad (2.7)$$

où ρ_v est la densité volumique de la phase gazeuse, h_v est l'enthalpie de la vapeur à l'intérieur de la proto-bulle et h_l est l'enthalpie du liquide à l'extérieur de la proto-bulle. La température d'opération (T) influence chacune de ces quantités. Le premier terme de l'équation 2.7 représente le travail mécanique réversible effectué contre la pression du liquide qui permet l'expansion d'une bulle de taille R_c . Le deuxième terme décrit l'énergie W_{ev} déployée pour faire évaporer le liquide lorsque la bulle croît jusqu'à sa taille critique. Le troisième terme désigne le travail W_{lv} requis au tout début de l'expansion pour créer l'interface liquide-vapeur de la proto-bulle.

Le dernier terme, négligeable comparativement aux trois autres, est le travail irréversible W_{irr} qui est produit entre autres par l'émission des ondes acoustiques, le travail effectué lors du transfert d'énergie cinétique au volume de liquide environnant, le travail requis pour la production de chaleur provenant de l'agitation moléculaire et atomique qui permet l'expansion de la proto-bulle jusqu'au rayon critique, ainsi que par le travail dû à la résistance au mouvement d'expansion de la bulle occasionné par le milieu visqueux [449] [457, p.137-138].

$$W_{irr} = W_a + W_k + W_h + W_{visc} \quad (2.8)$$

Le modèle de Seitz ne tient pas compte des contributions irréversibles car elles sont négligeables comparativement aux contributions réversibles. Par contre, un article publié récemment montre que la théorie de Seitz ne décrirait pas correctement la production de chaleur lors du dépôt d'énergie qui cause une transition de phase [458]. En effet, les auteurs trouvent que l'énergie déposée doit être deux fois plus grande que l'énergie de seuil, car le processus de diffusion de chaleur est deux fois plus rapide que le temps pris par la protobulle pour atteindre le rayon critique qui

lui permet ensuite de devenir une bulle, et beaucoup d'énergie est ainsi dissipée en chaleur avant que la bulle ne puisse se former. La valeur maximale des contributions irréversibles peut être calculée en considérant l'équation suivante [459] :

$$E_{irr} = 2\pi\rho_l R_c^3 v^2 \quad (2.9)$$

avec ρ_l qui est la densité du liquide, et v qui est la vitesse du front de vapeur en expansion :

$$v = \frac{4D}{R_c} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.10)$$

où $D = kc_p/\rho_l$ est la diffusivité thermique du liquide, k est la conductivité thermique et c_p est la chaleur spécifique du liquide. L'énergie irréversible maximale (éq. 2.9) a été calculée pour le C_4F_{10} et pour les températures d'opération des détecteurs PICASSO, et donne une proportion des contributions irréversibles variant entre 0.8% à 10°C et 3.6% à 50°C [457]. L'énergie critique peut donc être calculée en tenant compte seulement des contributions réversibles.

Pour cela, il faut tout d'abord calculer la chaleur latente de vaporisation h_{lv} qui est la différence entre l'enthalpie de la vapeur (h_v) et l'enthalpie du liquide (h_l) :

$$h_{lv} = h_v - h_l \approx h_{ss} + \left(\frac{p_{sat} - p_l}{\rho_l} \right) (T)(\alpha_v - \alpha_l) \quad (2.11)$$

où h_{ss} est la chaleur latente de saturation spécifique qui s'obtient en divisant l'enthalpie du système par la masse totale du système, et α est le coefficient d'expansion thermique donné par :

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (2.12)$$

avec V qui représente le volume de C_4F_{10} liquide, et avec la dérivée partielle qui est faite en supposant que la pression dans le liquide est constante, car on considère le fluide de C_4F_{10} comme étant incompressible. Cette contrainte, combinée au fait que l'on impose que le coefficient d'expansion thermique α soit invariant, constituent les deux raisons pour lesquelles l'équation 2.11 pour la chaleur latente n'est pas exacte, mais représente simplement une approximation. Toutefois, le terme contenant le coefficient d'expansion thermique est de deux à trois ordres de grandeurs plus petit

que le terme de la chaleur latente de saturation spécifique h_{ss} , l'approximation est donc justifiée et donne une déviation minime par rapport au résultat qui serait obtenu à partir de l'équation exacte.

Finalement, pour compléter le calcul de l'énergie critique, il faut calculer le rayon critique avec l'équation 2.5. Les paramètres thermodynamiques dépendant de la température qui ne sont pas calculés, soit la tension de surface σ , la pression de vapeur p_v , la densité volumique de la phase gazeuse ρ_v , et la chaleur latente de vaporisation h_{lv} , peuvent tous être obtenus sur le site web [Chemistry WebBook](#) de l'organisation National Institute of Standards and Technology (NIST) [460]. Le rayon critique et l'énergie critique pour une pression d'opération de 1 bar sont présentés dans les figures 2.11 et 2.12.

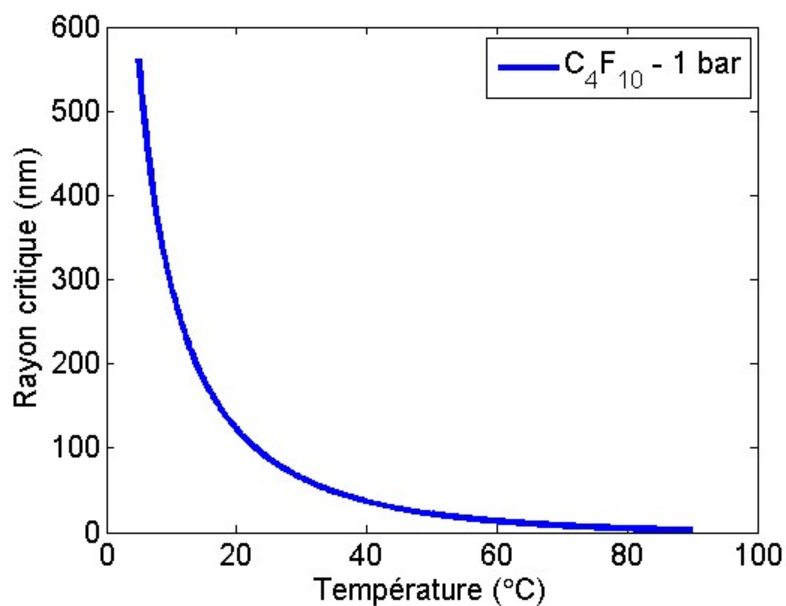


Figure 2.11 – Le rayon critique calculé pour le C₄F₁₀ à une pression de 1 bar selon la théorie de Seitz.

Les contributions relatives à l'énergie critique des 3 termes réversibles contenus dans l'équation 2.7 sont présentées dans le tableau 2.III, et elles ont été calculées pour le perfluorobutane (C₄F₁₀).

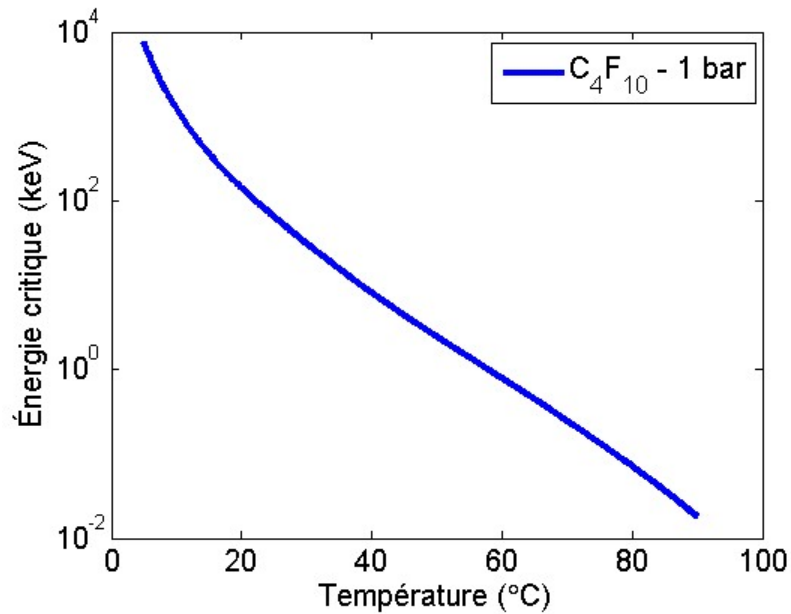


Figure 2.12 – L'énergie critique calculée pour le C_4F_{10} à une pression de 1 bar selon la théorie de Seitz.

Énergie Critique (E_c)	$\frac{4\pi}{3} R_c^3 \Delta p$	$\frac{4\pi}{3} R_c^3 \rho_v (h_v - h_l)$	$4\pi R_c^2 \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right)$
1 keV	-0.05	0.47	0.58
10 keV	-0.05	0.60	0.45
100 keV	-0.04	0.72	0.32

Tableau 2.III – Les valeurs normalisées des contributions réversibles à l'énergie de Seitz données pour différentes énergies et pour le C_4F_{10} .

2.5.3 L'énergie déposée

Les transitions de phases induites par la radiation ont lieu si l'énergie cinétique déposée localement par une particule incidente excède l'énergie critique, c'est à dire $E_{déposée}(T) \geq E_c(T)$ et que le pouvoir d'arrêt de cette particule soit suffisamment grand pour fournir cette énergie sous forme de chaleur sur une distance L_c tel qu'il soit possible d'atteindre le seuil d'énergie critique à l'intérieur d'une proto-bulle ayant la taille critique R_c [461] :

$$E_{d\u00e9pos\u00e9e}(T) = \int_0^{L_c(T)} \frac{dE}{dx} dx \geq E_c(T) \quad (2.13)$$

Il y a un bon accord exp\u00e9rimental entre les valeurs mesur\u00e9es de $E_{d\u00e9pos\u00e9e}(T)$ et $E_c(T)$ pour plusieurs types d'hydrocarbures halog\u00e9n\u00e9s (des compos\u00e9s organiques dont les mol\u00e9cules contiennent au moins un atome d'halog\u00e8ne, soit le fluor, le chlore, l'iode, et le brome) et pour des \u00e9nergies $E_c \gtrsim 17$ keV [459]. La situation est diff\u00e9rente pour la longueur critique L_c o\u00f9 un grand intervalle de valeurs peut \u00eatre trouv\u00e9 dans la litt\u00e9rature. Le rayon critique L_c \u00e9tant la longueur naturelle du processus de nucl\u00e9ation de la proto-bulle, la longueur critique L_c est habituellement donn\u00e9e en fonction du param\u00e8tre de Harper (b) [461] :

$$L_c(T) = bR_c(T) \quad (2.14)$$

Les donn\u00e9es accumul\u00e9es \u00e0 un seuil d'\u00e9nergie inf\u00e9rieur \u00e0 $E_c = 20$ keV indiquent que $b = 2$. Des arguments concernant la stabilit\u00e9 des jets de vapeur \u00e0 l'int\u00e9rieur d'un liquide m\u00e8nent \u00e0 $L_c = 2\pi R_c = 6.28R_c$ [462]. Certains auteurs proposent que la longueur critique d\u00e9pend des densit\u00e9s volumiques de la phase liquide et de la phase vapeur, tel que $L_c = (\rho_v/\rho_l)^{1/3}R_c \approx 6.6R_c$. Il semble \u00e9galement que le param\u00e8tre de Harper soit d\u00e9pendant de la temp\u00e9rature et puisse atteindre des valeurs aussi \u00e9lev\u00e9es que 20 et plus, pour des reculs induits par des neutrons de plus de 1 MeV [461, 459, 462, 463, 464, 465, 466, 467].

CHAPITRE 3

ÉTALONNAGE DU DÉTECTEUR PICASSO

3.1 Importance de la caractérisation du détecteur PICASSO

Les détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO doivent être étalonnés avec des neutrons (mono-énergétiques et poly-énergétiques), des particules alpha et des rayons gammas afin de pouvoir analyser et comprendre leur réponse à la radiation. La réponse des détecteurs est contre-vérifiée par des simulations Monte Carlo intégrant chacune des propriétés physiques de l'expérience d'étalonnage. Les expériences d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques sont importantes pour obtenir le seuil en énergie du détecteur et aussi pour améliorer la précision des limites de la section efficace de diffusion élastique neutron-proton qui sont extraites des données expérimentales acquises au laboratoire souterrain SNOLAB. L'accélérateur Tandem Van de Graaff qui se trouve au laboratoire J.A. René-Lévesque de l'Université de Montréal permet de faire un étalonnage aux neutrons mono-énergétiques avec la réaction nucléaire $X(p, n)Y$ en envoyant des protons sur des cibles de lithium et de vanadium. Des sources d'AmBe et d'AcBe sont utilisées pour faire des mesures d'étalonnage aux neutrons poly-énergétiques afin de caractériser les détecteurs et de déterminer leur masse active. Des atomes radioactifs de radium (^{226}Ra) et d'américium (^{214}Am) qui sont des émetteurs alpha permettent de connaître la réponse des détecteurs aux particules alpha, qui constituent le principal bruit de fond détecté lors des mesures de WIMPs effectuées à SNOLAB. Finalement, la réponse du détecteur au rayonnement gamma est obtenue avec des sources de sodium (^{22}Na), de cobalt (^{57}Co et ^{60}Co) et de césium (^{137}Cs).

3.2 Étalonnage aux neutrons mono-énergétiques

3.2.1 L'accélérateur Tandem Van de Graaff

Le premier générateur de type Van de Graaff a été inventé en 1929 par Robert Jemison Van de Graaff. La transition entre le générateur Van de Graaff et l'accélérateur Van de Graaff fut possible en introduisant un tube à vide entre la

sphère conductrice (le terminal) et le sol où était situé la cible [468, p.183-192]. Robert J. Van de Graaff a créé en 1947 la société HVEC (High Voltage Engineering Corporation) avec deux associés, John Trump et Denis Robinson, et ils ont ensemble fabriqué 55 accélérateurs de type Tandem Van de Graaff. Le premier accélérateur Van de Graaff horizontal de type Tandem a été construit en 1958 au CRNL (Chalk River Nuclear Laboratory) avec l'aide de la compagnie HVEC, et il a ensuite été installé à l'Université de Montréal en 1960. Les neutrons mono-énergétiques utilisés pour les mesures d'étalonnage des détecteurs PICASSO ont été obtenus à partir des réactions nucléaires ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ et ${}^{51}\text{V}(p, n){}^{51}\text{Cr}$ produites avec cet accélérateur Tandem Van de Graaff à courant direct de l'Université de Montréal. Il constitue le type d'accélérateur à courant direct présentement le plus utilisé dans le monde. Le point crucial de cet accélérateur est l'obtention d'un voltage très élevé qui peut atteindre pour certains modèles une valeur maximale variant entre 30 et 40 MV. Le tube pressurisé principal de l'accélérateur mesure 11 mètres de long et 2.4 mètres de diamètre, et il est rempli d'hexafluorure de soufre (SF_6) qui est mis sous une pression maximale de cinq atmosphères [469, p.99]. Le SF_6 est un gaz isolant qui piège les électrons présents à l'intérieur de la cuve du Tandem et qui possède une grande rigidité diélectrique, lui permettant d'empêcher les décharges électriques qui autrement seraient créées à cause de la tension élevée d'opération de l'accélérateur. Le Tandem de l'UdeM peut atteindre un voltage maximal de 6 MV qui est obtenu grâce au principe voulant que les charges dans un conducteur soient toujours situées seulement à la surface de celui-ci, et qu'en touchant un second conducteur les charges lui sont transférées. La figure 3.1 montre le principe de fonctionnement du Tandem [470, p.113-115].

Une source de haut voltage en «I» fait passer des ions positifs à une chaîne Pelletron à l'aide d'un système de charge par induction (autrefois à l'aide d'un peigne en «C» (comb)). La chaîne du système Pelletron et ses charges sont entraînées par un moteur depuis la première poulie en «P» vers une seconde poulie en «P», qui est située au centre de l'accélérateur où les charges sont récoltées par un second peigne en «C» situé dans un terminal métallique «T». Les charges sont transférées par le second peigne vers la surface externe du terminal métallique, induisant ainsi un grand voltage en «T». Des ions chargés négativement une fois sont extraits et accélérés par une source duoplasmatron (une source d'ions par pulvérisation est

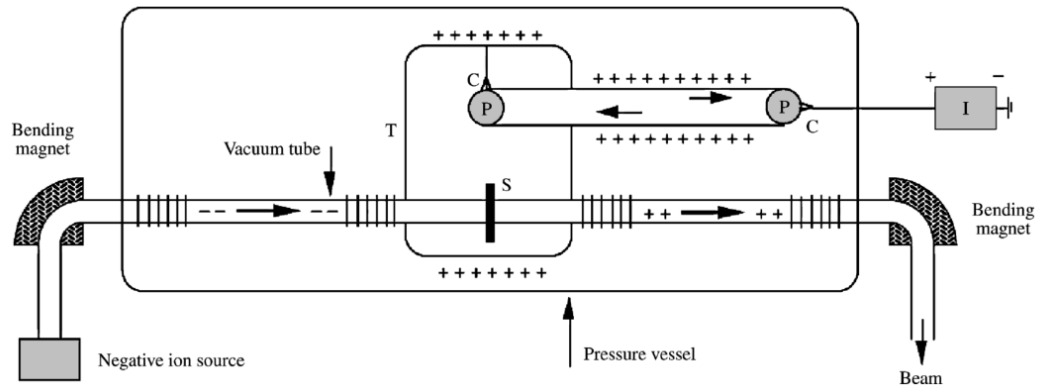


Figure 3.1 – Le schéma de fonctionnement de l’accélérateur Tandem Van de Graaff utilisé à l’université de Montréal pour les mesures d’étalonnage aux neutrons mono-énergétiques [470, p.113].

également disponible) et sont ensuite dirigés par l’aimant d’analyse vers la lentille «Q-snout» qui permet de focaliser le faisceau avant son entrée dans l’accélérateur. Ces ions négatifs sont attirés et accélérés par le terminal chargé positivement en «T», et lorsqu’ils atteignent le centre du terminal un «stripper» permet de leur arracher un électron ou plus. Cela rend les ions chargés positivement et leur permettent d’être accélérés une seconde fois par répulsion avec le terminal chargé positivement (d’où le nom Tandem donné à cet ingénieux type d’accélérateur). L’énergie finale atteinte par les ions est doublée par rapport à ce qui est possible avec un accélérateur Van de Graaff simple. L’énergie cinétique obtenue avec un accélérateur Tandem Van de Graaff est donnée par :

$$E = e(V_I) + (q + e)V_T \quad (3.1)$$

où q est la charge électrique de l’ion, V_I est le voltage de l’injecteur et V_T est le voltage du Tandem. Les ions positifs sont dirigés vers un second aimant d’analyse qui applique une force magnétique perpendiculaire à leur trajectoire initiale et qui sélectionne une énergie bien précise, puisque l’accélération centripète subie par les ions et l’énergie cinétique résultante dépend de leur masse :

$$a = \frac{v_i^2}{r} = \frac{F_B}{m_i} = \frac{qv_i B}{m_i} \quad (3.2)$$

où v_i , et m_i sont la vitesse et la masse de l'ion, et r est le rayon de courbure subie par l'ion lors du changement de sa trajectoire à l'intérieur de l'aimant d'analyse. Les ions qui ont effectué une rotation de précisément 90° peuvent sortir de l'aimant d'analyse par une mince fente, et leur énergie est donnée par :

$$E_i = \frac{(qrB)^2}{2m_i} \quad (3.3)$$

Ce qui équivaut à un champ magnétique qui est défini comme :

$$B = \frac{\sqrt{2m_i E_i}}{qr} \quad (3.4)$$

Finalement, un aimant d'aiguillage oriente ces ions vers l'une des 9 lignes qui sont associées à différents montages expérimentaux. Le système d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques du groupe PICASSO est situé sur la ligne à 0 degrés. Le courant protonique typique obtenu au Tandem est de l'ordre du microampère. La très haute résolution de l'aimant d'analyse permet d'avoir un champ magnétique précis à 0.3 Gauss, qui se traduit en une précision de 0.5 keV sur l'énergie des protons et des neutrons. La résonance utilisée lors de l'opération du Tandem doit être retrouvée après que le faisceau ait été éteint ou mis en mode veille durant la nuit pour connaître avec certitude la valeur de l'énergie des protons. En effet, les champs magnétiques rémanents à l'intérieur de l'aimant d'analyse peuvent faire en sorte que pour un même champ magnétique lu par la sonde NMR (Nuclear Magnetic Resonance), la résonance soit décalée par rapport à la mesure obtenue la journée précédente.

3.2.2 Production des neutrons avec le Tandem

La réaction nucléaire $Cible(Incident,Sortie)Produit$ permet de produire des neutrons en irradiant avec des protons une cible d'un métal quelconque, du lithium et du vanadium dans le cas de l'expérience PICASSO. La Q -value de la réaction s'exprime comme :

$$Q = E_{Sortie} + E_{Produit} - E_{Cible} - E_{Incident} \quad (3.5)$$

L'énergie minimale requise pour qu'un flux de protons incident sur un noyau

puisse créer des neutrons est d'environ 0.782 MeV. Cela provient du fait que la différence de masse entre un neutron et un proton est d'environ 1.293 MeV, et que la différence de masse entre le noyau initial X et le noyau final Y de la réaction $X(p, n)Y$ doit être inférieur à 0.511 MeV, autrement le noyau initial se désintégrerait spontanément par émission bêta. La différence de masse entre le neutron et le proton doit être comblée par l'apport d'énergie cinétique du proton incident, mais si le noyau initial pèse 0.511 MeV de plus que le noyau final, alors le proton a seulement besoin de 0.782 MeV d'énergie cinétique pour produire des neutrons. Par conséquent, l'énergie cinétique minimale requise pour que le proton incident puisse provoquer la réaction nucléaire s'exprime de la façon suivante :

$$E_{p,seuil} = \frac{M_Y + m_p}{M_Y} |Q| > 0.782 \text{ MeV} \quad (3.6)$$

où M_Y est la masse du noyau final. Selon cette équation, la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ possède un seuil énergétique de 1.881 MeV qui est bien visible dans la figure 3.2. La cible de lithium possède une seule résonance dont le maximum se situe à 2.28 MeV et qui produit des neutrons de 500 keV [471, 472, 473, 474]. De part et d'autre de cette résonance, la section efficace forme un plateau dont la valeur est d'environ 0.28 barn à gauche de la résonance et d'environ 0.3 barn au delà de 2.5 MeV, à droite de la résonance. La cible de lithium a une section efficace qui est plusieurs ordres de grandeurs plus grande que celle de la cible de vanadium. Cela permet d'obtenir davantage de neutrons pour une même intensité de courant avec le Tandem, ce qui accélère l'étalonnage des détecteurs lorsque les mesures sont prises au seuil de la réponse. Le travail d'étalonnage avec la cible de lithium ayant déjà été fait auparavant par Nadim Boukhira [475], et l'objectif principal de ce travail étant d'étudier la réponse des détecteurs pour des faibles énergies de recul (moins de 100 keV), il n'a pas été nécessaire de reproduire ces mesures. Les mesures d'étalonnage ont plutôt été faites avec une cible de vanadium, qui permet d'atteindre les basses énergies de recul souhaitées pour comprendre et prédire le comportement du détecteur à gouttelettes surchauffées lorsqu'il sera traversé par des WIMPs de plus petites masses, qui induisent des faibles reculs nucléaires.

L'équation 3.6 permet de calculer que la réaction nucléaire ${}^{51}\text{V}(p, n){}^{51}\text{Cr}$ nécessite une énergie de 1.565 MeV afin d'être initiée, et ce seuil est visible dans la figure 3.3, qui montre également les nombreuses résonances du noyau composé du

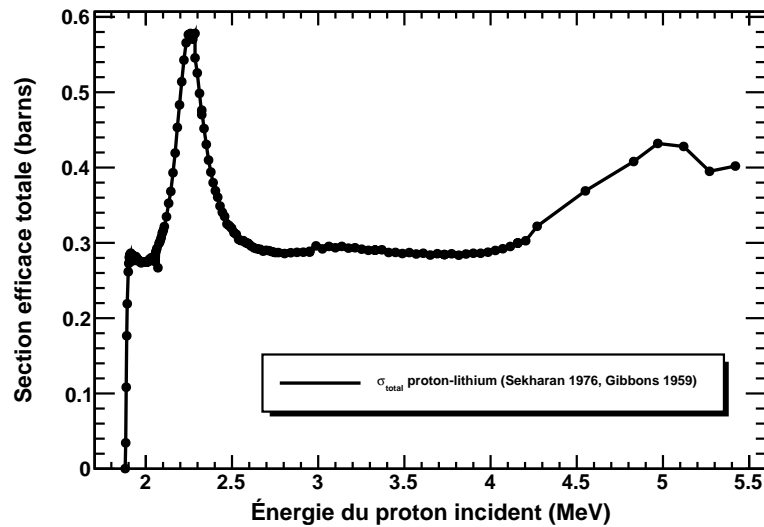


Figure 3.2 – Les résonances nucléaires expérimentales du lithium telles qu’obtenues en 1959 par Gibbons et Macklin [472], et en 1976 par Sekharan [471]. La production relative des neutrons est fonction de l’énergie des protons incidents. Le seuil énergétique franc qui est situé à 1.881 MeV est clairement visible, et la production des neutrons commence au-delà de ce seuil.

chrome (^{52}Cr) qui se désintègre en ^{51}Cr avec l’émission d’un neutron. L’avantage de cette cible par rapport à celle du lithium est qu’il n’est pas nécessaire d’utiliser une seconde cible pour connaître la valeur de l’énergie des neutrons. En effet, il ne suffit que de trouver trois résonances, et en comparant la hauteur des résonances et leur espacement entre elles avec le spectre total connu, l’identification des résonances et leur énergie respective devient possible. Une autre technique pour trouver une résonance spécifique parmi les 14 résonances du ^{51}Cr (table 3.I), est de trouver le seuil des résonances, en combinaison avec deux résonances quelconques, et de comparer le spectre partiel obtenu avec le spectre total du ^{51}Cr . Ces manipulations faites au début de chaque journée passée à l’accélérateur sont longues mais nécessaires pour s’assurer que la résonance trouvée et l’énergie utilisée pour étalonner le détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO soient les bonnes d’une fois à l’autre. Les résonances utilisées dans le cadre de ce travail sont celles à 5, 13.6, 34, 50, 61, 82 et 97 keV, soient les résonances I, III, IV, V, VII, VIII, X et XI (table 3.I).

L’étalonnage des détecteurs avec les neutrons mono-énergétiques provenant de la réaction nucléaire $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ avait déjà été fait en 2008 par Martin Auger

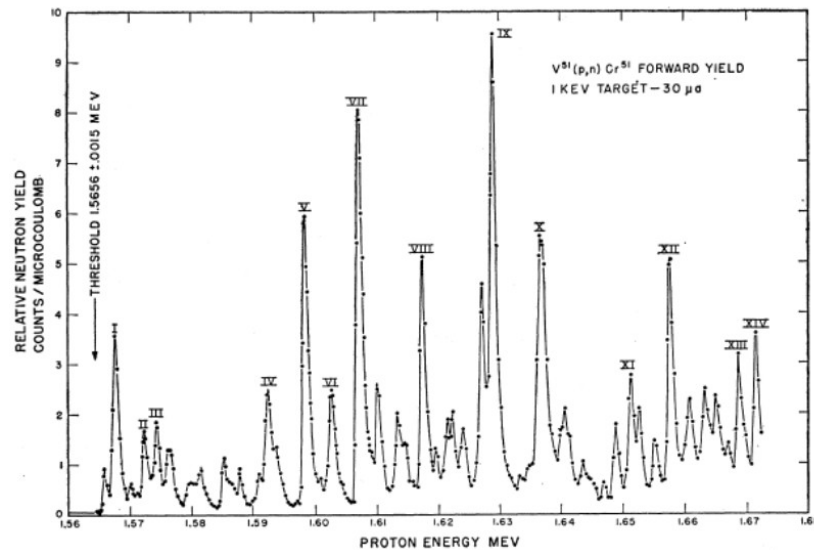


Figure 3.3 – Les résonances nucléaires expérimentales du noyau composé ^{51}Cr provenant de la réaction nucléaire $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ telles qu’obtenues en 1955 par Gibbons [476]. La production relative des neutrons est fonction de l’énergie des protons incidents. La largeur des résonances dans ce cas-ci est de 1 keV, mais elle peut varier selon l’épaisseur de la cible utilisée. Les résonances du ^{51}Cr permettent d’obtenir des neutrons mono-énergétiques entre 5 et 120 keV.

[477], mais cette étude a été reprise pour en apprendre plus sur leur comportement à basse énergie et pour les étalonner avec des résonances qui n’avaient pas encore été utilisées jusqu’à maintenant. La cible de ^{51}V a été améliorée par rapport à celle qui avait été créée pour l’étude des détecteurs PICASSO faite par Martin Auger. Le porte-cible qui était originellement en tantale a été remplacé par un support en platine qui possède une plus grande homogénéité surfacique. Cela permet d’obtenir des résonances ayant une meilleure résolution car l’épaisseur de vanadium déposé est davantage uniforme, et les neutrons traversent alors en moyenne la même épaisseur de vanadium et perdent en moyenne la même quantité d’énergie en passant au travers du vanadium. Le support de platine a été envoyé à Anna Berkovich de la compagnie [Russamer Lab](#) pour être poli avec une technique d’électro-polissage d’avant-garde qu’il n’est pas possible de divulguer dans le cadre de ce travail. Une fois poli, le support de platine a été séparé en quatre parties égales pour avoir des cibles de rechange en cas de problème, et a été envoyé à Richard Vernhes de la Polytechnique de l’Université de Montréal pour l’évaporation du vanadium. Les 4

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

Tableau 3.I – Énergie cinétique des protons et des neutrons provenant des résonances de la réaction nucléaire $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ [476].

échantillons de platine ont été nettoyés avec la technique «piranha», i.e. le platine a été trempé pendant 2 secondes dans une première solution contenant 100 ml de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) à 30% et 200 ml d'acide sulfurique (H_2SO_4) à 98%. Le support de platine a ensuite été rincé avec la technique d'électro-désionisation (EDI), puis plongé pendant 10 minutes dans une seconde solution contenant de l'acide nitrique (HNO_3) à 70%. Après cela, il a été nettoyé dans un bain ultrasonique, puis rincé une seconde fois par électro-désionisation, et finalement séché à l'azote (N_2). Après avoir soigneusement nettoyé et préparé le support de platine, les ingénieurs de l'École Polytechnique ont utilisé une technique d'évaporation du vanadium au fusil à électrons, montrée à la figure 3.4, qui permet d'obtenir une très lisse surface de déposition. Les électrons sont émis depuis la source qui est soumise à un potentiel négatif, et sont attirés vers le creuset qui est soumis à un potentiel positif. Le champ magnétique aide à faire dévier les électrons vers le creuset. L'énergie cinétique des électrons permet de faire évaporer le vanadium qui est au préalable déposé dans le creuset. Finalement, le vanadium sous forme de plasma se dépose sur l'échantillon, i.e. le support de platine. La pression de base a été fixée à 5×10^{-8} Torr, la tension à 7.5 kV, le courant à 50 mA, et le taux de dépôt à 1.2 \AA s^{-1} .

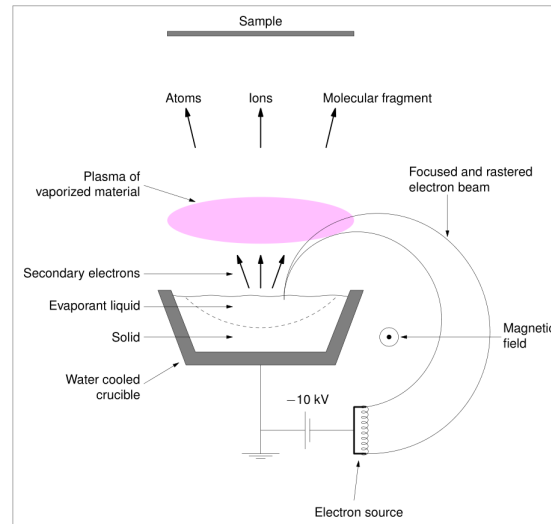


Figure 3.4 – La technique d'évaporation du substrat au fusil à électron tel qu'utilisée à la polytechnique pour fabriquer la cible de vanadium (Crédit à Richard Vernhes de l'École Polytechnique de Montréal).

Les conditions d'évaporation du vanadium ont été optimisées pour que la cible ait une épaisseur de 16 nm (avec une marge d'erreur de 1%), ce qui correspond à une largeur de résonance de 1 keV. La largeur naturelle des résonances de la réaction nucléaire $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ est toutefois inférieure à 1 keV. Cette épaisseur de 16 nm a été calculée en trouvant le pouvoir d'arrêt des protons dans le vanadium avec le logiciel Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) [478], sachant que l'énergie des protons doit varier entre 1.568 MeV ($dE/dx \approx 64.02 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$) et 1.651 MeV ($dE/dx \approx 59.16 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$) pour créer des neutrons ayant une énergie entre 4.8 keV et 97 keV (voir le tableau 3.I), et en calculant l'épaisseur de la cible pour que les résonances aient 1 keV de largeur ($\Delta x = \Delta E / (dE/dx)$).

Il s'est avéré durant ce travail qu'une prise de donnée plus minutieuse améliore grandement la résolution des résonances. Auparavant le champ magnétique était balayé avec un intervalle de 1 Gauss, ce qui donnait une mauvaise résolution avec des résonances très larges. En prenant des données à tous les 0.2 Gauss, les pics d'excitation nucléaire apparaissent clairement dans la courbe des résonances du ^{51}Cr de la figure 3.5, et sont identiques à la courbe de résonance expérimentale de la réaction nucléaire $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ qui a été obtenue en 1955 par Gibbons [476]. Cela confirme que la cible fabriquée à la polytechnique possède bien une largeur de 1 keV

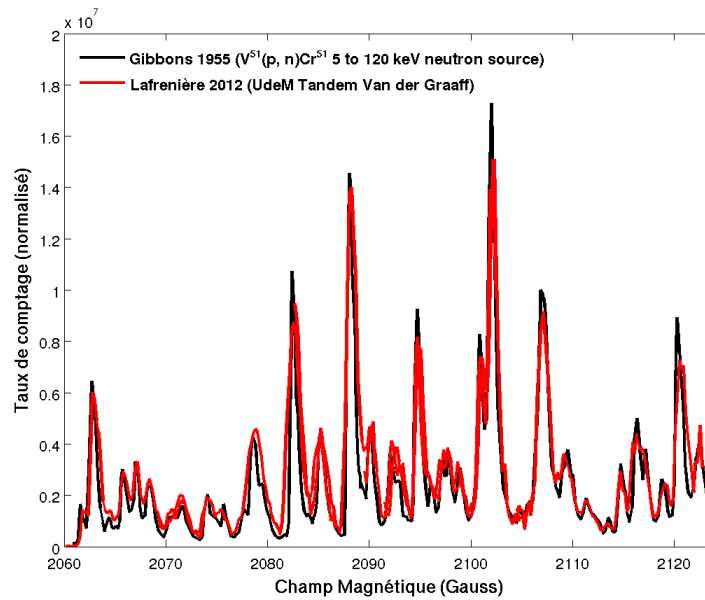


Figure 3.5 – Résonances de la réaction nucléaire $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ obtenues en 1955 par Gibbons et ses collègues [476], comparées aux résonances obtenues en 2012 dans le cadre de ce travail. Les courbes se recoupent presque parfaitement, prédisant une largeur des résonances ainsi qu’une résolution dans l’énergie des neutrons égale à 1 keV.

comme celle utilisée par Gibbons en 1955, et que la résolution des résonances de la réaction nucléaire $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ est suffisamment bonne pour obtenir des neutrons qui sont réellement mono-énergétiques, à l’intérieur de l’incertitude de 0.5 keV (0.3 Gauss) intrinsèque à l’aimant d’analyse qui permet de faire la sélection de l’énergie des protons accélérés avec le Tandem Van de Graaff de l’Université de Montréal.

3.2.3 Le détecteur et le montage d’étalonnage

Il a fallu développer 4 différents prototypes du détecteur d’étalonnage avant d’obtenir une version dont le comportement était adéquat pour prendre des mesures avec l’accélérateur (voir la figure 3.6).

La première version comportait seulement une entrée-sortie pour l’huile qui permet de comprimer le détecteur à l’aide du système hydraulique, et un seul bouchon pour fermer le détecteur. Il n’y avait pas non plus de jauge de pression sur le détecteur. Celle-ci était située plus loin dans la ligne du système hydraulique, sur le module de

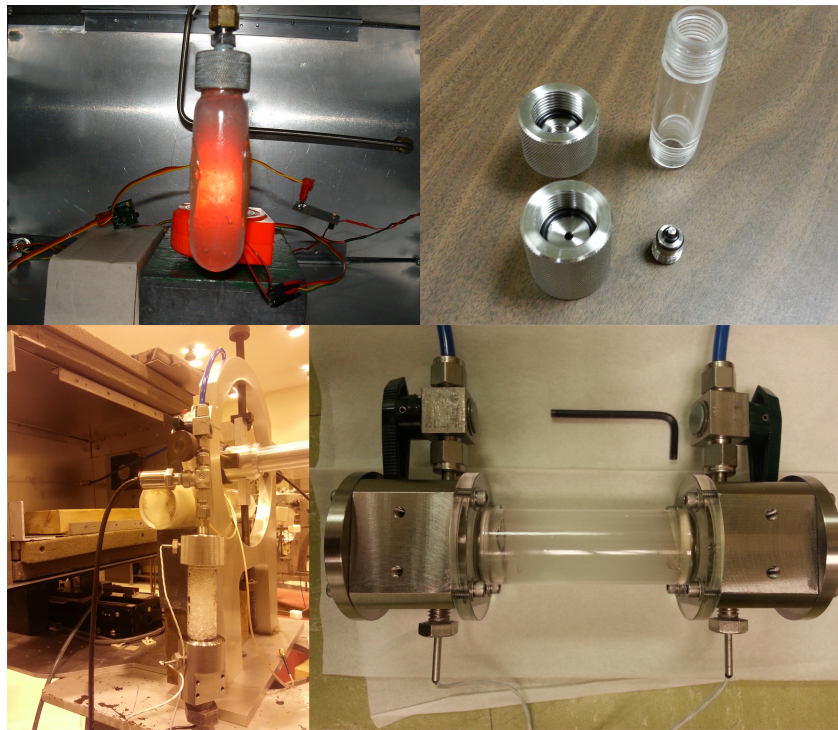


Figure 3.6 – Les 4 détecteurs qui ont été utilisés pour l'étalonnage. Le développement a eu lieu entre l'été 2009 et l'été 2013. Les 3 premiers prototypes n'étaient pas complètement adéquats et seulement la 4ème itération du détecteur s'est avérée satisfaisante et fonctionnelle.

compression. Les 2 senseurs de température étaient placés directement sur la paroi externe du détecteur et tenus en place par des attaches à tête d'équerre («tie-wrap») (première image de la figure 3.6). Ils ne donnaient donc pas la température réelle du gel et du fréon (C_4F_{10}) à l'intérieur du détecteur. Les senseurs piézoélectriques étaient de type «buzzer», différents de ceux utilisés sur les détecteurs de 4.5 L. Ils étaient collés avec de l'époxy directement sur la paroi externe du détecteur. Le détecteur étant fermé à un bout, cela empêchait de fabriquer le détecteur adéquatement. Il y avait beaucoup de C_4F_{10} qui s'accumulait au fond du détecteur, au lieu de se répartir dans le gel, et cela créait une zone de bouillonnement du liquide en état de surchauffe et causait ainsi beaucoup d'événements qui n'étaient pas dus à des interactions avec des particules, tel que les neutrons mono-énergétiques.

Le deuxième prototype a permis de régler ce problème en introduisant un détecteur ayant 2 bouchons qui se vissent aux extrémités cylindriques du détecteur

(deuxième image de la figure 3.6). Le processus de fabrication du détecteur d'étalonnage est ainsi devenu plus simple et davantage similaire au processus pour fabriquer les détecteurs de 4.5 L. Le C_4F_{10} ne s'accumulait plus dans le fond du détecteur, mais se répartissait uniformément à l'intérieur du gel. Il ne comportait par contre, comme la première version, qu'une seule entrée-sortie permettant la compression du détecteur. La jauge de pression n'était pas située près du détecteur, mais plutôt encore située directement sur le système hydraulique. Les 2 senseurs piézoélectriques étaient toujours de type «buzzer» et aussi collés avec de l'époxy sur la paroi externe du détecteur. Les senseurs de température étaient également encore situés sur les parois, à l'extérieur du détecteur.

Pour continuer d'améliorer le détecteur, on a introduit dans le troisième prototype des senseurs de température placés à l'intérieur du détecteur (troisième image de la figure 3.6). La température lue n'était donc plus celle de la surface du détecteur, mais directement celle du gel et du liquide en état de surchauffe (C_4F_{10}). Cela a permis d'obtenir des mesures plus fiables de la température, et de constater que le détecteur prenait environ deux heures trente pour que la température se stabilise et s'uniformise à l'intérieur du détecteur, plutôt que les 30 minutes observées avec les sondes de température externe qui étaient utilisées dans la première et la deuxième version du détecteur. Après chaque mesure prise avec le détecteur, lorsqu'un changement de température était requis, il fallait donc attendre trois heures afin de s'assurer que la température interne soit stable. Cela permettait également au gel de se stabiliser après une décompression et une expansion des gouttelettes. Une jauge de pression a aussi été installée afin de lire la pression à l'intérieur du détecteur. Ce détecteur ne comportait par contre qu'une seule entrée-sortie pour l'huile du système hydraulique située à une extrémité du détecteur, et ne laissait de la place que pour un seul senseur piézoélectrique situé à l'autre extrémité libre du détecteur. Néanmoins, il s'agissait là d'une grande amélioration que d'installer un senseur piézoélectrique à l'intérieur du détecteur, plutôt que d'être collé sur la surface externe du détecteur. De plus, ce senseur était identique à ceux installés sur les détecteurs de 4.5 L qui sont utilisés pour la recherche de la matière sombre. Malheureusement, malgré ces améliorations, le détecteur ne s'est pas avéré être assez solide pour l'étalonnage. Les extrémités du détecteur où sont situés les filets qui permettent d'y visser les bouchons ont cassés durant l'utilisation.

La quatrième et dernière version du détecteur est celle qui a été utilisée pour faire les mesures d'étalonnage. Il s'agit d'un contenant de 180 ml rempli de gouttelettes métastables de C_4F_{10} maintenues en place dans une matrice de gel polymérisé. Les propriétés de ce détecteur sont les mêmes que celles des détecteurs de 4.5 L qui sont déployés à SNOLAB (c.f. section 2.4 du chapitre 2). Le chargement du détecteur en C_4F_{10} est de 3%. Pour cette version, les filets ont été abandonnés pour des couvercles qui sont vissés directement dans les brides situées aux deux extrémités du détecteur, le rendant ainsi plus solide que les versions précédentes (quatrième image de la figure 3.6). Le détecteur est également muni de deux entrées-sorties hydrauliques pour permettre la compression. La température est encore lue, comme dans le cas du troisième prototype, avec deux senseurs thermiques qui sont directement placés à l'intérieur du gel et du liquide en état de surchauffe (C_4F_{10}), permettant une meilleure mesure de la température interne du détecteur. Une jauge de pression a également été installée après la jonction des deux tuyaux hydrauliques qui proviennent des deux extrémités du détecteur afin de lire sa pression interne. Cette conception de l'entrée-sortie des tuyaux qui transportent le fluide hydraulique a permis l'installation de deux senseurs piézoélectriques à l'intérieur du détecteur, plutôt qu'un seul comme dans le cas du troisième prototype, et étant du même type que ceux utilisés sur les détecteurs de 4.5 L.

Le système d'acquisition de données est identique à celui utilisé à SNOLAB. Le détecteur est placé dans une boîte isothermique et insonorisée qui permet la régulation de la température et de la pression (TPCS). Le niveau de pression est contrôlé par un système de compression hydraulique. La température dans le TPCS est contrôlée par 4 jonctions Peltier qui peuvent refroidir ou réchauffer le détecteur entre 10 et 65°C avec une précision de 0.1°C (voir la figure 3.7).

3.2.4 Interactions des neutrons avec le fluor et le carbone

Les interactions entre les neutrons ayant une énergie inférieure à 1 MeV avec les noyaux de fluor et de carbone sont principalement élastiques. Les interactions inélastiques n'ont lieu qu'au delà de l'énergie minimale d'excitation des atomes avec lesquels les neutrons entrent en collision, soit de 1.5 MeV pour les noyaux de fluor et de 4.3 MeV pour les noyaux de carbone. La capture neutronique, quant à elle, est d'environ 5 ordres de grandeurs inférieure à la section efficace élastique. Donc la

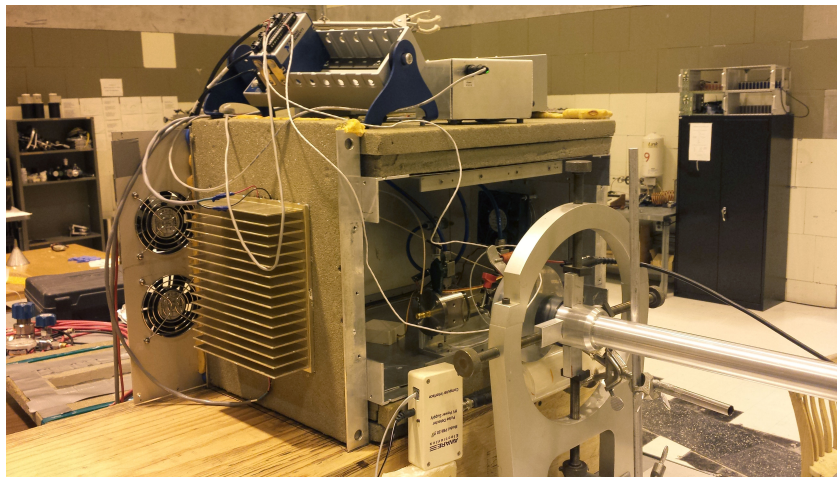


Figure 3.7 – Le TPCS (Temperature and Pressure Control System) qui a été utilisé pour les mesures d'étalonnage. Le détecteur est normalement situé derrière un panneau frontal fait d'aluminium et de mousse polystyrène dans lequel une fenêtre a été découpée et a été isolée avec trois feuilles minces de polytéréphtalate d'éthylène (mylar) pour laisser passer les neutrons sans altérer leur énergie de façon significative, mais ce panneau a été enlevé pour la photo afin de montrer l'intérieur du TPCS.

section efficace élastique domine la section efficace totale de diffusion. La section efficace élastique entre les neutrons et le fluor ainsi qu'avec le carbone est présentée à la figure 3.8. Celle du fluor (36 pb au minimum) est au minimum environ deux fois plus importante que celle du carbone (18.4 pb au maximum) dans l'intervalle considéré pour les mesures avec le vanadium ($4.8 \text{ keV} < E_n < 97 \text{ keV}$).

Lors des collisions élastiques, l'énergie des neutrons mono-énergétiques (E_n) peut être convertie en énergie de recul (E_R) avec l'équation de cinématique suivante :

$$E_R = 2E_n \frac{M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} (1 - \cos\theta) \quad (3.7)$$

où A est la masse atomique du noyau de recul, et θ est l'angle de diffusion du neutron dans le référentiel du centre de masse. Suite à une collision avec un neutron, un atome qui recule avec un angle $\theta = \pi$ sera doté d'une énergie de recul maximale qui est donnée par l'expression ci-dessous :

$$E_{R,max} = 4E_n \frac{M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} = f E_n \quad (3.8)$$

Le facteur «f» vaut 0.19 pour le fluor et 0.284 pour le carbone, et l'énergie de

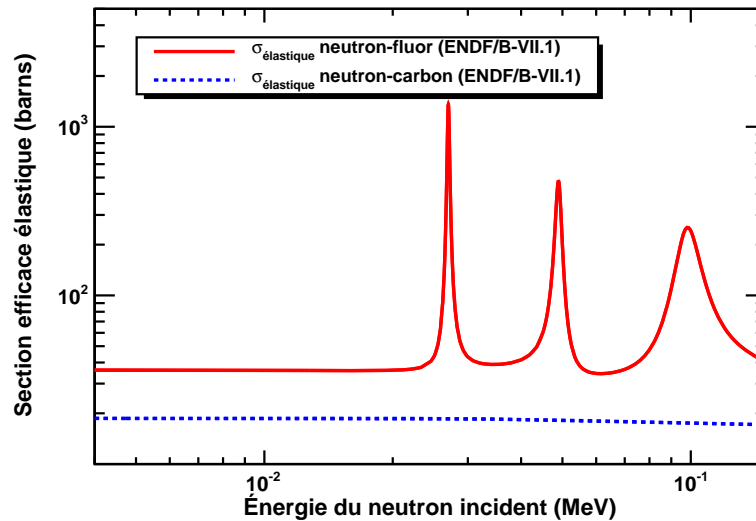


Figure 3.8 – La section efficace entre les neutrons incident au détecteur et les atomes de fluor (trait plein rouge) et de carbone (tiret bleu) présents dans le C_4F_{10} liquide. Les sections efficaces originales ont été modifiées pour tenir compte de la proportion 5 : 2 des atomes de fluor et de carbone dans le C_4F_{10} .

recoil maximale sera donc pour le fluor égale à $E_{R,max} = 0.19E_n$, et pour le carbone égale à $E_{R,max} = 0.284E_n$. Un neutron incident donne au carbone une énergie de recul maximale supérieure à celle du fluor. La distribution des diffusions élastiques du fluor et du carbone étant isotrope pour des neutrons ayant une énergie de moins de 500 keV [475, p.34-36] [457, p.147-154] [479, p.59-61], le spectre d'énergie de recul prend la forme d'une fonction escalier entre 0 keV et l'énergie de recul maximale ($E_{R,max}$), qui est de 18.43 keV pour le fluor et de 27.548 keV pour le carbone, tel que montré dans la figure 3.9. Cette figure montre le cas idéal où la perte d'énergie que subissent les neutrons avant de frapper les atomes de carbone et de fluor est négligée. Il n'existe qu'un seul isotope stable du fluor, et l'abondance de 1.1% du ^{13}C est assez faible pour que l'on puisse négliger sa présence.

Les pertes d'énergie dans le liquide C_4F_{10} des particules impliquées dans ces mesures d'étalonnage, c'est-à-dire les particules α et les reculs des atomes de fluor et de carbone induits par les neutrons, ont été calculées avec le logiciel Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) [478] et elles sont montrées dans la figure 3.10. Les calculs ont été faits avec une densité de 1.4374 g cm^{-3} à 40°C [480, 460]. Dans tout l'intervalle d'énergie considéré pour les mesures d'étalonnage aux neutrons

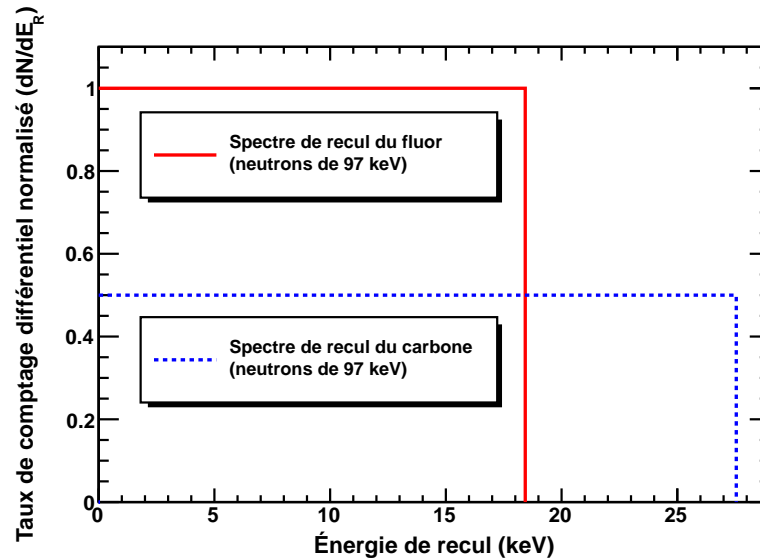


Figure 3.9 – Le spectre d’énergie de recul des atomes de fluor et de carbone lors de diffusions élastiques avec des neutrons de 97 keV prend la forme d’une fonction escalier entre 0 keV et l’énergie de recul maximale ($E_{R,max}$), soit 18.43 keV pour le fluor et 27.548 keV pour le carbone. Ceci représente le cas idéal où la perte d’énergie que subissent les neutrons avant de frapper les atomes de carbone et de fluor est négligée.

mono-énergétiques créés avec la cible de lithium et de vanadium ($1 \text{ keV} < E_n < 10 \text{ MeV}$), les atomes de fluor possèdent un pouvoir d’arrêt supérieur à celui des atomes de carbone. C’est particulièrement le cas pour l’intervalle d’énergie de recul couvert avec la cible de vanadium ($0.912 \text{ keV} < E_{F,C} < 27.548 \text{ keV}$). Le pouvoir d’arrêt des particules alpha est inférieur à celui du fluor et du carbone.

Le logiciel SRIM a aussi été utilisé pour calculer la portée des atomes de fluor et de carbone dans le C_4F_{10} liquide avec une densité de 1.4374 g cm^{-3} à 40°C . Les reculs sont causés par des collisions avec des neutrons de 97 keV, et c’est seulement l’énergie de recul maximale qui est considérée dans les calculs, soit 18.43 keV pour le fluor et 27.548 keV pour le carbone (voir la figure 3.9). La portée du fluor est plus petite que celle du carbone, avec une moyenne de 77.09 nm pour le fluor et 131.3 nm pour le carbone, soit 1.70 fois plus grande pour le carbone, tel que montré dans la figure 3.11. La plus petite énergie d’étalonnage avec des neutrons de 4.8 keV donne une énergie de recul maximale pour le fluor de 0.912 keV et de 1.3632 keV pour le carbone, et la portée moyenne du fluor est alors de 6.657 nm et celle du

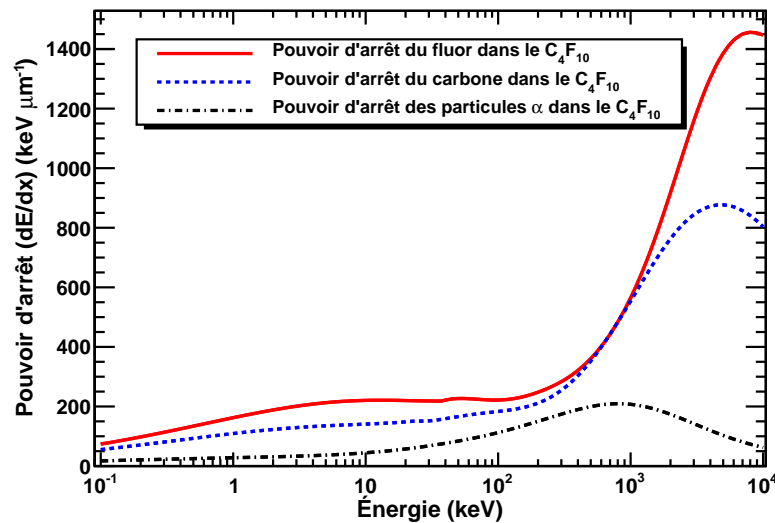


Figure 3.10 – La perte d'énergie des atomes de fluor (trait plein rouge), de carbone (tiret bleu), et des particules α (tiret-pointillé noir) dans le C_4F_{10} liquide qui a une densité de 1.4374 g cm^{-3} à 40°C . Le pouvoir d'arrêt du fluor domine celui du carbone sur tout l'intervalle d'énergie considéré, et le pouvoir d'arrêt des particules alpha est toujours inférieur à celui du fluor et du carbone.

carbone est de 11.8 nm, soit 1.77 fois plus grande pour le carbone. Plus l'énergie du neutron incident est petite, plus la différence entre la portée du fluor et du carbone est grande. La théorie de Seitz implique dans ce cas que le fluor pourra déposer son énergie à l'intérieur du rayon critique avec plus de facilité que le carbone.

Pour résumer les 4 différentes variables en jeu pour les énergies de recul maximales couvrant l'intervalle de 0.912 keV à 27.548 keV (correspondant à un intervalle de 4.8 à 97 keV pour l'énergie des neutrons incidents), la section efficace corrigée du fluor est au minimum 2 fois supérieure à celle du carbone, l'énergie de recul maximale du carbone pour une énergie du neutron incident donnée est 1.5 plus grande que celle du fluor, le pouvoir d'arrêt du fluor est environ de 1.5 à 2 fois plus grande que celle du carbone, et finalement la portée du carbone est environ 1.75 fois plus grande que celle du fluor. Tous ces effets combinés favorisent le fluor pour la création des bulles, et font en sorte que l'atome de fluor a environ 3.5 fois plus de chance d'être responsable des transitions de phase de la gouttelette en état de surchauffe au seuil de la réponse du détecteur.

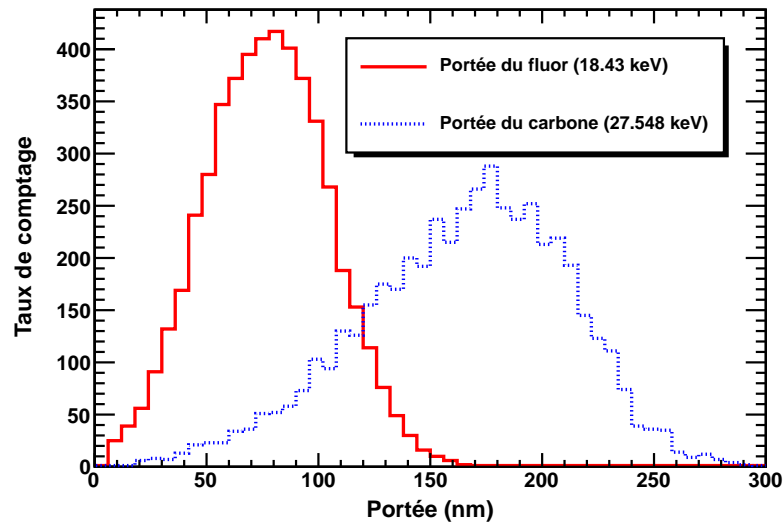


Figure 3.11 – La portée des atomes de fluor (trait plein rouge) et de carbone (tiret bleu) dans le C_4F_{10} liquide qui a une densité de 1.4374 g cm^{-3} à 40°C . Les reculs sont causés par des collisions avec des neutrons de 97 keV. La portée du fluor est plus petite que celle du carbone, avec une moyenne de 77.09 nm pour le fluor et 131.3 nm pour le carbone.

3.2.5 Réponse des détecteurs PICASSO aux neutrons

La raison d'être de l'étalonnage des détecteurs à gouttelettes surchauffées avec des neutrons mono-énergétiques est de prédire le signal qui serait causé par des WIMPs. Les neutrons qui ont une énergie entre 10 keV et 100 keV génèrent des reculs nucléaires dont l'énergie se situe entre 2 keV et 19 keV, soit le même intervalle d'énergie de recul causé par des neutralinos qui ont une masse entre 10 GeV et 10 TeV. La cible de vanadium permet donc d'étudier précisément l'intervalle de masse attendue pour le neutralino. L'étude de la réponse aux neutrons mono-énergétiques est aussi importante parce qu'elle permet de déterminer avec précision certaines caractéristiques du détecteur, comme le seuil en énergie selon la température et le paramètre α qui décrit le degré d'inclinaison de la réponse des détecteurs autour du seuil. Des courbes de réponse plus précises permettraient aussi de distinguer les reculs du carbone et les reculs du fluor, et cela semble être le cas comme on le verra plus loin avec les résultats de l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques.

L'énergie de recul au seuil nécessaire pour provoquer la vaporisation d'une

gouttelette est reliée à l'énergie critique par le facteur d'efficacité $\eta = E_c/E_{R,seuil}$ ($2 < \eta < 6\%$), puisque seulement la fraction de l'énergie déposée sous forme de chaleur permet la transition de phase du liquide métastable. L'efficacité pour détecter un recul nucléaire d'une énergie de recul E_R à une température donnée n'est donc pas une fonction marche, elle augmente graduellement à partir d'une efficacité de seuil nulle jusqu'à atteindre une efficacité complète sous la forme d'un plateau. Autrement dit, même si l'énergie de recul du noyau est supérieure à l'énergie critique requise pour provoquer une transition de phase, celle-ci n'a pas nécessairement lieu. La probabilité qu'un noyau de recul ayant une énergie égale ou supérieure à l'énergie de recul au seuil puisse provoquer une transition de phase s'exprime comme :

$$P(E_R, E_{R,seuil}) = 1 - \exp\left(-\alpha \frac{(E_R - E_{R,seuil})}{E_{R,seuil}}\right) \quad (3.9)$$

où α est un paramètre qui décrit l'inclinaison de la pente de la réponse autour du seuil et qui provient d'un ajustement aux données expérimentales et simulées. L'énergie seuil est donnée par l'expression suivante :

$$E_{R,seuil} = C \exp(-D(T - T_0)) \quad (3.10)$$

où T est la température du liquide surchauffé en degrés Celcius, alors que C , D et T_0 sont des paramètres libres. L'effet de la variation du paramètre alpha en fonction de l'énergie de seuil, pour une énergie de neutron initiale de 97 keV, est montrée dans la figure 3.12, même si c'est l'équation 3.14 qui est tracée. Plus la valeur du paramètre alpha est élevée, plus la réponse au seuil est abrupte, et plus le plateau est atteint rapidement. Ce paramètre α est relié à la résolution en énergie intrinsèque de la méthode de détection par transition de phase d'un liquide en état de surchauffe, et reflète la nature probabiliste de la déposition d'énergie et de sa conversion en chaleur [481]. Il doit être déterminé expérimentalement pour chacun des types de liquides surchauffés, et pour chacune des particules qui engendrent une transition de phase. L'étalonnage des détecteurs permet une étude plus approfondie du paramètre α [448, 449].

La fonction de probabilité permet de calculer pour une température T donnée l'efficacité $\epsilon(E_R, T)$ pour créer une transition de phase suite à une collision élastique entre un neutron d'une énergie E_n et un atome qui recule ensuite avec une énergie

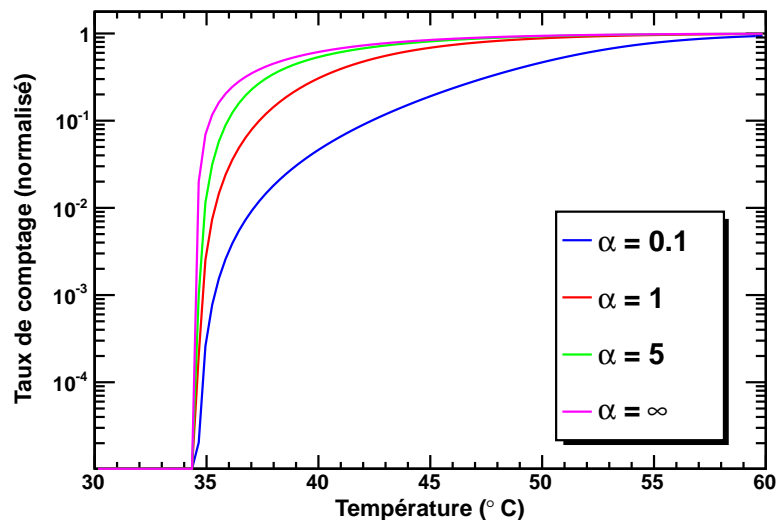


Figure 3.12 – L’effet de la variation du paramètre alpha sur le taux de comptage en fonction de la température, pour une énergie de neutron initiale de 97 keV et pour des valeurs de $\alpha = 0.1, 1, 5, \infty$.

E_R :

$$\epsilon(E_R, T) = \frac{\int_{E_{R,seuil}}^{E_{R,max}} P(E_R, E_{R,seuil}) \frac{dR}{dE_R} dE_R}{\int_0^{E_{R,max}} \frac{dR}{dE_R} dE_R} \quad (3.11)$$

Tel que vu à la figure 3.9, les diffusions élastiques étant isotropes pour les neutrons qui ont une énergie de moins de 500 keV, la distribution des énergies de recul est donnée par $dR/dE_R = 1$, ce qui permet de réécrire l’équation 3.11 de la façon suivante :

$$\epsilon(E_R, T) = \frac{1}{E_{R,max}} \int_{E_{R,seuil}}^{E_{R,max}} P(E_R, E_{R,seuil}) dE_R \quad (3.12)$$

Cette expression peut ensuite être intégrée pour finalement donner :

$$\epsilon(E_{R,max}, T) = 1 - \frac{E_{R,seuil}}{E_{R,max}} - \frac{E_{R,seuil}}{\alpha E_{R,max}} \left[1 - \exp\left(-\alpha \frac{(E_{R,max} - E_{R,seuil})}{E_{R,seuil}}\right) \right] \quad (3.13)$$

où l’énergie de recul maximale $E_{R,max}$ vaut fE_n (voir l’équation 3.8), ce qui permet de décrire l’efficacité du détecteur en fonction de l’énergie des neutrons mono-énergétiques incidents. Cette efficacité de détection des diffusions élastiques

entre les neutrons et les noyaux de ^{19}F et de ^{12}C entre dans le calcul du taux de comptage attendu lorsque le détecteur est irradié par des neutrons mono-énergétiques d'une énergie E_n à une température T , et donne le nombre de bulles créées dans le détecteur par seconde :

$$R(E_n, T) = \phi(E_n)V_l \sum_i \epsilon^i(E_n, T)\sigma_n^i(E_n)N^i \quad (3.14)$$

où $\phi(E_n)$ représente le flux de neutrons mono-énergétiques ayant une énergie E_n , avec comme unités des $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, V_l est le volume de liquide surchauffé contenu dans le détecteur en cm^3 , N^i est la densité volumique de l'espèce i de l'atome du liquide surchauffé en cm^{-3} , et $\sigma_n^i(E_n)$ est la section efficace de diffusion élastique entre un neutron ayant une énergie E_n et un atome de type i en cm^2 . C'est l'équation 3.14 qui est ajustée aux courbes de données expérimentales obtenues avec les neutrons mono-énergétiques créés avec l'accélérateur Tandem Van der Graaf et qui est montrée dans la figure 3.12.

3.2.6 Résultats de l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques

Les données ont pu commencer à être acquises lorsque la quatrième version du détecteur d'étalonnage a été complétée. Le processus d'étalonnage requiert une quantité considérable de temps, tout d'abord car l'accélérateur est partagé entre tous les chercheurs du laboratoire René-J.-A.-Lévesque, ce qui fait en sorte que l'accès au Tandem est d'environ une semaine sur deux, et l'autre raison majeure est que chacune des données acquises au seuil de la réponse en température peuvent prendre une journée entière à être enregistrées, et ainsi les quelques mesures prises aux plus basses températures pour chacune des énergies étudiées peuvent prendre une semaine entière pour être obtenues. Les données obtenues avec le Tandem ont été analysées avec le programme d'analyse QPICASSO, qui est basé sur le logiciel ROOT [482]. Le programme QPICASSO ainsi que les différentes variables d'analyse sont décrit en détails dans le chapitre 5 de ce travail. Les variables d'analyse qui ont été utilisées sont EVAR pour éliminer les mauvais événements dus aux bruits électroniques, ainsi que la variable BCUT qui permet d'enlever les événements étant causés par les événements antérieurs à ceux-ci. Ces événements induits par les événements précédents ne sont pas dus à des reculs nucléaires. La valeur de

EVAR quant à elle est optimale lorsqu'elle est fixée à 2.0, car l'amplitude du bruit électronique possède toujours une valeur de EVAR inférieure à 2.0. Pour chacune des énergies étudiées, la valeur de la variable BCUT a été graduellement augmentée de 1 à 100 jusqu'à obtenir un ajustement aux données avec l'équation 3.14 qui conduit à un chi-carré réduit inférieur à 3.0. Le paramètre alpha est obtenu avec cet ajustement de l'équation 3.14 aux données d'étalonnage. Les résultats de cette analyse des données sont présentés dans la section suivante.

L'étalonnage a débuté avec la plus grande énergie étudiée, soit 97 keV, car cela implique que le détecteur est utilisé dans l'intervalle de températures les plus basses où il est plus stable. Le détecteur étant instable à plus de 50°C, il est préférable de commencer avec l'énergie et l'intervalle de température pour lesquelles le détecteur est le plus stable afin de vérifier que les données acquises sont de bonne qualité. La figure 3.13 montre que les résultats de l'analyse des données à 97 keV donnent un chi-carré réduit de 2.71, et un paramètre alpha de 3.32 ± 0.57 .

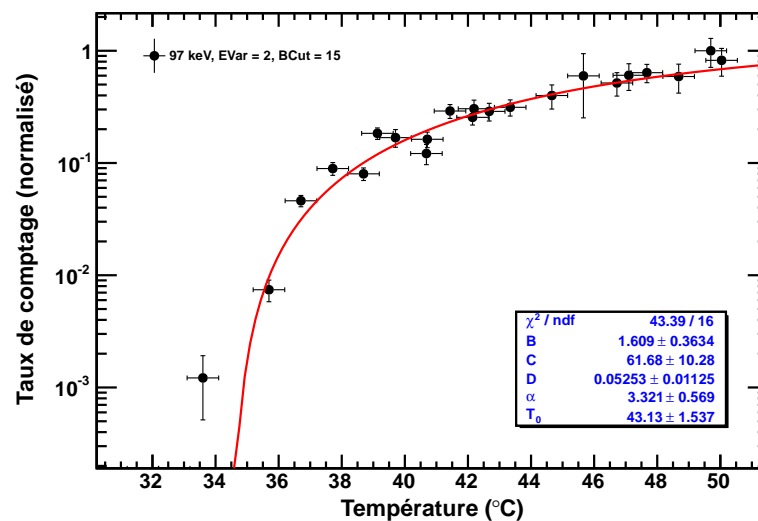


Figure 3.13 – Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 97 keV. Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 3.32 ± 0.57 avec un chi-carré réduit de 2.71.

Le détecteur a ensuite été étalonné avec des neutrons mono-énergétiques de 82 keV. Cette énergie n'avait jamais été étudiée auparavant par le groupe PICASSO, et cela nous permet d'obtenir un point supplémentaire dans le graphique du seuil de

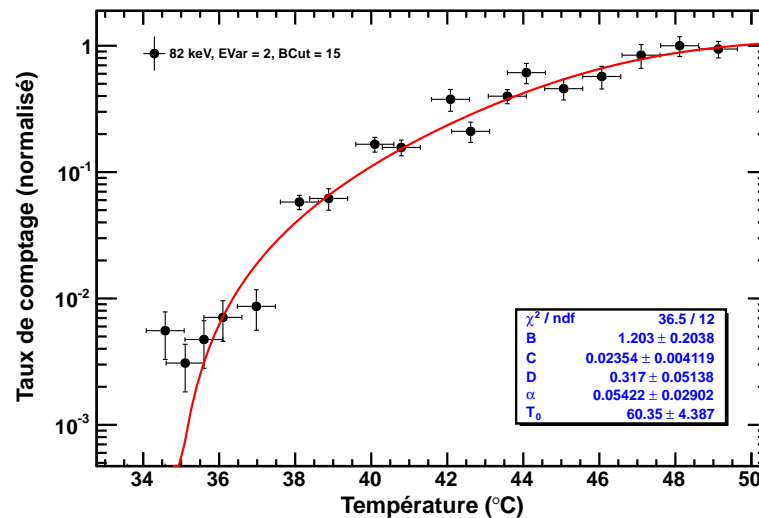


Figure 3.14 – Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 82 keV. Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 0.054 ± 0.029 avec un chi-carré réduit de 3.04.

la réponse pour chaque énergie en fonction de la température. On peut voir dans la figure 3.14 que les résultats de l'analyse des données à 82 keV donnent un chi-carré réduit de 3.04, et un paramètre alpha de 0.054 ± 0.029 . Cette valeur du paramètre alpha est possiblement faible à cause de la contribution du carbone qui créer un deuxième seuil et ainsi rendrait la courbe de réponse plus élargie et moins abrupte. Ce phénomène pourrait également expliquer que l'erreur sur la valeur du paramètre alpha soit aussi élevée, car l'équation utilisée pour faire l'ajustement aux données ne tient pas compte de la contribution du carbone.

L'étalonnage du détecteur a été poursuivi avec des neutrons mono-énergétiques de 61 keV. La figure 3.15 montre que les résultats de l'analyse des données à 61 keV donnent un chi-carré réduit de 2.29, et un paramètre alpha de 0.021 ± 0.028 . Encore une fois, le fait que l'équation utilisée pour faire l'ajustement aux données ne tient pas compte de la contribution du carbone permet d'expliquer que la valeur du paramètre alpha soit aussi faible et que l'erreur soit aussi grande.

L'étalonnage du détecteur a continué avec des neutrons mono-énergétiques de 50 keV. La figure 3.16 montre que les résultats de l'analyse des données à 50 keV donnent un chi-carré réduit de 2.71, et un paramètre alpha de 2.05 ± 0.25 .

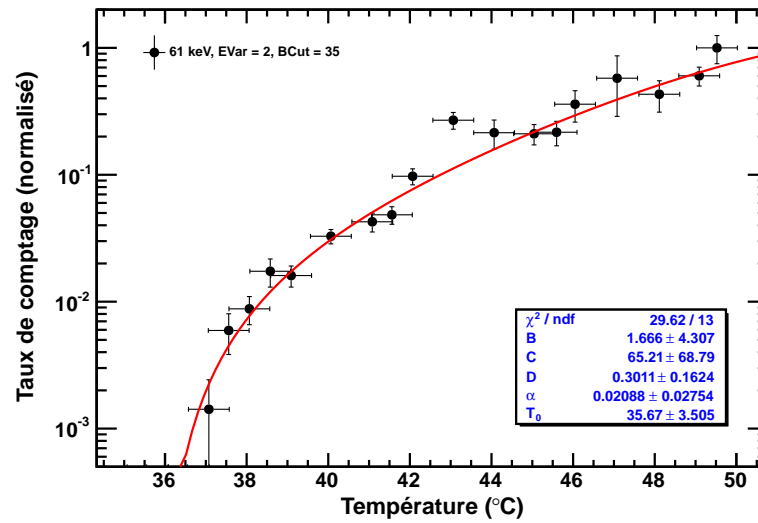


Figure 3.15 – Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 61 keV. Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 0.021 ± 0.028 avec un chi-carré réduit de 2.29.

Le détecteur a ensuite été étalonné avec des neutrons mono-énergétiques de 34

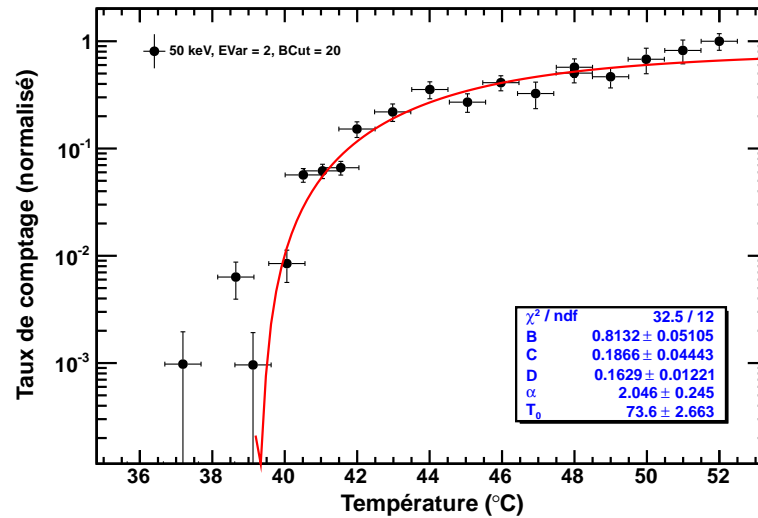


Figure 3.16 – Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 50 keV. Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 2.05 ± 0.25 avec un chi-carré réduit de 2.71.

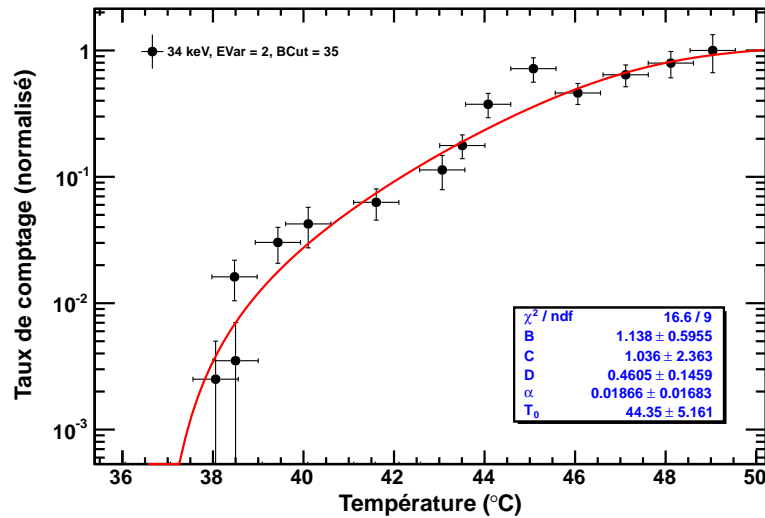


Figure 3.17 – Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 34 keV. Le paramètre alpha obtenu avec l'ajustement de l'équation 3.14 est de 0.019 ± 0.017 avec un chi-carré réduit de 1.84.

keV. Cette énergie, comme pour 82 keV, n'avait jamais été étudiée auparavant par le groupe PICASSO, et cela nous permet d'obtenir un autre point supplémentaire dans le graphique du seuil de la réponse en température selon l'énergie de recul du fluor, ou de l'énergie des neutrons incidents. On peut voir dans la figure 3.17 que les résultats de l'analyse des données à 34 keV donnent un chi-carré réduit de 1.84, et un paramètre alpha de 0.019 ± 0.017 . L'incertitude sur la valeur du paramètre alpha est trop importante pour être considérée comme étant fiable, et l'omission de la contribution du carbone permettrait d'expliquer que l'ajustement des données ne fonctionne pas avec l'équation utilisée qui ne comporte pas un double seuil.

Le détecteur a par la suite été étalonné avec des neutrons mono-énergétiques de 13.6 keV. Cette énergie, comme pour 82 keV et 34 keV, n'avait jamais été étudiée auparavant, et cela nous permet d'obtenir un troisième point supplémentaire dans le graphique du seuil de la réponse en température selon l'énergie de recul du fluor, ou de l'énergie des neutrons incidents. On peut voir dans la figure 3.18 que les résultats de l'analyse des données à 13.6 keV donnent un paramètre alpha de 0.01 ± 0.05 avec un chi-carré réduit de 0.57. Par contre on peut voir que le nombre de degrés de liberté est faible car il manque de statistiques à 13.6 keV, et puisque le détecteur

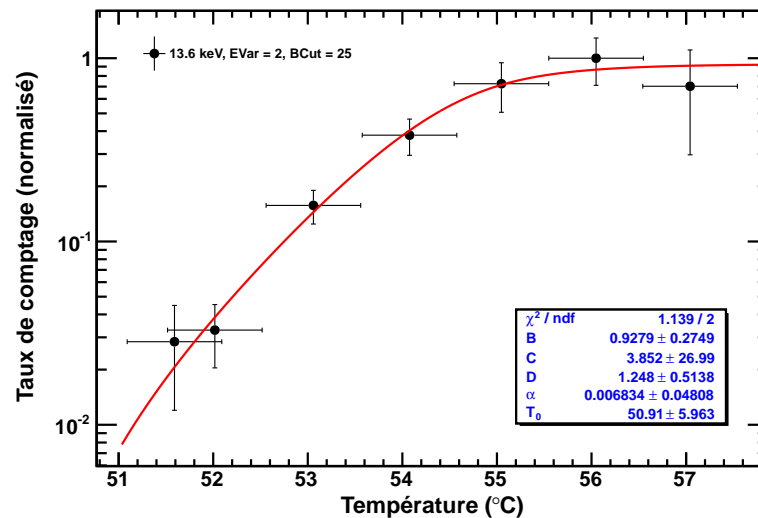


Figure 3.18 – Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l’étalonnage aux neutrons de 13.6 keV. Le détecteur étant instable au-delà de 50°C, le paramètre alpha ne peut être déduit à partir des données prises avec les neutrons de 13.6 keV.

est instable au-delà de 50°C, le paramètre alpha ne peut donc pas être déduit à partir des données prises avec les neutrons de 13.6 keV.

Le détecteur a finalement été étalonné avec des neutrons mono-énergétiques de 4.8 keV. On peut voir dans la figure 3.19 que les résultats de l’analyse des données à 4.8 keV ne peuvent pas être décrits par l’équation 3.14, mais plutôt par une fonction exponentielle qui donne un chi-carré de 4.25. Cela est dû au fait que le détecteur est instable au-delà de 50°C. Le paramètre alpha ne peut pas être déduit à partir des données prises avec les neutrons de 4.8 keV, comme c’est le cas à 13.6 keV.

En regardant la figure 3.8, on peut voir que la contribution du fluor par rapport au carbone est maximisée lorsque l’énergie des neutrons est de 50 ou 97 keV, car ces énergies coïncident avec deux des trois résonances du fluor (la première résonance du fluor à 27 keV n’est pas une énergie neutronique utilisée). On peut s’attendre à ce qu’aux énergies neutroniques qui ne coïncident pas avec les résonances du fluor, que la contribution du carbone au taux de comptage total soit suffisamment grande pour qu’on puisse voir deux seuils distincts dans la réponse des détecteurs. Le seuil pour le carbone devrait commencer en premier à basse température car il obtient une plus grande énergie lors de la collision avec un neutron (voir l’équation 3.8), et

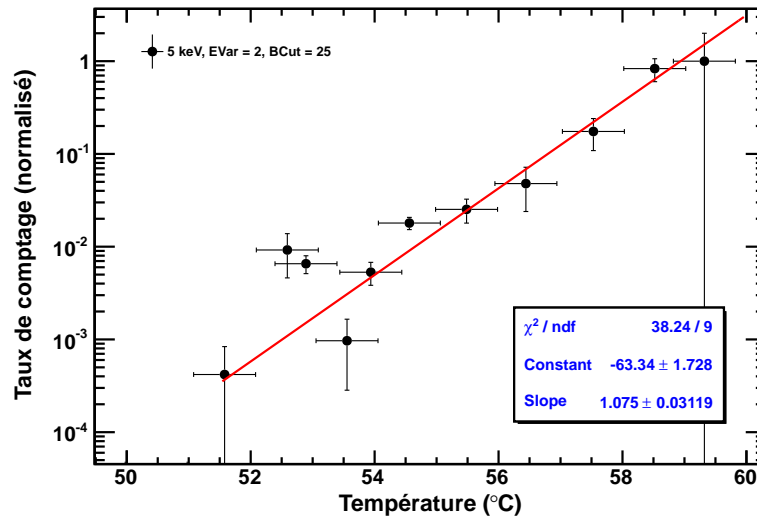


Figure 3.19 – Réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l’étalonnage aux neutrons de 4.8 keV. Le détecteur étant instable au-delà de 50°C, le paramètre alpha ne peut être déduit à partir des données prises avec les neutrons de 4.8 keV. En effet, c’est plutôt une fonction exponentielle qui permet de décrire adéquatement les données, avec un chi-carré de 4.25.

ensuite le seuil du fluor devrait être visible à plus haute température. C’est ce que l’on peut observer avec les énergies neutroniques de 82, 61 et 34 keV aux figures 3.14, 3.15 et 3.17, mais l’effet est principalement remarquable avec les énergies neutronique de 61 et 34 keV. C’est ce qui pourrait aussi expliquer les plus grandes erreurs sur les ajustements fait sur ces données, car la fonction à ajuster devrait avoir une double contribution provenant à la fois des reculs du fluor et du carbone, et deux seuils plutôt qu’un seul.

La figure 3.20 montre le résultat d’un ajustement des données qui tient compte de la contribution du carbone. L’ajustement implique la présence de deux seuils distincts dans la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO. Ce comportement du détecteur devrait faire l’objet d’études approfondies.

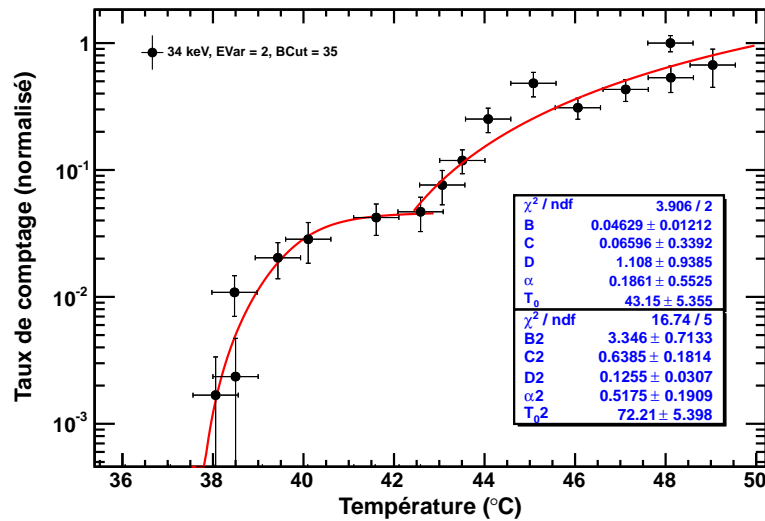


Figure 3.20 – Réponse du carbone et du fluor des détecteurs à gouttelettes surchauffées suite à l'étalonnage aux neutrons de 34 keV. Les statistiques dans le premier encadré sont pour l'ajustement aux données à basse température, et celles dans le deuxième encadré sont pour l'ajustement aux données à haute température.

La température de seuil pour une énergie de neutron donnée est obtenue en prenant des mesures sous le seuil, et en augmentant la température graduellement jusqu'à ce que un taux de comptage non-nul puisse être observé, car aucune transition de phase n'a lieu lorsque le détecteur est utilisé sous le seuil en température. L'énergie de seuil des neutrons selon la température est présentée à la figure 3.21.

L'énergie de seuil en fonction de la température exprime la quantité d'énergie requise pour enclencher la création de bulles à une température spécifique. L'énergie de seuil des neutrons est convertie en énergie de recul du fluor en supposant une collision de plein fouet entre un neutron et un noyau de fluor à l'intérieur d'une gouttelette. La courbe en rouge provenant de la théorie de Seitz ne permet pas de décrire les données à basse température, i.e. pour une énergie neutronique inférieure à 34 keV. Les données sont mieux décrites par un ajustement exponentiel décroissant (visible sur la courbe pointillée noire, voir l'équation 3.10). Les mesures provenant de l'étalonnage aux particules alpha s'accordent mieux à l'ajustement exponentiel qu'à la courbe de la théorie de Seitz. Le tableau 3.II donne un résumé des valeurs de températures seuils obtenues, ainsi que les valeurs des paramètres alpha trouvées avec l'analyse des données provenant des mesures aux neutrons mono-énergétiques.

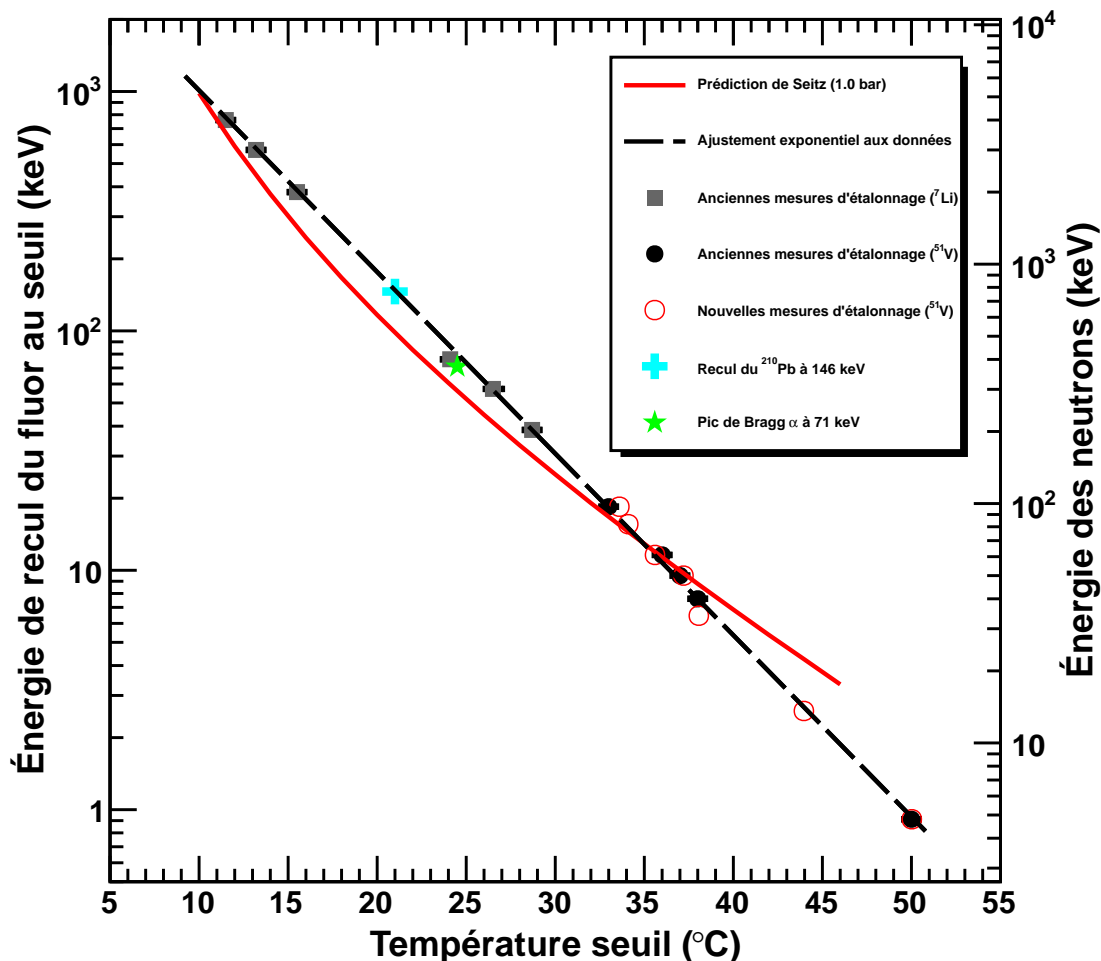


Figure 3.21 – Énergie de seuil de la réponse aux neutrons en fonction de la température. Une transition de phase est permise seulement lorsque la température seuil est franchie pour l'énergie correspondante. Le seuil de la réponse du détecteur pour chacune des énergies étudiées a été trouvé en identifiant le dernier point où un taux de comptage était observé, puis en prenant des mesures à environ 3°C sous ce seuil, et en augmentant la température graduellement par paliers de 0.5°C jusqu'à ce qu'un taux de comptage soit de nouveau observé. Il n'y a aucun événement observé lorsque le détecteur est utilisé sous le seuil en température d'une énergie neutronique donnée. Le seuil ainsi obtenu possède une incertitude de $\pm 0.5^\circ\text{C}$.

E_n (keV)	Paramètre α	$T_{seuil} \pm 0.5^\circ\text{C}$
4.8	-	50.0
13.6	0.01 ± 0.05	44.0
34	0.019 ± 0.017	38.1
50	2.05 ± 0.25	37.2
61	0.02 ± 0.03	35.6
82	0.05 ± 0.03	34.1
97	3.32 ± 0.57	33.6

Tableau 3.II – Valeurs du paramètre alpha et de la température seuil qui ont été calculées avec l’analyse des données d’étalonnage aux neutrons mono-énergétiques.

3.3 Comparaison de la chambre à bulle et des SDDs

Dans la section suivante, les données d’étalonnage obtenues grâce à l’accélérateur de l’Université de Montréal avec la chambre à bulles PICO 0.1L sont comparées aux données obtenues avec le détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO. En comparant les données prises avec des neutrons mono-énergétiques de même énergie, il semble y avoir un accord général des données pour les deux types de détecteur. Pour les quatre énergies comparées, il semble que le taux de comptage de la chambre à bulle PICO soit supérieur au taux de comptage du détecteur PICASSO à haute température (à basse énergie de seuil). Cela est possiblement dû au fait que pour une énergie de recul donnée, la chambre à bulle possède une efficacité de détection des dépôts d’énergie plus grande que les détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO. Les figures 3.22, 3.23, 3.24 et 3.25 montrent toutes cet effet, mais l’accord entre les données dans l’intervalle d’énergie commune reste globalement remarquable.

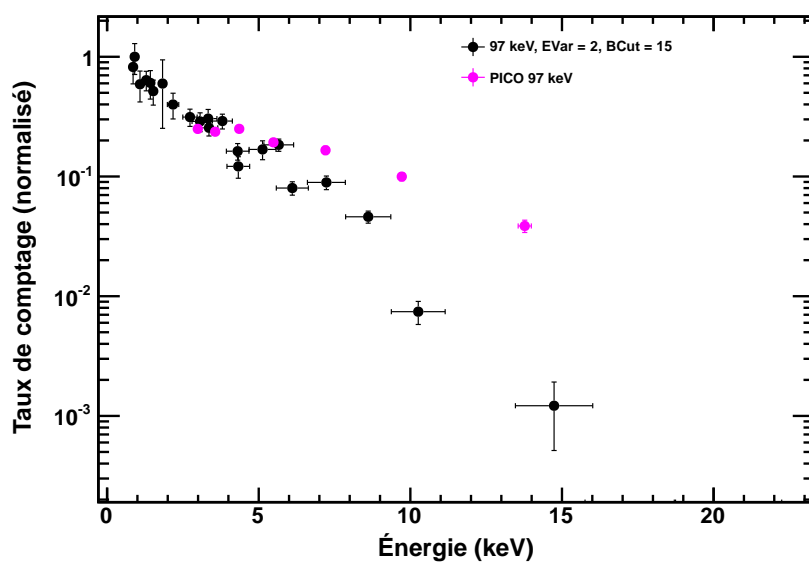


Figure 3.22 – Les réponses comparées du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO (points noirs) et de la chambre à bulle PICO 0.1L (points magentas) suite à l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques de 97 keV.

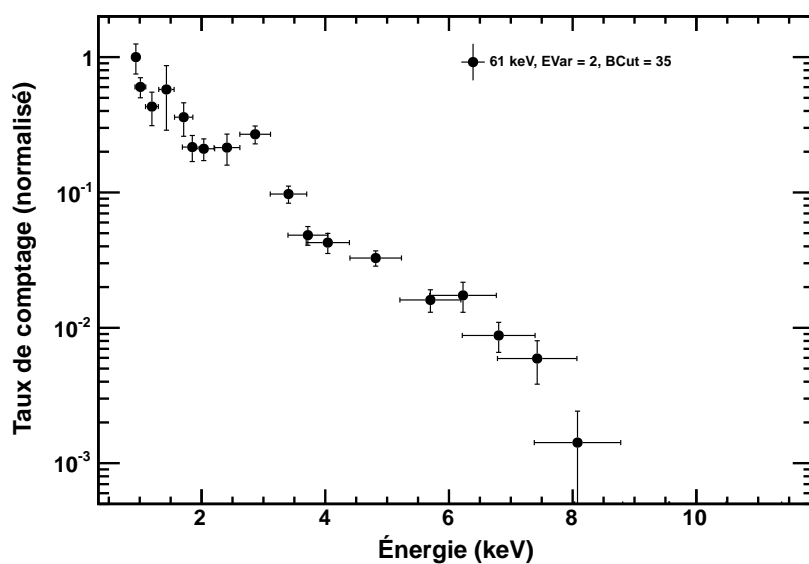


Figure 3.23 – Les réponses comparées du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO (points noirs) et de la chambre à bulle PICO 0.1L (points magentas) suite à l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques de 61 keV.

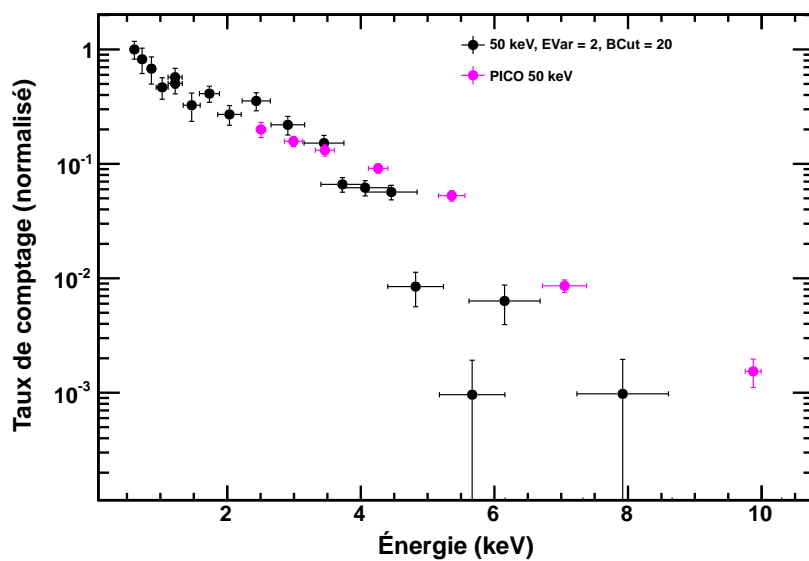


Figure 3.24 – Les réponses comparées du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO (points noirs) et de la chambre à bulle PICO 0.1L (points magentas) suite à l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques de 50 keV.

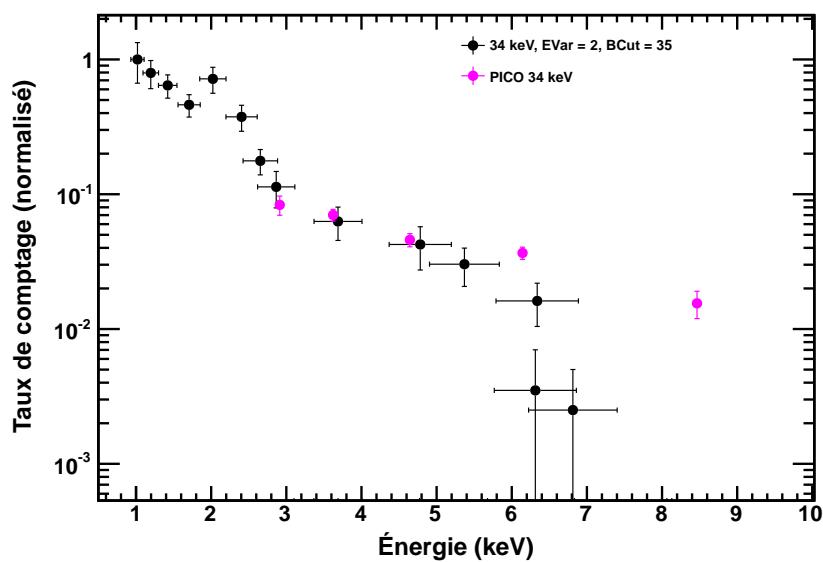


Figure 3.25 – Les réponses comparées du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO (points noirs) et de la chambre à bulle PICO 0.1L (points magentas) suite à l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques de 34 keV.

3.4 Étalonnage aux neutrons poly-énergétiques

L'étalonnage aux neutrons poly-énergétiques permet de connaître la masse active des détecteurs après la fabrication [457, p.159], et permet de déterminer si la quantité de C_4F_{10} varie durant la prise de données à SNOLAB. En effet, il peut y avoir des pertes de C_4F_{10} lors de la polymérisation du gel durant la fabrication, et le C_4F_{10} peut diffuser à l'intérieur de la matrice de gel polymérisé durant la prise de données. Les détecteurs sont pesés lors de la fabrication avec une précision de 1%, et la masse obtenue est vérifiée par étalonnage aux neutrons poly-énergétiques provenant d'une source d'AcBe. L'étalonnage avec une source d'AmBe ayant une activité de $68.71 \pm 0.74 \text{ ns}^{-1}$ est fait à tous les trois mois à SNOLAB durant la prise de données, et les résultats de cet étalonnage sont montrés à la figure 3.26. La fonction ajustée aux données est la fonction de probabilité de forme sigmoïde de l'équation 3.9. Les données d'étalonnage obtenues pour chacun des détecteurs et pour chacune des températures ont été combinées dans une moyenne pondérée. Il y a une incertitude de 5% sur les données qui est due à l'erreur de 2 cm sur le positionnement de la source, car il n'y avait pas de support fixe dans les TPCS à SNOLAB afin de positionner la source au même endroit à chaque nouvelle mesure.

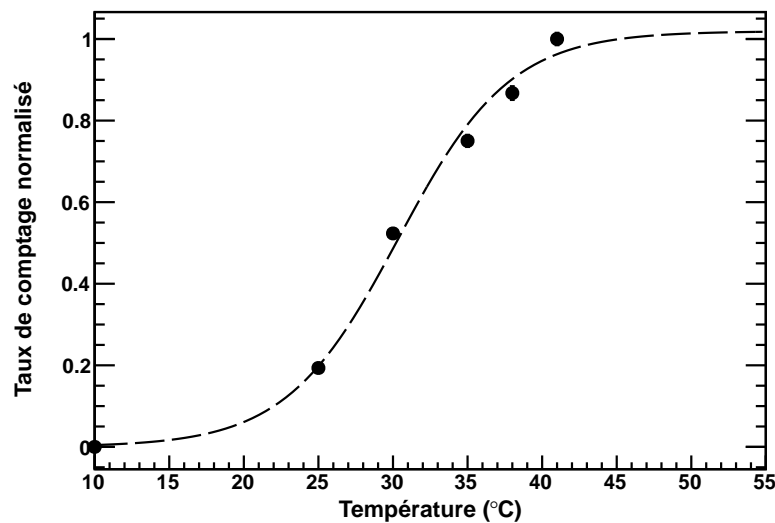
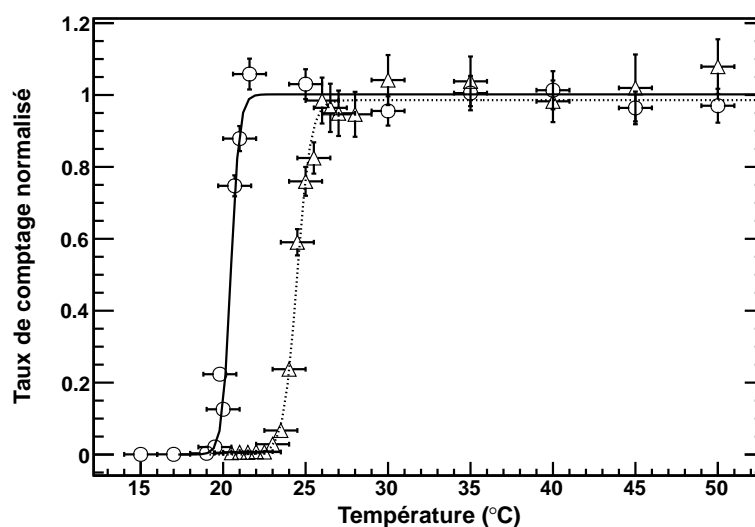


Figure 3.26 – Réponse des détecteurs PICASSO lors de l'étalonnage aux neutrons poly-énergétiques provenant d'une source d'AmBe. Les mesures d'étalonnage sont faites à SNOLAB à un intervalle d'environ 3 mois durant la prise de données.

3.5 Étalonnage aux particules alpha

Les particules alpha représentent le principal bruit de fond détecté lors de la prise de mesures pour la recherche du neutralino. Ces particules proviennent en majorité de la chaîne de désintégration de l' ^{238}U et du ^{232}Th , contaminants radioactifs dont des traces se retrouvent dans la matrice de gel polymérisée. La réponse du détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO aux particules alpha doit être connue avec précision car elle permet d'extraire les limites sur la section efficace des neutralinos. La collaboration PICASSO a fabriqué deux détecteurs de 1.5 L ayant chacun un tiers du volume des détecteurs PICASSO réguliers, préparés spécifiquement pour étudier la réponse du liquide C_4F_{10} surchauffé aux particules alphas. Dans un de ces détecteurs, le liquide polymère a été injecté avec une solution aqueuse de $^{241}\text{AmCl}$ ayant une activité radioactive de 6.4 Bq. L' ^{241}Am possède une demi-vie de 432.2 ans et se désintègre en ^{237}Np en émettant une particule alpha ayant soit une énergie de 5.486 MeV avec un rapport d'embranchement de 85%, soit une énergie de 5.443 MeV avec un rapport d'embranchement de 13%, ou encore une énergie de 5.388 MeV avec un rapport d'embranchement de 2%. Le dépôt d'énergie fait au pic de Bragg par la particule alpha ayant la plus grande énergie et le plus grand rapport d'embranchement donne des reculs nucléaires de 71 keV. Après avoir complété les mesures d'étalonnage avec l'américium radioactif, le même détecteur a été contaminé avec une solution aqueuse de $^{226}\text{RaCl}$. Le ^{226}Ra possède une demi-vie de 1.6×10^3 ans et se désintègre en ^{222}Rn en émettant une particule alpha ayant une énergie de 4.9 MeV, puis le ^{222}Rn qui a une demi-vie de 3.8 jours se désintègre en émettant une particule alpha ayant une énergie de 5.6 MeV. C'est pourtant le ^{210}Pb présent dans la chaîne de désintégration du ^{226}Ra qui induit les transitions de phases en causant des reculs nucléaires d'une énergie de 146 keV (voir le tableau 3.III). Le second détecteur a été contaminé avec du $^{226}\text{RaCl}$ seulement. La masse active de C_4F_{10} du premier détecteur était de 17.8 ± 2 g, et la masse active de C_4F_{10} du second détecteur était de 26.0 ± 3 g. Les signaux acoustiques des deux détecteurs ont été captés par 3 senseurs piézoélectriques situés dans un plan horizontal et arrangés avec un angle de 120° entre chacun d'eux. Les résultats des mesures d'étalonnage aux particules alpha sont montrés dans la figure 3.27.

Noyau	Mode de désintégration	Temps de demi-vie	Énergie de la particule (MeV)	Produit de désintégration
^{226}Ra	α	1602 a	4.871	^{222}Rn
^{222}Rn (80.8 keV)	α	3.8235 j	5.590	^{218}Po
^{218}Po (102.5 keV)	α (99.98%)	3.10 min	6.115	^{214}Pb
^{218}At	α (99.90%)	1.5 s	6.874	^{214}Bi
^{218}Rn	α	35ms	7.263	^{214}Po
^{214}Pb	β^-	26.8 min	1.024	^{214}Bi
^{214}Bi	β (99.98%)	19.9 min	3.272	^{214}Po
^{214}Po	α	0.1643 ms	7.883	^{210}Pb
^{210}Ti	β^-	1.30 min	5.484	^{210}Pb
^{210}Pb (146 keV)	β^-	22.3 a	0.064	^{210}Bi
^{210}Bi	β^- (99.99987%)	5.013 j	1.426	^{210}Po
^{210}Po	α	138.376 j	5.407	^{206}Pb
^{206}Ti	β^-	4.199 min	1.533	^{206}Pb
^{206}Pb	-	stable -	-	

Tableau 3.III – Chaîne de désintégration du ^{226}Ra .Figure 3.27 – Réponse des détecteurs PICASSO aux émetteurs alpha (la ligne pleine est la réponse due au ^{226}Ra et la ligne pointillée est la réponse due à l' ^{241}Am).

3.6 Étalonnage aux rayons gamma

Les rayons gamma font des interactions Compton dans le gel et avec le C_4F_{10} liquide en état de surchauffe. Les diffusions Compton créent des électrons Compton, et lorsque ceux-ci ont suffisamment d'énergie, ils peuvent donner naissance à des électrons delta sur leur chemin. Néanmoins, puisque leur pouvoir d'arrêt est très faible, ces électrons ne peuvent pas provoquer de transition de phase du liquide en état de surchauffe aux températures normales d'opération du détecteur à gouttelettes surchauffées. Le taux de comptage dû aux rayons gamma observé entre 25°C et 50°C, dans la mine à SNOLAB lors des mesures faites pour la recherche de la matière sombre par exemple, est par conséquent supprimé d'un facteur 10^{10} . Cette insensibilité aux rayons gamma, ainsi qu'à toutes les particules au minimum d'ionisation, constitue un grand avantage des détecteurs à gouttelettes surchauffées. L'étalonnage aux rayons gamma a été fait avec une source de sodium (^{22}Na) qui avait une activité de $0.7 \mu Ci$. Cette source émet un rayon gamma de 1.275 MeV ainsi qu'un positron qui s'annihile avec un électron en donnant deux rayons gamma qui ont chacun une énergie de 511 keV. Ces rayons gamma produisent ensuite des électrons Compton qui ont une énergie moyenne de 500 keV et une portée de 1.1 mm. Une source de ^{22}Na placée à 21 cm d'un détecteur de 4.5 L a été utilisée pour mesurer sa réponse aux rayons gamma entre 40°C et 50°C. Ces mesures ont ensuite été combinées à celles qui avaient été prises avec deux détecteurs de 10 ml entre 48°C et 72°C (voir la figure 3.28). Il n'est plus possible d'utiliser le détecteur au-delà de 72°C, car c'est alors que commence le régime de nucléation spontanée, et le taux de comptage augmente de plus de trois ordres de grandeur pour chaque 1°C d'augmentation de la température. Le taux de comptage de la figure 3.28 a été normalisé en coups $\gamma^{-1} cm^{-2}$. D'autres mesures d'étalonnage ont également été faites avec des sources de ^{57}Co , de ^{60}Co et de ^{137}Cs , et ont montré que pour des énergies de rayons gamma entre 122 keV et 1.3 MeV, les courbes de réponse et les efficacités au plateau de la réponse sont identiques aux mesures obtenues avec la source de ^{22}Na . Les transitions de phase sont principalement dues aux électrons delta qui sont créés le long de la trace des électrons Compton produits par les rayons gamma. Cela provient du fait que la matière dont est fait le gel du détecteur a un nombre atomique moyen d'environ 5.5. Pour une telle valeur du nombre atomique, c'est l'interaction Compton qui domine avec des énergies situées entre 400 keV et 5

MeV. Dans ce régime d'énergie, la section efficace de diffusion Compton ainsi que le pouvoir d'arrêt des électrons Compton sont pratiquement constants, et puisque la production des électrons delta est proportionnelle au pouvoir d'arrêt des électrons Compton, la réponse du détecteur est due aux interactions des électrons delta avec la matière active.

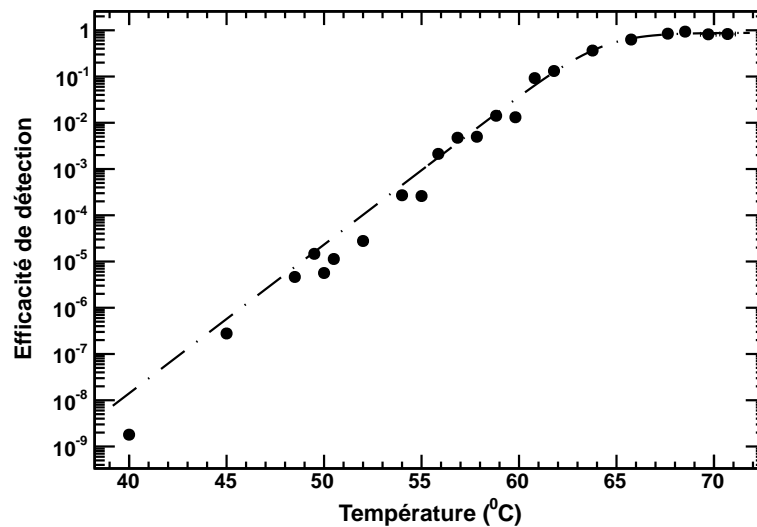


Figure 3.28 – Réponse des détecteurs PICASSO au rayonnement gamma en fonction de la température. Les données entre 40°C et 50°C ont été prises avec un détecteur de 4.5 L, et celles entre 48°C et 72°C ont été obtenues avec deux détecteurs de 10 ml. Les trois détecteurs contenaient du C_4F_{10} sous forme de gouttelettes liquides en état de surchauffe.

3.7 Synthèse de la réponse des SDDs

La réponse globale aux différents rayonnements auquel le détecteur à gouttelettes surchauffées PICASSO est sensible est montrée à la figure 3.29. Ce graphique démontre, de gauche à droite, la réponse au rayonnement gamma (données identifiées avec des carrés), à un WIMP d'une masse de 50 GeV (réponse identifiée par la ligne rouge pleine), aux neutrons poly-énergétiques provenant d'une source d'AmBe (identifiée par les points noirs pleins), et finalement aux particules alpha du détecteur dopé à l'américium (^{241}Am), qui se désintègre en produisant des particules alpha dont le pic de Bragg provoque des reculs nucléaires du fluor à 71 keV (réponse

identifiée par les triangles vides et la ligne pointillée), et du détecteur dopé au radium (^{226}Ra), qui dans sa chaîne de désintégration fini par se transformer en plomb (^{210}Pb) et entre en collision avec le fluor en lui donnant une énergie de 146 keV (réponse identifiée par les cercles vides et la ligne pleine). Dans la plage des températures (28°C à 50°C) d'opération des détecteurs PICASSO pour la recherche des WIMPs, les principales contributions au bruit de fond proviennent des particules alpha et des neutrons. Le taux de comptage dû aux particules alpha est environ 20 fois plus important que le taux de comptage dû aux neutrons. C'est la raison pour laquelle une technique d'analyse de discrimination des événements causés par les particules alpha a été développée, et elle est basée sur l'observation que les particules alpha produisent des amplitudes acoustiques plus grandes que les neutrons. La grande majorité des neutrons ($99.66 \pm 0.01\%$) est éliminée avec un blindage de polyéthylène rempli d'eau qui possède une épaisseur de 50 cm et qui entoure les 32 détecteurs à gouttelettes surchauffées installés à SNOLAB [445].

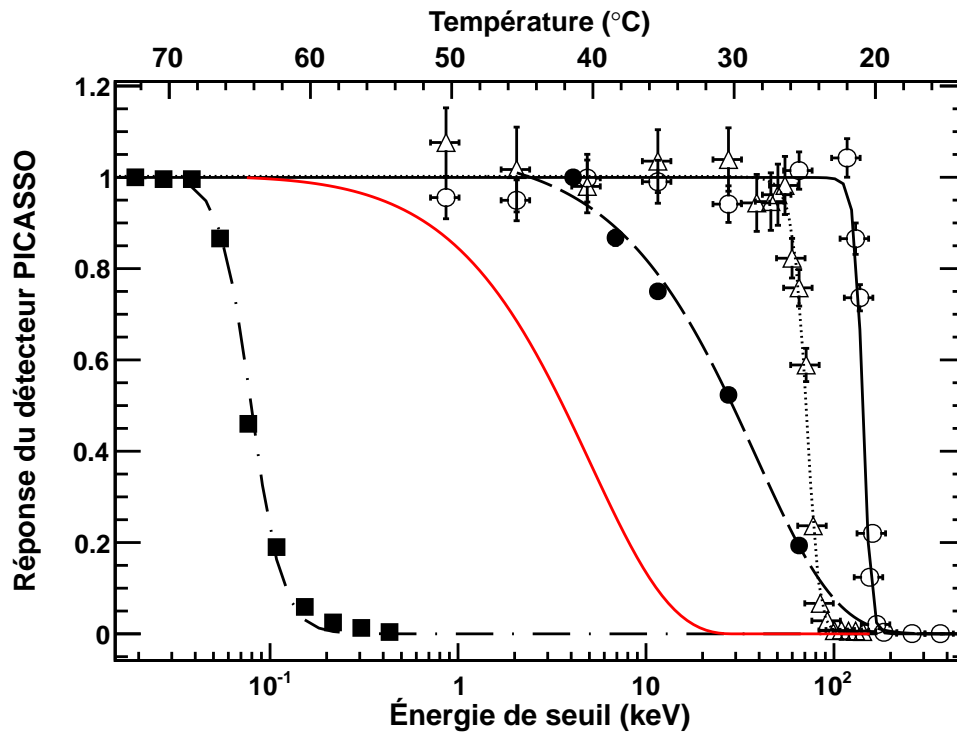


Figure 3.29 – Réponse des détecteurs PICASSO à plusieurs types de radiation en fonction de l'énergie de seuil. De gauche à droite, la réponse au rayonnement gamma, à un WIMP de 50 GeV, aux neutrons poly-énergétiques provenant d'une source d'AmBe, et finalement aux particules alpha du détecteur dopé à l'américium (^{241}Am) et du détecteur dopé au radium (^{226}Ra).

CHAPITRE 4

SIMULATIONS MONTE CARLO GEANT4

4.1 Les simulations Monte Carlo

Les mesures d'étalonnage faites avec l'accélérateur Tandem Van de Graaff de l'Université de Montréal ont été vérifiées avec des simulations Monte Carlo. Cela permet de s'assurer que la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées aux neutrons mono-énergétiques est bien comprise. L'étalonnage aux neutrons poly-énergétiques fait avec des source d'AmBe et d'AcBe a aussi été vérifié avec des simulations Monte Carlo. Finalement, le bruit de fond neutronique provenant de la radioactivité naturelle présente dans la roche de norite a également été étudié avec des simulations Monte Carlo, et permet de prédire le taux de comptage dû à l'émission de neutrons qui est attendu à SNOLAB.

4.2 Le programme de simulation Monte Carlo GEANT4

GEANT4 est une boîte à outils qui a été développée avec le langage de programmation C++ et qui a été conçue pour simuler le passage de particules au travers de la matière. Son champ d'application comprends la physique des hautes énergies, l'astrophysique, la physique nucléaire, la physique des accélérateurs, les sciences spatiales, de même que les études en physique médicale touchant entre autres la radiothérapie et l'hadronthérapie, la microdosimétrie et la radioprotection [483, 484, 485].

Le programme de simulation GEANT4.10.0.p02 est la version qui a été utilisée pour faire l'étude de l'étalonnage aux neutrons poly-énergétiques avec des source d'AmBe et d'AcBe. C'était la version la plus récente disponible en juin 2014 (la version la plus récente est actuellement GEANT4.10.3 qui est disponible depuis décembre 2016). Un manque de temps pour faire la mise à jour du code pour les autres types d'étalonnage a fait en sorte que le reste des simulations Monte Carlo ont été réalisées avec la version GEANT4.9.5.p01, qui était disponible à partir de mars 2012. Cette version est tout de même plus récente et plus appropriée que la version GEANT4.8.2 qui datait de décembre 2006 et sur laquelle était basée le code

utilisé précédemment par PICASSO [457]. Dans cette ancienne version de GEANT4, la librairie qui contient les sections efficaces décrivant l'interaction des neutrons avec la matière est la version G4NDL-3.10 (GEANT4 Neutron Data Libraries), et celle-ci est construite sur la base de données ENDF/B-VI.2 (Evaluated Nuclear Data File) qui date de janvier 1994 [486]. Une mise à jour vers une version de GEANT4 contenant une base de données plus récente s'avérerait nécessaire.

Dans la version GEANT4.10.0.p02, la physique décrivant l'interaction des neutrons avec la matière est basée sur la librairie G4NDL4.4, contenant les sections efficaces nucléaires de la base de données ENDF/B-VII.1 qui date du 22 décembre 2011 et qui est la plus récente au moment d'écrire cette thèse [487, 488, 489] (la version ENDF/B-VIII est actuellement en cours de développement). Dans les versions GEANT4.9.5 et GEANT4.9.6, c'est la librairie G4NDL4.0 qui est utilisée. Cette librairie est également construite à partir de la base de données ENDF/B-VII.1, qui possède des sections efficaces améliorées pour les réactions avec des neutrons et pour la diffusion des neutrons thermiques. Cette base de données qui a été développée et qui est maintenue par le Cross Section Evaluation Working Group (CSEWG) [487] contient les réactions avec des neutrons, des protons et des photons incidents sur près de 400 isotopes. Les sections efficaces contenues dans la base de données ENDF/B-VII.1 proviennent à la fois de données expérimentales et de prédictions théoriques.

En plus d'utiliser ces nouvelles sections efficaces améliorées, plusieurs défauts de programmation ont été corrigés, et le code d'utilisateur a été pratiquement complètement réécrit par rapport à la version qui avait été créée en 2006 avec GEANT4.8.2. Cela a été nécessaire pour que le code d'utilisateur soit compatible tout d'abord avec GEANT4.9.5, puis ensuite avec GEANT4.9.6, et enfin avec GEANT4.10.0.p02. Les problèmes dans le programme d'utilisateur provenaient de la transition depuis l'ancien code basé sur GEANT4.8.2, qui a introduite des incompatibilités entre les anciennes et les nouvelles commandes, fonctions, librairies et listes physiques. Les listes physiques dans GEANT4 permettent de décrire avec différents modèles physiques les interactions qui ont lieu entre les particules, et chacun de ces modèles est applicable pour un intervalle d'énergie spécifique. La façon dont sont liés les nombreux fichiers utilisateurs interdépendants a été modifiée de façon importante entre la version GEANT4.8.2 et GEANT4.9.0, et cela a créé des problèmes additionnels

dont il a fallu tenir compte lors de la création du nouveau code d'utilisateur basé sur GEANT4.9.5, ainsi que sur les versions subséquentes. Des changements majeurs ont aussi eu lieu entre la version GEANT4.9.6 et la version GEANT4.10, et ont rendus la mise à jour du code utilisateur particulièrement complexe et difficile. Entre autres, plusieurs listes physiques sont désormais obsolètes, et celles qui utilisent les modèles de paramétrisation LEP et HEP ne fonctionnent plus et doivent être remplacées par les modèles Fritiof ou Bertini. Les listes physiques neutroniques de haute précision ont été utilisées pour les interactions hadroniques élastiques, inélastiques et de capture. Plus spécifiquement, c'est la liste QGSP_BERT_HP 3.0 (Quark-Gluon String Precompound) qui a été sélectionnée avec GEANT4.10 et QGSP_BERT_HP 2.4 qui a été choisie avec les versions GEANT4.9.5 et GEANT4.9.6 [490]. La liste physique QGSP_BERT_HP est un modèle de haute précision, et elle a été créé pour les neutrons ayant une énergie de moins de 20 MeV. Cette liste elle est recommandée pour les applications de blindage [491]. QGSP est la liste physique de base qui applique le modèle de cordes quark-gluon pour les interactions à haute énergie des protons, des neutrons, des pions, des kaons et des nucléons. La liste BERT fait appel aux cascades de Bertini pour les protons, les neutrons, les pions et les kaons primaires qui ont moins de 10 GeV. QGSP_BERT_HP utilise les données de haute précision pour les neutrons (NeutronHP) pour transporter les neutrons de moins de 20 MeV jusqu'aux énergies thermiques.

Un autre changement à noter dans la nouvelle version GEANT4.10.0.p02 est que dans chacun des fichiers où sont utilisés des unités et des constantes GEANT4, il est désormais obligatoire d'inclure les fichiers d'en-tête G4SystemOfUnits.hh ainsi que G4PhysicalConstants.hh. La façon d'identifier les atomes impliqués dans les interactions simulées a également changée. Plutôt que de demander le nom de l'atome (e.g. C12[0,0] et F19[0,0]), il est maintenant nécessaire de demander le numéro atomique pour identifier l'atome désiré (6 pour le carbone et 9 pour le fluor).

4.3 Code utilisé pour l'analyse de Seitz

Le programme d'analyse basé sur la théorie de Seitz permet de calculer le taux de comptage d'un détecteur à gouttelettes surchauffées virtuel selon les valeurs d'énergie de recul d'un noyau de carbone ou de fluor obtenues avec une simulation

Monte Carlo GEANT4. Ces énergies de recul déposées dans les gouttelettes de C_4F_{10} virtuelles sont utilisées par le programme d'analyse de Seitz afin de déterminer si elles sont suffisantes pour provoquer une transition de phase du liquide en état de surchauffe selon les critères de nucléation de Seitz (voir le programme d'analyse de Seitz dans l'appendice II).

Lors de l'exécution du programme d'analyse de Seitz, le premier argument qui doit lui être donné est le fichier préalablement obtenu avec la simulation Monte Carlo GEANT4. Le deuxième argument est le nom du fichier qui contiendra les résultats provenant du programme d'analyse de Seitz, c'est-à-dire la température ainsi que son taux de comptage associé, et l'erreur sur le taux de comptage. Le troisième argument est la valeur du paramètre alpha (qui prend une valeur de $2.5 < \alpha < 7.5$ dans l'analyse qui a été faite pour obtenir les résultats finaux du projet PICASSO). Le quatrième argument est la longueur critique qui est fixée à une valeur de 18. Le cinquième argument est la pression d'opération du détecteur, soit une valeur de 1 bar (pression atmosphérique) pour l'étalonnage avec l'accélérateur Tandem de l'Université de Montréal, et une valeur de 1.2 bar pour les mesures effectuées à une profondeur de 2 km sous terre à SNOLAB. Finalement, le sixième argument est la fraction de l'énergie du neutron transférée à l'atome qui recule, soit 0.284 pour le carbone et 0.19 pour le fluor. Le facteur eta est un septième argument optionnel qui n'est pas utilisé actuellement, et il s'agit d'un facteur multiplicatif d'efficacité qui augmente la valeur de l'énergie minimale requise pour provoquer une transition de phase à une température donnée.

Il y a 10 différentes fonctions qui sont appelées par le programme principal, soit «rajoute_colonnes», «rayon_crit», «epure_fichier», «ener_minimum», «gamma», «del-tap», «regc4f10p», «poisson_haut» et «poisson_bas». La fonction «rajoute_colonnes» réorganise le fichier de sortie GEANT4 et ajoute une colonne qui contient une valeur aléatoire entre 0 et 1 qui est utilisée pour le calcul de la fonction de probabilité. La fonction «rayon_crit» calcule à chaque température le rayon critique (R_c) de chacune des trajectoires qui ont été créées dans la simulation GEANT4, et multiplie ce rayon critique par le paramètre de Harper, ce qui permet d'obtenir la longueur effective de la trajectoire (la longueur critique dans l'équation 2.14. La fonction «epure_fichier» est la plus importante du programme d'analyse de Seitz. Elle intègre l'énergie déposée à l'intérieur du rayon critique en utilisant une fenêtre mobile qui

se déplace tout au long de la longueur critique effective, et conserve la valeur la plus élevée obtenue le long de la trajectoire. Une trajectoire ne peut donc engendrer qu'une seule bulle. Cette fonction retourne l'énergie maximale déposée le long de chacune des trajectoires simulées, et par conséquent pour chacun des atomes de recul. La fonction «ener_minimum» calcule l'énergie minimale requise pour induire une transition de phase à une température donnée. L'équation utilisée provient de l'ajustement d'une fonction exponentielle aux données de l'étalonnage fait avec des neutrons mono-énergétiques. La fonction «ener_minimum_heta» n'est pas utilisée actuellement, mais elle permet de calculer l'énergie minimale requise pour enclencher une transition de phase avec un facteur d'efficacité qui a pour effet de réduire l'énergie transférée lors de la collision. La fonction «gamma» est appelée par la fonction «rayon_crit», et elle calcule la tension de surface de la gouttelette, valeur nécessaire pour pouvoir ensuite obtenir la longueur critique effective à l'intérieur de laquelle l'énergie minimale doit être déposée afin de générer une transition de phase du C_4F_{10} liquide en état de surchauffe. La fonction «deltap» est aussi appelée par la fonction «rayon_crit» et elle calcule la différence entre la pression atmosphérique et la pression du C_4F_{10} à l'état de vapeur. La fonction «regc4f10p» est appelée par la fonction «deltap» et calcule la pression du C_4F_{10} gazeux. Finalement, les fonctions «poisson_haut» et «poisson_bas» calculent l'erreur supérieure et inférieure sur le taux de comptage avec la loi de Poisson puisque les données suivent une distribution de Poisson.

Les étapes des calculs effectués par le programme d'analyse de Seitz sont les suivantes. Premièrement, le nom du fichier d'entrée contenant les résultats obtenus avec GEANT4, le nom du fichier de sortie qui contient les résultats du programme de Seitz ainsi que les 4 paramètres d'entrée (le paramètre alpha, le paramètre de Harper, la pression d'opération du détecteur et la fraction d'énergie transférée à l'atome de recul) sont lus par le programme de Seitz. Ensuite, la boucle sur toutes les températures étudiées est initialisée (e.g. en incrémentant la température d'un degré entre 10 et 60 degrés Celcius). Pour chacune des températures dans la boucle d'analyse, le fichier d'entrée qui contient les énergies de reculs obtenues avec la simulation GEANT4 est ouvert et est injecté dans la fonction «rajoute_colonne». Celle-ci réorganise le fichier d'entrée GEANT4 et ajoute une colonne qui contient une valeur aléatoire entre 0 et 1 afin d'implémenter la fonction de probabilité qui

décrit la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO. Le fichier d'entrée GEANT4 initial contient 8 colonnes : le numéro d'identification de la particule, l'énergie déposée, la perte d'énergie, la longueur du pas effectué par la particule, le numéro d'identification de l'événement, et la position de la particule en trois dimensions (x , y et z). Le fichier réorganisé nommé «temporaire» contient 9 colonnes : le numéro d'identification de la particule, le numéro d'identification de l'événement, l'énergie déposée, la perte d'énergie, la longueur du pas effectué par la particule, le nombre aléatoire entre 0 et 1, et la position de la particule en x , y et z . Puis la fonction «rayon_crit» calcule la longueur critique effective avec la température actuelle, le paramètre de Harper ainsi que la pression ambiante :

$$L_c = b \times R_c = \frac{2 \times b \times \sigma}{\Delta p} \quad (4.1)$$

où σ est la tension de surface de la gouttelette calculée avec la fonction «gamma», et Δp est la différence entre la pression atmosphérique et la pression de vapeur du C_4F_{10} qui est calculée avec la fonction «deltap». La fonction «deltap» appelle également la fonction «regc4f10p» pour calculer la pression de vapeur du C_4F_{10} . Lorsque la longueur critique effective est obtenue, elle est envoyée à la fonction «epure_fichier» avec le nombre de lignes contenues dans le fichier d'entrée GEANT4, afin de calculer la valeur intégrée la plus élevée de l'énergie qui est déposée dans un rayon critique avec une fenêtre mobile qui parcourt toute la longueur critique effective. Ensuite, la fonction «ener_minimum» calcule l'énergie minimale requise pour induire une transition de phase à la pression ambiante choisie, pour chacune des températures étudiées et indépendamment pour les atomes de carbone et de fluor (car la fraction d'énergie transférée par le neutron à chacun des noyaux diffère d'un cas à l'autre). Finalement, si l'énergie déposée par l'atome de carbone ou de fluor est plus grande que l'énergie minimale requise pour faire une transition de phase, telle que calculée par la fonction «ener_minimum», alors une bulle est comptée et est incluse dans le taux de comptage associé à la température actuelle. Lorsque le fichier d'entrée GEANT4 a été parcouru en entier, l'erreur sur le taux de comptage pour la température actuelle est calculée avec les fonctions «poisson_haut» et «poisson_bas». Après avoir fait l'analyse du fichier d'entrée GEANT4 pour chacune des températures dans la boucle, la courbe de réponse simulée du détecteur, i.e. le taux de comptage en fonction de la température, peut enfin être tracée.

4.4 Simulation aux neutrons mono-énergétiques

La réponse du détecteur d'étalonnage soumis à un faisceau de neutrons mono-énergétiques a été simulée avec le programme Monte Carlo GEANT4. Lorsque la particule traverse l'environnement défini par l'utilisateur, les informations sur l'énergie cinétique, l'énergie déposée, et la localisation de l'événement sont enregistrées. Le code GEANT4 tient compte de la géométrie du détecteur, du TPCS, du liquide actif C_4F_{10} , de l'énergie et du positionnement du faisceau de neutrons ainsi que de la distribution en taille des gouttelettes. La théorie de Seitz est appliquée aux résultats obtenus avec GEANT4 pour calculer la quantité d'événements qui parviennent à provoquer une transition de phase. Le chargement du détecteur virtuel en C_4F_{10} a été fixé à 3%, et la réponse simulée du détecteur a été normalisée par un facteur multiplicatif afin de correspondre aux données expérimentales. Le faisceau de protons du Tandem est affecté par des fluctuations en énergie qui entraînent une variation de l'énergie des neutrons autour de l'énergie moyenne. Cet effet a été pris en compte dans les simulations en attribuant aux neutrons virtuels une énergie initiale empreinte de fluctuations gaussiennes de $\sigma = 5$ keV pour un faisceau de 200 keV. Les diffusions élastiques et inélastiques entre les neutrons et tous les types d'atomes présents dans chacune des sections du détecteur ont été considérées à l'aide de la librairie ENDF/B-VII.1 [487]. Une simulation typique pour une énergie neutronique donnée fait intervenir 10 millions de neutrons, ce qui donne une excellente résolution sur la courbe de réponse virtuelle. Les résultats obtenus à l'aide des simulations reproduisent les données expérimentales pour les énergies de faisceau de neutrons étudiées, soit entre 5 et 97 keV.

La figure 4.1 montre le résultat de la simulation avec des neutrons de 50 keV et un paramètre alpha de 2.5. Les données obtenus au-delà de 50 degrés Celcius présentent un taux de comptage qui est légèrement plus élevé que la prédiction de la simulation Monte Carlo GEANT4. Cela est probablement dû au fait que la matrice de gel dans le détecteur devient instable lorsque la température est supérieure à 50 degrés Celcius. L'important est que cela n'empêche pas vérifier la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées entre 20 et 50 degrés Celcius, car lors de la recherche de matière sombre effectuée à SNOLAB, la température est toujours maintenue à une valeur inférieure à 50 degrés Celcius.

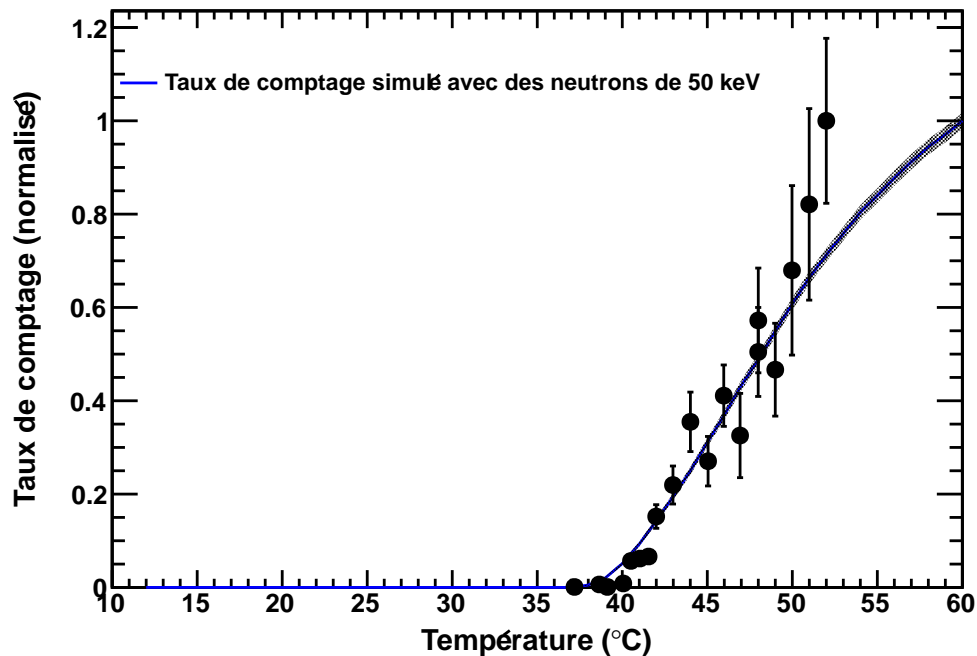


Figure 4.1 – Résultats des simulations comparées aux données expérimentales pour un faisceau de neutrons mono-énergétiques de 50 keV et un paramètre alpha de 2.5.

4.5 Simulation aux neutrons poly-énergétiques

Cette section présente les résultats des simulations Monte Carlo faites avec une source d'AmBe et une source d'AcBe. La simulation faite avec une source d'AmBe est basée sur le spectre d'énergie des neutrons provenant du standard AmBe ISO-8529 (dont la version la plus récente a été révisée en 2011) [1]. Une autre simulation avec une source d'AmBe a été faite à partir du spectre obtenu par Kluge & Weise en 1982 [2] à des fins de comparaison avec le spectre AmBe ISO-8529. La simulation faite avec une source d'AcBe a été faite avec le spectre d'énergie obtenu par Geiger & al. en 1973 [3]. Les sources de neutrons poly-énergétiques sont approximées comme étant ponctuelles, émettant de façon isotropique, et sont placées au milieu du TPCS à une hauteur de 14.5 cm. Le spectre d'énergie initial des neutrons est présenté, ainsi que le spectre d'énergie des neutrons à l'intérieur des détecteurs et à l'intérieur des gouttelettes. Finalement, la réponse virtuelle des détecteurs à gouttelettes surchauffées aux sources d'AmBe et d'AcBe est analysée.

4.5.1 Spectre d'énergie neutronique de l'AmBe

Le spectre énergétique des neutrons lors de leur émission par la source d'AmBe ISO 8529-1 est montrée dans la figure 4.2, et celui défini dans la table de l'article [1] est montré dans la figure 4.3.

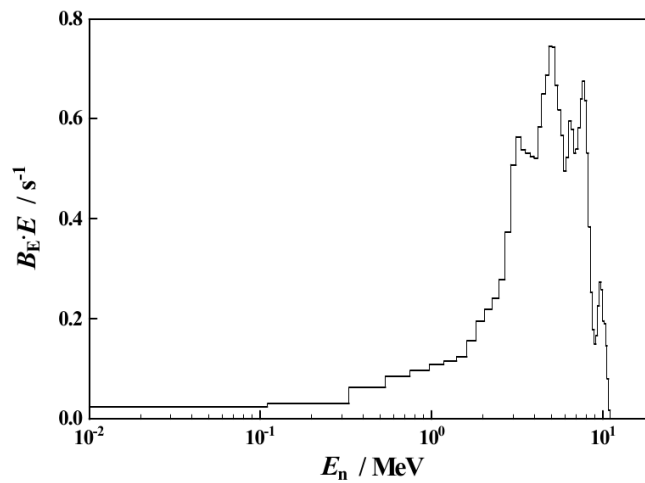


Figure 4.2 – Spectre d'énergie des neutrons émis par l'AmBe ISO 8529-1 [1].

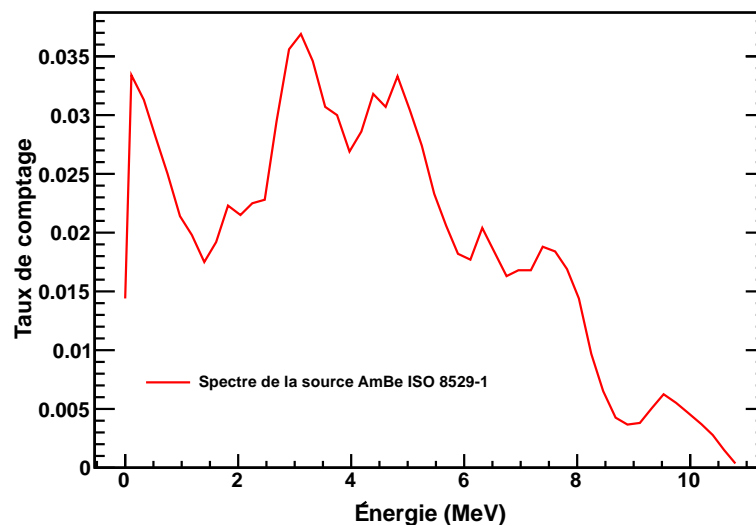


Figure 4.3 – Spectre d'énergie des neutrons de la source d'AmBe ISO 8529-1 tel qu'obtenu dans le tableau de l'article [1] et utilisé dans la simulation.

Le spectre énergétique des neutrons émis par une source d'AmBe obtenu par Kluge & Weise est montrée dans la figure 4.4.

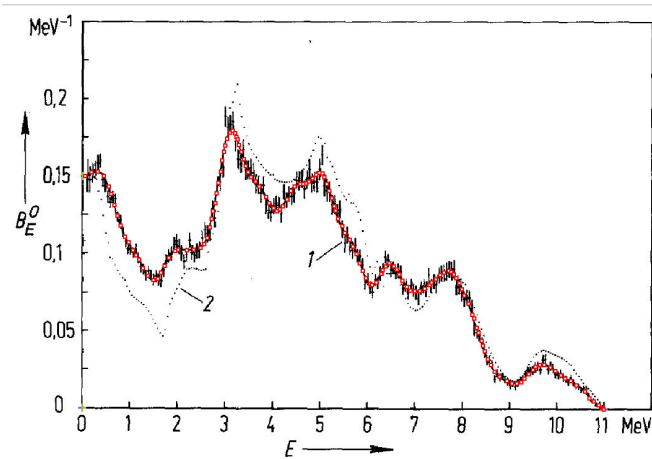


Figure 4.4 – Spectre d'énergie des neutrons émis par une source d'AmBe obtenu par Kluge & Weise [2]. La courbe en rouge est soutirée des données de Kluge & Weise.

Le spectre énergétique des neutrons émis par une source d'AmBe obtenu des données de Kluge & Weise et utilisé dans la simulation est celui de la figure 4.5.

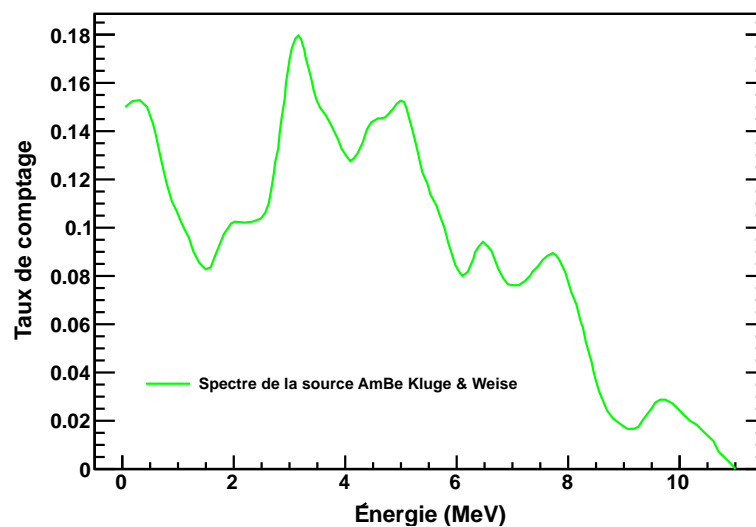


Figure 4.5 – Spectre d'énergie des neutrons obtenu des données de Kluge & Weise tel qu'utilisé dans la simulation [2].

Le spectre énergétique des neutrons émis par la source d'AmBe ISO 8529-1 est comparé à celui obtenu par Kluge & Weise dans la figure 4.6.

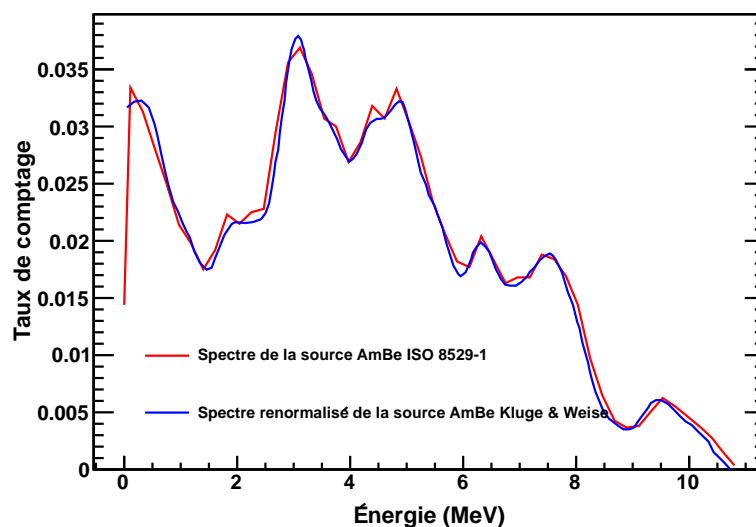


Figure 4.6 – Spectre d'énergie de l'AmBe ISO 8529-1 [1] et de Kluge & Weise [2].

4.5.2 Spectre d'énergie neutronique de l'AcBe

Le spectre énergétique des neutrons lors de leur émission depuis la source d'AcBe obtenu par Geiger & al. en 1973 [3] est montré dans la figure 4.7.

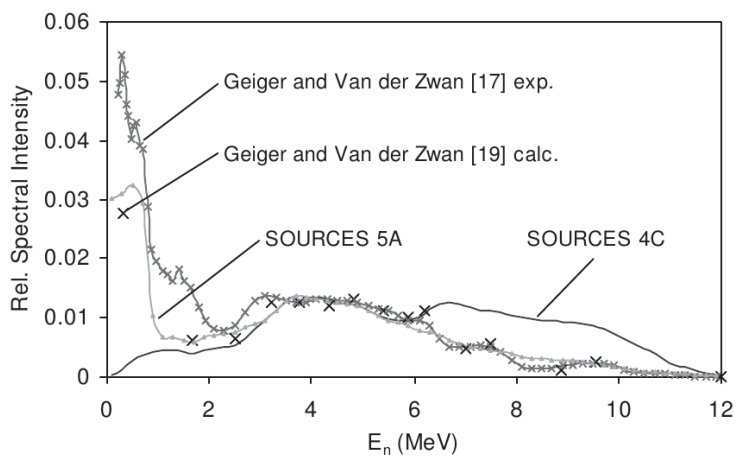


Figure 4.7 – Spectre d'énergie d'une source d'AcBe tel qu'obtenu par Geiger [3].

Le spectre énergétique des neutrons lors de leur émission depuis la source d'AcBe obtenu par Geiger & al. et tel qu'utilisé dans la simulation est celui de la figure 4.8.

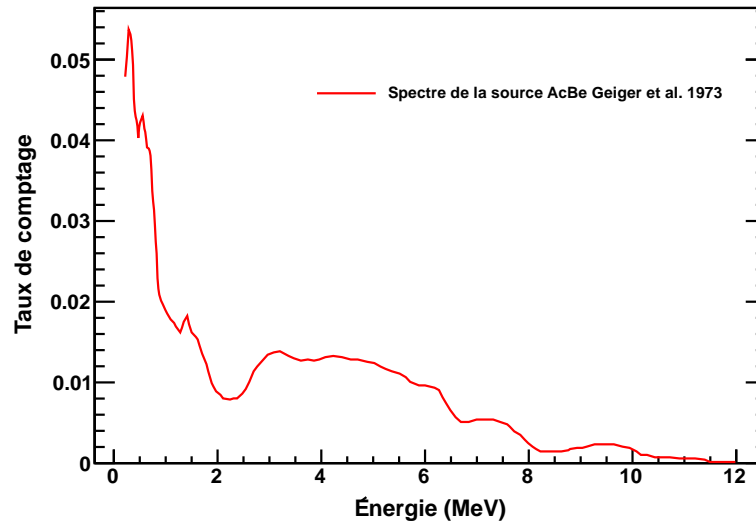


Figure 4.8 – Spectre d'énergie neutronique de la source d'AcBe de Geiger & al. tel qu'utilisé dans la simulation [3].

4.5.3 Spectre d'énergie du ^{12}C et du ^{19}F (AmBe ISO)

Lorsque les neutrons émis par la source poly-énergétique d'AmBe ISO 8529-1 entrent dans le détecteur, leur spectre d'énergie est enregistré (figure 4.9). Ensuite, lorsque les neutrons provoquent le recul des atomes de carbone et de fluor dans les gouttelettes suite à une collision, le spectre énergétique de ces atomes est enregistré. Le résultat est montré dans la figure 4.10.

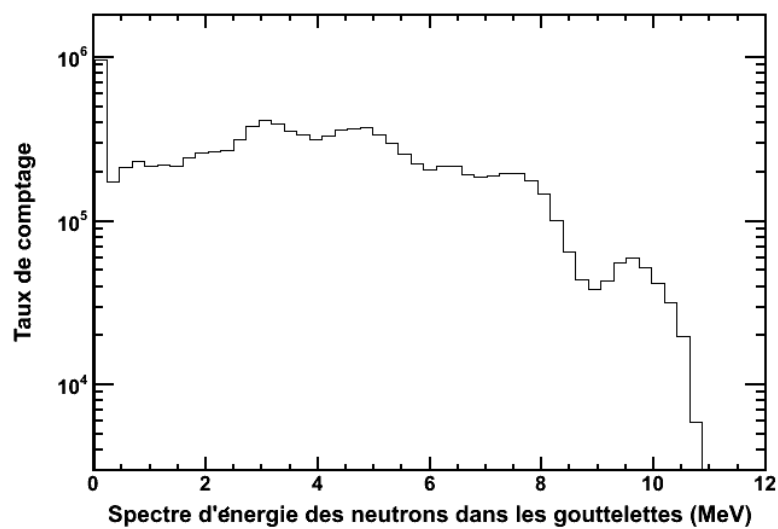


Figure 4.9 – Spectre d'énergie des neutrons provenant de la source d'AmBe ISO 8529-1 [1] dans les détecteurs.

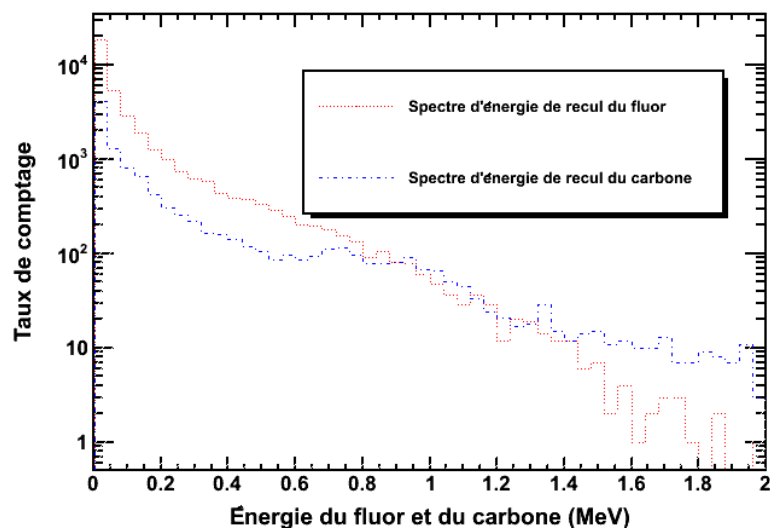


Figure 4.10 – Spectre d'énergie du ^{12}C et du ^{19}F dans les gouttelettes.

4.5.4 Spectre d'énergie du ^{12}C et du ^{19}F (AcBe Geiger)

La figure 4.11 montre le spectre d'énergie des neutrons émis par la source d'AcBe lorsqu'ils entrent dans le détecteur. La figure 4.12 montre le spectre de recul des atomes de carbone et de fluor dans les gouttelettes.

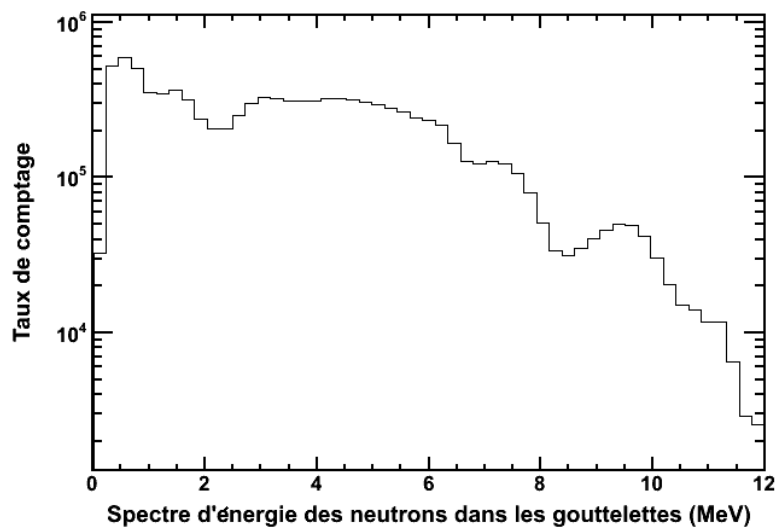


Figure 4.11 – Spectre d'énergie des neutrons de l'AcBe dans les détecteurs.

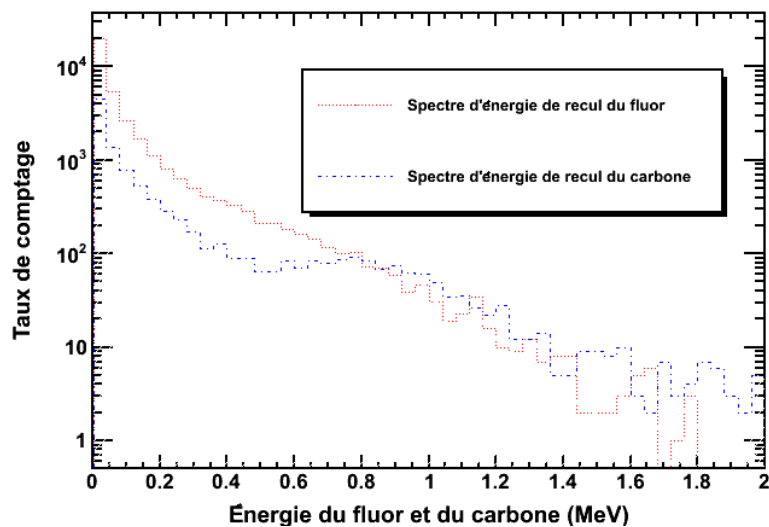


Figure 4.12 – Spectre d'énergie du ^{12}C et du ^{19}F dans les gouttelettes.

4.5.5 Réponse aux neutrons poly-énergétiques

La réponse virtuelle des détecteurs aux neutrons émis par la sources d'AmBe et d'AcBe est calculée avec la théorie de Seitz. On obtient tout d'abord l'énergie de recul du carbone et du fluor avec la simulation Monte Carlo, et ensuite on détermine avec les conditions de Seitz si ces énergies de reculs sont suffisamment grandes pour causer une transition de phase dans les gouttelettes liquides surchauffées de C_4F_{10} dans un intervalle de température donné. Les paramètres utilisés dans cette étude sont 2.5 pour le paramètre alpha, 18 pour longueur critique effective, 1.2 pour la pression des détecteurs étalonnés avec une source d'AmBe sous terre à SNOLAB, 1.0 pour la pression des détecteurs étalonnés avec une source d'AcBe à l'Université de Montréal, 0.284 pour la fraction d'énergie transférée aux atomes de carbone et 0.19 pour l'énergie transférée aux atomes de fluor.

Le résultat de la simulation avec la source AmBe ISO 8529-1 est montré dans la figure 4.13. La distance radiale moyenne entre la source et les 4 détecteurs est de 14.5 cm, et la hauteur moyenne de la colonne de gel est de 28.35 cm, telles que mesurées à SNOLAB. Il y a 10 000 000 de neutrons lancés de façon isotrope dans la simulation, et la source est ponctuelle et située à une hauteur de 14.8 cm par rapport au sol du TPCS. Le taux de comptage à 60 °C est d'environ $3.3 \text{ \#g}^{-1}\text{h}^{-1}$.

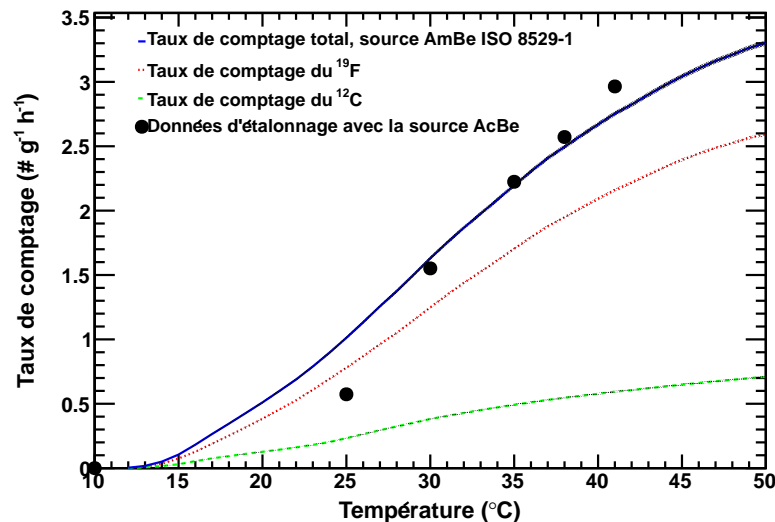


Figure 4.13 – Réponse de la source AmBe ISO 8529-1 [1].

Le résultat de la simulation avec la source AmBe de Kluge & Weise est montré dans la figure 4.14. La géométrie de la simulation est la même que pour la source AmBe ISO 8529-1. Le taux de comptage à 60 °C est d'environ $2.9 \text{ \#g}^{-1}\text{h}^{-1}$. En comparant les deux simulations faites avec des sources d'AmBe, on peut remarquer que le spectre d'AmBe ISO 8529-1 donne les meilleurs résultats, car les données sont mieux reproduites qu'avec la source d'AmBe Kluge & Weise.

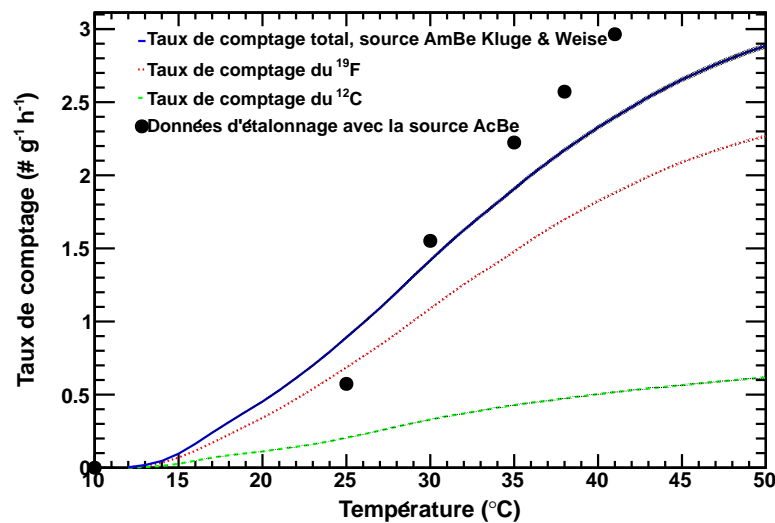


Figure 4.14 – Réponse de la source AmBe Kluge & Weise [2].

Le résultat de la simulation avec la source AmBe de Geiger & al. est montré dans la figure 4.15. La géométrie de la simulation est la même que pour la source AmBe ISO 8529-1. Le taux de comptage à 60 °C est d'environ $4.2 \times 10^3 \text{ \#g}^{-1}\text{h}^{-1}$.

La simulation faite avec la source d'AmBe ISO 8529-1 [1] a permis de vérifier l'étalonnage aux neutrons poly-énergétiques fait à SNOLAB et de s'assurer d'une bonne compréhension des données afin de publier l'article des résultats finaux de l'expérience PICASSO [445]. La simulation faite avec la source d'AcBe obtenu par Geiger & al. dans l'article [3] a permis de vérifier l'étalonnage des détecteurs fait à l'Université de Montréal et ainsi de connaître leur masse active suite à la fabrication.

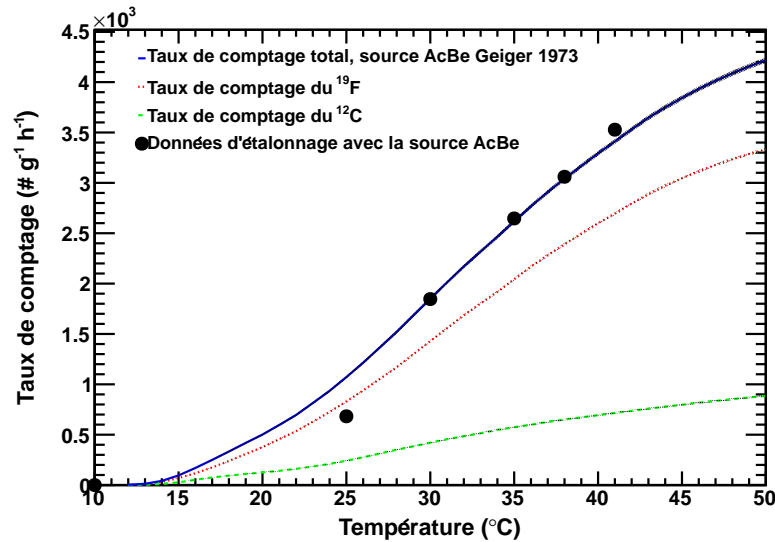


Figure 4.15 – Réponse de la source AcBe Geiger [3].

4.6 Simulation du bruit de fond

Les résultats de la simulation du bruit de fond sont présentés dans cette section. Les simulations de bruit de fond sont basées sur le flux des neutrons provenant de la roche de norite à 2 km sous terre à SNOLAB. L'efficacité du blindage d'eau est analysée, ainsi que le spectre d'énergie des neutrons après qu'ils aient traversé le blindage d'eau. Le taux de comptage dû au bruit de fond neutronique des détecteurs à gouttelettes surchauffées est ensuite obtenu. L'objectif principal de ce travail est l'analyse de l'efficacité du blindage d'eau dans l'ancienne installation PICASSO, et de déterminer quantitativement le taux de modération des neutrons qui ont une énergie supérieure au seuil de 5 keV. Toutes les particules ayant moins de 1 keV d'énergie sont donc éliminées pour accélérer la simulation.

La simulation du bruit de fond à SNOLAB a été implémentée afin de reproduire la même géométrie de l'ancienne installation. Il y a tout d'abord le volume monde GEANT4 de dimensions 8x8x8 m qui contient tous les autres objets virtuels, i.e. la roche de norite depuis laquelle sont émis les neutrons du bruit de fond, le blindage d'eau, les TPCS et les 32 détecteurs. Le volume monde constitue le plus grand volume d'une simulation GEANT4, et permet d'y insérer tous les autres éléments nécessaires à la simulation. La roche de norite a des dimensions de 5x5x5 m pour la

paroi la plus éloignée des détecteurs, et des dimensions de 4x4x4 m pour la paroi la plus rapprochée des détecteurs, ce qui donne une épaisseur de 50 cm que les neutrons devront traverser avant d'atteindre les détecteurs. L'énergie des neutrons est obtenue à partir du spectre qui a été mesuré à SNOLAB, et les neutrons sont émis de façon aléatoire et isotrope depuis la surface la plus éloignée de la roche de norite. Le blindage d'eau complet (100%) est composé de 237 bloc d'eau ultra pure qui ont une dimension de 29x27x29 cm, et le blindage réaliste partiel (75%) qui contient des fentes entre chacune des boîtes a des dimensions de 25.728x25.728x25.728 cm. Les 8 TPCS sont fait de polystyrène expansé d'une épaisseur de 1.4 cm qui est placé entre deux plaques d'aluminium ayant chacune une épaisseur de 0.79375 cm. La plaque externe est située à une distance de 64.77 cm du centre du TPCS. Les 32 détecteurs sont faits d'un cylindre d'acrylique ayant une épaisseur de 0.3 cm, avec un rayon de 6.985 cm (2 pouces 3/4) et une hauteur de 30.70 cm. La composition du gel sans sel a été recréé entièrement, en respectant la proportion des ingrédients dans la recette de fabrication.

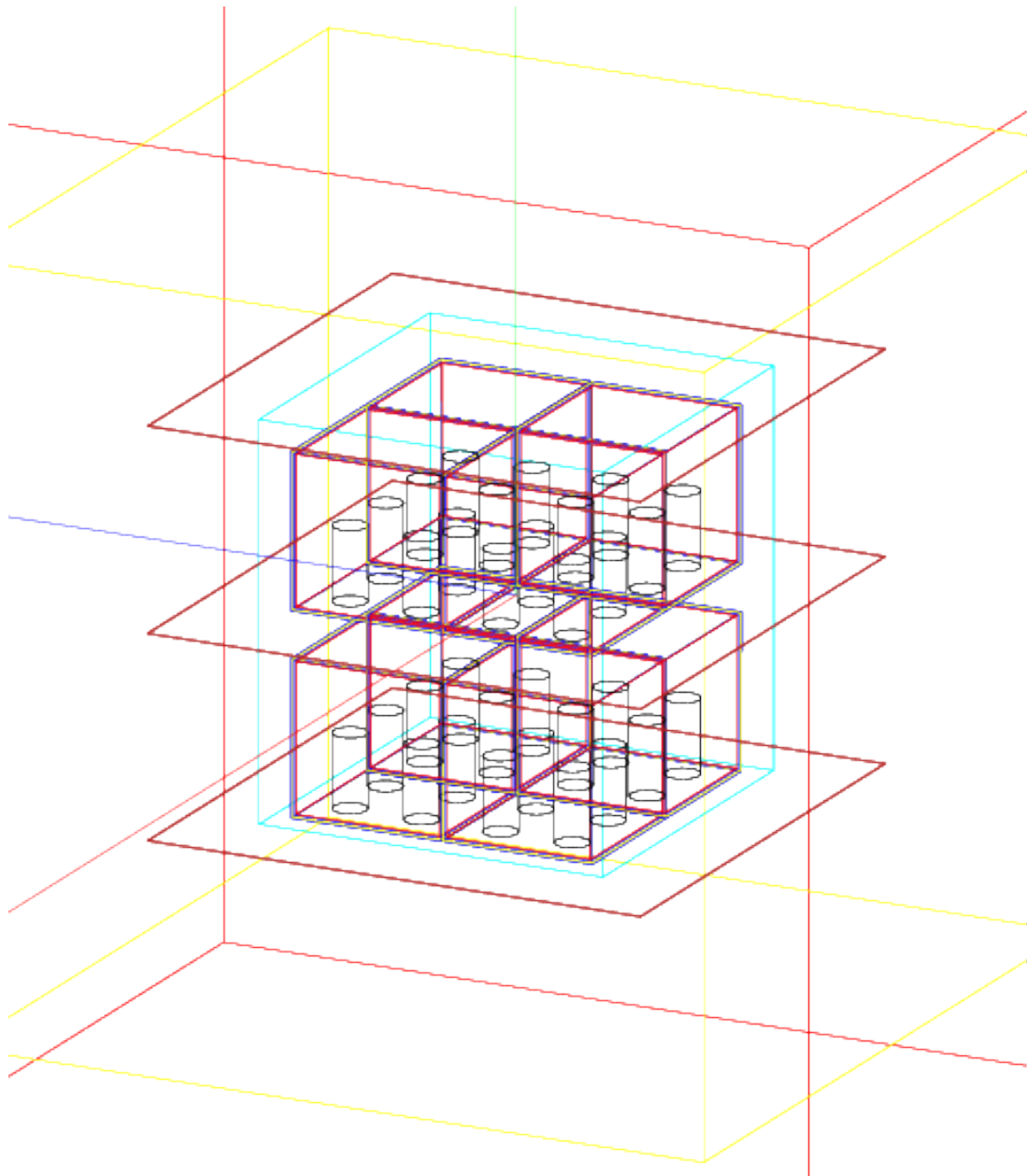


Figure 4.16 – L'ancienne superstructure PICASSO avec 0% de blindage d'eau.

Dans la figure 4.16 on peut voir plus facilement la géométrie de l'installation à l'intérieur du blindage d'eau et l'arrangement des TPCS et des détecteurs.

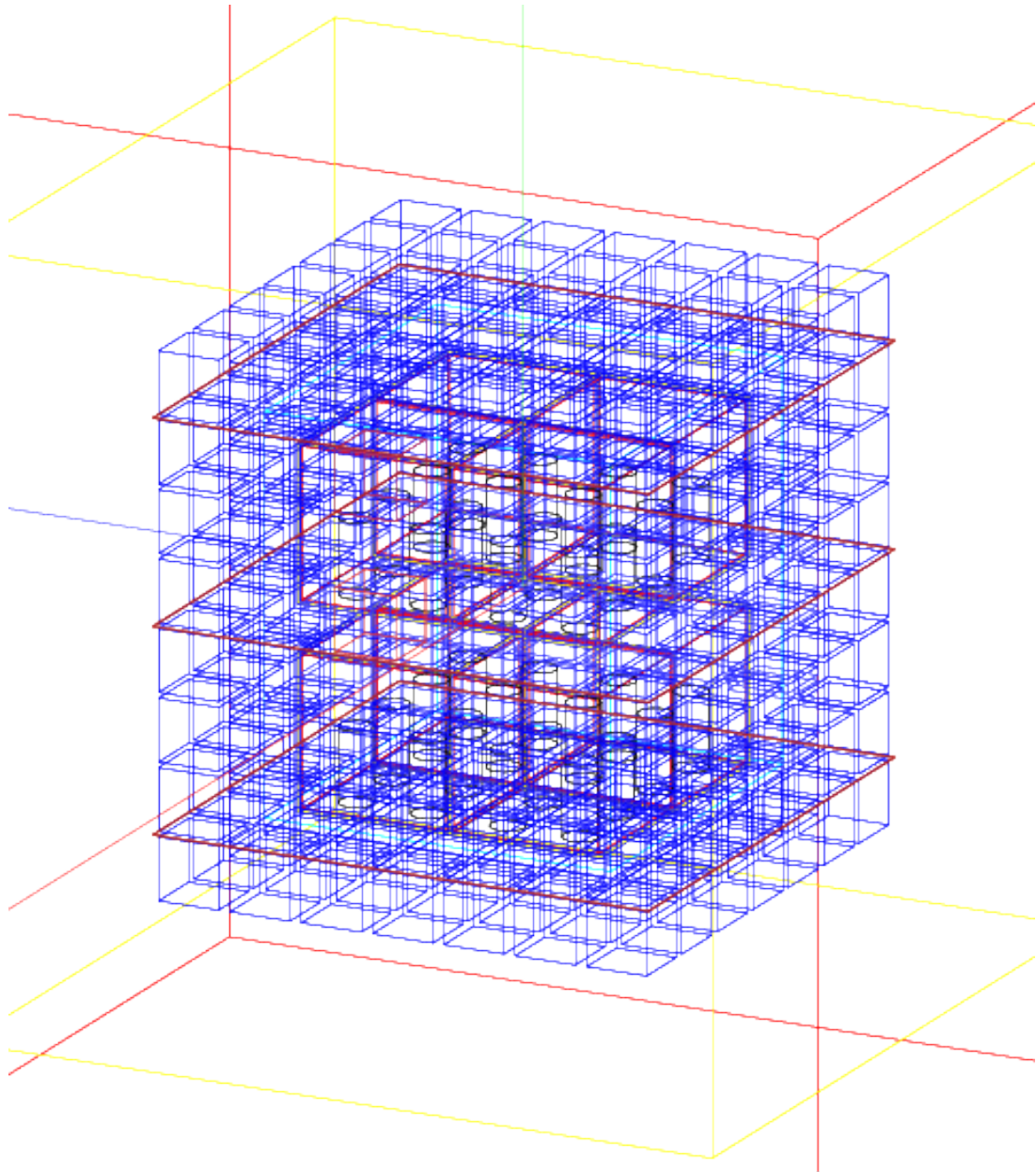


Figure 4.17 – L'ancienne superstructure PICASSO avec 75% de blindage d'eau.

La figure 4.17 montre les fentes entre chacune des boîtes qui contiennent l'eau ultra-pure, car elles ne sont pas parfaitement collées les unes aux autres, et l'eau ultra-pure contenue dans des sacs de polyéthylène ne remplit pas complètement l'espace à l'intérieur des boîtes de carton.

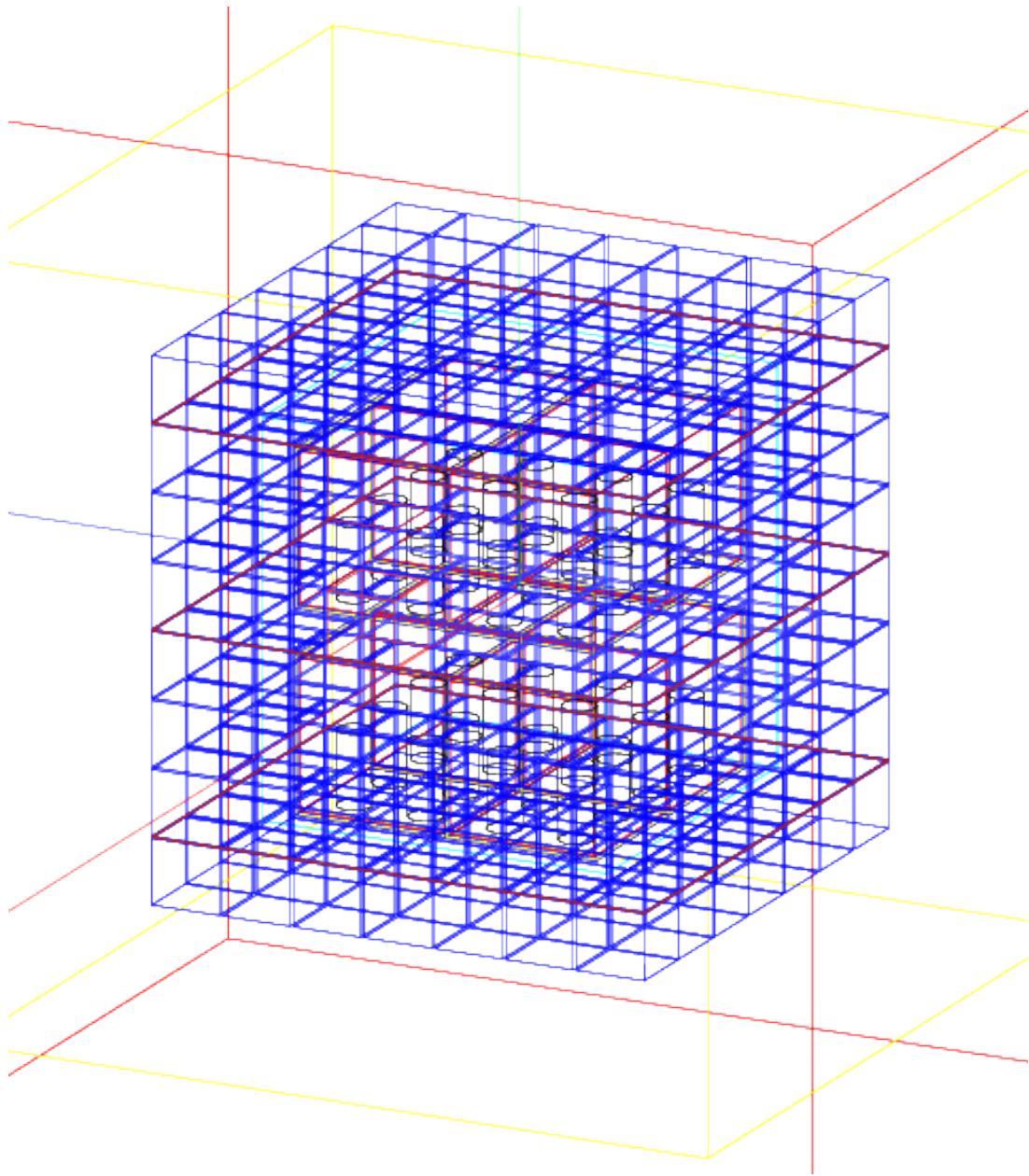


Figure 4.18 – L'ancienne superstructure PICASSO avec 100% de blindage d'eau.

La figure 4.18 montre le blindage complet idéal, ce qui ne représente pas la réalité mais constitue une bonne approximation du blindage réel. Seulement les cubes d'eau ont été implémentés dans la simulation, et l'on néglige ainsi l'effet d'atténuation dû aux boîtes de carton.

4.6.1 Spectre énergétique des neutrons avant le passage dans la roche

Le bruit de fond neutronique à SNOLAB a été évalué à $4100 \text{ neutrons m}^{-2} \text{ j}^{-1}$ dans la thèse de Michael Charles Browne [492, p.131], et ce bruit de fond devrait être le même que celui trouvé dans la salle propre où les détecteurs PICASSO étaient initialement situés. Le spectre d'énergie des neutrons utilisé dans la simulation provient de celui calculé par Bei Cai et Peter Skenvsed avec le code Reactor Analysis Tool (RAT) (fig.4.19). La technique qu'ils ont utilisée est décrite dans la thèse de Robert Keith Heaton [493]. RAT est un environnement de travail qui combine les simulations Monte Carlo avec une reconstruction basée sur chaque événement.

À SNOLAB, la principale contribution de bruit de fond neutronique provient de la spallation des rayons cosmiques, qui produit environ 38.4 neutrons par jour [492, p.143]. L'autre contribution importante au bruit de fond qui a été mesurée par l'expérience SNO sont les NCDs qui produisent 1 neutron par jour, et le contenant d'acrylique SNO qui produit 2 neutrons par jour [492, p.142]. Dans cette simulation, on néglige le bruit de fond neutronique provenant des 32 détecteurs en acrylique, des barres de support pour les détecteurs en acier inoxydable, des 8 TPCS et des barres de support pour la superstructure PICASSO. La seule réaction de désintégration considérée est (α, n) provenant de l'uranium et du thorium présents dans la roche de norite, qui produit le spectre énergétique de neutron montré à la figure 4.19.

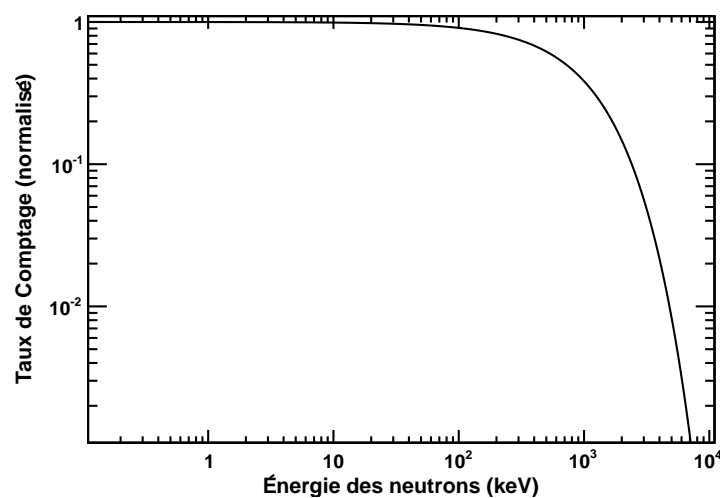


Figure 4.19 – Le spectre d'énergie des neutrons avant leur passage dans la roche.

4.6.2 Spectre énergétique des neutrons après le passage dans la roche

Les résultats obtenus pour les spectres énergétiques des neutrons après le passage dans la roche de norite sont présentés dans cette section. Il y a plus de neutrons qui atteignent les TPCS lorsqu'il n'y a pas de blindage d'eau. Ces neutrons peuvent rebondir sur la structure des TPCS, revenir vers la roche et rebondir encore une fois vers les TPCS. Cela fait en sorte que ces neutrons sont comptés deux fois dans la simulation sans blindage d'eau (voir la figure 4.20).

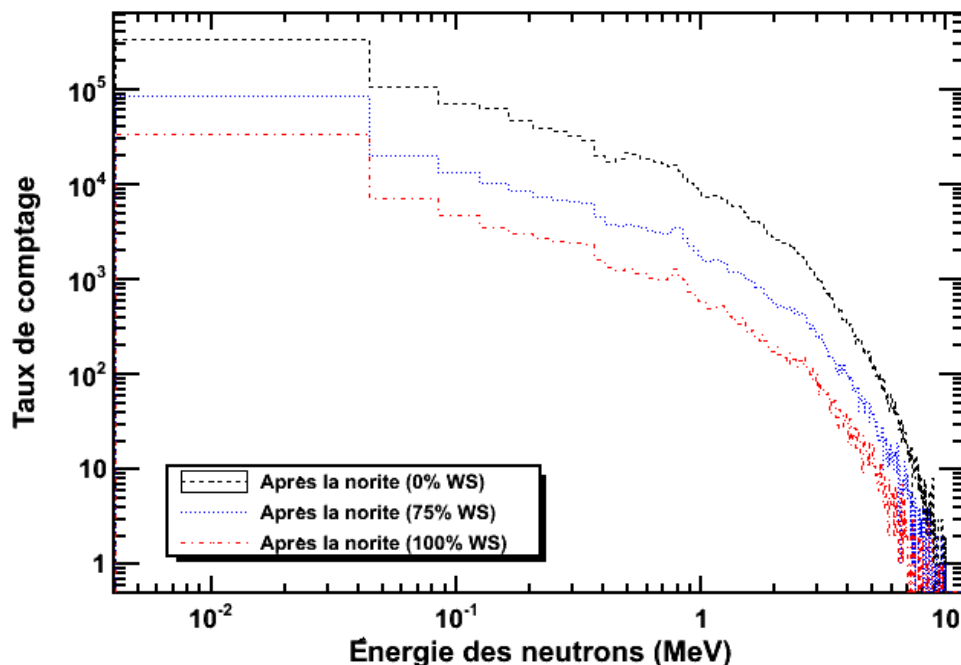


Figure 4.20 – Le spectre énergétique des neutrons après le passage dans la roche de norite, avec un blindage d'eau de 0%, 75% et 100%

4.6.3 Spectre énergétique des neutrons après le blindage d'eau

Le spectre énergétique des neutrons est obtenu avec 100 millions de neutrons lancés dans la simulation et après qu'ils aient traversé 0.5 m de roche de norite, et après avoir atteint la région qui se trouverait à la frontière intérieure du blindage d'eau si celui-ci était présent (dans le cas du blindage à 0%). Le spectre énergétique des neutrons est également présenté pour les neutrons qui traversent 0.5 m de

roche de norite, et après avoir atteint la région intérieure du blindage d'eau à 75%. Finalement, le spectre énergétique des neutrons est également présenté pour les neutrons qui traversent 0.5 m de roche de norite, et après avoir atteint la région intérieure du blindage d'eau à 100%.

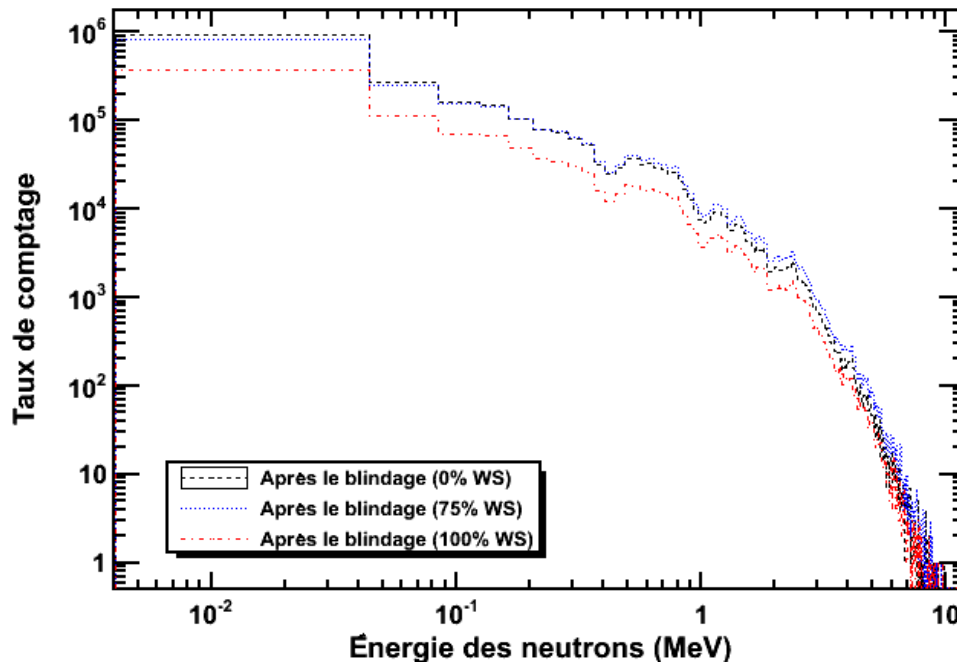


Figure 4.21 – Le spectre énergétique des neutrons après avoir traversé le blindage d'eau.

4.6.4 Résultats des simulations de bruit de fond neutronique

L'implémentation d'une représentation géométrique réaliste d'un blindage d'eau partiel était nécessaire car la différence de l'atténuation du flux de neutrons entre le blindage d'eau complet et partiel n'est pas négligeable. L'efficacité du blindage partiel est de 99.9975%, ce qui est le ratio du nombre de neutrons ayant traversé le blindage d'eau par le nombre de neutrons ayant été émis depuis la roche de norite. L'efficacité du blindage complet est de 99.9995%, ce qui implique que le blindage d'eau partiel est environ 5.5 fois moins efficace que le blindage d'eau complet idéal pour bloquer les neutrons thermiques provenant de la roche de norite (tableau 4.I).

Résultat des simulations du bruit de fond neutronique avec 100 millions de neutrons émis au-delà de 1 keV								
Géométrie du blindage d'eau	# neutrons arrêtés dans la norite (% Émis)	# n au travers de la norite (% Émis)	# n ayant atteint le blindage (% Émis)	# n arrêtés dans le blindage (% Émis)	# n au travers du blindage (% Émis)	# n ayant atteint les détecteurs (% Émis)	# n dans les gouttelettes (% Émis)	# reculs dans les gouttelettes (% Émis)
0%	$15.27 \cdot 10^6$ (15.27%)	$3.96 \cdot 10^5$ (0.40%)	0 (0%)	0 (0%)	$5.97 \cdot 10^4$ (0.0597%)	$1.70 \cdot 10^4$ (0.017%)	$2.56 \cdot 10^4$ (0.0256%)	28 (0.00028%)
75%	$15.21 \cdot 10^6$ (15.21%)	$3.20 \cdot 10^5$ (0.32%)	$1.04 \cdot 10^5$ (0.10%)	$7.57 \cdot 10^4$ (0.0757%)	2528 (0.002528%)	821 (0.0008%)	1381 (0.0014%)	1 (0.000001%)
100%	- (-%)	$3.77 \cdot 10^5$ (0.38%)	- (-%)	- (-%)	464 (0.000464%)	- (-%)	- (-%)	- (-%)

Tableau 4.I – Les résultats des simulations du bruit de fond neutronique dans la mine à SNOLAB effectuées avec 100 millions de neutrons émis depuis la roche de norite et ayant une énergie supérieure à 1 keV. Cela montre que le blindage réaliste comportant 75% d'eau mis en place à SNOLAB bloque la grande majorité des neutrons provenant de la radioactivité naturelle intrinsèque à la roche de norite, avec plus de 99.9975% des neutrons qui sont arrêtés dans le blindage d'eau partiel (seulement 0.0025% des neutrons parviennent à traverser le blindage d'eau partiel).

4.6.5 La réponse simulée du bruit de fond neutronique

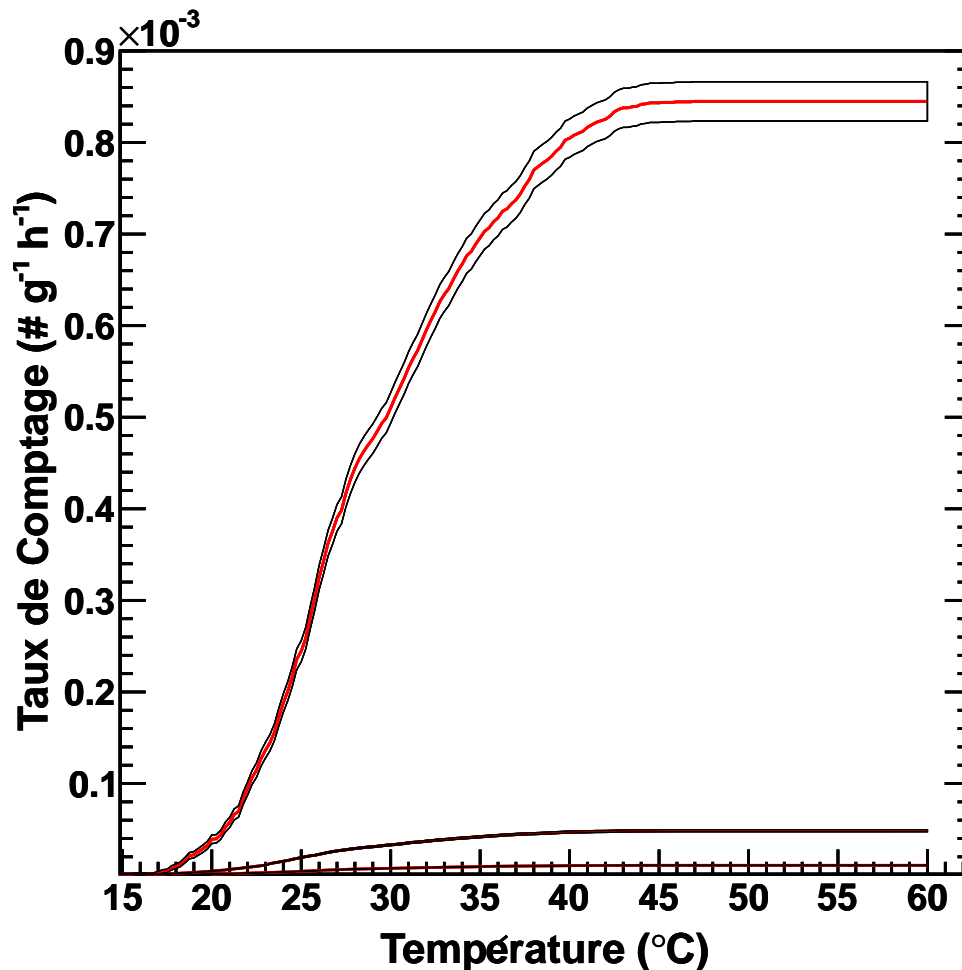


Figure 4.22 – La réponse au bruit de fond neutronique avec trois types de blindage d'eau. L'amplitude du taux de comptage décroît lorsque le blindage d'eau devient davantage important, en passant de 0%, puis à 75% et à 100%). Le taux de comptage est plus élevé lorsqu'il n'y a pas de blindage d'eau, avec une valeur d'environ $8.5 \times 10^{-4} \#g^{-1}h^{-1}$ au plateau de la réponse. Le taux de comptage sur le plateau de la réponse pour le blindage partiel est de $4.8 \times 10^{-5} \#g^{-1}h^{-1}$. Pour le blindage complet, le taux de comptage sur le plateau de la réponse est de $1.05 \times 10^{-5} \#g^{-1}h^{-1}$, soit environ 4.6 fois moins que pour le blindage partiel.

Le taux de comptage pour le blindage d'eau complet devrait en théorie être inférieur au taux de comptage pour le blindage partiel, et c'est ce que la figure 4.22

démontre. Le taux de comptage a été calculé avec la théorie de Seitz et en tenant compte des reculs du fluor seulement. Pour obtenir le taux de comptage absolu à partir du nombre d'événements enregistrés avec la simulation Monte Carlo, il faut tout d'abord calculer l'équivalence entre le nombre de neutrons qui ont été émis dans la norite et le temps de simulation auquel correspond ce nombre de neutrons émis. Le flux de neutrons dans la mine est évalué à $4100 \text{ neutrons m}^{-2} \text{ j}^{-1}$.

$$\Phi_{(n)} = \frac{4100 \text{ neutrons}}{\text{m}^2 \text{ jour}} \frac{1 \text{ jour}}{24 \text{ h}} \frac{1 \text{ h}}{60 \text{ min}} \frac{1 \text{ min}}{60 \text{ s}} = \frac{0.0475 \text{ neutrons}}{\text{m}^2 \text{ s}} \quad (4.2)$$

Le nombre de neutrons émis depuis la norite est de 100 millions. La face interne de la roche de norite est un cube ayant une surface totale de $6 \times (2.0 \text{ m} \times 2.0 \text{ m}) = 24 \text{ m}^2$. Ces données permettent de calculer le temps total de simulation.

$$t = \frac{\# \text{ neutrons}}{\Phi_n \times A_{norite}} = \frac{10^8 \text{ neutrons}}{0.0475 \text{ n m}^{-2} \text{ s}^{-1} \times 24 \text{ m}^2} = 1016 \text{ jours} = 24390 \text{ heures} \quad (4.3)$$

La masse de C_4F_{10} par détecteur est de 55.705 grammes, et donc la masse totale dans les 32 détecteurs simulés est de 1.78256 kg. En combinant le nombre total de reculs du fluor ayant induit des transitions de phases avec la masse totale de C_4F_{10} et le temps écoulé durant la simulation, le taux de comptage absolu dû au bruit de fond neutronique peut être calculé en fonction de la température :

$$R_{Partial}(T) = \frac{\# \text{Bulles}(T)}{m \times t} = \frac{\# \text{Bulles}(T)}{1782.56 \text{ g} \times 24390.2 \text{ heures}} \quad (4.4)$$

Tel qu'attendu, le taux de comptage est plus élevé lorsqu'il n'y a pas de blindage d'eau, avec une valeur d'environ $8.5 \times 10^{-4} \# \text{g}^{-1} \text{h}^{-1}$ au plateau de la réponse (figure 4.22). Le taux de comptage sur le plateau de la réponse pour le blindage partiel est de $4.8 \times 10^{-5} \# \text{g}^{-1} \text{h}^{-1}$ (figure 4.23). Pour le blindage complet, le taux de comptage sur le plateau de la réponse est de $1.05 \times 10^{-5} \# \text{g}^{-1} \text{h}^{-1}$, soit environ 4.6 fois moins que pour le blindage partiel (figure 4.24). Le taux de comptage attendu pour le bruit de fond neutronique a également été évalué dans le mémoire de Marlisov [494] et dans la thèse de Genest [457]. Ils ont respectivement obtenu des valeurs de taux de comptage à 30°C d'environ $2.3 \times 10^{-5} \# \text{g}^{-1} \text{h}^{-1}$ et d'environ $1 \times 10^{-5} \# \text{g}^{-1} \text{h}^{-1}$, ce qui est comparable à la valeur obtenue dans ce travail qui est d'environ $3 \times 10^{-5} \# \text{g}^{-1} \text{h}^{-1}$ à 30°C (figure 4.23).

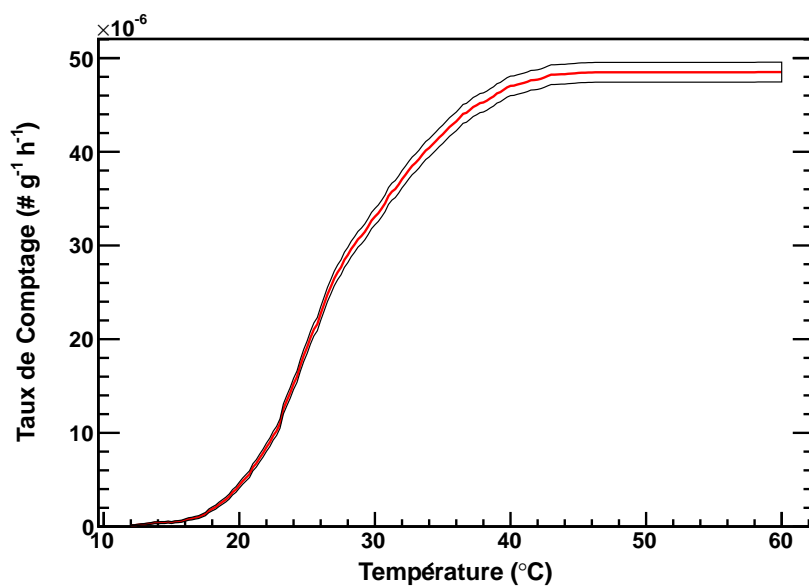


Figure 4.23 – La réponse au bruit de fond neutronique avec le blindage d'eau partiel. Le taux de comptage sur le plateau de la réponse est de $4.8 \times 10^{-5} \text{ #g}^{-1} \text{ h}^{-1}$.

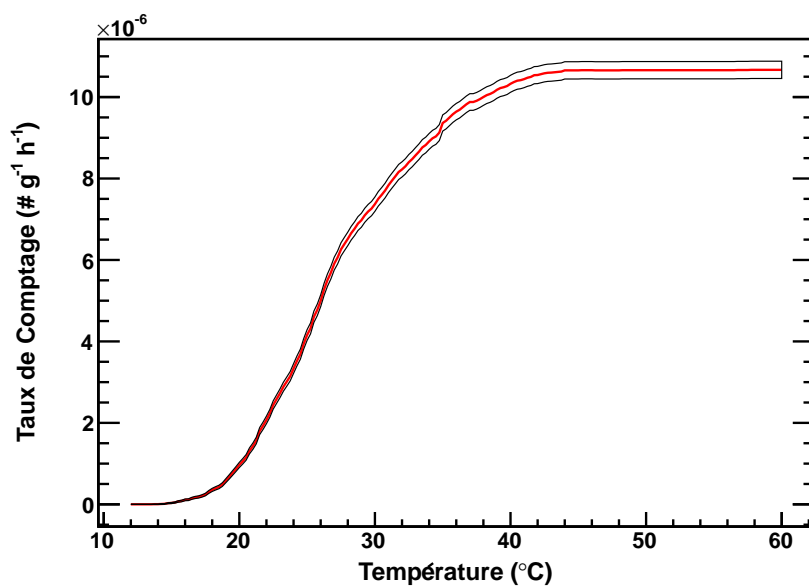


Figure 4.24 – La réponse au bruit de fond neutronique avec le blindage d'eau complet. Le taux de comptage sur le plateau de la réponse est de $1.05 \times 10^{-5} \text{ #g}^{-1} \text{ h}^{-1}$, soit environ 4.6 fois moins que pour le blindage partiel.

CHAPITRE 5

PICASSO : RÉSULTATS FINAUX

5.1 Analyse des données prises à SNOLAB

L'expérience PICASSO a commencé à prendre des données à SNOLAB avec des détecteurs à gouttelettes surchauffées en 2002, et a publié des articles donnant une limite sur la section efficace dépendante du spin entre un WIMP et un proton en 2005 [466], 2009 [495], en 2012 [496] et en 2016 [445] avec une exposition et une sensibilité de plus en plus importante. Lors de la dernière phase de l'expérience PICASSO, l'acquisition de données a débuté en mars 2012 et s'est terminée en janvier 2014 avec une exposition totale de 231.4 kgj après les coupures. La masse totale de C_4F_{10} contenue dans les 32 détecteurs qui sont répartis dans 8 TPCS est de 3.20 ± 0.16 kg, ce qui correspond à 2.46 ± 0.12 kg de ^{19}F . C'est l'étalonnage aux neutrons poly-énergétiques de l'AcBe qui permet de calculer la masse active des détecteurs [457, p.159]. Durant cette ultime phase d'acquisition de données, le bruit de fond dans les nouveaux détecteurs PICASSO a été grandement abaissé grâce à la technique de fabrication qui a permis d'obtenir une matrice de gel plus propre. L'acquisition des données a été optimisée pour favoriser les mesures à bas seuil énergétique, autour de 1 – 2 keV. Il y a eu des périodes d'étalonnage des détecteurs avec une source poly-énergétique d'AcBe qui émet des neutrons à un taux de comptage de 68.71 ± 0.74 ns⁻¹, et ce pour chacune des températures où des mesures d'acquisition de données ont été prises. Ces mesures d'étalonnage ont été étalées sur toute la période d'acquisition de données afin de pouvoir suivre les variations temporelles dans les données, et un total de 53.8 kgj a été obtenu.

Le système d'acquisition de données (DAQ) a été amélioré pour la dernière phase de l'expérience PICASSO. Le gain des signaux du DAQ de troisième génération a été réduit de 2 ordres de grandeur pour éliminer les signaux qui étaient parfois saturés, ce qui rendait difficile l'analyse et l'application des coupures qui sont basées sur la forme du signal. Pour réduire les signaux non-physiques indésirables dus aux basses fréquences, un filtre sélectif passe-haut RC de 18 kHz a été installé directement dans le système d'amplification. Lorsque le niveau du bruit électronique n'a pas

une amplitude nulle, sa valeur moyenne est ramenée à 0. Le DAQ de troisième génération a été construit avec la capacité d'enregistrer les événements avec deux taux d'échantillonnage distincts, soit un taux d'échantillonnage de 400 kHz pour 8192 échantillons qu'avait également le DAQ de deuxième génération, et un nouveau taux d'échantillonnage de 800 kHz pour 16384 échantillons. Cette augmentation de la résolution avait pour objectif de déterminer si des informations supplémentaires pouvaient être obtenues avec un signal mieux défini.

Le DAQ constitue donc une première barrière de défense contre les événements indésirables. Dès l'acquisition des données, un seuil d'amplitude minimal qui excède l'amplitude atteinte par le bruit de fond électronique est imposé, typiquement d'environ 30 mV. Seulement les signaux ayant atteint ou dépassé cette amplitude minimale seront enregistrés par le DAQ. De plus, chacun des signaux provenant des senseurs piézoélectriques doivent avoir atteint cette amplitude minimale, sinon l'événement ne sera pas enregistré par le DAQ. Les signaux qui passent ces coupures sont ensuite débarrassés de leur basses fréquences par le filtre passe-haut de 18 kHz. Finalement, les données doivent satisfaire certains critères pour être incluses dans l'analyse. Il doit y avoir au minimum 6 canaux de lecture acoustique fonctionnels, la durée de la prise de données doit dépasser 15 heures et la pression d'opération ne doit pas varier plus que 0.1 bar autour de la pression ambiante. La première heure de chaque prise de données est éliminée afin que le détecteur puisse atteindre un état stable après la décompression. Les signaux qui ont passé les coupures imposées par le DAQ peuvent ensuite être analysés avec le code Qpicasso (basé sur les classes C++ du logiciel d'analyse de données ROOT [482]) qui a été développé par le groupe PICASSO pour rejeter les mauvais événements.

C'est l'étalonnage des détecteurs fait avec la source d'AmBe et la source d'AcBe, ainsi qu'avec les neutrons mono-énergétiques produits par le Tandem à l'Université de Montréal, qui permet de définir différents types de coupures afin d'enlever les mauvais événements qui se retrouvent parmi les bons événements détectés par les senseurs piézoélectriques. Ces mesures d'étalonnage ont montré que la forme des signaux causés par le recul d'une particule avait un spectre de fréquence (transformation de Fourier rapide - FFT) particulier ainsi qu'une dépendance temporelle caractéristique [466]. Les signaux provenant des reculs nucléaires ont un temps de montée rapide qui atteint un maximum après 20 – 40 μ s et montrent ensuite des oscillations plus lentes

qui durent quelques millisecondes. Deux signaux acoustiques typiques captés par les senseurs piézoélectriques sont montrés à la figure 5.1, le premier signal provenant d'un recul nucléaire est un bon événement, et le deuxième signal représente un mauvais événement qui est causé par le bruit électronique.

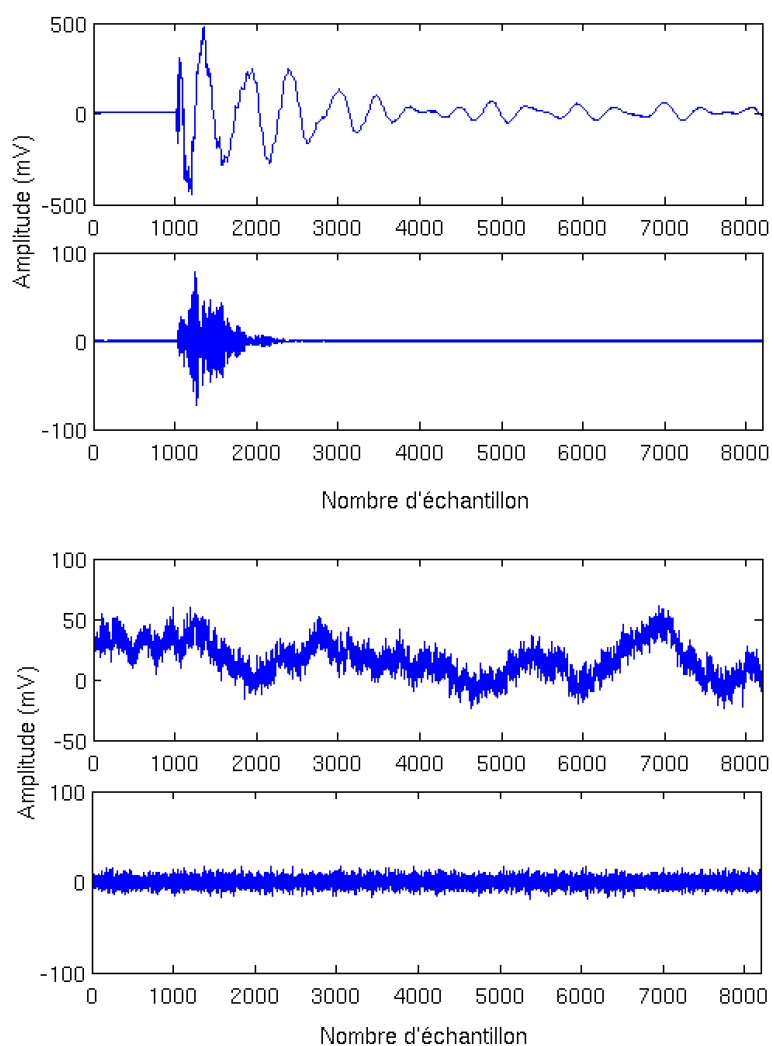


Figure 5.1 – Le signal capté par les senseurs piézoélectriques utilisés sur les détecteurs PICASSO. Les deux images du haut sont celles d'un signal provoqué par un recul nucléaire, le premier signal étant brut, et le deuxième signal ayant passé par un filtre passe-haut de 18 kHz. Les deux images du bas sont celles d'un signal provenant d'un mauvais événement, le troisième signal étant brut, et le quatrième signal ayant passé par un filtre passe-haut de 18 kHz.

La première variable qui est appliquée durant l'analyse des données est le «Burst Cut» (*BCUT*). Celle-ci a été implémentée afin d'éliminer les gouttelettes qui font une transition de phase immédiatement après qu'il y ait eu la formation d'une autre bulle. Cela permet de s'assurer que chacune des transitions de phase soient indépendantes des précédentes. En effet, la formation d'une bulle peut causer la formation d'autres bulles aux alentours du lieu de nucléation, mais ces bulles additionnelles sont causées par une simple perturbation du milieu environnant et non par un recul nucléaire. Ces vaporisations, qui ont lieu dans un laps de temps très court après qu'une autre gouttelette ait éclatée, surviennent parce que les gouttelettes sont trop près les unes des autres, parce qu'une partie du gaz C_4F_{10} s'est déplacé dans le détecteur, ou encore parce qu'il y a eu des fractures dans la matrice de gel polymérisée qui facilitent ainsi les transitions de phase. La taille moyenne des gouttelettes observée au microscope est de [457, p.157], mais aucune étude de la taille optimale des gouttelettes n'a été faite. Durant les mesures d'étalonnage avec des sources radioactives, *BCUT* prend une valeur de 0.1 seconde, et lors des mesures pour détecter des WIMP, la valeur de *BCUT* est fixée à 10 secondes.

La deuxième variable implémentée est le «Root Mean Squared of the Noise» (NoiseRMS) qui est calculé en prenant l'écart type de l'intensité du signal acoustique dans la partie qui précède le déclenchement d'une transition de phase. Cette variable est utile pour éliminer les événements qui contiennent un excès de bruit électronique et qui sont indésirables.

La troisième variable à être introduite dans le cadre de l'analyse des données est le «Signal-to-Noise Ratio» (StoN). Cette variable est obtenue en prenant le ratio de la valeur de l'amplitude maximale de l'onde acoustique et de la valeur de la variable NoiseRMS. La variable StoN permet d'éliminer les événements qui sont causés par le bruit électronique.

La quatrième variable qui est construite et appliquée durant l'analyse des données avec le code Qpicasso est *EVAR* qui contient de l'information sur l'énergie acoustique du signal. Cette variable est la plus efficace pour discriminer les événements physiques des événements non-physiques (voir la figure 5.2).

La variable *EVAR* est construite en élevant le signal au carré afin d'obtenir sa puissance acoustique (voir les deux images du haut de la figure 5.2). Ensuite, les valeurs du signal au carré sont additionnées de façon cumulative pour les 8192

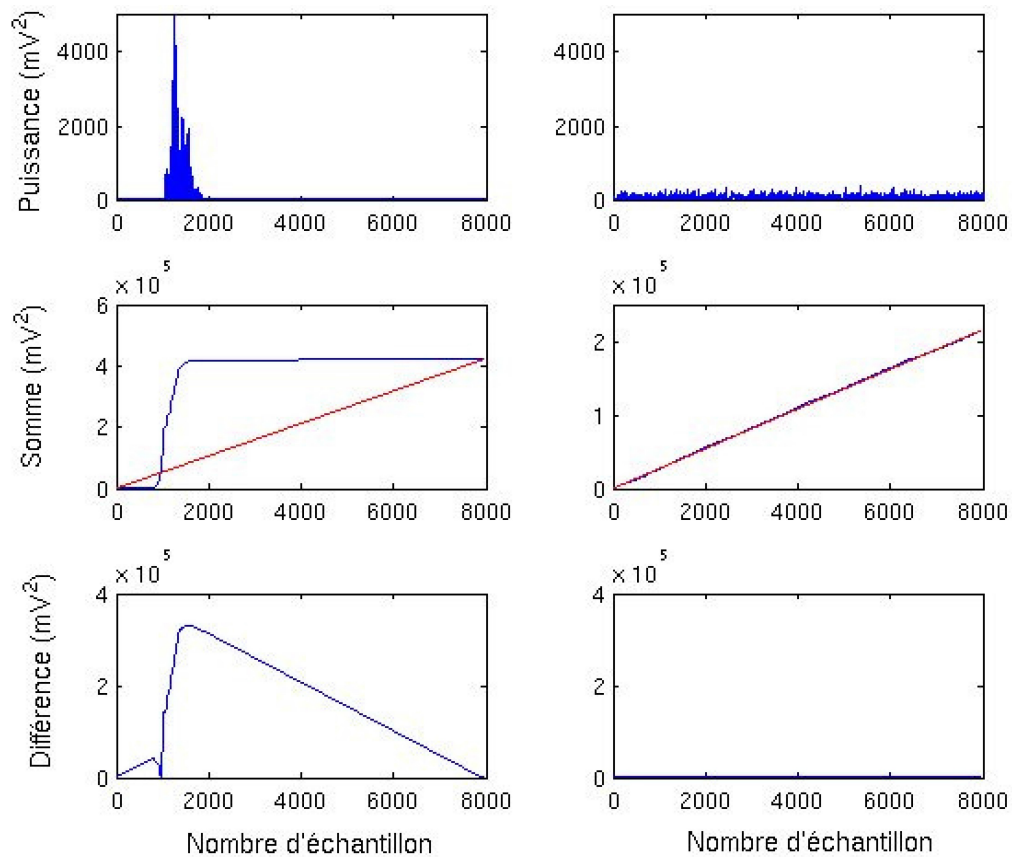


Figure 5.2 – Les étapes requises pour la construction de la variable d'énergie acoustique du signal *EVAR*. Les trois images à gauche montrent la construction de *EVAR* pour un signal provenant d'un recul nucléaire, et à droite pour un signal causé par un mauvais événement. Le mauvais événement donne une valeur de *EVAR* très faible, voir nulle.

échantillons de signal enregistrés par les senseurs piézoélectriques. Cela donne une fonction sigmoïde pour un bon événement, et une droite pour un mauvais événement (voir les deux images du milieu de la figure 5.2). Finalement, une droite obtenue avec la somme cumulée du carré de l'intensité du signal d'un mauvais événement (en rouge dans la figure 5.2) est soustraite de la valeur calculée lors de la deuxième étape pour un bon événement (voir les deux images du bas de la figure 5.2). Le résultat de ce calcul est pratiquement nul pour un mauvais événement, et non-nul pour un bon événement, ce qui permet de les différencier. Un histogramme montrant la distribution des événements en fonction de leur puissance acoustique (*EVAR*) est présenté à la figure 5.3.

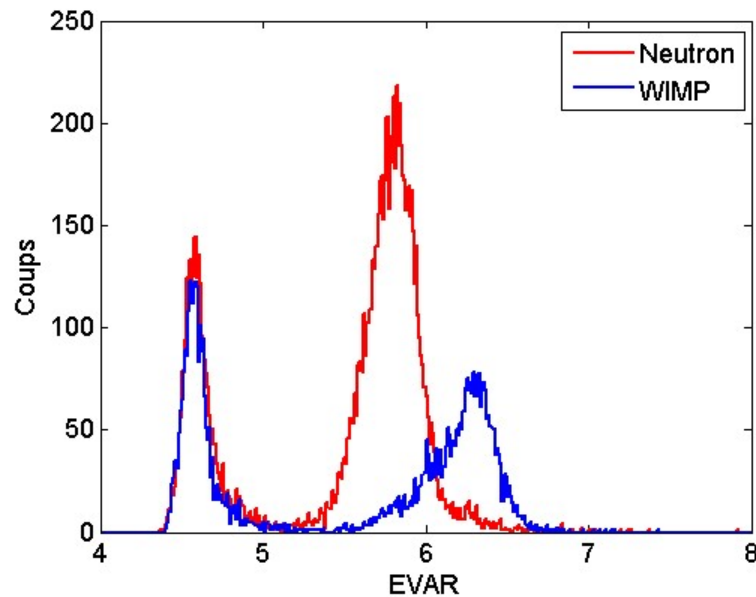


Figure 5.3 – Un histogramme montrant la distribution des événements en fonction de *EVAR*, qui représente la puissance acoustique du signal enregistré par les capteurs piézo-électriques. De gauche à droite, les pics sont dus respectivement au bruit électronique, aux neutrons, puis enfin aux particules alpha.

Les événements provenant des reculs nucléaires induits par des particules alpha ont en général une puissance acoustique plus importante que les événements provenant des reculs nucléaires induits par des neutrons [497]. Ces deux types de signaux sont plus puissants que les signaux causés par le bruit électronique, qui peut ainsi être facilement éliminé grâce à la variable *EVAR*. Cette variable dépend de la température d'opération, car la puissance du signal augmente avec la température, et la coupure doit donc être ajustée pour chacune des températures utilisées durant l'acquisition de données. La variable *EVAR* a été améliorée pour la dernière phase de l'expérience PICASSO en ajoutant une fenêtre de 500 μs qui commence 125 μs avant le déclenchement de l'événement.

La cinquième variable utilisée lors de l'analyse est *RVAR* et elle permet d'enlever les événements indésirables mystérieux ainsi que les événements dus au bruit électronique. Cette variable est basée sur le temps de montée du signal et sa valeur est obtenue en calculant l'écart-type de l'amplitude du signal dans les premières 100 μs , après que le signal ait commencé au temps t_0 .

La sixième variable qui est utilisée est «QVAR», qui comme EVAR, est basée sur la puissance acoustique du signal. QVAR est calculée en prenant le ratio de l'intégrale du signal au carré entre le premier et le 6000ème échantillon, et de l'intégrale du signal au carré entre le 6000ème et le dernier échantillon. Elle est utilisée pour discriminer les mauvais événements qui montrent des caractéristiques inhabituelles et qui ont une distribution de la puissance acoustique du signal qui est répartie également dans les deux sections du signal prédéterminées auparavant.

La septième variable construite pour discriminer les événements indésirables est *WVAR*. Cette variable est le ratio de deux parties du signal acoustique qui a été décomposé en ondelettes. Ces parties du signal sont choisies pour donner la plus grande différence possible entre le signal provenant d'une particule alpha et d'un neutron. L'analyse par décomposition en ondelettes permet de traiter le signal à la fois dans le domaine temporel et fréquentiel, à l'inverse de l'analyse de Fourier qui ne permet de traiter le signal que dans le spectre de fréquences. Le développement de cette variable a été expliqué en détails dans [498].

La huitième variable est «TVAR» qui permet d'identifier les événements dont la puissance acoustique est concentrée trop tard après le début du signal. Cela permet d'identifier les signaux acoustiques qui se répètent et qui contiennent deux événements, leur cause étant des signaux retardés ainsi que des défaillances électroniques. Elle est calculée en prenant la moyenne de l'amplitude au carré du signal.

Le neuvième et dernier outil qui permet d'éliminer les mauvais événements est la localisation (*LVAR*). La différence temporelle entre les temps d'arrivée du signal acoustique émis par l'explosion d'une gouttelette aux neufs senseurs piézoélectriques permet de reconstruire sa position à l'intérieur du détecteur. Un volume restreint peut ainsi être défini, permettant d'éliminer les événements qui ont lieu sur les parois du détecteur. Ces événements sont principalement dus aux particules alpha émises lors des désintégrations radioactives provenant de la chaîne uranium-thorium.

L'utilisation de la variable ELOC durant les phases d'acquisition de données WIMP a montré une augmentation du taux de comptage dans la partie supérieure de sept détecteurs, entre l'huile minérale et la matrice de gel polymérisé (voir la figure 5.4). Cette augmentation du taux de comptage sur le dessus des détecteurs n'a pas été observé durant les mesures d'étalonnage, ce qui laisse penser qu'elle n'est pas due à une inhomogénéité dans la distribution des gouttelettes, mais qu'elle

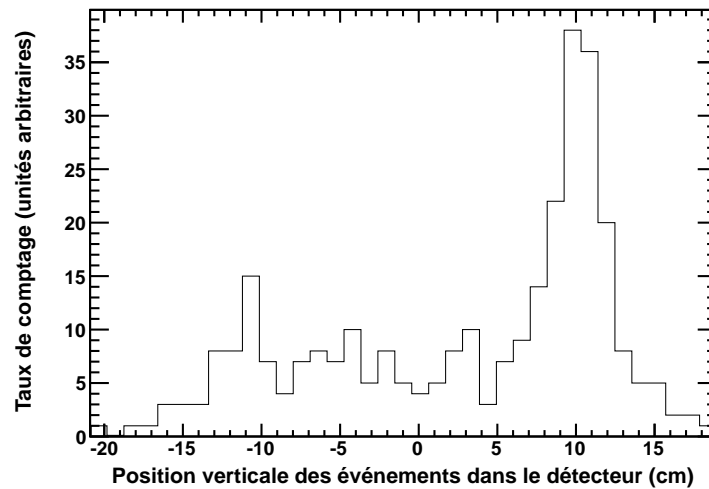


Figure 5.4 – La localisation par triangulation acoustique des événements selon l’axe vertical du détecteur 145 utilisé dans l’analyse finale. Il y a une augmentation du taux de comptage causé par les particules alpha dans la partie supérieure du détecteur, près de l’interface entre le gel dans lequel sont suspendues les gouttelettes et la partie tampon qui contient l’huile minérale servant à comprimer le détecteur.

est plutôt causée par une contamination de particules alpha.

La valeur des coupures pour *EVAR*, *RVAR* et *WVAR* a été choisie tel que 95% des événements obtenus lors de l’étalonnage soient acceptés par l’analyse. La combinaison de l’analyse par décomposition du signal en ondelettes *WVAR* avec la localisation des événements *LVAR* permet de discriminer les «événements mystérieux» qui sont apparus à haute température ($> 45^{\circ}\text{C}$) dans les nouveaux détecteurs fabriqués sans CsCl. Ces événements sont majoritairement localisés sur le long des parois ainsi qu’en surface et au bas des détecteurs, et sont probablement dus à des effets de cisaillement et de stress aux interfaces des émulsions entre les gouttelettes et la matrice de gel. En conservant le volume contenu dans $r < 6$ cm et $z < 8$ cm, et en utilisant l’analyse par décomposition en ondelettes, les événements mystérieux ont été éliminés, et cela a permis d’inclure pour la première fois les données à un seuil énergétique de 1 keV. La masse active des détecteurs a été réduite d’environ 30% à cause des coupures sur le volume du détecteur.

Le taux de comptage de chaque détecteur est ensuite calculé en tenant compte du temps mort et de la masse active qui est réduite par la coupure du volume actif. Les taux de comptage sont plats dans la région entre 1 et 40 keV ($50 - 28^{\circ}\text{C}$),

phénomène attendu pour des événements causés par des particules alpha à l'intérieur des gouttelettes. Les taux de comptages moyennés sur le plateau indiquent une contamination alpha de l'ordre de $80 \text{ \# kg}^{-1} \text{ j}^{-1}$ pour les plus anciens détecteurs, et de $5 \text{ \# kg}^{-1} \text{ j}^{-1}$ pour les plus récents détecteurs (voir la figure 2.7). Pour obtenir le taux de comptage global de tous les détecteurs, le taux de comptage de chaque détecteur a été moyenné sur l'intervalle de température dans lequel des données ont été prises ($28-50^\circ\text{C}$), puis cette moyenne du taux de comptage est considérée comme étant le niveau de contamination alpha de chacun des détecteurs et elle est soustraite du taux de comptage réel non-moyenné associé à chacune des températures étudiées. Ces valeurs du taux de comptage mesuré pour chacun des détecteurs ayant été corrigées pour tenir compte de la contamination alpha sont finalement combinées ensemble afin d'obtenir le taux de comptage global de tous les détecteurs, et les températures sont converties en énergies de seuil (voir la figure 5.5).

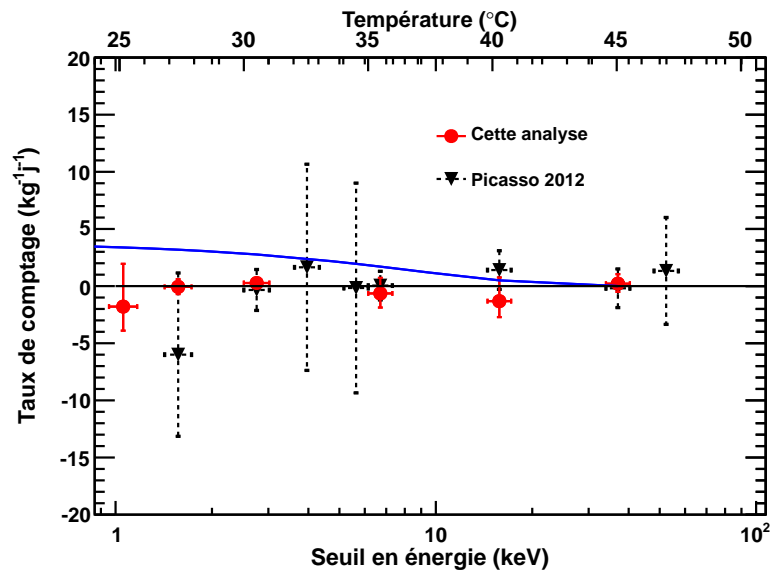


Figure 5.5 – Les données combinées des 32 détecteurs PICASSO utilisés dans l'analyse finale en fonction de l'énergie de seuil (points rouges). Le taux de comptage moyen de chaque détecteur a été calculé sur tout l'intervalle de température ($28-50^\circ\text{C}$), puis a été soustrait de chacun des points individuels aux différentes températures. Les données de chacun des détecteurs et pour chacune des températures sont ensuite combinées dans une moyenne pondérée. La courbe bleue montre le signal que laisserait un WIMP ayant une masse de $M_W = 15 \text{ GeV } c^{-2}$ et une section efficace avec les protons de $\sigma_p^{SI} = 3.2 \times 10^{-2} \text{ pb}$. Les résultats obtenus lors de l'analyse publiée en 2012 sont également montrés (triangles inversés noirs).

5.2 Résultats

La recherche d'un signal qui proviendrait de la matière sombre est effectuée en comparant les taux de comptages mesurés en fonction de l'énergie seuil avec les taux de comptages attendus pour l'interaction des WIMPs avec les atomes ^{19}F contenus dans le liquide surchauffé C_4F_{10} en présence d'un bruit de fond alpha constant. L'expression théorique du taux de comptage des WIMPs est par conséquent combinée à la réponse connue des particules alpha, puis elle est ajustée aux données expérimentales acquises à SNOLAB. Pour un seuil énergétique donné ($E_{R,\text{seuil}}$), le taux de comptage des neutralinos tel que mesuré par les détecteurs PICASSO est donné par l'équation suivante (5.1) :

$$R_\chi(M_\chi, \sigma_F, E_{R,\text{seuil}}) = \int_0^{E_{R,\text{max}}} P(E_R, E_{R,\text{seuil}}) \frac{dR}{dE_R} dE_R \quad (5.1)$$

qui est obtenue en fixant le facteur de forme à 1 puisque le transfert d'impulsion est petit, et avec les paramètres standards qui décrivent le halo galactique de la Voie Lactée, soit la densité de matière sombre ($\rho_\chi = 0.3 \text{ GeV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}$), la vitesse de rotation de la Voie Lactée ($v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$) ainsi que la vitesse de la terre en orbite autour de la galaxie ($v_T \sim 232 \text{ km s}^{-1}$). Cette équation fait intervenir la fonction de probabilité (voir l'équation 3.12) ainsi que le taux de comptage différentiel (voir l'équation 1.16) qui contient le taux de comptage total de neutralinos sur tout le spectre énergétique (R_0 , voir l'équation 1.17). Ce taux de comptage total de neutralinos doit être réécrit pour obtenir une expression en fonction de la section efficace neutralino-nucléon ($\sigma_{\chi(p,n)}$, voir l'équation 1.26) qui sert à produire les courbes d'exclusion publiées dans la littérature :

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_\chi}{M_\chi} \left(\frac{\mu_F^2}{\mu_{p,n}^2} \right) \left(\frac{C_{F(p,n)}^{SD}}{C_{p,n}^{SD}} \right) \langle v_\chi \rangle \sigma_{\chi(p,n)}^{SD} \quad (5.2)$$

où $C_{F(p,n)}^{SD}$ est le facteur de rehaussement pour une diffusion entre un neutralino et un proton ou un neutron dans le noyau de fluor, et $C_{p,n}^{SD}$ est le facteur de rehaussement pour une diffusion entre un neutralino et un proton ou un neutron libre [499, 500]. Le ratio de ces facteurs de rehaussement vaut $\frac{C_{F(p)}^{SD}}{C_p^{SD}} = 0.0778$ pour une diffusion du neutralino sur un proton de l'atome de fluor (voir le tableau 1.I).

Connaissant la valeur du taux de comptage total des neutralinos (R_0), les spectres

d'énergie de recul qui seraient laissés par des diffusions entre des neutralinos et les protons dans les atomes de fluor ont été calculés pour plusieurs masses de WIMPs avec une section efficace de 1 pb entre le neutralino et un proton libre et en imposant un facteur de forme égal à 1 (voir la figure 5.6).

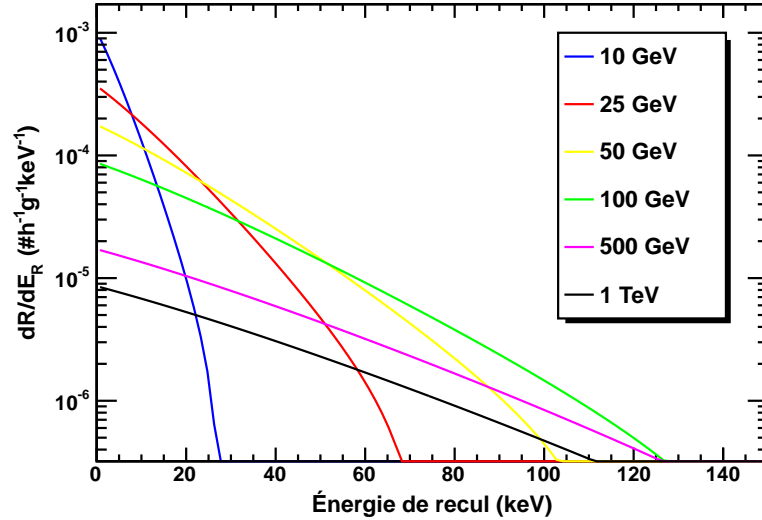


Figure 5.6 – Spectres de recul attendus pour des diffusions entre des WIMPs de différentes masses et un proton du ^{19}F avec une section efficace de 1 pb.

Lorsque le taux de comptage différentiel est connu, la réponse attendue des détecteurs aux neutralinos peut ensuite être calculée avec l'équation 5.1 (figure 5.7).

La réponse individuelle des détecteurs PICASSO est ajustée avec la combinaison de la fonction qui décrit le taux de comptage des neutralinos donné par l'équation 5.1 et de la fonction qui décrit la réponse aux particules alpha, le tout formant la fonction de densité de probabilité ($PDF \equiv AR_\alpha + R_\chi(M_\chi, \sigma_F, E_{R,seuil})$). Cet ajustement est fait avec la routine TMINUIT [501] qui fait partie du logiciel ROOT [482]. TMINUIT calcule les paramètres libres contenus dans la variable θ qui minimise le chi-carré. Les paramètres ajustés sont la masse du WIMP (M_χ), la section efficace WIMP-proton ($\sigma_{\chi p}$) et l'amplitude (A) de la réponse aux particules alpha :

$$\chi^2(\theta) = \sum_{i=1}^n \frac{(R_i - PDF(x_i, \theta))^2}{\sigma_i^2} \quad (5.3)$$

où R_i est le taux de comptage à une température donnée, et x_i est l'abscisse

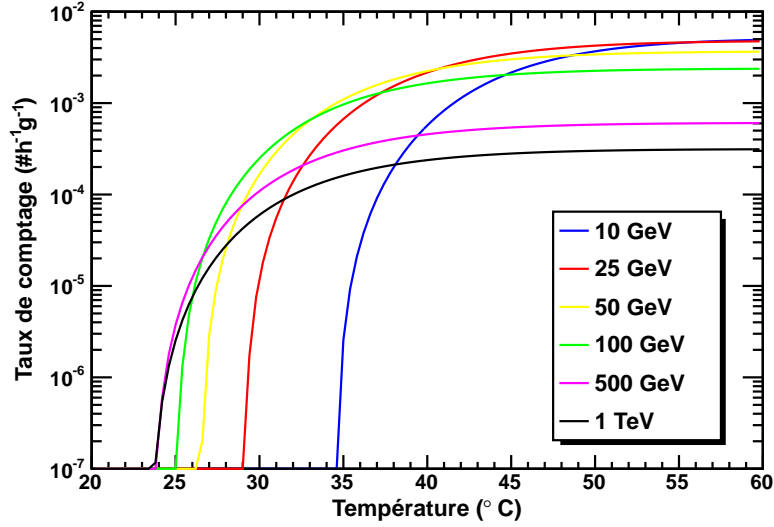


Figure 5.7 – Taux de comptage total des neutralinos attendus pour des diffusions entre des WIMPs de différentes masses et un proton du ^{19}F avec $\sigma_{\chi p}^{SD} = 1$ pb.

correspondant à chaque point R_i . L'obtention de la section efficace qui donne le meilleur ajustement par chi-carré au taux de comptage mesuré pour un WIMP ayant une masse de 20 GeV est montré à la figure 5.8 pour le détecteur 155. La valeur optimale de la section efficace WIMP-proton est d'environ 0.02 pb.

La fonction PDF qui a été ajustée par minimisation du chi-carré au taux de comptage du détecteur 155, pour une masse d'un WIMP de 20 GeV et pour une section efficace WIMP-proton d'environ 0.02 pb, est montrée à la figure 5.9.

Pour chacune des masses de WIMPs considérées, la fonction PDF pour plusieurs valeurs de sections efficaces WIMP-proton et d'amplitudes de la réponse alpha est calculée et ajustée au taux de comptage de chaque détecteur. La combinaison de la section efficace et de l'amplitude qui minimise le chi-carré ainsi que leur écart-type à un niveau de 1σ est enregistrée pour chacune des masses. Ces valeurs sont définies comme $\sigma_{\chi p}^{ajusté} \pm \delta\sigma_{\chi p}^{ajusté}$ et $A^{ajusté} \pm \delta A^{ajusté}$. Les sections efficaces optimales trouvées pour le détecteur 155 sont montrées dans la figure 5.10.

La section efficace trouvée par minimisation du chi-carré pour chacun des 32 détecteurs, avec un paramètre de résolution $\alpha = 5$ et pour un WIMP d'une masse de 20 GeV, où la sensibilité et les énergies de reculs sont pratiquement maximales à cause du noyau cible ^{19}F , est montrée à la figure 5.11.

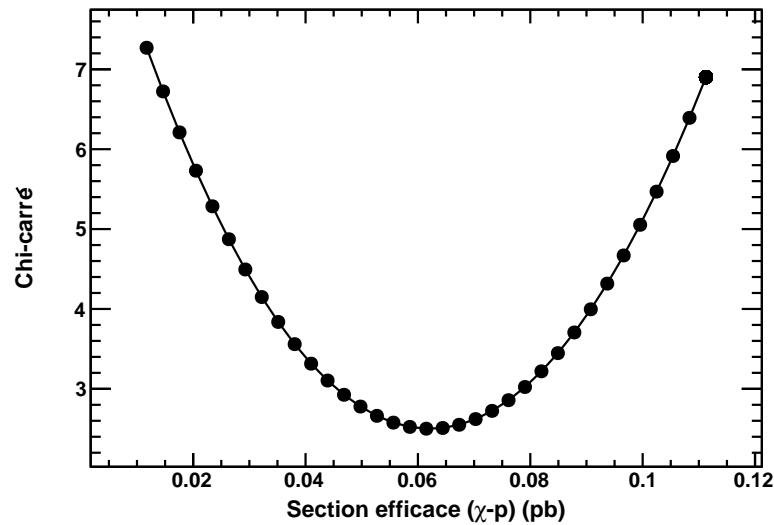


Figure 5.8 – L’ajustement du chi-carré avec un WIMP d’une masse de 20 GeV pour le détecteur 155 utilisé dans l’analyse finale.

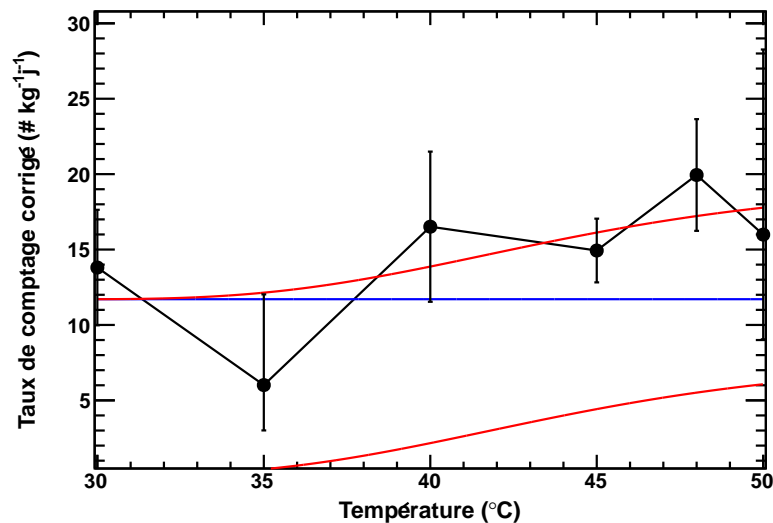


Figure 5.9 – Le taux de comptage du détecteur 155 utilisé dans l’analyse finale, avec l’ajustement de la PDF qui est une combinaison de la réponse alpha et du taux de comptage de neutralinos total. Le calcul a été fait pour un WIMP ayant une masse de 20 GeV et pour une section efficace WIMP-proton d’environ 0.02 pb.

La contribution de l’erreur systématique a été globalement estimée à 5% pour l’acceptation des bons événements avec les variables de sélection, à 3% d’incertitude

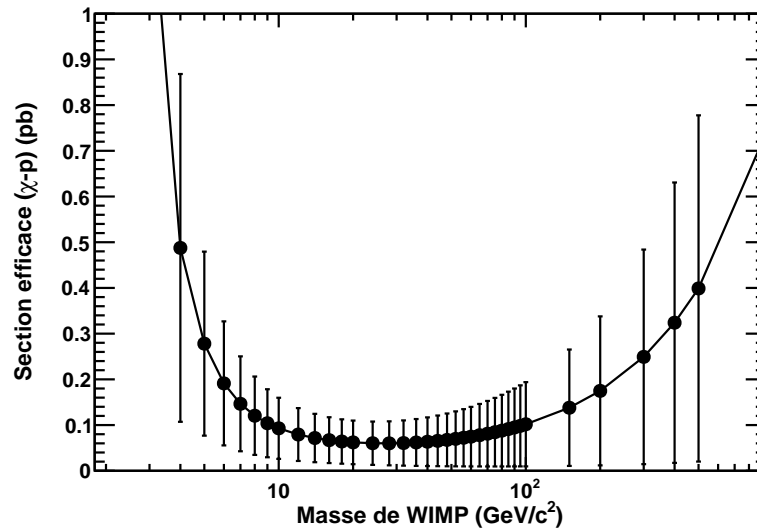


Figure 5.10 – Les sections efficaces optimisées par chi-carré pour le détecteur 155 utilisé dans l’analyse finale.

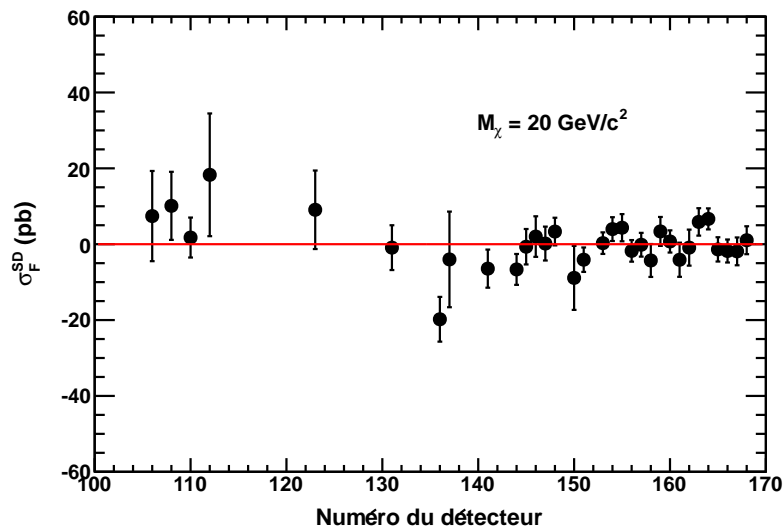


Figure 5.11 – Les sections efficaces individuelles des 32 détecteurs PICASSO utilisés dans l’analyse finale pour un WIMP d’une masse de 20 GeV. Une amélioration notable est visible pour les résultats obtenus avec les détecteurs les plus récents.

dans l’efficacité de la détection des reculs nucléaires déterminée avec la réponse aux particules alpha, à 5% d’incertitude dans la détermination de la masse active, à 3% d’incertitude associée à la coupure sur le volume lors de la localisation avec la

variable LVAR, et à 1% d'incertitude due à des décalages dans l'énergie de recul causés par des fluctuations de températures durant l'étalonnage aux neutrons avec l'accélérateur Tandem Van de Graaff de l'UdeM. Il y a moins de 1% d'incertitude à cause de variations dans la pression atmosphérique et à cause de variations de la pression hydrostatique dans les détecteurs.

Les sections efficaces des 32 détecteurs sont ensuite combinées pour toutes les masses de WIMP considérées, pour obtenir le graphique d'exclusion qui montre le secteur des sections efficaces où la matière sombre ne peut exister (dans la partie supérieure), car autrement elle aurait déjà été détectée, et le secteur où la matière sombre pourrait encore être trouvée en sondant des sections efficaces toujours plus faibles (partie inférieure), i.e. en augmentant la masse des détecteurs et le temps d'exposition.

Le résultat pour le secteur dépendant du spin (SD) est montré à la figure 5.12, et la meilleure section efficace neutralino-proton vaut $\sigma_{\chi p}^{SD} = 1.53 \times 10^{-2}$ pb (90% C.L.) pour une masse de WIMP d'environ 20 GeV c^{-2} . L'ajout de l'analyse faite en 2012 qui contenait 114 kgj de données améliore (abaisse) les sections efficaces avec $\sigma_{\chi p}^{SD} = 1.32 \times 10^{-2}$ pb (90% C.L.). Le résultat pour le secteur indépendant du spin (SI) est montré à la figure 5.13, et la meilleure section efficace neutralino-proton vaut $\sigma_{\chi p}^{SI} = 2.8 \times 10^{-5}$ pb (90% C.L.) pour une masse de WIMP d'environ 20 GeV c^{-2} . Les résultats les plus récents publiés par les autres groupes de recherche de la matière sombre sont également montrés aux fins de comparaison. L'élargissement de la courbe d'exclusion démontre l'effet de l'incertitude associée au paramètre α qui décrit la résolution de l'énergie de seuil. Aucun signal provenant de la matière sombre n'a été trouvé.

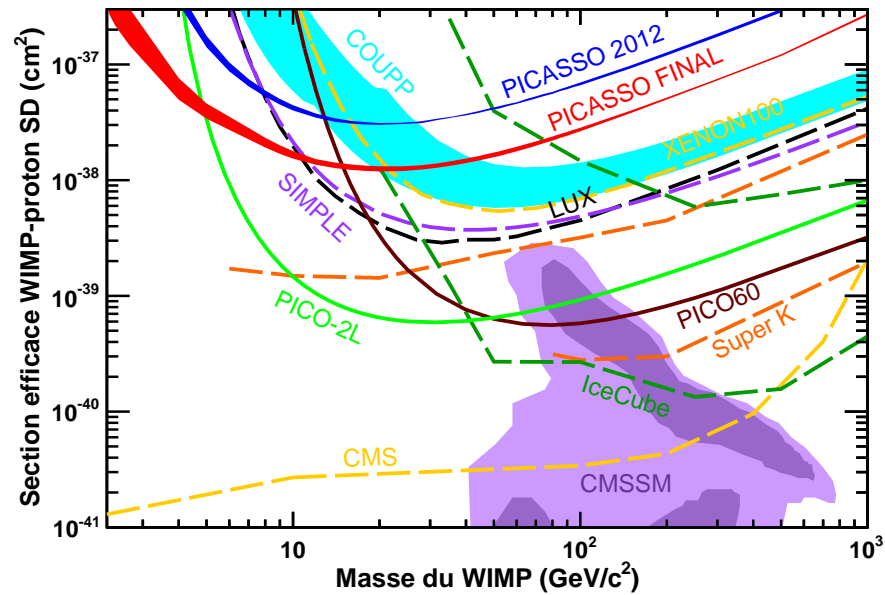


Figure 5.12 – Le graphique d'exclusion dans le secteur dépendant du spin pour les 32 détecteurs PICASSO combinés dans l'analyse finale.

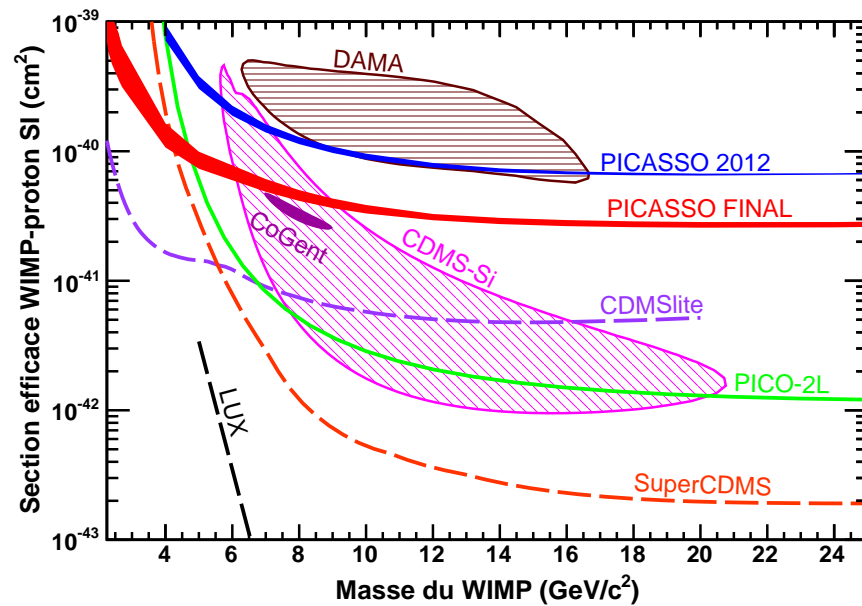


Figure 5.13 – Le graphique d'exclusion dans le secteur indépendant du spin pour les 32 détecteurs PICASSO combinés dans l'analyse finale.

5.3 Perspectives futures

Les résultats de l'analyse finale de la collaboration PICASSO montrent que l'utilisation du noyau léger ^{19}F , combiné à un plus grand temps d'exposition au seuil de détection de 1 keV, a permis l'obtention d'une meilleure couverture des régions d'exclusion pour les WIMPs de faibles masses. Les principales améliorations réalisées depuis l'analyse publiée en 2012, qui présentait les meilleurs résultats au monde à cette époque, sont une réduction significative du bruit de fond alpha lors de la fabrication des détecteurs, et l'ajout de la localisation des événements par triangulation acoustique. La technique de détection développée avec l'utilisation des détecteurs à gouttelettes surchauffées s'est avérée utile et bénéfique pour la recherche de la matière sombre, surtout dans le secteur dépendant du spin où la collaboration PICASSO a publié les meilleurs résultats mondiaux en 2009 [448] et en 2012 [434]. Par contre, les résultats finaux de l'expérience PICASSO ne sont pas les plus compétitifs, et la raison est que malgré que cette technique permette l'augmentation de la masse active en rajoutant davantage de détecteurs, la proportion de masse active dans chacun des détecteurs reste de seulement quelques pourcents. Cela signifie également que la surface occupée par les gouttelettes surchauffées est beaucoup plus grande que dans les autres expériences qui emploient des liquides surchauffés, et le bruit de fond qui n'est pas causé par des particules devient de plus en plus difficile à éliminer au fur et à mesure que l'expérience prend de l'expansion. De plus, la discrimination des événements dus aux particules alpha avec la puissance acoustique du signal, une technique qui a été découverte par le groupe PICASSO, ne peut se faire de façon efficace qu'avec un liquide en état de surchauffe contenu dans un grand volume. C'est pourquoi PICASSO continuera la recherche de la matière sombre avec des chambres à bulles contenant des liquides surchauffés à base de fréon qui seront développées au sein de la collaboration PICO.

CONCLUSION

La matière sombre doit exister afin d'expliquer plusieurs phénomènes astrophysiques et cosmologiques, ainsi que pour satisfaire certaines théories allant au-delà du modèle standard. Le neutralino prédit par la supersymétrie est une particule massive, neutre, froide et non-baryonique, qui interagit faiblement et gravitationnellement. C'est la particule la plus activement recherchée parmi les candidates à la matière sombre. Les différentes techniques de détection contemporaines n'ont toujours pas réussi à éclaircir le mystère de la matière sombre, mais le développement des expériences se poursuit et les limites sur la section efficace neutralino-nucléon continuent d'être repoussées. L'expérience PICASSO s'est classé au premier rang mondial des résultats dans le secteur dépendant du spin en 2009 [448] et en 2012 [434].

Pour perpétuer l'excellence des résultats obtenus par PICASSO, les détecteurs à gouttelettes surchauffées ont été étudiés par le biais d'un étalonnage précis aux neutrons mono-énergétiques. L'étalonnage a par la suite été vérifié par des simulations Monte Carlo GEANT4, permettant d'établir avec certitude la réponse des détecteurs et favorisant ainsi l'obtention d'une courbe d'exclusion idéale.

Par contre, les résultats finaux de l'expérience PICASSO ne sont pas les meilleurs à être publiés en 2016, même s'ils sont très compétitifs, avec une section efficace dans le secteur dépendant du spin qui vaut $\sigma_{xp}^{SD} = 1.53 \times 10^{-2}$ pb (90% C.L.) pour une masse de WIMP d'environ 20 GeV c^{-2} . L'ajout de l'analyse faite en 2012 qui contenait 114 kgj de données améliore (abaisse) les sections efficaces avec $\sigma_{xp}^{SD} = 1.32 \times 10^{-2}$ pb (90% C.L.) pour une masse de WIMP d'environ 20 GeV c^{-2} . La section efficace optimale dans le secteur indépendant du spin qui vaut $\sigma_{xp}^{SI} = 2.8 \times 10^{-5}$ pb (90% C.L.) pour une masse de WIMP d'environ 20 GeV c^{-2} .

Puisque cette technique peut difficilement être amenée à prendre de l'expansion, car la proportion de masse active dans chacun des détecteurs est seulement de quelques pourcents, et parce que les limites sur la section efficace d'une expérience limitée par le bruit de fond vont comme l'inverse de la racine carrée de l'exposition, contrairement à l'inverse de l'exposition dans le cas des expériences qui ne sont pas limitées par le bruit de fond, les membres de l'expérience PICASSO vont poursuivre la recherche de la matière sombre avec des chambres à bulles contenant des liquides surchauffés à base de fréon au sein de la collaboration PICO.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] International Organization for Standardization (ISO). “Reference neutron radiations - Part 1 : characteristics and methods of production. ISO 8529-1 :2001 (Revised 2012).”, 2012 02. Geneva : ISO. [xxv](#), [xxvi](#), [133](#), [134](#), [136](#), [138](#), [140](#), [141](#)
- [2] Kluge, H. et al. “The neutron energy spectrum of a ^{241}Am -be(α ,n) source and resulting mean fluence to dose equivalent conversion factors”. *Radiation Protection Dosimetry*, 2(2) :85–93, 1982.
<http://rpd.oxfordjournals.org/content/2/2/85.full.pdf+html>, URL
<http://rpd.oxfordjournals.org/content/2/2/85.abstract>. [xxvi](#), [133](#), [135](#), [136](#), [141](#)
- [3] Weile, H., et al. “The neutron continuum from the $^9\text{Be}+\alpha$ reaction”. *Zeitschrift fur Physik*, 259 :275–284, 1973 June. doi:[10.1007/BF01408069](https://doi.org/10.1007/BF01408069).
[xxvi](#), [133](#), [136](#), [137](#), [141](#), [142](#)
- [4] Bertone, G., et al. “Particle dark matter : evidence, candidates and constraints”. *Phys. Rep.*, 405 :279–390, 2005 January.
doi:[10.1016/j.physrep.2004.08.031](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.08.031). [arXiv:hep-ph/0404175](#). [1](#), [35](#), [38](#), [40](#), [41](#), [49](#), [52](#)
- [5] Bertone, G. et al. “A History of Dark Matter”. *ArXiv e-prints*, 2016 May.
[1605.04909](#). [2](#)
- [6] Öpik, E. “On the selective absorption of light in space considered from the dynamics of the Universe point of view”. *Bulletin of the Russian Astronomical Society*, 21 :150, 1915 November. URL http://www.aai.ee/~einasto/DarkMatter/On_selective_obsorption_of_light_1915.pdf. [2](#)
- [7] Kapteyn, J. C. “First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System”. *ApJ*, 55 :302, 1922 May. doi:[10.1086/142670](https://doi.org/10.1086/142670). [2](#)
- [8] Jeans, J. H. “The motions of stars in a Kapteyn universe”. *MNRAS*, 82 :122–132, 1922 January. [2](#)

- [9] Einasto, J. “Dark Matter”. *Brazilian Journal of Physics*, 43 :369–374, 2013 December. doi:[10.1007/s13538-013-0147-9](https://doi.org/10.1007/s13538-013-0147-9). [arXiv:1308.2534](https://arxiv.org/abs/1308.2534). 2
- [10] Luković, V., et al. “Dark matter in cosmology”. *International Journal of Modern Physics A*, 29 :1443001, 2014 July. doi:[10.1142/S0217751X14430015.1411.3556](https://doi.org/10.1142/S0217751X14430015.1411.3556). 2
- [11] Oort, J. H. “The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems”. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 6 :249–+, 1932 August. 3
- [12] Trimble, V. “Existence and nature of dark matter in the universe”. *ARA&A*, 25 :425–472, 1987. doi:[10.1146/annurev.aa.25.090187.002233](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.25.090187.002233). 3, 6
- [13] Bouquet, A. et al. *Matière Noire et autres cachotteries de l’univers*. (Paris : Dunod, 2003). ISBN 2 10 006965 9. 3
- [14] Van den Bergh, S. “The Early History of Dark Matter”. *PASP*, 111 :657–660, 1999 June. doi:[10.1086/316369](https://doi.org/10.1086/316369). [arXiv:astro-ph/9904251](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9904251). 3, 5, 6
- [15] Van den Bergh, S. “A Short History of the Missing Mass and Dark Energy Paradigms”. In V. J. Martínez, V. Trimble, & M. J. Pons-Bordería , editor, “Historical Development of Modern Cosmology”, volume 252 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 75–+ (2001). 3, 6
- [16] Moore, B. “Dark matter”. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 357(1763) :3259–3276, 1999. doi:[10.1098/rsta.1999.0493](https://doi.org/10.1098/rsta.1999.0493). 3, 5
- [17] Kuijken, K. et al. “The Mass Distribution in the Galactic Disc - Part III - the Local Volume Mass Density”. *MNRAS*, 239 :651–664, 1989 August. 3
- [18] Zwicky, F. “Republication of : The redshift of extragalactic nebulae”. *General Relativity and Gravitation*, 41 :207–224, 2009 January. doi:[10.1007/s10714-008-0707-4](https://doi.org/10.1007/s10714-008-0707-4). 3
- [19] Zwicky, F. “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”. *Helvetica Physica Acta*, 6 :110–127, 1933. 3

- [20] Smith, S. “The Mass of the Virgo Cluster”. *ApJ*, 83 :23–+, 1936 January. doi:[10.1086/143697](https://doi.org/10.1086/143697). 3
- [21] Babcock, H. W. “The rotation of the Andromeda Nebula”. *Lick Observatory Bulletin*, 19 :41–51, 1939. 4
- [22] Rubin, V. C. et al. “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions”. *ApJ*, 159 :379–+, 1970 February. doi:[10.1086/150317](https://doi.org/10.1086/150317). 5
- [23] Roberts, M. S. et al. “The rotation curve and geometry of M31 at large galactocentric distances.” *ApJ*, 201 :327–346, 1975 October. doi:[10.1086/153889](https://doi.org/10.1086/153889). 5
- [24] Kahn, F. D. et al. “Intergalactic Matter and the Galaxy.” *ApJ*, 130 :705–+, 1959 November. doi:[10.1086/146762](https://doi.org/10.1086/146762). 5
- [25] Ostriker, J. P. et al. “A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies : or, can Cold Galaxies Survive ?” *ApJ*, 186 :467–480, 1973 December. doi:[10.1086/152513](https://doi.org/10.1086/152513). 6
- [26] Einasto, J., et al. “Dynamic evidence on massive coronas of galaxies”. *Nature*, 250 :309–310, 1974 July. doi:[10.1038/250309a0](https://doi.org/10.1038/250309a0). 6
- [27] Ostriker, J. P., et al. “The size and mass of galaxies, and the mass of the universe”. *ApJ*, 193 :L1–L4, 1974 October. doi:[10.1086/181617](https://doi.org/10.1086/181617). 6
- [28] Tremaine, S. “Comments on Ostriker, Peebles, Yahil (1974) The Size and Mass of Galaxies, and the Mass of the Universe”. *ApJ*, 525 :C1223+, 1999 November. 6
- [29] Rubin, V. C., et al. “Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 / $R = 4\text{kpc}$ / to UGC 2885 / $R = 122\text{kpc}$ /”. *ApJ*, 238 :471–487, 1980 June. doi:[10.1086/158003](https://doi.org/10.1086/158003). 7
- [30] Rubin, V. C., et al. “Rotational properties of 23 SB galaxies”. *ApJ*, 261 :439–456, 1982 October. doi:[10.1086/160355](https://doi.org/10.1086/160355). 7

- [31] Rubin, V. C., et al. “Rotation velocities of 16 SA galaxies and a comparison of Sa, Sb, and SC rotation properties”. *ApJ*, 289 :81–98, 1985 February. doi:[10.1086/162866](https://doi.org/10.1086/162866). 7
- [32] Del Popolo, A. “Nonbaryonic Dark Matter in Cosmology”. *Int. J. Mod. Phys.*, D23 :1430005, 2014. doi:[10.1142/S0218271814300055](https://doi.org/10.1142/S0218271814300055). [arXiv:1305.0456](https://arxiv.org/abs/1305.0456). 7
- [33] Bosma, A. *The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types*. Ph.D. thesis, PhD Thesis, Groningen Univ., (1978), 1978. 7
- [34] Prada, F., et al. “Observing the Dark Matter Density Profile of Isolated Galaxies”. *ApJ*, 598 :260–271, 2003 November. doi:[10.1086/378669](https://doi.org/10.1086/378669). [arXiv:astro-ph/0301360](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301360). 7
- [35] Klypin, A. et al. “Testing gravity with motion of satellites around galaxies : Newtonian gravity against modified newtonian dynamics”. *The Astrophysical Journal*, 690(2) :1488, 2009. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/690/i=2/a=1488>. 7
- [36] Minchin, R., et al. “21 cm Synthesis Observations of VIRGOHI 21-A Possible Dark Galaxy in the Virgo Cluster”. *ApJ*, 670 :1056–1064, 2007 December. doi:[10.1086/520620](https://doi.org/10.1086/520620). [0706.1586](https://arxiv.org/abs/0706.1586). 7, 8
- [37] Davies, J., et al. “A multibeam HI survey of the Virgo cluster - two isolated HI clouds?” *MNRAS*, 349 :922–932, 2004 April. doi:[10.1111/j.1365-2966.2004.07568.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07568.x). [arXiv:astro-ph/0312531](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312531). 8
- [38] van Dokkum, P. G., et al. “Forty-seven Milky Way-sized, Extremely Diffuse Galaxies in the Coma Cluster”. *ApJ*, 798 :L45, 2015 January. doi:[10.1088/2041-8205/798/2/L45](https://doi.org/10.1088/2041-8205/798/2/L45). [1410.8141](https://arxiv.org/abs/1410.8141). 9
- [39] Koda, J., et al. “Approximately a Thousand Ultra-diffuse Galaxies in the Coma Cluster”. *ApJ*, 807 :L2, 2015 July. doi:[10.1088/2041-8205/807/1/L2](https://doi.org/10.1088/2041-8205/807/1/L2). [1506.01712](https://arxiv.org/abs/1506.01712). 9

- [40] Beasley, M. A., et al. “An Overmassive Dark Halo around an Ultra-diffuse Galaxy in the Virgo Cluster”. *ApJ*, 819 :L20, 2016 March. doi:[10.3847/2041-8205/819/2/L20](https://doi.org/10.3847/2041-8205/819/2/L20). [1602.04002](https://arxiv.org/abs/1602.04002). [9](#)
- [41] Kelly, P. L., et al. “Multiple images of a highly magnified supernova formed by an early-type cluster galaxy lens”. *Science*, 347(6226) :1123–1126, 2015. doi:[10.1126/science.aaa3350](https://doi.org/10.1126/science.aaa3350). <http://www.sciencemag.org/content/347/6226/1123.full.pdf>. [10](#)
- [42] Treu, T. “Strong Lensing by Galaxies”. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48(1) :87–125, 2010. doi:[10.1146/annurev-astro-081309-130924](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081309-130924). [10](#)
- [43] Treu, E. “Gravitational Lensing - Einstein’s Unfinished Symphony”. *ArXiv e-prints*, 2014. doi:[10.1080/0010751YYxxxxxxxx](https://doi.org/10.1080/0010751YYxxxxxxxx). [1106.1190](https://arxiv.org/abs/1106.1190). [10](#)
- [44] Tyson, J. A. et al. “Measurement of the Mass Profile of Abell 1689”. *ApJ*, 446 :L55+, 1995 June. doi:[10.1086/187929](https://doi.org/10.1086/187929). [arXiv:astro-ph/9503119](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9503119). [10](#)
- [45] Broadhurst, T., et al. “Strong-Lensing Analysis of A1689 from Deep Advanced Camera Images”. *ApJ*, 621 :53–88, 2005 March. doi:[10.1086/426494](https://doi.org/10.1086/426494). [arXiv:astro-ph/0409132](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409132). [10](#), [11](#)
- [46] Newman, A. B., et al. “Luminous and Dark Matter Profiles from Galaxies to Clusters : Bridging the Gap with Group-scale Lenses”. *ArXiv e-prints*, 2015 March. [1503.05282](https://arxiv.org/abs/1503.05282). [10](#)
- [47] Mandelbaum, R. “Instrumental systematics and weak gravitational lensing”. *Journal of Instrumentation*, 10 :C05017, 2015 May. doi:[10.1088/1748-0221/10/05/C05017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/05/C05017). [arXiv:1503.08680](https://arxiv.org/abs/1503.08680). [11](#)
- [48] Troxel, M. A. et al. “The intrinsic alignment of galaxies and its impact on weak gravitational lensing in an era of precision cosmology”. *Phys. Rep.*, 558 :1–59, 2015 February. doi:[10.1016/j.physrep.2014.11.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2014.11.001). [1407.6990](https://arxiv.org/abs/1407.6990). [11](#)
- [49] Bernardeau, F., et al. “Detection of non-Gaussian signatures in the VIRMOS-DESCART lensing survey”. *A&A*, 389 :L28–L32, 2002 July. doi:[10.1051/0004-6361:20020700](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020700). [arXiv:astro-ph/0201032](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201032). [11](#)

- [50] Bernardeau, F. et al. “Les distorsions gravitationnelles pour cartographier l’univers.”, 2003 April. [11](#)
- [51] Bernardeau, F. et al. “Cisaillement gravitationnel et sondage de l’univers.”, 2006 September. [11](#)
- [52] Bahcall, J. N., et al., editors. *Dark matter in cosmology* (2004). [11](#)
- [53] Krauss, L. M. *Quintessence : The Mystery of the Missing Mass* (Basic Books, 2001). ISBN 0465037410. URL <http://goo.gl/f0ur0M>. [11](#)
- [54] Broadhurst, T., et al. “The Surprisingly Steep Mass Profile of A1689, from a Lensing Analysis of Subaru Images”. *ApJ*, 619 :L143–L146, 2005 February. doi:[10.1086/428122](https://doi.org/10.1086/428122). [arXiv:astro-ph/0412192](#). [11](#)
- [55] Halkola, A., et al. “Parametric strong gravitational lensing analysis of Abell 1689”. *MNRAS*, 372 :1425–1462, 2006 November. doi:[10.1111/j.1365-2966.2006.10948.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10948.x). [arXiv:astro-ph/0605470](#). [11](#)
- [56] Zekser, K. C., et al. “Mass Modeling of Abell 1689 Advanced Camera for Surveys Observations with a Perturbed Navarro-Frenk-White Model”. *ApJ*, 640 :639–661, 2006 April. doi:[10.1086/500285](https://doi.org/10.1086/500285). [11](#)
- [57] Oguri, M., et al. “Can the Steep Mass Profile of A1689 Be Explained by a Triaxial Dark Halo?” *ApJ*, 632 :841–846, 2005 October. doi:[10.1086/452629](https://doi.org/10.1086/452629). [arXiv:astro-ph/0505452](#). [12](#)
- [58] Corless, V. L., et al. “A new look at massive clusters : weak lensing constraints on the triaxial dark matter haloes of A1689, A1835 and A2204”. *MNRAS*, 393 :1235–1254, 2009 March. doi:[10.1111/j.1365-2966.2008.14294.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14294.x). [0812.0632](#). [12](#)
- [59] Morandi, A., et al. “Reconstructing the Triaxiality of the Galaxy Cluster A1689 : Solving the X-ray and Strong Lensing Mass Discrepancy”. *ApJ*, 729 :37–+, 2011 March. doi:[10.1088/0004-637X/729/1/37](https://doi.org/10.1088/0004-637X/729/1/37). [arXiv:1001.1656](#). [12](#)

- [60] Morandi, A., et al. “Triaxiality and non-thermal gas pressure in Abell 1689”. *MNRAS*, pages 1336–+, 2011 August. doi:[10.1111/j.1365-2966.2011.19175.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19175.x). [arXiv:1103.0202](https://arxiv.org/abs/1103.0202). 12
- [61] Sereno, M. et al. “Weak- and strong-lensing analyses of the triaxial matter distribution of Abell 1689”. *MNRAS*, pages 1281–+, 2011 August. doi:[10.1111/j.1365-2966.2011.19274.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19274.x). [arXiv:1105.4994](https://arxiv.org/abs/1105.4994). 12
- [62] Coe, D., et al. “A High-resolution Mass Map of Galaxy Cluster Substructure : LensPerfect Analysis of A1689”. *ApJ*, 723 :1678–1702, 2010 November. doi:[10.1088/0004-637X/723/2/1678](https://doi.org/10.1088/0004-637X/723/2/1678). [arXiv:1005.0398](https://arxiv.org/abs/1005.0398). 12
- [63] Oguri, M., et al. “Arc statistics in triaxial dark matter halos : Testing the collisionless cold dark matter paradigm”. *The Astrophysical Journal*, 599(1) :7, 2003. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/599/i=1/a=7>. 12
- [64] Kazantzidis, S., et al. “The Sphericalization of Dark Matter Halos by Galaxy Disks”. *ApJ*, 720 :L62–L66, 2010 September. doi:[10.1088/2041-8205/720/1/L62](https://doi.org/10.1088/2041-8205/720/1/L62). [arXiv:1006.0537](https://arxiv.org/abs/1006.0537). 12
- [65] Dalal, N., et al. “The Origin of Dark Matter Halo Profiles”. *ArXiv e-prints*, 2010 October. [arXiv:1010.2539](https://arxiv.org/abs/1010.2539). 12
- [66] Lithwick, Y. et al. “Self-similar Solutions of Triaxial Dark Matter Halos”. *ApJ*, 734 :100–+, 2011 June. doi:[10.1088/0004-637X/734/2/100](https://doi.org/10.1088/0004-637X/734/2/100). [arXiv:1010.3723](https://arxiv.org/abs/1010.3723). 12
- [67] Postman, M., et al. “The Cluster Lensing and Supernova Survey with Hubble : An Overview”. *ApJS*, 199 :25, 2012 April. doi:[10.1088/0067-0049/199/2/25](https://doi.org/10.1088/0067-0049/199/2/25). 1106.3328. 12
- [68] Zitrin, A., et al. “The Cluster Lensing and Supernova Survey with Hubble (CLASH) : Strong Lensing Analysis of Abell 383 from 16-Band HST WFC3/ACS Imaging”. *ArXiv e-prints*, 2011 March. [arXiv:1103.5618](https://arxiv.org/abs/1103.5618). 12
- [69] Zitrin, A., et al. “Cluster-Cluster Lensing and the Case of Abell 383”. *ArXiv e-prints*, 2011 August. [arXiv:1108.4929](https://arxiv.org/abs/1108.4929). 12

- [70] Zitrin, A., et al. “CLASH : New Multiple-Images Constraining the Inner Mass Profile of MACS J1206.2-0847”. *ArXiv e-prints*, 2011 July. [arXiv:1107.2649](#). 12
- [71] Merten, J., et al. “CLASH : The Concentration-Mass Relation of Galaxy Clusters”. *ApJ*, 806 :4, 2015 June. doi:[10.1088/0004-637X/806/1/4.1404.1376](#). 13
- [72] Umetsu, K., et al. “CLASH : Joint Analysis of Strong-Lensing, Weak-Lensing Shear and Magnification Data for 20 Galaxy Clusters”. *ArXiv e-prints*, 2015 July. [1507.04385](#). 13
- [73] Umetsu, K., et al. “CLASH : Weak-lensing Shear-and-magnification Analysis of 20 Galaxy Clusters”. *ApJ*, 795 :163, 2014 November. doi:[10.1088/0004-637X/795/2/163.1404.1375](#). 13
- [74] Massey, R., et al. “Dark matter maps reveal cosmic scaffolding”. *Nature*, 445 :286–290, 2007 January. doi:[10.1038/nature05497](#). [arXiv:astro-ph/0701594](#). 13
- [75] Miyazaki, S., et al. “Properties of Weak Lensing Clusters Detected on Hyper Suprime-Cam’s 2.3 deg² field”. *ApJ*, 807 :22, 2015 July. doi:[10.1088/0004-637X/807/1/22.1504.06974](#). 14
- [76] Vikram, V., et al. “Wide-field lensing mass maps from Dark Energy Survey science verification data : Methodology and detailed analysis”. *Phys. Rev. D*, 92(2) :022006, 2015 July. doi:[10.1103/PhysRevD.92.022006.1504.03002](#). 14
- [77] Jain, B., et al. “The Whole is Greater than the Sum of the Parts : Optimizing the Joint Science Return from LSST, Euclid and WFIRST”. *ArXiv e-prints*, 2015 January. [arXiv:1501.07897](#). 14
- [78] de Jong, J. T. A., et al. “The first and second data releases of the Kilo-Degree Survey”. *ArXiv e-prints*, 2015 July. [1507.00742](#). 14
- [79] Benítez, N., et al. “J-PAS : The Javalambre-Physics of the Accelerated Universe Astrophysical Survey”. In Cenarro, A. J., et al., editors, “Highlights of Spanish Astrophysics VIII”, pages 148–153 (2015). [arXiv:1403.5237](#). 14

- [80] Laureijs, R., et al. “Euclid Definition Study Report”. *ArXiv e-prints*, 2011 October. [arXiv:1110.3193](https://arxiv.org/abs/1110.3193). 14
- [81] Spergel, D., et al. “Wide-Field Infrared Survey Telescope-Astrophysics Focused Telescope Assets WFIRST-AFTA 2015 Report”. *ArXiv e-prints*, 2015 March. [arXiv:1503.03757](https://arxiv.org/abs/1503.03757). 14
- [82] LSST Dark Energy Science Collaboration. “Large Synoptic Survey Telescope : Dark Energy Science Collaboration”. *ArXiv e-prints*, 2012 November. [arXiv:1211.0310](https://arxiv.org/abs/1211.0310). 14
- [83] Springel, V., et al. “Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars”. *Nature*, 435 :629–636, 2005 June. doi:[10.1038/nature03597](https://doi.org/10.1038/nature03597). [arXiv:astro-ph/0504097](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504097). 15
- [84] Springel, V., et al. “The Aquarius Project : the subhaloes of galactic haloes”. *MNRAS*, 391 :1685–1711, 2008 December. doi:[10.1111/j.1365-2966.2008.14066.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14066.x). [0809.0898](https://arxiv.org/abs/0809.0898). 15
- [85] Boylan-Kolchin, M., et al. “Resolving cosmic structure formation with the Millennium-II Simulation”. *MNRAS*, 398 :1150–1164, 2009 September. doi:[10.1111/j.1365-2966.2009.15191.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15191.x). [arXiv:0903.3041](https://arxiv.org/abs/0903.3041). 15
- [86] Angulo, R. E., et al. “Scaling relations for galaxy clusters in the Millennium-XXL simulation”. *MNRAS*, 426 :2046–2062, 2012 November. doi:[10.1111/j.1365-2966.2012.21830.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21830.x). [1203.3216](https://arxiv.org/abs/1203.3216). 15
- [87] Riebe, K., et al. “The MultiDark Database : Release of the Bolshoi and MultiDark Cosmological Simulations”. *ArXiv e-prints*, 2011 August. [arXiv:1109.0003](https://arxiv.org/abs/1109.0003). 15
- [88] Klypin, A. A., et al. “Dark Matter Halos in the Standard Cosmological Model : Results from the Bolshoi Simulation”. *ApJ*, 740 :102, 2011 October. doi:[10.1088/0004-637X/740/2/102](https://doi.org/10.1088/0004-637X/740/2/102). [1002.3660](https://arxiv.org/abs/1002.3660). 15
- [89] Prada, F., et al. “Halo concentrations in the standard Λ cold dark matter cosmology”. *MNRAS*, 423 :3018–3030, 2012 July. doi:[10.1111/j.1365-2966.2012.21007.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21007.x). [1104.5130](https://arxiv.org/abs/1104.5130). 15

- [90] Klypin, A., et al. “MultiDark simulations : the story of dark matter halo concentrations and density profiles”. *ArXiv e-prints*, 2014 November. [1411.4001](#). 15
- [91] Feng, Y., et al. “The BlueTides Simulation : First Galaxies and Reionization”. *ArXiv e-prints*, 2015 April. [1504.06619](#). 15
- [92] Feng, Y., et al. “The Formation of Milky Way mass Disk Galaxies in the First 500 Million Years of a Cold Dark Matter Universe”. *ApJ*, 808 :L17, 2015 July. doi:[10.1088/2041-8205/808/1/L17](#). [1504.06618](#). 15
- [93] Kim, J., et al. “The Horizon Run N-Body Simulation : Baryon Acoustic Oscillations and Topology of Large-scale Structure of the Universe”. *ApJ*, 701 :1547, 2009 August. doi:[10.1088/0004-637X/701/2/1547](#). [0812.1392](#). 16
- [94] Kim, J., et al. “The New Horizon Run Cosmological N-Body Simulations”. *Journal of Korean Astronomical Society*, 44 :217–234, 2011 December. doi:[10.5303/JKAS.2011.44.6.217](#). [arXiv:1112.1754](#). 16
- [95] Kim, J., et al. “Horizon Run 4 Simulation : Coupled Evolution of Galaxies and Large-Scale Structures of the Universe”. *Journal of Korean Astronomical Society*, 48 :213–228, 2015 August. doi:[10.5303/JKAS.2015.48.4.213](#). [1508.05107](#). 16
- [96] Alimi, J.-M., et al. “DEUS Full Observable Λ CDM Universe Simulation : the numerical challenge”. *ArXiv e-prints*, 2012 June. [arXiv:1206.2838](#). 16
- [97] Skillman, S. W., et al. “Dark Sky Simulations : Early Data Release”. *ArXiv e-prints*, 2014 July. [1407.2600](#). 16
- [98] Planck Collaboration. “Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts”. *A&A*, 571 :A20, 2014 November. doi:[10.1051/0004-6361/201321521](#). [1303.5080](#). 16
- [99] Planck Collaboration, et al. “Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results”. *A&A*, 571 :A1, 2014 November. doi:[10.1051/0004-6361/201321529](#). [1303.5062](#). 16

- [100] Planck Collaboration, et al. “Planck 2013 results. XXIX. The Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources”. *A&A*, 571 :A29, 2014 November. doi:[10.1051/0004-6361/201321523](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321523). [1303.5089](https://arxiv.org/abs/1303.5089). 16
- [101] Vogelsberger, M., et al. “Properties of galaxies reproduced by a hydrodynamic simulation”. *Nature*, 509 :177–182, 2014 May. doi:[10.1038/nature13316](https://doi.org/10.1038/nature13316). [1405.1418](https://arxiv.org/abs/1405.1418). 17
- [102] Vogelsberger, M., et al. “Introducing the Illustris Project : simulating the coevolution of dark and visible matter in the Universe”. *MNRAS*, 444 :1518–1547, 2014 October. doi:[10.1093/mnras/stu1536](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1536). [1405.2921](https://arxiv.org/abs/1405.2921). 17
- [103] Nelson, D., et al. “The Illustris Simulation : Public Data Release”. *ArXiv e-prints*, 2015 April. [1504.00362](https://arxiv.org/abs/1504.00362). 17
- [104] Sijacki, D., et al. “The Illustris simulation : the evolving population of black holes across cosmic time”. *MNRAS*, 452 :575–596, 2015 September. doi:[10.1093/mnras/stv1340](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1340). [1408.6842](https://arxiv.org/abs/1408.6842). 17
- [105] Genel, S., et al. “Introducing the Illustris project : the evolution of galaxy populations across cosmic time”. *MNRAS*, 445 :175–200, 2014 November. doi:[10.1093/mnras/stu1654](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1654). [1405.3749](https://arxiv.org/abs/1405.3749). 17
- [106] Haider, M., et al. “Large-Scale Mass Distribution in the Illustris-Simulation”. *ArXiv e-prints*, 2015 August. [1508.01525](https://arxiv.org/abs/1508.01525). 17
- [107] Schaye, J., et al. “The EAGLE project : simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments”. *MNRAS*, 446 :521–554, 2015 January. doi:[10.1093/mnras/stu2058](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2058). [1407.7040](https://arxiv.org/abs/1407.7040). 17
- [108] Schaller, M., et al. “Baryon effects on the internal structure of Λ CDM haloes in the EAGLE simulations”. *MNRAS*, 451 :1247–1267, 2015 August. doi:[10.1093/mnras/stv1067](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1067). [1409.8617](https://arxiv.org/abs/1409.8617). 17
- [109] Crain, R. A., et al. “The EAGLE simulations of galaxy formation : calibration of subgrid physics and model variations”. *MNRAS*, 450 :1937–1961, 2015 June. doi:[10.1093/mnras/stv725](https://doi.org/10.1093/mnras/stv725). [1501.01311](https://arxiv.org/abs/1501.01311). 17

- [110] Jee, M. J., et al. “Discovery of a Ringlike Dark Matter Structure in the Core of the Galaxy Cluster Cl 0024+17”. *ApJ*, 661 :728–749, 2007 June. doi:[10.1086/517498](https://doi.org/10.1086/517498). [0705.2171](#). [17](#)
- [111] Zacek, V. “Dark Matter”. In “Fundamental Interactions : Proceedings of the 22nd Lake Louise Winter Institute”, pages 170–+ (2008). [17](#), [23](#), [29](#), [36](#), [49](#), [52](#)
- [112] Clowe, D., et al. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. *ApJ*, 648 :L109–L113, 2006 September. doi:[10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162). [arXiv:astro-ph/0608407](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608407). [18](#)
- [113] Zabludoff, A. I. et al. “A Collision of Subclusters in Abell 754”. *The Astrophysical Journal Letters*, 447(1) :L21, 1995. URL <http://stacks.iop.org/1538-4357/447/i=1/a=L21>. [18](#)
- [114] Bradač, M., et al. “Revealing the Properties of Dark Matter in the Merging Cluster MACS J0025.4-1222”. *ApJ*, 687 :959–967, 2008 November. doi:[10.1086/591246](https://doi.org/10.1086/591246). [0806.2320](#). [18](#)
- [115] Bourdin, H., et al. “A2163 : Merger events in the hottest Abell galaxy cluster. II. Subcluster accretion with galaxy-gas separation”. *A&A*, 527 :A21+, 2011 March. doi:[10.1051/0004-6361/201014907](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014907). [arXiv:1011.3154](https://arxiv.org/abs/1011.3154). [18](#)
- [116] Newman, A. B., et al. “The Dark Matter Distribution in A383 : Evidence for a Shallow Density Cusp from Improved Lensing, Stellar Kinematic, and X-ray Data”. *ApJ*, 728 :L39+, 2011 February. doi:[10.1088/2041-8205/728/2/L39](https://doi.org/10.1088/2041-8205/728/2/L39). [arXiv:1101.3553](https://arxiv.org/abs/1101.3553). [18](#)
- [117] Merten, J., et al. “Creation of cosmic structure in the complex galaxy cluster merger Abell 2744”. *ArXiv e-prints*, 2011 March. [arXiv:1103.2772](https://arxiv.org/abs/1103.2772). [18](#)
- [118] Mahdavi, A., et al. “A Dark Core in Abell 520”. *ApJ*, 668 :806–814, 2007 October. doi:[10.1086/521383](https://doi.org/10.1086/521383). [0706.3048](#). [19](#)
- [119] Harvey, D., et al. “The nongravitational interactions of dark matter in colliding galaxy clusters”. *Science*, 347 :1462–1465, 2015 March. doi:[10.1126/science.1261381](https://doi.org/10.1126/science.1261381). [1503.07675](#). [19](#)

- [120] Lewis, A. D., et al. “Chandra Observations of A2029 : The Dark Matter Profile Down to below $0.01r_{vir}$ in an Unusually Relaxed Cluster”. *ApJ*, 586 :135–142, 2003 March. doi:[10.1086/367556](https://doi.org/10.1086/367556). [arXiv:astro-ph/0209205](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209205). 19
- [121] Clarke, T. E., et al. “The complex cooling core of a2029 : Radio and x-ray interactions”. *The Astrophysical Journal*, 616(1) :178, 2004. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/616/i=1/a=178>. 19
- [122] Weinberg, D. H., et al. “The Lyman- α Forest as a Cosmological Tool”. In S. H. Holt & C. S. Reynolds, editor, “The Emergence of Cosmic Structure”, volume 666 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 157–169 (2003). doi:[10.1063/1.1581786](https://doi.org/10.1063/1.1581786). [arXiv:astro-ph/0301186](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301186). 20
- [123] Bi, H. “Lyman-alpha absorption spectrum of the primordial intergalactic medium”. *ApJ*, 405 :479–490, 1993 March. doi:[10.1086/172380](https://doi.org/10.1086/172380). 20
- [124] Cen, R., et al. “Gravitational collapse of small-scale structure as the origin of the Lyman-alpha forest”. *ApJ*, 437 :L9–L12, 1994 December. doi:[10.1086/187670](https://doi.org/10.1086/187670). [arXiv:astro-ph/9409017](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9409017). 20
- [125] Zhang, Y., et al. “A Multispecies Model for Hydrogen and Helium Absorbers in Lyman-Alpha Forest Clouds”. *ApJ*, 453 :L57+, 1995 November. doi:[10.1086/309752](https://doi.org/10.1086/309752). [arXiv:astro-ph/9508133](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9508133). 20
- [126] Hernquist, L., et al. “The lyman-alpha forest in the cold dark matter model”. *The Astrophysical Journal Letters*, 457(2) :L51, 1996. URL <http://stacks.iop.org/1538-4357/457/i=2/a=L51>. 20
- [127] Bi, H. et al. “Evolution of Structure in the Intergalactic Medium and the Nature of the Ly alpha Forest”. *ApJ*, 479 :523–+, 1997 April. doi:[10.1086/303908](https://doi.org/10.1086/303908). [arXiv:astro-ph/9611062](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9611062). 20
- [128] Zhang, Y., et al. “Physical Properties of the Ly alpha Forest in a Cold Dark Matter Cosmology”. *ApJ*, 495 :63–+, 1998 March. doi:[10.1086/305260](https://doi.org/10.1086/305260). [arXiv:astro-ph/9706087](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9706087). 20

- [129] Theuns, T., et al. “ Λ CDM-SPH simulations of the Ly α forest”. *MNRAS*, 301 :478–502, 1998 December. doi:[10.1046/j.1365-8711.1998.02040.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.02040.x).
[arXiv:astro-ph/9805119](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805119). 20
- [130] McDonald, P., et al. “The Ly α Forest Power Spectrum from the Sloan Digital Sky Survey”. *ApJS*, 163 :80–109, 2006 March. doi:[10.1086/444361](https://doi.org/10.1086/444361).
[arXiv:astro-ph/0405013](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405013). 20
- [131] Slosar, A., et al. “The Lyman- α forest in three dimensions : measurements of large scale flux correlations from BOSS 1st-year data”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 9 :1–+, 2011 September. doi:[10.1088/1475-7516/2011/09/001](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/09/001).
[arXiv:1104.5244](https://arxiv.org/abs/1104.5244). 20
- [132] Petitjean, P., et al. “The LY alpha forest at low redshift : Tracing the dark matter filaments”. *A&A*, 295 :L9–L12, 1995 March.
[arXiv:astro-ph/9502100](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9502100). 20
- [133] Mandelbaum, R., et al. “Precision cosmology from the Lyman α forest : power spectrum and bispectrum”. *MNRAS*, 344 :776–788, 2003 September. doi:[10.1046/j.1365-8711.2003.06859.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06859.x). [arXiv:astro-ph/0302112](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302112). 20
- [134] Viel, M., et al. “Inferring the dark matter power spectrum from the Lyman α forest in high-resolution QSO absorption spectra”. *MNRAS*, 354 :684–694, 2004 November. doi:[10.1111/j.1365-2966.2004.08224.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08224.x).
[arXiv:astro-ph/0404600](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0404600). 20
- [135] Seljak, U., et al. “Cosmological parameter analysis including SDSS Ly α forest and galaxy bias : Constraints on the primordial spectrum of fluctuations, neutrino mass, and dark energy”. *Phys. Rev. D*, 71(10) :103515–+, 2005 May. doi:[10.1103/PhysRevD.71.103515](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.103515). [arXiv:astro-ph/0407372](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407372). 20
- [136] Schlegel, D., et al. “The BigBOSS Experiment”. *ArXiv e-prints*, 2011 June.
[arXiv:1106.1706](https://arxiv.org/abs/1106.1706). 20
- [137] Jedamzik, K. et al. “Big bang nucleosynthesis and particle dark matter”. *New Journal of Physics*, 11(10) :105028, 2009. URL
<http://stacks.iop.org/1367-2630/11/i=10/a=105028>. 20

- [138] Bertone, G. *Particle dark matter : observations, models and searches* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2010). 20, 29, 30, 32, 38, 40, 41, 42, 49, 52
- [139] Iocco, F., et al. “Primordial nucleosynthesis : From precision cosmology to fundamental physics”. *Phys. Rep.*, 472 :1–76, 2009 March. doi:[10.1016/j.physrep.2009.02.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2009.02.002). 0809.0631. 20
- [140] Reeves, H. “Densities of Baryons and Neutrinos in the Universe from an Analysis of Big-Bang Nucleosynthesis”. *Phys. Rev. D*, 6 :3363–3368, 1972 December. doi:[10.1103/PhysRevD.6.3363](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.6.3363). 20
- [141] Copi, C. J., et al. “Big-Bang Nucleosynthesis and the Baryon Density of the Universe”. *Science*, 267 :192–199, 1995 January. doi:[10.1126/science.7809624](https://doi.org/10.1126/science.7809624). [arXiv:astro-ph/9407006](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9407006). 20
- [142] Dar, A. “Dark matter and big bang nucleosynthesis”. *The Astrophysical Journal*, 449 :550, 1995. URL [doi_10.1086/176078](https://doi.org/10.1086/176078). 20
- [143] Coc, A., et al. “Updated Big Bang Nucleosynthesis Compared with Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations and the Abundance of Light Elements”. *ApJ*, 600 :544–552, 2004 January. doi:[10.1086/380121](https://doi.org/10.1086/380121). [arXiv:astro-ph/0309480](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309480). 20
- [144] Coc, A. et al. “Big-bang nucleosynthesis with updated nuclear data”. *Journal of Physics : Conference Series*, 202(1) :012001, 2010. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/202/i=1/a=012001>. 20
- [145] Hinshaw, G., et al. “Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Parameter Results”. *ApJS*, 208 :19, 2013 October. doi:[10.1088/0067-0049/208/2/19](https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/19). 1212.5226. 20, 21, 34
- [146] Planck Collaboration, et al. “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters”. *ArXiv e-prints*, 2015 February. 1502.01589. 20, 21, 26, 34, 36
- [147] Hu, W., et al. “The physics of microwave background anisotropies”. *Nature*, 386 :37–43, 1997 March. doi:[10.1038/386037a0](https://doi.org/10.1038/386037a0). [arXiv:astro-ph/9504057](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9504057). 21

- [148] Hu, W. et al. “Cosmic Microwave Background Anisotropies”. *ARA&A*, 40 :171–216, 2002. doi:[10.1146/annurev.astro.40.060401.093926](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.40.060401.093926). [arXiv:astro-ph/0110414](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0110414). 21
- [149] Planck Collaboration, et al. “Planck 2015 results. XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters”. *ArXiv e-prints*, 2015 July. [1507.02704](https://arxiv.org/abs/1507.02704). 21
- [150] Planck Collaboration, et al. “Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results”. *ArXiv e-prints*, 2015 February. [1502.01582](https://arxiv.org/abs/1502.01582). 21
- [151] Beutler, F., et al. “The 6dF Galaxy Survey : baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant”. *MNRAS*, 416 :3017–3032, 2011 October. doi:[10.1111/j.1365-2966.2011.19250.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19250.x). [1106.3366](https://arxiv.org/abs/1106.3366). 22
- [152] Jones, D. H., et al. “The 6dF Galaxy Survey : final redshift release (DR3) and southern large-scale structures”. *MNRAS*, 399 :683–698, 2009 October. doi:[10.1111/j.1365-2966.2009.15338.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15338.x). [0903.5451](https://arxiv.org/abs/0903.5451). 22
- [153] Abazajian, K., et al. “Cosmology and the Halo Occupation Distribution from Small-Scale Galaxy Clustering in the Sloan Digital Sky Survey”. *ApJ*, 625 :613–620, 2005 June. doi:[10.1086/429685](https://doi.org/10.1086/429685). [arXiv:astro-ph/0408003](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408003). 22
- [154] Percival, W. J., et al. “Measuring the Matter Density Using Baryon Oscillations in the SDSS”. *ApJ*, 657 :51–55, 2007 March. doi:[10.1086/510772](https://doi.org/10.1086/510772). [arXiv:astro-ph/0608635](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608635). 22
- [155] Alam, S., et al. “The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey : Final Data from SDSS-III”. *ApJS*, 219 :12, 2015 July. doi:[10.1088/0067-0049/219/1/12](https://doi.org/10.1088/0067-0049/219/1/12). [arXiv:1501.00963](https://arxiv.org/abs/1501.00963). 22
- [156] Dawson, K. S., et al. “The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey of SDSS-III”. *AJ*, 145 :10, 2013 January. doi:[10.1088/0004-6256/145/1/10](https://doi.org/10.1088/0004-6256/145/1/10). [1208.0022](https://arxiv.org/abs/1208.0022). 22
- [157] Alam, S., et al. “The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : cosmological analysis of the DR12 galaxy sample”. *ArXiv e-prints*, 2016 July. [1607.03155](https://arxiv.org/abs/1607.03155). 22

- [158] Aubourg, É., et al. “Cosmological implications of baryon acoustic oscillation (BAO) measurements”. *ArXiv e-prints*, 2014 November. [1411.1074](#). 22, 26
- [159] Hawkins, E., et al. “The 2dF Galaxy Redshift Survey : correlation functions, peculiar velocities and the matter density of the Universe”. *MNRAS*, 346 :78–96, 2003 November. doi:[10.1046/j.1365-2966.2003.07063.x](#). [arXiv:astro-ph/0212375](#). 22
- [160] Springel, V., et al. “The large-scale structure of the Universe”. *Nature*, 440 :1137–1144, 2006 April. doi:[10.1038/nature04805](#). [arXiv:astro-ph/0604561](#). 22
- [161] Amblard, A., et al. “Submillimetre galaxies reside in dark matter haloes with masses greater than 3×10^{11} solar masses”. *Nature*, 470 :510–512, 2011 February. doi:[10.1038/nature09771](#). [arXiv:1101.1080](#). 23
- [162] Binney, J., et al. “Galactic Dynamics”. *Physics Today*, 62(5) :050000–+, 2009. doi:[10.1063/1.3141945](#). 23
- [163] Loeb, A., et al. “Constraints on the proper motion of the andromeda galaxy based on the survival of its satellite m33”. *The Astrophysical Journal*, 633(2) :894, 2005. URL [http://stacks.iop.org/0004-637X/633/i=2/a=894](#). 23
- [164] van der Marel, R. P. et al. “M31 Transverse Velocity and Local Group Mass from Satellite Kinematics”. *ApJ*, 678 :187–199, 2008 May. doi:[10.1086/533430](#). [0709.3747](#). 23
- [165] Sohn, S. T., et al. “The M31 Velocity Vector. I. Hubble Space Telescope Proper-motion Measurements”. *ApJ*, 753 :7, 2012 July. doi:[10.1088/0004-637X/753/1/7](#). [arXiv:1205.6863](#). 23
- [166] Cox, T. J. et al. “The collision between the Milky Way and Andromeda”. *MNRAS*, 386 :461–474, 2008 May. doi:[10.1111/j.1365-2966.2008.13048.x](#). [0705.1170](#). 23

- [167] Klypin, A., et al. “ Λ CDM-based Models for the Milky Way and M31. I. Dynamical Models”. *ApJ*, 573 :597–613, 2002 July. doi:[10.1086/340656](https://doi.org/10.1086/340656). [arXiv:astro-ph/0110390](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0110390). 23
- [168] Tammann, G. A. et al. “The infall velocity toward Virgo, the Hubble constant, and a search for motion toward the microwave background”. *ApJ*, 294 :81–95, 1985 July. doi:[10.1086/163277](https://doi.org/10.1086/163277). 23, 24
- [169] Federspiel, M., et al. “The Virgo Cluster Distance from 21 Centimeter Line Widths”. *ApJ*, 495 :115–+, 1998 March. doi:[10.1086/305263](https://doi.org/10.1086/305263). [arXiv:astro-ph/9709040](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9709040). 23
- [170] Karachentsev, I. D. et al. “The observed infall of galaxies towards the Virgo cluster”. *MNRAS*, 405 :1075–1083, 2010 June. doi:[10.1111/j.1365-2966.2010.16501.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16501.x). [arXiv:1002.2085](https://arxiv.org/abs/1002.2085). 23
- [171] Chernin, A. D., et al. “Dark energy domination in the Virgocentric flow”. *A&A*, 520 :A104+, 2010 September. doi:[10.1051/0004-6361/201014912](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014912). [arXiv:1006.0555](https://arxiv.org/abs/1006.0555). 23
- [172] Masters, K. “The Local Velocity Field”. In R. Minchin & E. Momjian, editor, “The Evolution of Galaxies Through the Neutral Hydrogen Window”, volume 1035 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 40–46 (2008). doi:[10.1063/1.2973613](https://doi.org/10.1063/1.2973613). 0803.3929. 23, 24
- [173] Peebles, P. J. E. “The Peculiar Velocity Field in the Local Supercluster”. *ApJ*, 205 :318–328, 1976 April. doi:[10.1086/154280](https://doi.org/10.1086/154280). 23
- [174] Peebles, P. J. E. “A cosmic virial theorem”. *Ap&SS*, 45 :3–19, 1976 November. doi:[10.1007/BF00642136](https://doi.org/10.1007/BF00642136). 23
- [175] Hoffman, G. L. et al. “Dynamical models and our Virgocentric deviation from Hubble flow”. *ApJ*, 263 :485–500, 1982 December. doi:[10.1086/160520](https://doi.org/10.1086/160520). 23
- [176] Jerjen, H. et al. “The Local Group Motion Towards Virgo and the Microwave Background”. *A&A*, 276 :1–+, 1993 September. 23

- [177] Bureau, M., et al. “A New I-Band Tully-Fisher Relation for the Fornax Cluster : Implication for the Fornax Distance and Local Supercluster Velocity Field”. *ApJ*, 463 :60–+, 1996 May. doi:[10.1086/177222](https://doi.org/10.1086/177222). 23
- [178] Tully, R. B. “Our CMB Motion : The Role of the Local Void”. In N. Metcalfe & T. Shanks, editor, “Cosmic Frontiers”, volume 379 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 24–+ (2007).
[arXiv:astro-ph/0611357](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611357). 23, 24, 25
- [179] Aaronson, M., et al. “The velocity field in the local supercluster”. *ApJ*, 258 :64–76, 1982 July. doi:[10.1086/160053](https://doi.org/10.1086/160053). 23
- [180] Tully, R. B. et al. “Infall of galaxies into the Virgo cluster and some cosmological constraints”. *ApJ*, 281 :31–55, 1984 June. doi:[10.1086/162073](https://doi.org/10.1086/162073). 23
- [181] Tonry, J. L., et al. “The Surface Brightness Fluctuation Survey of Galaxy Distances. II. Local and Large-Scale Flows”. *ApJ*, 530 :625–651, 2000 February. doi:[10.1086/308409](https://doi.org/10.1086/308409). [arXiv:astro-ph/9907062](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9907062). 23
- [182] Klypin, A., et al. “Constrained Simulations of the Real Universe : The Local Supercluster”. *ApJ*, 596 :19–33, 2003 October. doi:[10.1086/377574](https://doi.org/10.1086/377574).
[arXiv:astro-ph/0107104](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0107104). 23
- [183] Dressler, A., et al. “Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies - A large-scale streaming motion in the local universe”. *ApJ*, 313 :L37–L42, 1987 February. doi:[10.1086/184827](https://doi.org/10.1086/184827). 24
- [184] Rubin, V. C., et al. “Motion of the Galaxy and the local group determined from the velocity anisotropy of distant SC I galaxies. II - The analysis for the motion”. *AJ*, 81 :719–737, 1976 September. doi:[10.1086/111943](https://doi.org/10.1086/111943). 24
- [185] Rubin, V. C., et al. “Motion of the Galaxy and the local group determined from the velocity anisotropy of distant SC I galaxies. I - The data”. *AJ*, 81 :687–718, 1976 September. doi:[10.1086/111942](https://doi.org/10.1086/111942). 24

- [186] Lynden-Bell, D., et al. “Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. V - Galaxy streaming toward the new supergalactic center”. *ApJ*, 326 :19–49, 1988 March. doi:[10.1086/166066](https://doi.org/10.1086/166066). 24
- [187] Melnick, J. et al. “On the origin of the dipole anisotropy of the cosmic microwave background : beyond the Hydra-Centaurus supercluster.” *rmxaa*, 14 :72–76, 1987 May. 24
- [188] Quintana, H., et al. “The Shapley Supercluster. I. Spectroscopic Observations in the Central Region”. *AJ*, 110 :463–+, 1995 August. doi:[10.1086/117535](https://doi.org/10.1086/117535). 24
- [189] Proust, D., et al. “Structure and dynamics of the Shapley Supercluster”. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2005 September. [arXiv:astro-ph/0509903](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509903). 24, 25
- [190] Bardelli, S., et al. “A study of the core of the Shapley concentration. II. ROSAT observation of A 3558.” *A&A*, 305 :435–+, 1996 January. [arXiv:astro-ph/9506019](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9506019). 24
- [191] Bardelli, S., et al. “A study of the core of the Shapley Concentration - IV. Distribution of intercluster galaxies and supercluster properties*.” *MNRAS*, 312 :540–556, 2000 March. doi:[10.1046/j.1365-8711.2000.03174.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03174.x). [arXiv:astro-ph/9910085](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9910085). 24
- [192] Fairall, A. et al. “Nearby Large-Scale Structures and the Zone of Avoidance : A Conference Summary and Assessment”. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2004 November. [arXiv:astro-ph/0411436](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411436). 24
- [193] Kocevski, D. D., et al. “Mapping Large-Scale Structures Behind the Galactic Plane : The Second CIZA Subsample”. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2005 December. [arXiv:astro-ph/0512321](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512321). 25
- [194] Kocevski, D. D. et al. “On the Origin of the Local Group’s Peculiar Velocity”. *ApJ*, 645 :1043–1053, 2006 July. doi:[10.1086/503666](https://doi.org/10.1086/503666). [arXiv:astro-ph/0510106](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0510106). 25
- [195] Perlmutter, S. “Supernovae, Dark Energy, and the Accelerating Universe :. The Status of the Cosmological Parameters”. In Jaros, J. et al., editors,

- “Lepton and Photon Interactions at High Energies”, pages 715–739 (2000). doi:[10.1142/9789812793942_0036](https://doi.org/10.1142/9789812793942_0036). 25
- [196] Suzuki, N., et al. “The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey : V. Improving the Dark Energy Constraints Above $z = 1$ and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample”. *ArXiv e-prints*, 2011 May. [arXiv:1105.3470](https://arxiv.org/abs/1105.3470). 25
- [197] Betoule, M., et al. “Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples”. *A&A*, 568 :A22, 2014 August. doi:[10.1051/0004-6361/201423413](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423413). [1401.4064](https://arxiv.org/abs/1401.4064). 26
- [198] Davis, M., et al. “The Evolution of Large Scale Structure in a Universe Dominated by Cold Dark Matter”. *Astrophys.J.*, 292 :371–394, 1985. doi:[10.1086/163168](https://doi.org/10.1086/163168). 26
- [199] Peebles, P. “Large scale background temperature and mass fluctuations due to scale invariant primeval perturbations”. *Astrophys.J.*, 263 :L1–L5, 1982. 26
- [200] Bond, J. et al. “The Collisionless Damping of Density Fluctuations in an Expanding Universe”. *Astrophys.J.*, 274 :443–468, 1983. doi:[10.1086/161460](https://doi.org/10.1086/161460). 26
- [201] Blumenthal, G. R., et al. “Formation of Galaxies and Large Scale Structure with Cold Dark Matter”. *Nature*, 311 :517–525, 1984. doi:[10.1038/311517a0](https://doi.org/10.1038/311517a0). 26
- [202] Dodelson, S., et al. “Cold dark matter models”. *Science*, 274 :69–75, 1996. doi:[10.1126/science.274.5284.69](https://doi.org/10.1126/science.274.5284.69). [arXiv:astro-ph/9603081](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9603081). 26
- [203] Olive, K. A. et al. (Particle Data Group). “Review of Particle Physics”. *Chin. Phys.*, C38 :090001, 2014. doi:[10.1088/1674-1137/38/9/090001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001). 28, 29, 30, 34, 42, 44, 51, 52, 53, 54, 55, 59
- [204] The ALEPH Collaboration, et al. “Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance”. *ArXiv High Energy Physics - Experiment e-prints*, 2005 September. [hep-ex/0509008](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008). 28

- [205] Lenz, A., et al. “Fourth generation Majorana neutrinos”. *Phys. Rev. D*, 85(7) :075025, 2012 April. doi:[10.1103/PhysRevD.85.075025](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.075025).
[arXiv:1104.2465](https://arxiv.org/abs/1104.2465). 28
- [206] Bulanov, S. S., et al. “Z lineshape versus fourth-generation masses”. *Physics of Atomic Nuclei*, 66 :2169–2177, 2003 December. doi:[10.1134/1.1634324](https://doi.org/10.1134/1.1634324).
[hep-ph/0301268](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0301268). 28
- [207] Dubicki, J. E. et al. “Supersymmetric grand unification with a fourth generation?” *Physics Letters B*, 567 :46–52, 2003 August. doi:[10.1016/j.physletb.2003.06.017](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2003.06.017). [hep-ph/0305007](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305007). 28
- [208] Volovik, G. E. “Dark Matter from the SU(4) Model”. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 78 :691–694, 2003 December. doi:[10.1134/1.1648287](https://doi.org/10.1134/1.1648287). [hep-ph/0310006](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0310006). 28
- [209] Lee, H.-S., et al. “Neutrino dark matter candidate in fourth generation scenarios”. *ArXiv e-prints*, 2011 May. [arXiv:1105.3490](https://arxiv.org/abs/1105.3490). 28
- [210] Falk, T., et al. “Heavy sneutrinos as dark matter”. *Phys.Lett.*, B339 :248–251, 1994. doi:[10.1016/0370-2693\(94\)90639-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)90639-4). [arXiv:hep-ph/9409270](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9409270). 28
- [211] Cerdeño, D. G., et al. “Low-mass right-handed sneutrino dark matter : SuperCDMS and LUX constraints and the Galactic Centre gamma-ray excess”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 8 :005, 2014 August. doi:[10.1088/1475-7516/2014/08/005](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/08/005). [arXiv:1404.2572](https://arxiv.org/abs/1404.2572). 28
- [212] Choi, K.-Y. et al. “Light Dirac right-handed sneutrino dark matter”. *Phys. Rev. D*, 88(3) :035005, 2013 August. doi:[10.1103/PhysRevD.88.035005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.035005).
[arXiv:1305.4322](https://arxiv.org/abs/1305.4322). 28
- [213] Bandyopadhyay, P., et al. “Right-handed sneutrino dark matter in U(1) seesaw models and its signatures at the LHC”. *Journal of High Energy Physics*, 6 :129, 2011 June. doi:[10.1007/JHEP06\(2011\)129](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2011)129).
[arXiv:1105.1652](https://arxiv.org/abs/1105.1652). 28

- [214] Lee, H.-S., et al. “Revival of the thermal sneutrino dark matter”. *Phys.Rev.*, D76 :041302, 2007. doi:[10.1103/PhysRevD.76.041302](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.041302). [arXiv:hep-ph/0702223](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0702223). 28
- [215] Belanger, G., et al. “Light Sneutrino Dark Matter at the LHC”. *JHEP*, 1107 :083, 2011. doi:[10.1007/JHEP07\(2011\)083](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2011)083). [arXiv:1105.4878](https://arxiv.org/abs/1105.4878). 28
- [216] Baudis, L. “Dark matter searches”. *ArXiv e-prints*, 2015 September. [1509.00869](https://arxiv.org/abs/1509.00869). 28, 51
- [217] Graham, P. W., et al. “Experimental searches for the axion and axion-like particles”. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 65(1) :485–514, 2015. doi:[10.1146/annurev-nucl-102014-022120](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102014-022120). <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-102014-022120>. 28, 29
- [218] Baer, H. “(Mainly) axion dark matter”. *ArXiv e-prints*, 2015 October. [arXiv:1510.07501](https://arxiv.org/abs/1510.07501). 28
- [219] Steffen, F. D. “Dark Matter Candidates - Axions, Neutralinos, Gravitinos, and Axinos”. *Eur.Phys.J.*, C59 :557–588, 2009. doi:[10.1140/epjc/s10052-008-0830-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0830-0). [arXiv:0811.3347](https://arxiv.org/abs/0811.3347). 28
- [220] Döbrich, B. “Looking for dark matter on the light side”. *Journal of Physics Conference Series*, 632(1) :012004, 2015 August. doi:[10.1088/1742-6596/632/1/012004](https://doi.org/10.1088/1742-6596/632/1/012004). [arXiv:1501.03274](https://arxiv.org/abs/1501.03274). 28
- [221] Stern, I. P. et al. “Axion dark matter searches”. In “American Institute of Physics Conference Series”, volume 1604 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 456–461 (2014). doi:[10.1063/1.4883465](https://doi.org/10.1063/1.4883465). [arXiv:1403.5332](https://arxiv.org/abs/1403.5332). 29
- [222] Arik, M., et al. “New solar axion search using the CERN Axion Solar Telescope with ^4He filling”. *Phys. Rev. D*, 92(2) :021101, 2015 July. doi:[10.1103/PhysRevD.92.021101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.021101). [arXiv:1503.00610](https://arxiv.org/abs/1503.00610). 29
- [223] Ballou, R., et al. “New exclusion limits on scalar and pseudoscalar axionlike particles from light shining through a wall”. *Phys. Rev. D*, 92(9) :092002, 2015 November. doi:[10.1103/PhysRevD.92.092002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.092002). [arXiv:1506.08082](https://arxiv.org/abs/1506.08082). 29

- [224] Ehret, K., et al. “New ALPS results on hidden-sector lightweights”. *Physics Letters B*, 689 :149–155, 2010 May. doi:[10.1016/j.physletb.2010.04.066](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.04.066). [arXiv:1004.1313](https://arxiv.org/abs/1004.1313). 29
- [225] Betz, M., et al. “First results of the CERN Resonant WISP Search (CROWS)”. *ArXiv e-prints*, 2013 October. [arXiv:1310.8098](https://arxiv.org/abs/1310.8098). 29
- [226] Marsh, D. J. E. “Axion Cosmology”. *ArXiv e-prints*, 2015 October. [1510.07633](https://arxiv.org/abs/1510.07633). 29
- [227] Nordström, G. “Die Fallgesetze und Planetenbewegungen in der Relativitätstheorie”. *Annalen der Physik*, 348 :1101–1110, 1914. doi:[10.1002/andp.19143480708](https://doi.org/10.1002/andp.19143480708). 29
- [228] Kaluza, T. “On the Problem of Unity in Physics”. In V. de Sabbata & E. Schmutzer, editor, “Unified Field Theories of >4 Dimensions”, pages 427–+ (1983). 29
- [229] Klein, O. et al. *Quantum Theory and Five-Dimensional Relativity Theory (translated from the German)*, pages 67–+ (World Scientific Publishing, 1991). 29
- [230] Hooper, D. et al. “Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions”. *Phys. Rep.*, 453 :29–115, 2007 December. doi:[10.1016/j.physrep.2007.09.003](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.09.003). [arXiv:hep-ph/0701197](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0701197). 30
- [231] de Blok, W. J. G. “The Core-Cusp Problem”. *ArXiv e-prints*, 2009. [arXiv:0910.3538](https://arxiv.org/abs/0910.3538). 30
- [232] Gilmore, G., et al. “The Observed Properties of Dark Matter on Small Spatial Scales”. *ApJ*, 663 :948–959, 2007 July. doi:[10.1086/518025](https://doi.org/10.1086/518025). [astro-ph/0703308](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703308). 30
- [233] Simon, J. D., et al. “High-Resolution Measurements of the Halos of Four Dark Matter-Dominated Galaxies : Deviations from a Universal Density Profile”. *ApJ*, 621 :757–776, 2005 March. doi:[10.1086/427684](https://doi.org/10.1086/427684). [astro-ph/0412035](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0412035). 30

- [234] Ogiya, G. et al. “The Core-Cusp Problem in Cold Dark Matter Halos and Supernova Feedback : Effects of Oscillation”. *ApJ*, 793 :46, 2014 September. doi:[10.1088/0004-637X/793/1/46](https://doi.org/10.1088/0004-637X/793/1/46). [1206.5412](#). [30](#)
- [235] Pontzen, A. et al. “How supernova feedback turns dark matter cusps into cores”. *MNRAS*, 421 :3464–3471, 2012 April. doi:[10.1111/j.1365-2966.2012.20571.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20571.x). [1106.0499](#). [30](#)
- [236] Governato, F., et al. “Bulgeless dwarf galaxies and dark matter cores from supernova-driven outflows”. *Nature*, 463 :203–206, 2010 January. doi:[10.1038/nature08640](https://doi.org/10.1038/nature08640). [0911.2237](#). [30](#)
- [237] Kormendy, J., et al. “Bulgeless Giant Galaxies Challenge Our Picture of Galaxy Formation by Hierarchical Clustering”. *ApJ*, 723 :54–80, 2010 November. doi:[10.1088/0004-637X/723/1/54](https://doi.org/10.1088/0004-637X/723/1/54). [1009.3015](#). [30](#)
- [238] Governato, F., et al. “The Formation of a Realistic Disk Galaxy in Λ -dominated Cosmologies”. *ApJ*, 607 :688–696, 2004 June. doi:[10.1086/383516](https://doi.org/10.1086/383516). [astro-ph/0207044](#). [30](#)
- [239] Diemand, J., et al. “Dark matter substructure and gamma-ray annihilation in the Milky Way halo”. *Astrophys. J.*, 657 :262–270, 2007. doi:[10.1086/510736](https://doi.org/10.1086/510736). [astro-ph/0611370](#). [30](#)
- [240] Koposov, S. E., et al. “Beasts of the Southern Wild : Discovery of nine Ultra Faint satellites in the vicinity of the Magellanic Clouds.” *ApJ*, 805 :130, 2015 June. doi:[10.1088/0004-637X/805/2/130](https://doi.org/10.1088/0004-637X/805/2/130). [1503.02079](#). [30](#)
- [241] Sommer-Larsen, J. et al. “Formation of Disk Galaxies : Warm Dark Matter and the Angular Momentum Problem”. *ApJ*, 551 :608–623, 2001 April. doi:[10.1086/320211](https://doi.org/10.1086/320211). [astro-ph/9912166](#). [31](#)
- [242] Tikhonov, A. V., et al. “The sizes of minivoids in the local Universe : an argument in favour of a warm dark matter model?” *MNRAS*, 399 :1611–1621, 2009 November. doi:[10.1111/j.1365-2966.2009.15381.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15381.x). [0904.0175](#). [31](#)
- [243] Peebles, P. J. E. “The Void Phenomenon”. *ApJ*, 557 :495–504, 2001 August. doi:[10.1086/322254](https://doi.org/10.1086/322254). [astro-ph/0101127](#). [31](#)

- [244] Markovic, K., et al. “Constraining warm dark matter with cosmic shear power spectra”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 1 :22–+, 2011 January. doi:[10.1088/1475-7516/2011/01/022](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/01/022). [arXiv:1009.0218](https://arxiv.org/abs/1009.0218). 31, 35
- [245] Bode, P., et al. “Halo Formation in Warm Dark Matter Models”. *ApJ*, 556 :93–107, 2001 July. doi:[10.1086/321541](https://doi.org/10.1086/321541). [arXiv:astro-ph/0010389](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010389). 31
- [246] Pagels, H. et al. “Supersymmetry, cosmology, and new physics at teraelectronvolt energies”. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :223–226, 1982 Jan. doi:[10.1103/PhysRevLett.48.223](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.223). 31
- [247] Blumenthal, G. R., et al. “Galaxy formation by dissipationless particles heavier than neutrinos”. *Nature*, 299 :37–+, 1982 September. doi:[10.1038/299037a0](https://doi.org/10.1038/299037a0). 31
- [248] Bond, J. R., et al. “Formation of galaxies in a gravitino-dominated universe”. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :1636–1639, 1982 Jun. doi:[10.1103/PhysRevLett.48.1636](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1636). 31
- [249] Steffen, F. D. “Gravitino dark matter and cosmological constraints”. *JCAP*, 0609 :001, 2006. doi:[10.1088/1475-7516/2006/09/001](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2006/09/001). [arXiv:hep-ph/0605306](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0605306). 31
- [250] Adhikari, R., et al. “A White Paper on keV Sterile Neutrino Dark Matter”. *ArXiv e-prints*, 2016 February. [arXiv:1602.04816](https://arxiv.org/abs/1602.04816). 32, 34
- [251] Perkins, D. *Introduction to high energy physics* (Cambridge University Press, 2000). ISBN 9780521621960. URL <http://books.google.com/books?id=e63cNigcm0UC>. 32
- [252] Mohapatra, R. N., et al. “Theory of neutrinos : a white paper”. *Reports on Progress in Physics*, 70 :1757–1867, 2007 November. doi:[10.1088/0034-4885/70/11/R02](https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/11/R02). [arXiv:hep-ph/0510213](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0510213). 32
- [253] Boyarsky, A., et al. “The Role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics”. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 59 :191–214, 2009. doi:[10.1146/annurev.nucl.010909.083654](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.010909.083654). [arXiv:0901.0011](https://arxiv.org/abs/0901.0011). 32

- [254] Adulpravitchai, A. et al. “Sterile neutrino dark matter production in the neutrino-phillic two Higgs doublet model”. *Journal of High Energy Physics*, 12, 2015 December. doi:[10.1007/JHEP12\(2015\)023](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2015)023). [arXiv:1507.05694](https://arxiv.org/abs/1507.05694). 32
- [255] Kusenko, A. “Sterile Neutrinos, Dark Matter, and Pulsar Velocities in Models with a Higgs Singlet”. *Physical Review Letters*, 97(24) :241301, 2006 December. doi:[10.1103/PhysRevLett.97.241301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.241301). [hep-ph/0609081](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0609081). 32
- [256] Kusenko, A. et al. “Neutral current induced neutrino oscillations in a supernova”. *Physics Letters B*, 396 :197–200, 1997 February. doi:[10.1016/S0370-2693\(97\)00121-4](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)00121-4). [hep-ph/9701311](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9701311). 32
- [257] Dodelson, S. et al. “Sterile Neutrinos as Dark Matter”. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :17–20, 1994. doi:[10.1103/PhysRevLett.72.17](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.17). [hep-ph/9303287](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9303287). 33
- [258] Conrad, J. M., et al. “The LSND and MiniBooNE Oscillation Searches at High Δm^2 ”. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 63 :45–67, 2013 October. doi:[10.1146/annurev-nucl-102711-094957](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102711-094957). [arXiv:1306.6494](https://arxiv.org/abs/1306.6494). 33
- [259] Aguilar-Arevalo, A. A. et al. (The MiniBooNE Collaboration). “Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the MiniBooNE Experiment”. *ArXiv e-prints*, 2013 March. [arXiv:1303.2588](https://arxiv.org/abs/1303.2588). 33
- [260] Dib, C., et al. “On Sterile neutrino explanation of LSND and MiniBooNE anomalies”. *ArXiv e-prints*, 2011. [arXiv:1105.4664](https://arxiv.org/abs/1105.4664). 33
- [261] Aguilar-Arevalo, A. A. et al. (The MiniBooNE Collaboration). “Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations”. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :181801, 2010. doi:[10.1103/PhysRevLett.105.181801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.181801). [arXiv:1007.1150](https://arxiv.org/abs/1007.1150). 33
- [262] Aguilar, A. et al. (LSND). “Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-nu/e appearance in a anti-nu/mu beam”. *Phys. Rev.*, D64 :112007, 2001. doi:[10.1103/PhysRevD.64.112007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.112007). [hep-ex/0104049](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0104049). 33
- [263] Athanassopoulos, C. et al. (LSND). “Evidence for nu/mu \rightarrow nu/e oscillations from pion decay in flight neutrinos”. *Phys. Rev.*, C58 :2489–2511, 1998. doi:[10.1103/PhysRevC.58.2489](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.2489). [nuc1-ex/9706006](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/9706006). 33

- [264] Mention, G., et al. “Reactor antineutrino anomaly”. *Phys. Rev. D*, 83 :073006, 2011 Apr. doi:[10.1103/PhysRevD.83.073006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.073006). 33
- [265] Esmaili, A., et al. “Probing light sterile neutrinos in medium baseline reactor experiments”. *Phys. Rev. D*, 88(7) :073012, 2013 October. doi:[10.1103/PhysRevD.88.073012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.073012). [arXiv:1308.6218](https://arxiv.org/abs/1308.6218). 33
- [266] Abdurashitov, J. N., et al. “Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III. Results for the 2002-2007 data-taking period”. *Phys. Rev. C*, 80(1) :015807, 2009 July. doi:[10.1103/PhysRevC.80.015807](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.015807). [arXiv:0901.2200](https://arxiv.org/abs/0901.2200). 33
- [267] Kaether, F., et al. “Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments”. *Physics Letters B*, 685 :47–54, 2010 February. doi:[10.1016/j.physletb.2010.01.030](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.01.030). [arXiv:1001.2731](https://arxiv.org/abs/1001.2731). 33
- [268] Giunti, C. et al. “Statistical significance of the gallium anomaly”. *Phys. Rev. C*, 83(6) :065504, 2011 June. doi:[10.1103/PhysRevC.83.065504](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.065504). [arXiv:1006.3244](https://arxiv.org/abs/1006.3244). 33
- [269] Giunti, C. “Light Sterile Neutrinos : Status and Perspectives”. *ArXiv e-prints*, 2015 December. [arXiv:1512.04758](https://arxiv.org/abs/1512.04758). 33
- [270] Katori, T. “Short Baseline Neutrino Oscillation Experiments”. *Journal of Physics Conference Series*, 598(1) :012006, 2015 April. doi:[10.1088/1742-6596/598/1/012006](https://doi.org/10.1088/1742-6596/598/1/012006). [arXiv:1404.6882](https://arxiv.org/abs/1404.6882). 33
- [271] Gariazzo, S., et al. “Light sterile neutrinos in cosmology and short-baseline oscillation experiments”. *Journal of High Energy Physics*, 11 :211, 2013 November. doi:[10.1007/JHEP11\(2013\)211](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2013)211). [arXiv:1309.3192](https://arxiv.org/abs/1309.3192). 33
- [272] Giunti, C., et al. “Pragmatic view of short-baseline neutrino oscillations”. *Phys. Rev. D*, 88(7) :073008, 2013 October. doi:[10.1103/PhysRevD.88.073008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.073008). [arXiv:1308.5288](https://arxiv.org/abs/1308.5288). 33
- [273] The IceCube Collaboration. “Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector”. *ArXiv e-prints*, 2016 May. [arXiv:1605.01990](https://arxiv.org/abs/1605.01990). 33

- [274] Costanzi, M., et al. “Neutrino constraints : what large-scale structure and CMB data are telling us ?” *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 10 :081, 2014 October. doi:[10.1088/1475-7516/2014/10/081](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/10/081). [1407.8338](#). [34](#)
- [275] Rauscher, T. et al. *Origin of the Chemical Elements*, page 611 (Springer Science, 2011). doi:[10.1007/978-1-4419-0720-2_12](https://doi.org/10.1007/978-1-4419-0720-2_12). [34](#)
- [276] Alpher, R. A., et al. “The Origin of Chemical Elements”. *Physical Review*, 73 :803–804, 1948 April. doi:[10.1103/PhysRev.73.803](https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.803). [34](#)
- [277] Izotov, Y. et al. “The primordial abundance of 4He : evidence for non-standard big bang nucleosynthesis”. *Astrophys.J.*, 710 :L67–L71, 2010. doi:[10.1088/2041-8205/710/1/L67](https://doi.org/10.1088/2041-8205/710/1/L67). * Temporary entry *, [arXiv:1001.4440](https://arxiv.org/abs/1001.4440). [34](#)
- [278] Cooke, R. J., et al. “Precision Measures of the Primordial Abundance of Deuterium”. *ApJ*, 781 :31, 2014 January. doi:[10.1088/0004-637X/781/1/31](https://doi.org/10.1088/0004-637X/781/1/31). [1308.3240](#). [34](#)
- [279] Cyburt, R. H., et al. “Big Bang Nucleosynthesis : 2015”. *ArXiv e-prints*, 2015 May. [1505.01076](#). [34](#)
- [280] Loewenstein, M. et al. “Dark matter search using chandra observations of willman 1 and a spectral feature consistent with a decay line of a 5 keV sterile neutrino”. *The Astrophysical Journal*, 714(1) :652, 2010. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/714/i=1/a=652>. [34](#)
- [281] Loewenstein, M. et al. “Dark Matter Search Using XMM-Newton Observations of Willman 1”. *ApJ*, 751 :82, 2012 June. doi:[10.1088/0004-637X/751/2/82](https://doi.org/10.1088/0004-637X/751/2/82). [1203.5229](#). [34](#)
- [282] Bulbul, E., et al. “Detection of an Unidentified Emission Line in the Stacked X-Ray Spectrum of Galaxy Clusters”. *ApJ*, 789 :13, 2014 July. doi:[10.1088/0004-637X/789/1/13](https://doi.org/10.1088/0004-637X/789/1/13). [1402.2301](#). [34](#)
- [283] Boyarsky, A., et al. “Checking the Dark Matter Origin of a 3.53 keV Line with the Milky Way Center”. *Physical Review Letters*, 115(16) :161301, 2015 October. doi:[10.1103/PhysRevLett.115.161301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.161301). [1408.2503](#). [34](#)

- [284] Boyarsky, A., et al. “Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster”. *Physical Review Letters*, 113(25) :251301, 2014 December. doi:[10.1103/PhysRevLett.113.251301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.251301). [1402.4119](#). 34
- [285] Abazajian, K. N. “Resonantly Produced $7\hat{\text{A}}$ keV Sterile Neutrino Dark Matter Models and the Properties of Milky Way Satellites”. *Physical Review Letters*, 112(16) :161303, 2014 April. doi:[10.1103/PhysRevLett.112.161303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.161303). [1403.0954](#). 34
- [286] Merle, A. et al. “Production of Sterile Neutrino dark matter and the 3.5 keV line”. *Physics Letters B*, 749 :283–288, 2015 October. doi:[10.1016/j.physletb.2015.07.080](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.07.080). [arXiv:1409.6311](#). 34
- [287] Popa, L. A. et al. “Subdominant Dark Matter sterile neutrino resonant production in the light of PLANCK”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 9 :066, 2015 September. doi:[10.1088/1475-7516/2015/09/066](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/09/066). [1501.06355](#). 34
- [288] Trimble, V. “Existence and nature of dark matter in the universe”. *ARA&A*, 25 :425–472, 1987. doi:[10.1146/annurev.aa.25.090187.002233](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.25.090187.002233). 35
- [289] Chau, W. Y., et al. “Static structure of general relativistic, partially degenerate, self-gravitating, lepton configurations. I Numerical scheme”. *ApJ*, 281 :560–565, 1984 June. doi:[10.1086/162129](https://doi.org/10.1086/162129). 35
- [290] Jarosik, N., et al. “Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Sky maps, systematic errors, and basic results”. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(2) :14, 2011. URL <http://stacks.iop.org/0067-0049/192/i=2/a=14>. 35
- [291] Sunyaev, R. A. et al. “The interaction of matter and radiation in the hot model of the Universe, II”. *Ap&SS*, 7 :20–30, 1970 April. doi:[10.1007/BF00653472](https://doi.org/10.1007/BF00653472). 35
- [292] Cowsik, R. et al. “Gravity of Neutrinos of Nonzero Mass in Astrophysics”. *ApJ*, 180 :7–10, 1973 February. doi:[10.1086/151937](https://doi.org/10.1086/151937). 35

- [293] Bond, J. R., et al. “Massive neutrinos and the large-scale structure of the universe”. *Physical Review Letters*, 45 :1980–1984, 1980 December. doi:[10.1103/PhysRevLett.45.1980.2](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.1980.2). 35
- [294] Zeldovich, I. B., et al. “Giant voids in the universe”. *Nature*, 300 :407–413, 1982 December. doi:[10.1038/300407a0](https://doi.org/10.1038/300407a0). 35
- [295] Szalay, A. S. et al. “Neutrino mass and galaxy formation”. In G. O. Abell & G. Chincarini, editor, “Early Evolution of the Universe and its Present Structure”, volume 104 of *IAU Symposium*, pages 307–312 (1983). 35
- [296] Centrella, J. M., et al. “A case study of large-scale structure in a ‘hot’ model universe”. *ApJ*, 333 :24–53, 1988 October. doi:[10.1086/166722](https://doi.org/10.1086/166722). 35
- [297] Tegmark, M., et al. “Cosmological parameters from SDSS and WMAP”. *Phys. Rev. D*, 69(10) :103501–+, 2004 May. doi:[10.1103/PhysRevD.69.103501](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.103501). [arXiv:astro-ph/0310723](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310723). 35
- [298] Cole, S., et al. “The 2dF Galaxy Redshift Survey : power-spectrum analysis of the final data set and cosmological implications”. *MNRAS*, 362 :505–534, 2005 September. doi:[10.1111/j.1365-2966.2005.09318.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09318.x). [arXiv:astro-ph/0501174](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501174). 35
- [299] Seljak, U., et al. “Cosmological parameters from combining the Lyman- α forest with CMB, galaxy clustering and SN constraints”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 10 :14–+, 2006 October. doi:[10.1088/1475-7516/2006/10/014](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2006/10/014). [arXiv:astro-ph/0604335](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0604335). 35
- [300] Tegmark, M., et al. “Cosmological constraints from the SDSS luminous red galaxies”. *Phys. Rev. D*, 74(12) :123507–+, 2006 December. doi:[10.1103/PhysRevD.74.123507](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.123507). [arXiv:astro-ph/0608632](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608632). 35
- [301] Reid, B. A., et al. “Cosmological constraints from the clustering of the Sloan Digital Sky Survey DR7 luminous red galaxies”. *MNRAS*, 404 :60–85, 2010 May. doi:[10.1111/j.1365-2966.2010.16276.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16276.x). [arXiv:0907.1659](https://arxiv.org/abs/0907.1659). 35

- [302] Komatsu, E., et al. “Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation”. *ApJS*, 192 :18–+, 2011 February. doi:[10.1088/0067-0049/192/2/18](https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/2/18). [arXiv:1001.4538](https://arxiv.org/abs/1001.4538). 35
- [303] Rau, W. “Dark matter search experiments”. *Physics of Particles and Nuclei*, 42 :650–660, 2011 July. doi:[10.1134/S1063779611040125](https://doi.org/10.1134/S1063779611040125). [arXiv:1103.5267](https://arxiv.org/abs/1103.5267). 35, 42, 52, 59
- [304] Lesgourgues, J. et al. “Massive neutrinos and cosmology”. *Phys. Rep.*, 429 :307–379, 2006 July. doi:[10.1016/j.physrep.2006.04.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.04.001). [arXiv:astro-ph/0603494](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603494). 35
- [305] Inomata, K., et al. “Inflationary Primordial Black Holes as All Dark Matter”. *ArXiv e-prints*, 2017 January. [1701.02544](https://arxiv.org/abs/1701.02544). 35
- [306] Mediavilla, E., et al. “Limits on the Mass and Abundance of Primordial Black Holes from Quasar Gravitational Microlensing”. *ApJ*, 836 :L18, 2017 February. doi:[10.3847/2041-8213/aa5dab](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa5dab). [1702.00947](https://arxiv.org/abs/1702.00947). 35
- [307] Carr, B. J. “Primordial Black Holes - Recent Developments”. In Chen, P., et al., editors, “22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics”, pages 89–100 (2005). [astro-ph/0504034](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504034). 35
- [308] Alcock, C., et al. “The MACHO Project : Microlensing Optical Depth toward the Galactic Bulge from Difference Image Analysis”. *ApJ*, 541 :734–766, 2000 October. doi:[10.1086/309484](https://doi.org/10.1086/309484). [arXiv:astro-ph/0002510](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0002510). 35
- [309] Afonso, C., et al. “Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data”. *A&A*, 400 :951–956, 2003 March. doi:[10.1051/0004-6361:20030087](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030087). 35
- [310] Wyrzykowski, Ł., et al. “The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds - III. Ruling out subsolar MACHOs with the OGLE-III LMC data”. *MNRAS*, 413 :493–508, 2011 May. doi:[10.1111/j.1365-2966.2010.18150.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18150.x). [arXiv:1012.1154](https://arxiv.org/abs/1012.1154). 35
- [311] Oppenheimer, B. R., et al. “Direct Detection of Galactic Halo Dark Matter”. *Science*, 292 :698–702, 2001 April. doi:[10.1126/science.1059954](https://doi.org/10.1126/science.1059954). [arXiv:astro-ph/0104293](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0104293). 35

- [312] Freese, K., et al. “Death of Stellar Baryonic Dark Matter”. In Weiss, A., et al., editors, “The First Stars”, page 18 (2000). doi:[10.1007/10719504_3](https://doi.org/10.1007/10719504_3). [astro-ph/0002058](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0002058). 35
- [313] Ibata, R., et al. “Discovery of high proper-motion ancient white dwarfs : Nearby massive compact halo objects?” *The Astrophysical Journal Letters*, 532(1) :L41, 2000. URL <http://stacks.iop.org/1538-4357/532/i=1/a=L41>. 35
- [314] Reid, I. N., et al. “High-Velocity White Dwarfs : Thick Disk, Not Dark Matter”. *ApJ*, 559 :942–947, 2001 October. doi:[10.1086/322362](https://doi.org/10.1086/322362). [astro-ph/0104110](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0104110). 35
- [315] Torres, S., et al. “High-proper-motion white dwarfs and halo dark matter”. *MNRAS*, 336 :971–978, 2002 November. doi:[10.1046/j.1365-8711.2002.05830.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05830.x). [astro-ph/0207113](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0207113). 35
- [316] Flynn, C., et al. “Hubble Deep Field Constraint on Baryonic Dark Matter”. *ApJ*, 466 :L55+, 1996 August. doi:[10.1086/310174](https://doi.org/10.1086/310174). [arXiv:astro-ph/9603035](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9603035). 35
- [317] Bergstrom, L. et al. *Cosmology and particle astrophysics* (Springer, 2006). ISBN 9783540329244. 36
- [318] Milgrom, M. “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”. *ApJ*, 270 :365–370, 1983 July. doi:[10.1086/161130](https://doi.org/10.1086/161130). 36
- [319] Milgrom, M. “A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies”. *ApJ*, 270 :371–389, 1983 July. doi:[10.1086/161131](https://doi.org/10.1086/161131). 36
- [320] Milgrom, M. “A Modification of the Newtonian Dynamics - Implications for Galaxy Systems”. *ApJ*, 270 :384, 1983 July. doi:[10.1086/161132](https://doi.org/10.1086/161132). 36
- [321] Sanders, R. H. “Mass discrepancies in galaxies - Dark matter and alternatives”. *A&A Rev.*, 2 :1–28, 1990. doi:[10.1007/BF00873540](https://doi.org/10.1007/BF00873540). 36

- [322] Milgrom, M. “The modified dynamics-a status review”. In Klapdor-Kleingrothaus, H. V. et al., editors, “Dark matter in Astrophysics and Particle Physics”, page 443 (1999). [astro-ph/9810302](#). 36
- [323] Sanders, R. H. et al. “Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter”. *ARA&A*, 40 :263–317, 2002. doi:[10.1146/annurev.astro.40.060401.093923](#). [astro-ph/0204521](#). 36
- [324] Milgrom, M. “The MOND paradigm”. *ArXiv e-prints*, 2008 January. [0801.3133](#). 36
- [325] Bekenstein, J. D. “Tensor-vector-scalar-modified gravity : from small scale to cosmology”. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 369 :5003–5017, 2011 December. doi:[10.1098/rsta.2011.0282](#). [arXiv:1201.2759](#). 36
- [326] Bekenstein, J. D. “Relativistic MOND as an alternative to the dark matter paradigm”. *Nuclear Physics A*, 827 :555–560c, 2009 August. doi:[10.1016/j.nuclphysa.2009.05.122](#). [arXiv:0901.1524](#). 36
- [327] Skordis, C. “TOPICAL REVIEW : The tensor-vector-scalar theory and its cosmology”. *Classical and Quantum Gravity*, 26(14) :143001, 2009 July. doi:[10.1088/0264-9381/26/14/143001](#). [arXiv:0903.3602](#). 36
- [328] Bekenstein, J. D. et al. “A Primer to Relativistic MOND Theory”. In Mamon, G. A., et al., editors, “EAS Publications Series”, volume 20 of *EAS Publications Series*, pages 225–230 (2006). doi:[10.1051/eas :2006075](#). [astro-ph/0509519](#). 36
- [329] Bekenstein, J. D. “Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm”. *Phys. Rev. D*, 70(8) :083509, 2004 October. doi:[10.1103/PhysRevD.70.083509](#). [astro-ph/0403694](#). 36
- [330] Bekenstein, J. D. “Relation between physical and gravitational geometry”. *Phys. Rev. D*, 48 :3641–3647, 1993 October. doi:[10.1103/PhysRevD.48.3641](#). [gr-qc/9211017](#). 36

- [331] Bekenstein, J. D. “Phase Coupling Gravitation : Symmetries and Gauge Fields”. *Phys. Lett.*, B202 :497–500, 1988. doi:[10.1016/0370-2693\(88\)91851-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91851-5). [36](#)
- [332] Bekenstein, J. et al. “Does the missing mass problem signal the breakdown of Newtonian gravity ?” *ApJ*, 286 :7–14, 1984 November. doi:[10.1086/162570](https://doi.org/10.1086/162570). [36](#)
- [333] Mannheim, P. D. “Making the Case for Conformal Gravity”. *Foundations of Physics*, 42 :388–420, 2012 March. doi:[10.1007/s10701-011-9608-6](https://doi.org/10.1007/s10701-011-9608-6). [arXiv:1101.2186](#). [36](#)
- [334] Maldacena, J. “Einstein Gravity from Conformal Gravity”. *ArXiv e-prints*, 2011 May. [arXiv:1105.5632](#). [36](#)
- [335] Moffat, J. W. “A new nonsymmetric gravitational theory”. *Physics Letters B*, 355 :447–452, 1995 February. doi:[10.1016/0370-2693\(95\)00670-G](https://doi.org/10.1016/0370-2693(95)00670-G). [gr-qc/9411006](#). [36](#)
- [336] Nakamura, K. “The review of particle physics (pdg)”, 2011-2012. doi:[J. Phys. G 37 075021](https://doi.org/10.1016/j.physg.2011.07.001). [38](#), [40](#), [41](#), [42](#), [49](#)
- [337] Martin, S. P. “A Supersymmetry Primer”. In G. L. Kane, editor, “Perspectives on Supersymmetry”, pages 1–+ (1998). [arXiv:hep-ph/9709356](#). [38](#), [40](#)
- [338] Dimopoulos, S. et al. “Softly Broken Supersymmetry and SU(5)”. *Nucl. Phys.*, B193 :150–162, 1981. doi:[10.1016/0550-3213\(81\)90522-8](https://doi.org/10.1016/0550-3213(81)90522-8). [39](#)
- [339] Csáki, C. “The Minimal Supersymmetric Standard Model”. *Modern Physics Letters A*, 11 :599–613, 1996. doi:[10.1142/S021773239600062X](https://doi.org/10.1142/S021773239600062X). [hep-ph/9606414](#). [39](#)
- [340] ATLAS Collaboration and CMS Collaboration. “Combined measurement of the higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 tev with the atlas and cms experiments”. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :191803, 2015 May. doi:[10.1103/PhysRevLett.114.191803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.191803). [40](#)

- [341] ATLAS Collaboration. “Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the {ATLAS} detector at the {LHC}”. *Physics Letters B*, 716(1) :1 – 29, 2012. ISSN 0370-2693. doi:[10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). 40
- [342] CMS Collaboration. “Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the {CMS} experiment at the {LHC}”. *Physics Letters B*, 716(1) :30 – 61, 2012. ISSN 0370-2693. doi:[10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). 40
- [343] ATLAS Collaboration. “Summary of the ATLAS experiment’s sensitivity to supersymmetry after LHC Run 1 - interpreted in the phenomenological MSSM”. *ArXiv e-prints*, 2015 August. [arXiv:1508.06608](https://arxiv.org/abs/1508.06608). 40
- [344] Smith, M. C., et al. “The RAVE survey : constraining the local Galactic escape speed”. *MNRAS*, 379 :755–772, 2007 August. doi:[10.1111/j.1365-2966.2007.11964.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11964.x). [astro-ph/0611671](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611671). 41
- [345] Cerdeño, D. G. et al. *Direct detection of WIMPs*, page 347 (Cambridge University Press, 2010). 41
- [346] Bernabei, R., et al. “Dark Matter search”. *Nuovo Cimento Rivista Serie*, 26(1) :010000–74, 2003 January. [arXiv:astro-ph/0307403](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0307403). 42
- [347] Marrodán Undagoitia, T. et al. “Dark matter direct-detection experiments”. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 43(1) :013001, 2016 January. doi:[10.1088/0954-3899/43/1/013001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/1/013001). [arXiv:1509.08767](https://arxiv.org/abs/1509.08767). 42, 51, 52, 53, 54, 55, 58, 59, 66
- [348] Schnee, R. W. “Introduction to Dark Matter Experiments”. In Csaki, C. et al., editors, “Physics of the Large and the Small : TASI 2009”, pages 775–829 (2011). doi:[10.1142/9789814327183_0014](https://doi.org/10.1142/9789814327183_0014). [arXiv:1101.5205](https://arxiv.org/abs/1101.5205). 43, 45
- [349] Lewin, J. et al. “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil”. *Astroparticle Physics*, 6(1) :87 – 112, 1996. ISSN 0927-6505. doi:[10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3).
Http ://www.hep.umn.edu/cdms/results/paper/Analysis45

- [350] Kurylov, A. et al. “Generalized analysis of the direct weakly interacting massive particle searches”. *Phys. Rev. D*, 69(6) :063503, 2004 March. doi:[10.1103/PhysRevD.69.063503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.063503). [hep-ph/0307185](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0307185). 46, 47
- [351] Jungman, G., et al. “Supersymmetric dark matter”. *Phys. Rep.*, 267 :195–373, 1996 March. doi:[10.1016/0370-1573\(95\)00058-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(95)00058-5). [hep-ph/9506380](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9506380). 46, 47, 48
- [352] Tovey, D. R., et al. “A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches”. *Physics Letters B*, 488 :17–26, 2000 August. doi:[10.1016/S0370-2693\(00\)00846-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00846-7). [hep-ph/0005041](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0005041). 47
- [353] Patrignani, C. et al. (Particle Data Group). “Review of Particle Physics”. *Chin. Phys.*, C40(10) :100001, 2016. doi:[10.1088/1674-1137/40/10/100001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001). 47, 48, 49, 50
- [354] Ellis, J., et al. “Beyond the cmssm without an accelerator : proton decay and direct dark matter detection”. *The European Physical Journal C*, 76(1) :8, 2016. ISSN 1434-6052. doi:[10.1140/epjc/s10052-015-3842-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3842-6). 48
- [355] Ellis, J., et al. “Re-evaluation of the elastic scattering of supersymmetric dark matter”. *Physics Letters B*, 481 :304–314, 2000 May. doi:[10.1016/S0370-2693\(00\)00459-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00459-7). [hep-ph/0001005](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0001005). 48
- [356] Ellis, J. et al. “Elastic supersymmetric relic-nucleus scattering revisited”. *Physics Letters B*, 263 :259–266, 1991 July. doi:[10.1016/0370-2693\(91\)90597-J](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)90597-J). 48
- [357] Ellis, J. et al. “Realistic predictions for the detection of supersymmetric dark matter”. *Nuclear Physics B*, 307 :883–908, 1988 October. doi:[10.1016/0550-3213\(88\)90111-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(88)90111-3). 48
- [358] Ellis, J., et al. “Supersymmetric relics from the big bang”. *Nuclear Physics B*, 238(2) :453 – 476, 1984. ISSN 0550-3213. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(84\)90461-9](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(84)90461-9). 48
- [359] Leroy, C. et al. *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2016), 4th edition. 48, 49

- [360] Klasen, M., et al. “Indirect and direct search for dark matter”. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 85 :1–32, 2015 November. doi:[10.1016/j.pnnp.2015.07.001](https://doi.org/10.1016/j.pnnp.2015.07.001). [arXiv:1507.03800](https://arxiv.org/abs/1507.03800). 51
- [361] Zornoza, J. D. “Indirect search for dark matter with neutrino telescopes”. *ArXiv e-prints*, 2016 January. [arXiv:1601.05691](https://arxiv.org/abs/1601.05691). 51
- [362] IceCube Collaboration, et al. “Improved limits on dark matter annihilation in the Sun with the 79-string IceCube detector and implications for supersymmetry”. *ArXiv e-prints*, 2016 January. [arXiv:1601.00653](https://arxiv.org/abs/1601.00653). 51
- [363] ANTARES Collaboration. “A search for Secluded Dark Matter in the Sun with the ANTARES neutrino telescope”. *ArXiv e-prints*, 2016 February. [arXiv:1602.07000](https://arxiv.org/abs/1602.07000). 51
- [364] The Super-Kamiokande Collaboration. “Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the Sun by Super-Kamiokande”. *ArXiv e-prints*, 2015 March. [arXiv:1503.04858](https://arxiv.org/abs/1503.04858). 51
- [365] Ackermann, M., et al. “Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data”. *Physical Review Letters*, 115(23) :231301, 2015 December. doi:[10.1103/PhysRevLett.115.231301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.231301). [arXiv:1503.02641](https://arxiv.org/abs/1503.02641). 52
- [366] Drlica-Wagner, A., et al. “Search for Gamma-Ray Emission from DES Dwarf Spheroidal Galaxy Candidates with Fermi-LAT Data”. *ApJ*, 809 :L4, 2015 August. doi:[10.1088/2041-8205/809/1/L4](https://doi.org/10.1088/2041-8205/809/1/L4). [arXiv:1503.02632](https://arxiv.org/abs/1503.02632). 52
- [367] MAGIC collaboration. “Limits to dark matter annihilation cross-section from a combined analysis of MAGIC and Fermi-LAT observations of dwarf satellite galaxies”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2 :039, 2016 February. doi:[10.1088/1475-7516/2016/02/039](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/02/039). [arXiv:1601.06590](https://arxiv.org/abs/1601.06590). 52
- [368] Aleksić, J., et al. “Optimized dark matter searches in deep observations of Segue 1 with MAGIC”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2 :008, 2014 February. doi:[10.1088/1475-7516/2014/02/008](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/02/008). [arXiv:1312.1535](https://arxiv.org/abs/1312.1535). 52

- [369] Zitzer, B. et al. “Search for Dark Matter from Dwarf Galaxies using VERITAS”. *ArXiv e-prints*, 2015 September. [arXiv:1509.01105](https://arxiv.org/abs/1509.01105). 52
- [370] Lefranc, V., et al. “Dark matter search in the inner Galactic halo with H.E.S.S. I and H.E.S.S. II”. *ArXiv e-prints*, 2015 September. [arXiv:1509.04123](https://arxiv.org/abs/1509.04123). 52
- [371] Abramowski, A., et al. “Constraints on an Annihilation Signal from a Core of Constant Dark Matter Density around the Milky Way Center with H.E.S.S.” *Physical Review Letters*, 114(8) :081301, 2015 February. doi:[10.1103/PhysRevLett.114.081301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.081301). [arXiv:1502.03244](https://arxiv.org/abs/1502.03244). 52
- [372] Abramowski, A., et al. “Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of dwarf spheroidal galaxies”. *Phys. Rev. D*, 90(11) :112012, 2014 December. doi:[10.1103/PhysRevD.90.112012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.112012). [arXiv:1410.2589](https://arxiv.org/abs/1410.2589). 52
- [373] Adriani, O., et al. “Measurement of the flux of primary cosmic ray antiprotons with energies of 60 MeV to 350 GeV in the PAMELA experiment”. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 96 :621–627, 2013 January. doi:[10.1134/S002136401222002X](https://doi.org/10.1134/S002136401222002X). 52
- [374] Giesen, G., et al. “AMS-02 antiprotons, at last! Secondary astrophysical component and immediate implications for Dark Matter”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 9 :023, 2015 September. doi:[10.1088/1475-7516/2015/09/023](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/09/023). [arXiv:1504.04276](https://arxiv.org/abs/1504.04276). 52
- [375] Hooper, D., et al. “What does the PAMELA antiproton spectrum tell us about dark matter?” *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 3 :021, 2015 March. doi:[10.1088/1475-7516/2015/03/021](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/03/021). [arXiv:1410.1527](https://arxiv.org/abs/1410.1527). 52
- [376] Hamaguchi, K., et al. “AMS-02 antiprotons from annihilating or decaying dark matter”. *Physics Letters B*, 747 :523–528, 2015 July. doi:[10.1016/j.physletb.2015.06.041](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.06.041). [arXiv:1504.05937](https://arxiv.org/abs/1504.05937). 52
- [377] Chen, C.-H., et al. “Dark matter for excess of AMS-02 positrons and antiprotons”. *Physics Letters B*, 747 :495–499, 2015 July. doi:[10.1016/j.physletb.2015.06.035](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.06.035). [arXiv:1504.07848](https://arxiv.org/abs/1504.07848). 52

- [378] Adriani, O., et al. “Cosmic-Ray Positron Energy Spectrum Measured by PAMELA”. *Physical Review Letters*, 111(8) :081102, 2013 August. doi:[10.1103/PhysRevLett.111.081102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.081102). [arXiv:1308.0133](https://arxiv.org/abs/1308.0133). 52
- [379] Aguilar, M., et al. (AMS Collaboration). “First result from the alpha magnetic spectrometer on the international space station : Precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 gev”. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :141102, 2013 Apr. doi:[10.1103/PhysRevLett.110.141102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.141102). 52
- [380] Lopez, A., et al. “Fermi/LAT observations of Dwarf Galaxies highly constrain a Dark Matter Interpretation of Excess Positrons seen in AMS-02, HEAT, and PAMELA”. *ArXiv e-prints*, 2015 January. [1501.01618](https://arxiv.org/abs/1501.01618). 52
- [381] Bernabei, R., et al. “Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase1”. *European Physical Journal C*, 73 :2648, 2013 December. doi:[10.1140/epjc/s10052-013-2648-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2648-7). [1308.5109](https://arxiv.org/abs/1308.5109). 54, 57
- [382] Bernabei, R., et al. “New results from DAMA/LIBRA”. *EPJ C*, 67 :39–49, 2010 May. doi:[10.1140/epjc/s10052-010-1303-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1303-9). [arXiv:1002.1028](https://arxiv.org/abs/1002.1028). 54
- [383] Cline, D. et al. “Comparison of DAMA/LIBRA and DM ICE Results using Information Theory to Rule out Dark Matter Claims”. *ArXiv e-prints*, 2015 April. [arXiv:1504.04633](https://arxiv.org/abs/1504.04633). 54
- [384] DM-Ice Collaboration, et al. “First Search for a Dark Matter Annual Modulation Signal with NaI(Tl) in the Southern Hemisphere by DM-Ice17”. *ArXiv e-prints*, 2016 February. [arXiv:1602.05939](https://arxiv.org/abs/1602.05939). 54
- [385] Amaré, J., et al. “Status of the ANAIS Dark Matter Project at the Canfranc Underground Laboratory”. *ArXiv e-prints*, 2015 December. [arXiv:1512.04239](https://arxiv.org/abs/1512.04239). 54
- [386] Amaré, J., et al. “The ANAIS Dark Matter Project : Status and Prospects”. *ArXiv e-prints*, 2016 January. [arXiv:1601.01184](https://arxiv.org/abs/1601.01184). 54

- [387] Oliván, M. A. “Design, scale-up and characterization of the data acquisition system for the ANAIS dark matter experiment”. *ArXiv e-prints*, 2016 January. [arXiv:1601.07312](https://arxiv.org/abs/1601.07312). 54
- [388] Lee, H. S., et al. “Search for low-mass dark matter with CsI(Tl) crystal detectors”. *Phys. Rev. D*, 90(5) :052006, 2014 September. doi:[10.1103/PhysRevD.90.052006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.052006). [1404.3443](https://arxiv.org/abs/1404.3443). 54
- [389] Kim, S. C., et al. “New Limits on Interactions between Weakly Interacting Massive Particles and Nucleons Obtained with CsI(Tl) Crystal Detectors”. *Physical Review Letters*, 108(18) :181301, 2012 May. doi:[10.1103/PhysRevLett.108.181301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.181301). [arXiv:1204.2646](https://arxiv.org/abs/1204.2646). 54
- [390] Ahlen, S. P., et al. “Limits on cold dark matter candidates from an ultralow background germanium spectrometer”. *Physics Letters B*, 195 :603–608, 1987 September. doi:[10.1016/0370-2693\(87\)91581-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(87)91581-4). 55
- [391] Li, H. B., et al. “Limits on Spin-Independent Couplings of WIMP Dark Matter with a p-Type Point-Contact Germanium Detector”. *Physical Review Letters*, 110(26) :261301, 2013 June. doi:[10.1103/PhysRevLett.110.261301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.261301). [arXiv:1303.0925](https://arxiv.org/abs/1303.0925). 56
- [392] Liu, S. K., et al. “Limits on light WIMPs with a germanium detector at 177 eVee threshold at the China Jinping Underground Laboratory”. *Phys. Rev. D*, 90(3) :032003, 2014 August. doi:[10.1103/PhysRevD.90.032003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.032003). [arXiv:1403.5421](https://arxiv.org/abs/1403.5421). 56
- [393] Yue, Q., et al. “Limits on light weakly interacting massive particles from the CDEX-1 experiment with a p -type point-contact germanium detector at the China Jinping Underground Laboratory”. *Phys. Rev. D*, 90(9) :091701, 2014 November. doi:[10.1103/PhysRevD.90.091701](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.091701). [arXiv:1404.4946](https://arxiv.org/abs/1404.4946). 56
- [394] Aalseth, C. E., et al. “CoGeNT : A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors”. *Phys. Rev. D*, 88(1) :012002, 2013 July. doi:[10.1103/PhysRevD.88.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.012002). [arXiv:1208.5737](https://arxiv.org/abs/1208.5737). 56

- [395] Aalseth, C. E., et al. “Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data”. *ArXiv e-prints*, 2014 January. [arXiv:1401.3295](#). 56
- [396] Aalseth, C. E., et al. “Maximum Likelihood Signal Extraction Method Applied to 3.4 years of CoGeNT Data”. *ArXiv e-prints*, 2014 January. [1401.6234](#). 56, 57
- [397] Angloher, G., et al. “Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search”. *European Physical Journal C*, 72 :1971, 2012 April. doi:[10.1140/epjc/s10052-012-1971-8](#). [1109.0702](#). 56, 57
- [398] Angloher, G., et al. “Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector”. *European Physical Journal C*, 76 :25, 2016 January. doi:[10.1140/epjc/s10052-016-3877-3](#). [1509.01515](#). 56
- [399] Angloher, G., et al. “Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector”. *European Physical Journal C*, 74 :3184, 2014 December. doi:[10.1140/epjc/s10052-014-3184-9](#). [1407.3146](#). 56
- [400] Rau, W. (CDMS, SuperCDMS). “CDMS and SuperCDMS”. *J. Phys. Conf. Ser.*, 375 :012005, 2012. doi:[10.1088/1742-6596/375/1/012005](#). 57
- [401] SuperCDMS Collaboration, et al. “WIMP-Search Results from the Second CDMSlite Run”. *ArXiv e-prints*, 2015 September. [1509.02448](#). 57
- [402] Agnese, R., et al. “Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles Using Voltage-Assisted Calorimetric Ionization Detection in the SuperCDMS Experiment”. *Physical Review Letters*, 112(4) :041302, 2014 January. doi:[10.1103/PhysRevLett.112.041302](#). [arXiv:1309.3259](#). 57
- [403] CDMS Collaboration, et al. “Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II”. *ArXiv e-prints*, 2013 April. [arXiv:1304.4279](#). 57
- [404] Ahmed, Z., et al. “Results from a Low-Energy Analysis of the CDMS II Germanium Data”. *Physical Review Letters*, 106(13) :131302, 2011 April. doi:[10.1103/PhysRevLett.106.131302](#). [arXiv:1011.2482](#). 57

- [405] Ahmed, Z., et al. “Combined limits on WIMPs from the CDMS and EDELWEISS experiments”. *Phys. Rev. D*, 84(1) :011102, 2011 July. doi:[10.1103/PhysRevD.84.011102](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.011102). [1105.3377](https://arxiv.org/abs/1105.3377). 57
- [406] Agnese, R., et al. “Improved WIMP-search reach of the CDMS II germanium data”. *Phys. Rev. D*, 92(7) :072003, 2015 October. doi:[10.1103/PhysRevD.92.072003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.072003). [arXiv:1504.05871](https://arxiv.org/abs/1504.05871). 57
- [407] EDELWEISS Collaboration, et al. “Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes”. *Physics Letters B*, 702 :329–335, 2011 August. doi:[10.1016/j.physletb.2011.07.034](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.07.034). [1103.4070](https://arxiv.org/abs/1103.4070). 57
- [408] Armengaud, E., et al. “Search for low-mass WIMPs with EDELWEISS-II heat-and-ionization detectors”. *Phys. Rev. D*, 86(5) :051701, 2012 September. doi:[10.1103/PhysRevD.86.051701](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.051701). [arXiv:1207.1815](https://arxiv.org/abs/1207.1815). 57
- [409] Bei Cai for the DEAP Collaboration. “The DEAP-3600 Dark Matter Experiment”. *ArXiv e-prints*, 2015 November. [arXiv:1511.00949](https://arxiv.org/abs/1511.00949). 58
- [410] DEAP Collaboration, et al. “DEAP-3600 Dark Matter Search”. *ArXiv e-prints*, 2014 October. [arXiv:1410.7673](https://arxiv.org/abs/1410.7673). 58
- [411] Gorel, P. “Search for Dark Matter with Liquid Argon and Pulse Shape Discrimination : Results from DEAP-1 and Status of DEAP-3600”. *ArXiv e-prints*, 2014 June. [arXiv:1406.0462](https://arxiv.org/abs/1406.0462). 58
- [412] Rielage, K., et al. “Update on the MiniCLEAN Dark Matter Experiment”. *Physics Procedia*, 61 :144–152, 2015. doi:[10.1016/j.phpro.2014.12.024](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.12.024). [arXiv:1403.4842](https://arxiv.org/abs/1403.4842). 58
- [413] XMASS Collaboration, et al. “Direct dark matter search by annual modulation in XMASS-I”. *ArXiv e-prints*, 2015 November. [1511.04807](https://arxiv.org/abs/1511.04807). 58
- [414] Manalaysay, A. “Recent results in the search for dark matter with noble liquid detectors”. *ArXiv e-prints*, 2011 May. [arXiv:1106.0037](https://arxiv.org/abs/1106.0037). 59

- [415] Warp Collaboration, et al. “First results from a dark matter search with liquid argon at 87 K in the Gran Sasso underground laboratory”. *Astroparticle Physics*, 28 :495–507, 2008 January. doi:[10.1016/j.astropartphys.2007.08.002](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2007.08.002). [arXiv:astro-ph/0701286](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701286). 59
- [416] Zani, A. “The WArP Experiment : A Double-Phase Argon Detector for Dark Matter Searches”. *Adv. High Energy Phys.*, 2014 :205107, 2014. doi:[10.1155/2014/205107](https://doi.org/10.1155/2014/205107). 59
- [417] Agnes, P., et al. “First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso”. *Physics Letters B*, 743 :456–466, 2015 April. doi:[10.1016/j.physletb.2015.03.012](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.03.012). [1410.0653](https://arxiv.org/abs/1410.0653). 59
- [418] Lebedenko, V. N., et al. “Results from the first science run of the ZEPLIN-III dark matter search experiment”. *Phys. Rev. D*, 80(5) :052010, 2009 September. doi:[10.1103/PhysRevD.80.052010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.052010). [0812.1150](https://arxiv.org/abs/0812.1150). 59
- [419] Akimov, D. Y., et al. “WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III”. *Physics Letters B*, 709 :14–20, 2012 March. doi:[10.1016/j.physletb.2012.01.064](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.01.064). [1110.4769](https://arxiv.org/abs/1110.4769). 60
- [420] Angle, J., et al. “First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory”. *Physical Review Letters*, 100(2) :021303–+, 2008 January. doi:[10.1103/PhysRevLett.100.021303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.021303). [0706.0039](https://arxiv.org/abs/0706.0039). 60
- [421] Angle, J., et al. “Search for Light Dark Matter in XENON10 Data”. *Physical Review Letters*, 107(5) :051301–+, 2011 July. doi:[10.1103/PhysRevLett.107.051301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.051301). [arXiv:1104.3088](https://arxiv.org/abs/1104.3088). 60
- [422] Aprile, E., et al. “Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data”. *Physical Review Letters*, 109(18) :181301, 2012 November. doi:[10.1103/PhysRevLett.109.181301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.181301). [arXiv:1207.5988](https://arxiv.org/abs/1207.5988). 60
- [423] The XENON Collaboration, et al. “Exclusion of Leptophilic Dark Matter Models using XENON100 Electronic Recoil Data”. *ArXiv e-prints*, 2015 July. [1507.07747](https://arxiv.org/abs/1507.07747). 60

- [424] The XENON Collaboration, et al. “Search for Event Rate Modulation in XENON100 Electronic Recoil Data”. *ArXiv e-prints*, 2015 July. [1507.07748](#). 60
- [425] Aprile, E., et al. (XENON Collaboration). “Xenon100 dark matter results from a combination of 477 live days”. *Phys. Rev. D*, 94 :122001, 2016 Dec. doi:[10.1103/PhysRevD.94.122001](#). 60
- [426] The XENON collaboration, et al. “Physics reach of the XENON1T dark matter experiment”. *ArXiv e-prints*, 2015 December. [arXiv:1512.07501](#). 60
- [427] PandaX Collaboration, et al. “Low-mass dark matter search results from full exposure of PandaX-I experiment”. *ArXiv e-prints*, 2015 May. [arXiv:1505.00771](#). 60
- [428] PandaX Collaboration, et al. “Dark Matter Search Results from the Commissioning Run of PandaX-II”. *ArXiv e-prints*, 2016 February. [arXiv:1602.06563](#). 60
- [429] LUX Collaboration, et al. “Improved WIMP scattering limits from the LUX experiment”. *ArXiv e-prints*, 2015 December. [1512.03506](#). 61
- [430] LUX Collaboration, et al. “Results on the spin-dependent WIMP-nucleon cross section from LUX Run 3 data”. *ArXiv e-prints*, 2016 February. [arXiv:1602.03489](#). 61
- [431] Behnke, E., et al. ((COUPP Collaboration)). “Erratum : First dark matter search results from a 4-kg cf_3I bubble chamber operated in a deep underground site [phys. rev. d **86**, 052001 (2012)]”. *Phys. Rev. D*, 90 :079902, 2014 Oct. doi:[10.1103/PhysRevD.90.079902](#). 61
- [432] Behnke, E., et al. “First dark matter search results from a 4-kg CF_3I bubble chamber operated in a deep underground site”. *Phys. Rev. D*, 86(5) :052001, 2012 September. doi:[10.1103/PhysRevD.86.052001](#). [arXiv:1204.3094](#). 61
- [433] Hamel, L. A., et al. “Dark Matter Search with Moderately Superheated Liquids”. In Bernabei, R. et al., editors, “The Dark Side of the Universe ;

- Experimental Efforts and Theoretical Framework”, page 198 (1996).
[hep-ex/9602004](#). 61
- [434] Archambault, S., et al. “Constraints on low-mass WIMP interactions on ^{19}F from PICASSO”. *Physics Letters B*, 711 :153–161, 2012 May. doi:[10.1016/j.physletb.2012.03.078](#). [arXiv:1202.1240](#). 62, 170, 171
- [435] Collar, J. I., et al. “First Dark Matter Limits from a Large-Mass, Low-Background, Superheated Droplet Detector”. *Physical Review Letters*, 85 :3083–3086, 2000 October. doi:[10.1103/PhysRevLett.85.3083](#). [arXiv:astro-ph/0001511](#). 62
- [436] Felizardo, M., et al. “The SIMPLE Phase II dark matter search”. *Phys. Rev. D*, 89(7) :072013, 2014 April. doi:[10.1103/PhysRevD.89.072013](#). [arXiv:1404.4309](#). 62
- [437] Felizardo, M., et al. “Final Analysis and Results of the Phase II SIMPLE Dark Matter Search”. *ArXiv e-prints*, 2011 June. [arXiv:1106.3014](#). 62
- [438] Amole, C., et al. “Dark Matter Search Results from the PICO-60 CF₃I Bubble Chamber”. *ArXiv e-prints*, 2015 October. [arXiv:1510.07754](#). 63
- [439] Amole, C., et al. “Improved dark matter search results from PICO-2L Run 2”. *ArXiv e-prints*, 2016 January. [1601.03729](#). 63
- [440] Amole, C., et al. “PICASSO, COUPP and PICO - search for dark matter with bubble chambers”. In “European Physical Journal Web of Conferences”, volume 95 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 04020 (2015). doi:[10.1051/epjconf/20159504020](#). 63
- [441] Glaser, D. A. “Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids”. *Phys. Rev.*, 87 :665–665, 1952 Aug. doi:[10.1103/PhysRev.87.665](#). 64
- [442] E., R. et al. “The superheated drop detector”. *Nuclear Instruments and Methods*, 162(1-3) :603 – 608, 1979. ISSN 0029-554X. doi:[10.1016/0029-554X\(79\)90735-3](#). 64

- [443] Mei, D.-M. et al. “Muon-induced background study for underground laboratories”. *Phys. Rev. D*, 73(5) :053004, 2006 March. doi:[10.1103/PhysRevD.73.053004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.053004). [astro-ph/0512125](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512125). 65
- [444] Wu, Y.-C. et al. “Measurement of Cosmic Ray Flux in China JinPing underground Laboratory”. *Chin. Phys.*, C37(8) :086001, 2013. doi:[10.1088/1674-1137/37/8/086001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/37/8/086001), [10.1088/1674-1137/37/1/016001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/37/1/016001). [arXiv:1305.0899](https://arxiv.org/abs/1305.0899). 65
- [445] Behnke, E., et al. “Final Results of the PICASSO Dark Matter Search Experiment”. *ArXiv e-prints*, 2016 November. [arXiv:1611.01499](https://arxiv.org/abs/1611.01499). 67, 124, 141, 154
- [446] Zacek, V. “Search for dark matter with moderately superheated liquids”. *Il Nuovo Cimento A*, 107 :291–298, 1994. ISSN 0369-3546. [10.1007/BF02781560](https://doi.org/10.1007/BF02781560), URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF02781560>. 68
- [447] Apfel, R. E. et al. “A neutron spectrometer based on temperature variations in superheated drop compositions”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 476(1–2) :298 – 303, 2002. ISSN 0168-9002. doi:[10.1016/S0168-9002\(01\)01443-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01443-7). Int. Workshop on Neutron Field Spectrometry in Science, Technology and Radiation Protection. 68
- [448] Archambault, S., et al. “Dark matter spin-dependent limits for WIMP interactions on ^{19}F by PICASSO”. *Physics Letters B*, 682 :185–192, 2009 November. doi:[10.1016/j.physletb.2009.11.019](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.11.019). [arXiv:0907.0307](https://arxiv.org/abs/0907.0307). 72, 105, 170, 171
- [449] Archambault, S., et al. “New insights into particle detection with superheated liquids”. *New Journal of Physics*, 13(4) :043006–+, 2011 April. doi:[10.1088/1367-2630/13/4/043006](https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/4/043006). [arXiv:1011.4553](https://arxiv.org/abs/1011.4553). 72, 82, 105
- [450] Piro, M.-C. “Picasso :. Search for Dark Matter in the Spin-Dependent Sector”. In Giani, S., et al., editors, “Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics”, pages 241–249 (2011). doi:[10.1142/9789814329033_0031](https://doi.org/10.1142/9789814329033_0031). 73

- [451] Piro, M. C. et al. “Picasso scientific technical report : Detailed protocol for the fabrication of 4. 5l purified detector by the hzro technique.” Technical Report PSTR-07-009, UdeM, 2007. [73](#)
- [452] Dai, X. “Picasso scientific technical report : Extraction of radium and thorium from high concentration of cscl solution using hydrous zirconium oxide.” Technical report, Queen’s University, 2005 September. [73](#), [74](#)
- [453] Lawson, I. “Picasso scientific technical report : Low background counting results for sample 002-2008, cscl salt from chemetall gmbh.” Technical report, SNOLAB, 2009. [73](#)
- [454] Barnabé-Heider, M. *Portrait de la sensibilité des détecteurs à gouttelettes surchauffées à diverses formes de rayonnement*. Master’s thesis, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal (Canada), 2005 7. [76](#)
- [455] Seitz, F. “On the theory of the bubble chamber”. *Physics of Fluids*, 1(1) :2–13, 1958. doi:[10.1063/1.1724333](#). [77](#)
- [456] Shepherd, J. E. et al. “Rapid evaporation at the superheat limit”. *Journal of Fluid Mechanics*, 121 :379–402, 1982 8. ISSN 1469-7645. doi:[10.1017/S0022112082001955](#). [79](#), [80](#)
- [457] Genest, M.-H. *Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et PICASSO*. Ph.D. thesis, Université de Montréal (Canada), 2007. [82](#), [83](#), [101](#), [119](#), [127](#), [152](#), [154](#), [157](#)
- [458] Denzel, P., et al. “Molecular dynamics simulations of bubble nucleation in dark matter detectors”. *Phys. Rev. E*, 93(1) :013301, 2016 January. doi:[10.1103/PhysRevE.93.013301](#). [arXiv:1601.07390](#). [82](#)
- [459] d’Errico, F. “Fundamental properties of superheated drop (bubble) detectors”. *Radiation Protection Dosimetry*, 84(1-4) :55–62, 1999. <http://rpd.oxfordjournals.org/content/84/1-4/55.full.pdf+html>, URL <http://rpd.oxfordjournals.org/content/84/1-4/55.abstract>. [83](#), [86](#)

- [460] Linstrom, P. J. et al., editors. *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69* (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD, 20899, 2005). URL <http://webbook.nist.gov>. 84, 101
- [461] Harper, M. J. et al. “Radiation-induced nucleation in superheated liquid droplet neutron detectors”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 336(1) :220 – 225, 1993. ISSN 0168-9002. doi:[10.1016/0168-9002\(93\)91101-R](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91101-R). 85, 86
- [462] A. Norman, P. S. “Radiation nucleation of bubbles in water”. *Nuclear Science and Engineering*, 16(2) :213–217, 1963 June. URL http://www.ans.org/pubs/journals/nse/a_26502. 86
- [463] Poesposoetjipto, F. et al. “A study on bubble formation in the bubble chamber”. *Helvetica Physica Acta*, 902(43) :203–222, 1970. 86
- [464] Das, M. et al. “Estimation of nucleation parameter for neutron-induced nucleation in superheated emulsion”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(3) :577 – 584, 2004. ISSN 0168-9002. doi:[10.1016/j.nima.2004.04.235](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.04.235). 86
- [465] Das, M. et al. “Superheated emulsions in neutron spectrometry by varying ambient pressure”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 536(1–2) :123 – 130, 2005. ISSN 0168-9002. doi:[10.1016/j.nima.2004.07.202](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.202). 86
- [466] Barnabé-Heider, M., et al. “Improved spin-dependent limits from the {PICASSO} dark matter search experiment”. *Physics Letters B*, 624(3–4) :186 – 194, 2005. ISSN 0370-2693. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2005.08.021>. 86, 154, 155
- [467] Behnke, E., et al. “Spin-dependent wimp limits from a bubble chamber”. *Science*, 319(5865) :933–936, 2008. ISSN 0036-8075.

doi:[10.1126/science.1149999](https://doi.org/10.1126/science.1149999).

<http://science.sciencemag.org/content/319/5865/933.full.pdf>. 86

- [468] Chao, A., et al. *Reviews of Accelerator Science and Technology : Accelerator Applications in Industry and the Environment*. Reviews of accelerator science and technology (World Scientific Publishing Company, 2012). ISBN 9789814383998. URL <https://books.google.ca/books?id=sGu6CgAAQBAJ>. 88
- [469] Hinterberger, F. “Electrostatic accelerators”. Technical report, Helmholtz-Institut, 2006. URL <https://cds.cern.ch/record/1005042>. 88
- [470] Martin, B. *Nuclear and Particle Physics : An Introduction* (Wiley, 2006). ISBN 9780470025321. URL <https://books.google.ca/books?id=WXHG1wSgQDMC>. 88, 89
- [471] Sekharan, K., et al. “A neutron detector for measurement of total neutron production cross sections”. *Nuclear Instruments and Methods*, 133(2) :253 – 257, 1976. ISSN 0029-554X. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90617-0](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(76)90617-0). 91, 92
- [472] Gibbons, J. H. et al. “Total neutron yields from light elements under proton and alpha bombardment”. *Phys. Rev.*, 114 :571–580, 1959 Apr. doi:[10.1103/PhysRev.114.571](https://doi.org/10.1103/PhysRev.114.571). 91, 92
- [473] Macklin, R. L. et al. “Study of the $T(p, n)he^3$ and $li^7(p, n)be^7$ reactions”. *Phys. Rev.*, 109 :105–109, 1958 Jan. doi:[10.1103/PhysRev.109.105](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.105). 91
- [474] Newson, H. W., et al. “ $li^7(p, n)$, $(p, p' \gamma)$, and (p, γ) reactions near neutron threshold”. *Phys. Rev.*, 108 :1294–1300, 1957 Dec. doi:[10.1103/PhysRev.108.1294](https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1294). 91
- [475] Boukhira, N. *Étalonnage aux neutrons d'un détecteur à gouttelettes surchauffées pour la recherche de la matière sombre*. Master's thesis, Université de Montréal (Canada), 2001. 91, 101

- [476] Gibbons, J. H., et al. “ $V^{51}(p, n)Cr^{51}$ Reaction as a 5- to 120-keV Neutron Source”. *Physical Review*, 100 :167–168, 1955 October. doi:[10.1103/PhysRev.100.167](https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.167). 93, 94, 95, 96
- [477] Auger, M. *Caractérisation de la réponse de détecteurs aux neutrons de très basses énergies dans le cadre du projet PICASSO*. Master’s thesis, Université de Montréal (Canada), 2008. URL <http://hdl.handle.net/1866/8035>. 93
- [478] Ziegler, J. F., et al. “SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010)”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 268 :1818–1823, 2010 June. doi:[10.1016/j.nimb.2010.02.091](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091). 95, 101
- [479] Faust, R. *Études Monte Carlo des mesures d’étalonnage aux neutrons et aux particules alpha du détecteur PICASSO*. Master’s thesis, Université de Montréal (Canada), 2008. URL <http://hdl.handle.net/1866/8036>. 101
- [480] National Institute of Standards and Technology (NIST). “Saturation properties for decafluorobutane”, 2016. Accédé : 2016-07-18. 101
- [481] Gornea, R. S. *Détection directe de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO*. Ph.D. thesis, Université de Montréal (Canada), 2008. 105
- [482] Brun, R. et al. “New computing techniques in physics research v root — an object oriented data analysis framework”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1) :81 – 86, 1997. ISSN 0168-9002. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X). 107, 155, 164
- [483] Allison, J., et al. “Recent developments in geant4”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835 :186 – 225, 2016. ISSN 0168-9002. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>. 126
- [484] Agostinelli, S., et al. “Geant4—a simulation toolkit”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). 126

- [485] Allison, J., et al. “Geant4 developments and applications”. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53 :270–278, 2006 February. doi:[10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826). 126
- [486] MacFarlane, R. *New thermal neutron scattering files for ENDF/B-VI release 2* (1994). doi:[10.2172/10192168](https://doi.org/10.2172/10192168). 127
- [487] National Nuclear Data Center. “ENDF/B-VII.1 Evaluated Nuclear Data Library”, 2011 12. URL <http://www.nndc.bnl.gov/endl/b7.1/index.html>. 127, 132
- [488] Chadwick, M., et al. “ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology : Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data”. *Nuclear Data Sheets*, 112(12) :2887 – 2996, 2011. ISSN 0090-3752. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.nds.2011.11.002>. Special Issue on ENDF/B-VII.1 Library. 127
- [489] Chadwick, M., et al. “Endf/b-vii.0 : Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology”. *Nuclear Data Sheets*, 107(12) :2931 – 3060, 2006. ISSN 0090-3752. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.nds.2006.11.001>. 127
- [490] GEANT4 Collaboration. “GEANT4 physics lists reference”, 2013. URL http://www.geant4.org/geant4/support/proc_mod_catalog/physics_lists/referencePL.shtml. 128
- [491] GEANT4 Collaboration. “GEANT4 recommended physics lists”, 2013. URL http://www.geant4.org/geant4/support/proc_mod_catalog/physics_lists/useCases.shtm. 128
- [492] Browne, M. C., et al. “Deployment Preparation for the Neutral Current Detectors in the Sudbury Neutrino Observatory (SNO)”. In “APS Division of Nuclear Physics Meeting Abstracts”, page 3 (1997). 147
- [493] Heaton, R. K. *Neutron shielding calculations for the SNO detector*. Master’s thesis, Queen’s University, Department of Physics, 1988. 147

- [494] Marlisov, D. *Study of the Response of PICASSO Bubble Detectors to Neutron Irradiation*. Master's thesis, University of Alberta, Department of Physics, 2013. URL <http://hdl.handle.net/10402/era.29428>. 152
- [495] Archambault, S., et al. "Dark matter spin-dependent limits for {WIMP} interactions on 19f by {PICASSO}". *Physics Letters B*, 682(2) :185 – 192, 2009. ISSN 0370-2693. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2009.11.019>. 154
- [496] Archambault, S., et al. "Constraints on low-mass {WIMP} interactions on 19f from {PICASSO}". *Physics Letters B*, 711(2) :153 – 161, 2012. ISSN 0370-2693. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.03.078>. 154
- [497] Aubin, F., et al. "Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids". *New Journal of Physics*, 10(10) :103017, 2008 October. doi:[10.1088/1367-2630/10/10/103017](https://doi.org/10.1088/1367-2630/10/10/103017). [arXiv:0807.1536](https://arxiv.org/abs/0807.1536). 159
- [498] Kamaha, A. *Improved Limits On The Existence Of Dark Matter. The Final Results From The PICASSO Experiment*. Ph.D. thesis, Queen's University (Canada), 2015. URL <http://hdl.handle.net/1974/12780>. 160
- [499] Tovey, D., et al. "A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches". *Physics Letters B*, 488(1) :17 – 26, 2000. ISSN 0370-2693. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(00\)00846-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00846-7). 163
- [500] Giuliani, F. "Model-independent assessment of current direct searches for spin-dependent dark matter". *Phys. Rev. Lett.*, 93 :161301, 2004 Oct. doi:[10.1103/PhysRevLett.93.161301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.161301). 163
- [501] James, F. "MINUIT Function Minimization and Error Analysis : Reference Manual Version 94.1". Technical report, CERN, 1994. URL <https://root.cern.ch/sites/d35c7d8c.web.cern.ch/files/minuit.pdf>. 164

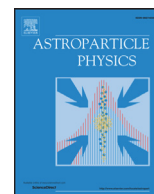
Annexe I

Articles publiés

FINAL RESULTS OF THE PICASSO DARK MATTER SEARCH EXPERIMENT

Abstract

The PICASSO dark matter search experiment operated an array of 32 superheated droplet detectors containing 3.0 kg of C_4F_{10} and collected an exposure of 231.4 kgd at SNOLAB between March 2012 and January 2014. We report on the final results of this experiment which includes for the first time the complete data set and improved analysis techniques including acoustic localization to allow fiducialization and removal of higher activity regions within the detectors. No signal consistent with dark matter was observed. We set limits for spin-dependent interactions on protons of $\sigma_p^{SD} = 1.32 \times 10^{-2} pb$ (90% C.L.) at a WIMP mass of $20 GeV/c^2$. In the spin-independent sector we exclude cross sections larger than $\sigma_p^{SI} = 4.86 \times 10^{-5} pb$ (90% C.L.) in the region around $7 GeV/c^2$. The pioneering efforts of the PICASSO experiment have paved the way forward for a next generation detector incorporating much of this technology and experience into larger mass bubble chambers.



Final results of the PICASSO dark matter search experiment



E. Behnke^a, M. Besnier^b, P. Bhattacharjee^c, X. Dai^{b,i}, M. Das^c, A. Davour^b, F. Debris^d, N. Dhungana^e, J. Farine^e, M. Fines-Neuschild^d, S. Gagnebin^f, G. Giroux^b, E. Grace^{a,l}, C.M. Jackson^{d,j}, A. Kamaha^b, C.B. Krauss^f, M. Lafrenière^d, M. Laurin^d, I. Lawson^g, L. Lessard^d, I. Levine^a, D. Marlisov^f, J.-P. Martin^d, P. Mitra^f, A.J. Noble^b, A. Plante^{d,*}, R. Podviyanuk^e, S. Pospisil^h, O. Scallon^e, S. Seth^{c,k}, N. Starinski^d, I. Stekl^h, U. Wichoski^e, V. Zacek^d

^a Department of Physics & Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, IN 46634, USA

^b Department of Physics, Queen's University, Kingston, K7L 3N6, Canada

^c Saha Institute of Nuclear Physics, Centre for AstroParticle Physics (CAPP), Kolkata, 700064, India

^d Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, H3C 3J7, Canada

^e Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, P3E 2C6, Canada

^f Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, T6G 2G7, Canada

^g SNOLAB, Lively ON, P3Y1N2, Canada

^h Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Cz-12800, Czech Republic

ⁱ AECL Chalk River Laboratories, Chalk River, K0J 1J0, Canada

^j Univ. of California, Berkeley, CA 94720, USA

^k Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, 400088 Maharashtra, India

^l Sterling College, Dep. of Natural Sciences & Mathematics, Sterling, KS 67579, USA

ARTICLE INFO

Article history:

Received 1 November 2016

Revised 5 February 2017

Accepted 17 February 2017

Available online 20 February 2017

Keywords:

Dark matter

WIMPs

Superheated droplets

SNOLAB

ABSTRACT

The PICASSO dark matter search experiment operated an array of 32 superheated droplet detectors containing 3.0 kg of C₄F₁₀ and collected an exposure of 231.4 kgd at SNOLAB between March 2012 and January 2014. We report on the final results of this experiment which includes for the first time the complete data set and improved analysis techniques including acoustic localization to allow fiducialization and removal of higher activity regions within the detectors. No signal consistent with dark matter was observed. We set limits for spin-dependent interactions on protons of $\sigma_p^{SD} = 1.32 \times 10^{-2}$ pb (90% C.L.) at a WIMP mass of 20 GeV/c². In the spin-independent sector we exclude cross sections larger than $\sigma_p^{SI} = 4.86 \times 10^{-5}$ pb (90% C.L.) in the region around 7 GeV/c². The pioneering efforts of the PICASSO experiment have paved the way forward for a next generation detector incorporating much of this technology and experience into larger mass bubble chambers.

© 2017 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Dark matter searches are the focus of underground laboratories all over the world. Even though the existence of dark matter is no longer controversial, the particle nature of dark matter has not been established so far. The class of particles best motivated theoretically are usually referred to as WIMPs, or Weakly Interacting Massive Particles [1–3]. The experimental signature of such particles can be searched for in production experiments at colliders and beam dumps, indirectly by looking for annihilation products from zones expected to have high dark matter densities, such as

the galactic core, or by directly looking for interactions between ordinary matter and dark matter through the observation of nuclear recoils in large underground detectors.

The direct detection of dark matter through the observation of nuclear recoils requires detector technologies sensitive to keV nuclear recoils while able to discriminate against abundant backgrounds from conventional radioactivity. Successful technologies have been developed based on cryogenic solid state detectors, scintillating crystals, noble liquids and superheated liquids [4]. Historically, the interaction of dark matter with normal matter has been divided into two categories, spin independent and spin dependent. Since theory provides little guidance on WIMP masses or their couplings it is important to explore both sectors with a wide variety of targets.

* Corresponding author.

E-mail address: arthur.plante@umontreal.ca (A. Plante).

The highest sensitivity in the spin independent sector has been obtained by experiments using noble liquids and cryogenic crystals (e.g. LUX, XENON, PandaX, CDMS [5–8]). In the spin dependent (proton) sector the superheated detector technology has been at the forefront since several years, with the most stringent limits set by PICO (formed from a merger of PICASSO and COUPP) [9–11]. Other experiments using this technique are SIMPLE and MOSCAB [12,13]. Two primary types of detectors are in use: droplet detectors and bubble chambers, all using fluorinated halocarbons as target liquids.

The PICASSO experiment at SNOLAB used a superheated liquid droplet target of C_4F_{10} . A fluorine rich target such as C_4F_{10} is ideal for dark matter searches in the spin-dependent sector due to the very high spin enhancement factor from the single unpaired proton in ^{19}F and its natural isotopic abundance of 100% [14,15]. The low mass number also leads to a peak sensitivity in the low WIMP mass range of tens of GeV/c^2 , an area of much recent interest in dark matter experiments [16–18]. In this mass region a competitive spin-independent search can also be performed.

2. Detection principle

The detection principle of PICASSO is a variant of the classical bubble chamber technique where a superheated liquid is held in a metastable state such that a deposition of a critical energy within a critical radius causes a phase transition and a droplet to change from liquid to gas [19–22]. The explosive bubble nucleation is accompanied by an acoustic signal in the audible and ultrasonic frequency range and gives information on the nature of the underlying event [11,23,24]. Since the detector observes phase transitions it performs as a threshold device, which can be controlled by setting the temperature and/or pressure.

With a boiling temperature of $T_b = -1.7$ °C at a pressure of 1.013 bar, the C_4F_{10} droplets in PICASSO are kept in a moderately superheated state at temperatures from 25 to 50 °C corresponding to thresholds in the range 1–60 keV. The precise relation between energy threshold and operating temperature in C_4F_{10} was determined by extensive measurements of ^{19}F -recoils using monoenergetic neutron beams and with alpha emitters of known energies in the droplets [24–26]. Since each temperature corresponds to a defined energy threshold, the spectrum of the particle induced energy depositions can be reconstructed by varying the threshold temperature. A summary of the detector response to different kinds of particles is shown in Fig. 1, where temperatures are converted into energy thresholds. For ^{19}F -recoils this energy scale corresponds directly to their detection thresholds.

Since WIMP induced recoil energies of ^{19}F nuclei are expected to be smaller than 100 keV they become detectable above 30 °C. At the normal operating thresholds of PICASSO above 1 keV, particles with low ionization densities, such as γ - rays and β - particles do not deposit sufficient energy to induce a phase change and these events are suppressed by more than a factor of 10^{-9} . Only alpha particles and neutrons can contribute particle induced backgrounds to the WIMP searches in this detector. The described responses depend exclusively on the thermodynamic parameters describing the degree of superheat of the droplet fluid and are independent of detector specific parameters (i.e. droplet size, loading fraction, transducer response).

Since α -particles induce phase transitions over the entire range of the WIMP sensitivity due to their large dE/dx , they are, together with neutrons an important background for this kind of detector in dark matter searches. However the shapes of the WIMP response, with count rates decreasing with increasing threshold energy, and of the α -response with constant rates in the region of interest, differ substantially, such that both contributions can be separated by fitting. In addition, PICASSO discovered that for alpha particles in

the bulk fluid, it was possible to discriminate between alpha particles and nuclear recoils, an advantage best exploited in the next generation bubble chambers. A detailed discussion of the detector response is given in [24].

3. Detector set-up and operation

PICASSO started operating 4.5 L volume droplet detectors at SNOLAB in 2007 and published data with increasing exposure and sensitivity in 2009 and 2012 [25,27]. Being limited essentially by the alpha background in the gel components, continuous efforts were made to revise and improve the purification procedures and to replace higher rate modules with cleaner ones (Section 5). Data taking with the upgraded set of 32 detector modules started in March 2012 and concluded in January 2014 with a total exposure of 231.4 kgd, after applying fiducial volume and timing cuts (Section 6). This last run period was enhanced by the overall lower background rates and by an optimization of the data taking, concentrating on low energy threshold measurements between 1 and 2 keV.

The PICASSO detectors and their operation principle have been described in detail in [24,25]. The current generation of detectors consisted of cylindrical modules of 17 cm diameter and 40 cm height. They were fabricated from acrylic and were closed on top by stainless steel lids sealed with polyurethane O-rings. The acrylic walls of the cylinders had a thickness of 1.3 cm in order to provide sufficient mechanical strength and to minimize radon leakage. Each detector was filled with a water saturated polyacrylamide emulsion up to 30 cm in height and loaded with droplets of C_4F_{10} with an average diameter of 200 μm . The active part of each detector was topped by mineral oil, which is connected to a hydraulic manifold.

The emulsion of the droplets was created by a magnetic stirrer where the time and speed were adjusted to obtain a bell shaped droplet volume distribution centered on diameters of 200 μm and with a distribution width of about 150 μm (FWHM). The selected droplet size was found to maximize the amount of active fluid in the detectors. Much larger droplets would tend to imperil the structural integrity of the surrounding polymer during bubble formation in the gel; smaller droplets would increase the geometric efficiency for detection of alpha particles originating from the gel. Calibrations showed that the observed particle response was independent of the droplet size within the range considered and conformed to the response observed in bulk superheated liquids. Above 45 °C the polymer becomes increasingly softer; non-particle induced phase transitions appear due to shear and fractures and these events become a non-negligible, but still controllable background (Section 5).

The initial active mass of each detector was known with a precision of 1% from weighing during fabrication, but additional uncertainties arise due to potential losses during polymerization, diffusion into the gel matrix and surface leakage. Therefore the active detector mass and sensitivity were verified and monitored by measurements with a calibrated AmBe source at periodic intervals. No loss was observed over the run period defined, and the total mass of C_4F_{10} in the set-up was determined to be 2.97 ± 0.15 kg, corresponding to 2.37 ± 0.12 kg of ^{19}F .

The acoustic signal associated with an event was observed by 9 piezoelectric transducers (Ferroperm P27) uniformly distributed around each detector at three different heights on the container wall (one of the detectors had 6 piezos). This arrangement allowed the events to be localized by triangulation and the definition of fiducial volumes to avoid higher background regions near the container walls (Section 5). Triggering of any of the nine transducers causes all channels to acquire data. The trigger is fully sensitive over the entire threshold range [28].

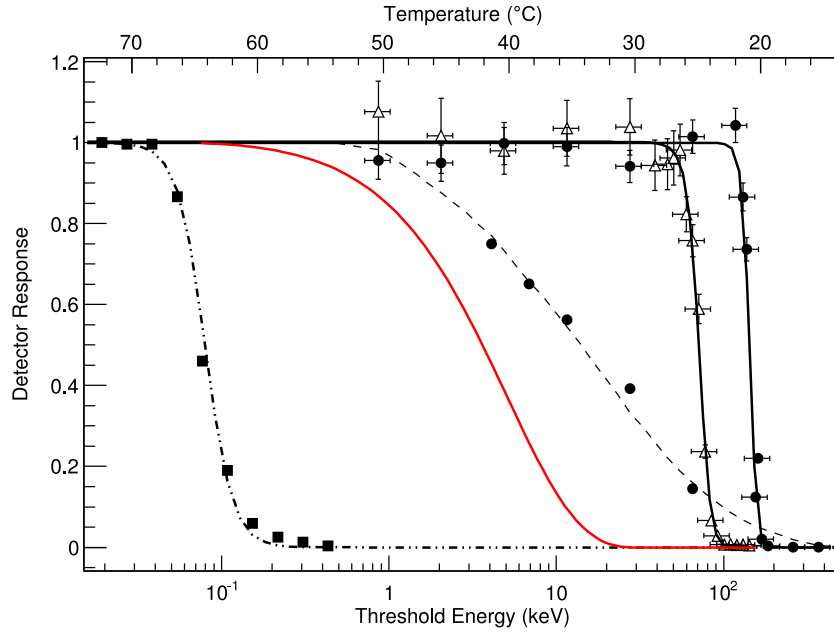


Fig. 1. Response to different kinds of particles in superheated C_4F_{10} . From left to right: 1.75 MeV γ -rays and MIPs (dot-dashed); ^{19}F recoils modeled assuming the scattering of a 50 GeV/ c^2 WIMP (continuous red); poly-energetic neutrons from an AcBe source (dotted); α -particles at Bragg peak from ^{241}Am decays (open triangles); ^{210}Pb recoil nuclei from ^{226}Ra spikes (full dots). For ^{19}F and ^{210}Pb -recoils this energy scale corresponds directly to their detection thresholds. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

The detectors were typically operated for 40–50 h before being compressed by a hydraulic system to prevent damage to the gel matrix due to slow and continuing bubble growth. A compression phase which reduced the bubbles to the original liquid droplet state lasted 12 h at a pressure of 6.2 bar. This relatively long compression time was selected to assure complete curing of the gel and had no effect on the droplet size distribution and sensitivity which would have shown up during calibration runs.

The complete system of 32 detectors was housed in eight groups of four in thermally isolated boxes and was temperature controlled to roughly 0.1 $^{\circ}C$ to have a well-defined detection threshold. In order to preserve the sensitivity for annual rate modulations of an eventual signal, all detectors were operated at the same temperature at the same time. All 32 detectors met the data quality requirements and were used in the analysis.

The entire installation was surrounded by 50 cm of water contained in polyethylene tanks which served as neutron moderator and shielding. This shielding and setup represented a significant reduction in the background activity due to neutrons compared to the underground shielding used for previous PICASSO data sets. At the SNOLAB facility almost all neutrons are produced via (α, n) reactions due to natural U/Th radioactivity in the rock, with a remaining 10% from fission. A production rate of 4.0 neutrons $g^{-1}y^{-1}$ was found from the relative abundance of isotopes in the surrounding Norite rock by computations using the SOURCES code [29,30]. These neutrons were further propagated by a GEANT4 simulation through the rock, the cavern and the water shielding to the detector location [31,32]. The performance of the simulation and the effectiveness of the shielding were checked by measurements with several 3He counters (SNO NCDs [33]) which were surrounded by various thicknesses of dedicated polyethylene neutron moderator [29]. Measurements and simulations with and without water shielding showed that 99.66 ± 0.01 % of the incoming neutrons with energies above 5 keV were stopped in the shielding. Using the estimate of the fast neutron flux underground of $(4 \pm 2) \times 10^3$ neutrons $m^{-2} d^{-1}$ in the cavern [34] and an average sensitivity of PICASSO detectors to neutrons of 0.1 cts per neutron $g^{-1} cm^{-2}$ [26], the expected event rate induced by fast neu-

trons was determined to 0.14 cts $kg^{-1} d^{-1}$. This rate is still more than a factor ten smaller than the sensitivities of the best detectors in the set up.

The signals of each piezoelectric sensor were digitized using custom electronics with a sampling rate of 800 kHz and 16,384 samples per event. The data acquisition underwent a doubling of the sampling frequency since the previous runs [25] with the goal of improving the ability to reject alpha background. This important feature discovered by PICASSO was however not sufficiently efficient to be useful in this analysis due to the only partial containment of alpha events in the droplets [23]. The definition of a good event was determined by cut parameters on five acoustic variables described below. To determine these cuts the array of detectors was calibrated with a weak poly-energetic AmBe neutron source (68.71 ± 0.74 n s^{-1}) at every temperature that had a significant exposure. These calibration data were spread over the entire data taking period in order to follow temporal variations of the event selection parameters. A total of 53.8 kgd worth of neutron data was acquired for the calibrations.

4. Acoustic signatures for background discrimination

Calibrations with neutron test beams and fast neutrons from AcBe and AmBe sources showed that the waveforms associated with particle induced acoustic signals have characteristic frequency spectra (FFT) and time dependencies [26]. The signals have a short rise time, reaching a maximum after 20–40 μs , with slower oscillations following for several milliseconds. In addition, the amplitude distributions of the high frequency content (> 20 kHz) of the particle induced wave forms were concentrated in a well-defined peak. Tests on different known droplet samples showed that the amplitudes of particle induced events were not droplet size dependent, which is consistent with the current model of particle-induced sound generation in superheated liquids described in [24]. These features and others were used to construct variables which allowed the discrimination of particle induced events from non-particle background events. Since all event selection variables were dependent on the detector module and the operating temperature,

a set of variables and cut values were calculated using neutron calibration data averaged over all piezoelectric transducers. The cut values were determined by plotting the variable's distribution obtained in neutron calibrations and setting the cuts to retain 95% of neutrons. The values obtained were then fit with a polynomial to interpolate to all operating temperatures. The following are the main variables for event discrimination:

The *acoustic energy* *EVAR* is a variable calculated using the integrated energy in the recorded waveforms. The variable resolution was improved from the previous publication by reducing the signal time window used to calculate the variable to a length of 500 μs (starting 125 μs before the event trigger). This variable primarily isolates particle induced events and removes electronic noise which tends to have less acoustic energy than bubble events [29].

The *signal rise time variable* *RVAR* is calculated by taking the standard deviation of the time bins in the first 100 μs following the signal start time [29]. This primarily removes electronic noise and so-called “mystery” events, described later, which have a characteristically slow rise time.

The *event shape/quality variable* *QVAR* is calculated by taking the ratio of signal power within the first and second 10 ms of the recorded signal time window and this removes events where the signal power is distributed equally between the two time windows. These are events with unusual shapes, such as long ringing type signals, due to electronic noise.

The *event time variable* *TVAR* is calculated by finding the mean time bin of the signal squared and is used to identify events where the acoustic power is concentrated later in the signal. This was used to remove a class of repeating events due to delayed signals and electronic glitches.

A *wavelet based* frequency and time variable (*WFLVAR*) was constructed by taking ratios of parts of the decomposed continuous wavelet signal of the acoustic traces [29]. It replaced the older variable (*FVAR*) used in the previous publication which took ratios of energy contained within select frequency regions of the Fourier transformed signals.

5. Acoustic triangulation

Event localization by acoustic triangulation and fiducialization are a new feature introduced in this analysis and turned out to provide a powerful background discrimination especially against local alpha contamination and non-particle events happening at the container walls. This new technique uses the time differences between sound signals by different piezoelectric sensors to reconstruct the position of a bubble nucleation. First an event time for each piezoelectric sensor was found on raw and 18 kHz high-pass filtered signals from each piezoelectric sensor. Two methods were developed to find the event time: a comparison between two moving signal averages, averaged over 10 μs and 45 μs , respectively, and a cumulative shape indicator, where the cumulative time weighted average amplitude was compared with a uniform time integral to find the greatest separation, and hence the most likely signal start time. These arrival times were fit using a multi-parameter fit to obtain the localization point separately, giving four measurements of the bubble position. The results were then combined using a weighting that is inversely proportional to the fit quality χ^2 [35].

The performance was tested with 3 cm sized emulsion samples, suspended in a water filled detector module and a spatial resolution was found varying from ± 0.8 cm in the center of the detector up to ± 2 cm at the walls. The localization uncertainty increases near the detector walls due to sound propagation effects; no events are lost, but some are reconstructed slightly outside of the physical detector volume. The same measurements were used for a direct

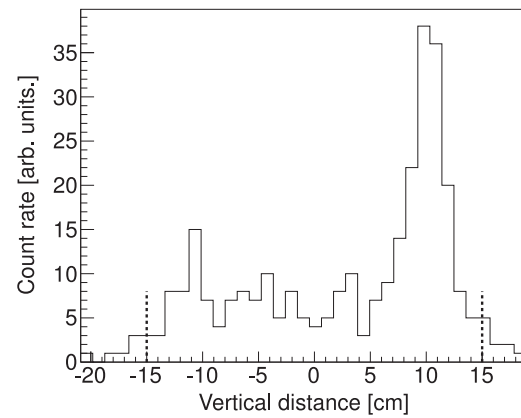


Fig. 2. Event localization by acoustic triangulation provides a powerful new tool for background discrimination. Shown here is the vertical profile of the count rate in one of the detector modules (# 145). The center of the droplet emulsion is located at 0 cm, top and bottom at ± 15 cm. A notable increase in α -decay events shows up at the top, close to the interface between the droplet emulsion and the mineral oil buffer.

determination of the speed of sound in the emulsion. These measurements were complemented by calibration data in 12 detectors at temperatures from 30 $^{\circ}\text{C}$ to 40 $^{\circ}\text{C}$ and where the speed was added as an additional fit parameter. The measured mean value $v_s = 1507 \pm 141$ m/s at 40 $^{\circ}\text{C}$ agrees within uncertainties with the speed of sound in water $v_s = 1528.88$ m/s which constitutes 78% of the total mass of the detector.

Applying acoustic localization in data taking runs, an overabundance of events was observed in seven modules at the top of the detectors, close to the interface between emulsion and the hydraulic fluid for compression (mineral oil). This increase was not present in calibration runs and remained constant with operating temperature, so it was inferred that these were “hotspots” of alpha background contaminations on the surface, rather than an inhomogeneity in the droplet distribution.

In order to cope with this type of background a fiducial volume has been defined by an iterative process. Starting with a central volume of 5 cm radius and ± 8 cm in height, the count rate (in cts/gh) within this core volume was taken as a reference. Next, the active volume was gradually increased, as long as the count rate remained within one sigma of the core value, and this for all temperatures. An example is given in Fig. 2 which shows the vertical profile of the count rate in one of the “hot-spike” detector modules (# 145). For these modules a tighter fiducial cut was implemented, reducing the background rate substantially.

The event localization and wavelet analyses were also particularly useful for the discrimination of so called “mystery events”: for high temperature runs above 45 $^{\circ}\text{C}$ (i.e. low recoil threshold) a new type of background was observed in the data especially for seven detectors with decreased intrinsic alpha-background (< 10 cts $\text{kg}^{-1} \text{d}^{-1}$). This background was characterized by an increasingly large rate at high temperatures, similar in profile to a WIMP signal or neutron background. However, this background was not found in all detectors and when it was present had inconsistent and varying rates between modules. Data at 50 $^{\circ}\text{C}$ particularly exhibited this class of background events. By localizing the events it was noticed that they were concentrated at the edges of the detectors (both along the walls and at the top and bottom of the acrylic container). The most probable cause of these events are shear and stress effects at and in the vicinity of the emulsion interfaces. A typical fiducial cut of $r < 6$ cm around the center of the detector, together with the wavelet analysis, was able to remove the mystery events altogether. This allowed the inclusion of the 1 keV threshold data for the first time. The active mass

Table 1

Summary of the performance parameters of all detectors used in this analysis. The active masses refer to the mass content of ^{19}F in a module after application of individual fiducial volume cuts. Exposure values cover data taken over the entire temperature range from $30\text{ }^{\circ}\text{C} < T < 50\text{ }^{\circ}\text{C}$. The quoted mass errors are: 5% systematic uncertainty in the determination of the active mass and a 3% uncertainty by introducing the fiducial volume cut.

Det	Fid. Mass g(F)	Exposure kg(F)d	Det	Fid. Mass g(F)	Exposure kg(F)d
106	21.63 ± 1.08	3.23 ± 0.16	153	34.64 ± 2.53	9.00 ± 0.66
108	26.30 ± 1.31	3.94 ± 0.20	154	32.48 ± 2.38	8.29 ± 0.61
110	70.86 ± 3.54	10.65 ± 0.53	155	31.65 ± 1.67	8.32 ± 0.44
112	11.74 ± 0.59	1.76 ± 0.09	156	52.61 ± 2.63	13.50 ± 0.68
123	32.06 ± 1.60	4.80 ± 0.24	157	60.78 ± 3.04	9.02 ± 0.45
131	33.14 ± 1.89	7.74 ± 0.44	158	41.86 ± 2.09	6.32 ± 0.32
136	81.88 ± 4.09	12.26 ± 0.61	159	48.21 ± 2.41	5.19 ± 0.26
137	16.10 ± 4.39	3.72 ± 1.02	160	73.37 ± 3.67	7.91 ± 0.40
141	31.64 ± 1.83	5.86 ± 0.34	161	66.44 ± 3.32	9.89 ± 0.49
144	59.56 ± 2.98	13.54 ± 0.68	162	31.71 ± 1.82	4.40 ± 0.25
145	41.15 ± 2.10	7.63 ± 0.39	163	28.26 ± 2.37	3.01 ± 0.25
146	31.67 ± 1.58	4.72 ± 0.24	164	27.86 ± 1.96	3.05 ± 0.21
147	41.23 ± 2.21	7.72 ± 0.41	165	56.39 ± 4.11	8.08 ± 0.59
148	91.74 ± 4.67	16.64 ± 0.85	166	60.61 ± 3.03	6.60 ± 0.33
150	25.52 ± 1.92	3.74 ± 0.28	167	65.00 ± 3.25	6.98 ± 0.35
151	36.59 ± 6.81	7.85 ± 1.46	168	43.61 ± 2.75	4.75 ± 0.30

contained within the restricted fiducial volume was measured using the AmBe calibration source runs, and it was found that each detector had its fiducial mass reduced by this radial cut by about 30%.

A summary of the final ^{19}F fiducial masses and exposures used in this analysis for each detector are given in Table 1. The integrated fiducial mass of the 32 detectors amounts to 1.41 ± 0.11 kg of ^{19}F and corresponds to 59.5 % of the total fluorine mass.

6. Analysis

The selection of good runs and of true particle induced events above electronic and mechanical noise backgrounds proceeded in the following order:

A list of golden runs was established for each detector. In order for a run to be good, at least six working acoustic readout channels were required; the duration of a run must have exceeded 15 h and the gauge pressure in the detector had to be within 0.1 bar with respect to ambient pressure.

Two pre-selection cuts were applied to remove electronic noise artifacts from the data. Events were discarded when the pre-trigger noise region was found to be large and when the peak amplitude normalized to the pre-trigger noise region was found to be small. These cuts were found to only remove electronic noise and no efficiency correction was necessary.

A time since last event cut was implemented to remove events thought to be caused by mechanical disturbances in the gel generated by fractures, deformation or gas bubble migration. The value used was 10 s during data taking runs and 0.1 s during calibration runs. The run exposure was corrected to account for this dead time.

After that the events had to pass the selections on *EVAR*, *RVAR*, *QVAR*, *TVAR* and *WFLVAR*, with the cut values chosen such that a 95% acceptance yield for calibration data was obtained. The event selection efficiency was estimated by accounting for variable correlations. The correlation matrix was measured from calibration runs and used as an input to a pseudo Monte Carlo simulation. For each detector and temperature the efficiency was extracted by testing the number of simulated events that passed all cuts and a polynomial fit to the efficiency was made. The fit value was used as the efficiency correction and was typically (detector and temperature dependent) in the range of 80–90 %.

Finally the fiducial volume cut was applied as described in Section 5. The active mass was corrected to account for the reduction in exposure.

Table 2

Effect of the applied cuts on the count rate in detector 153 at $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ and $50\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Detector 153	$30\text{ }^{\circ}\text{C}$	$50\text{ }^{\circ}\text{C}$
Triggers/kgd	241.5 ± 8.4	5385.9 ± 32.1
After burst cut	36.9 ± 3.8	700.4 ± 49.2
After EVAR	19.2 ± 2.6	32.62 ± 3.4
After RVAR, QVAR, TVAR	19.1 ± 2.6	31.2 ± 2.7
After WFLVAR	18.3 ± 2.5	30.1 ± 2.7
After fid. cut	9.7 ± 3.1	8.6 ± 2.4

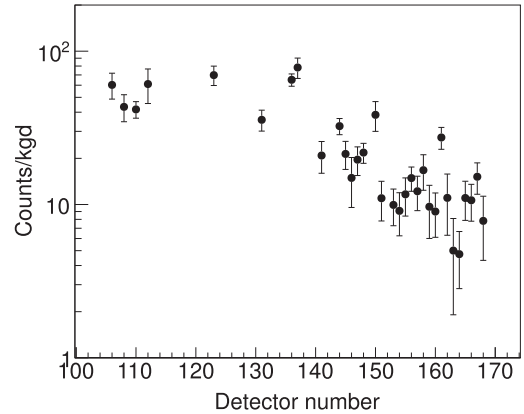


Fig. 3. Progressive reduction of background as a function of detector number. Shown is the count rate averaged over threshold energies in the range from 1 to 40 keV. The count rate after application of all cuts is flat in this region and indicative of the level of α - contamination in each detector.

The effects of the applied cuts for two temperatures on the trigger rates are illustrated for detector module 153 in Table 2. For this module the fiducial volume cut plays an important role in removing non-particle induced events and alpha particle “hot-spots”.

After correcting for cut acceptances and dead time the event rates for each detector at each temperature were normalized with respect to the active mass (^{19}F) and data taking time. The count rates of all detectors showed a flat plateau in the range from 1.05 to 40 keV ($50\text{--}28\text{ }^{\circ}\text{C}$), similar to that observed in the presence of α - emitters (Fig. 1) in the droplets. The count rates averaged over the plateau range are shown in Fig. 3 and are indicative of the level of α - contamination in the individual detectors, ranging from

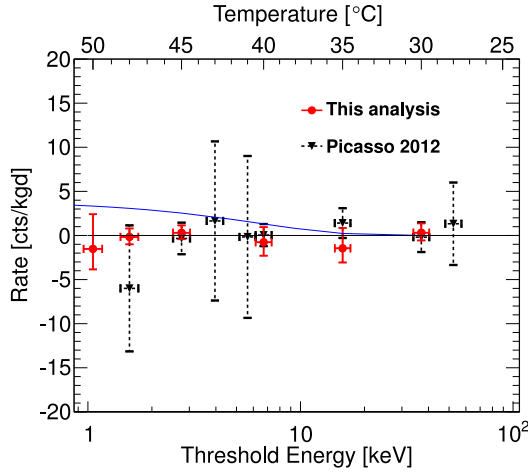


Fig. 4. Combined data from all detectors for WIMP runs for the present analysis. For each detector the average count rate was calculated over the temperature range $30\text{ }^{\circ}\text{C} < T < 35\text{ }^{\circ}\text{C}$ and subtracted from individual data points at the higher temperatures. Data for each detector and temperature are then combined in a weighted average. A hypothetical WIMP with $M_W = 15\text{ GeV}/c^2$ and $\sigma_p^{SD} = 3.2 \times 10^{-2}\text{ pb}$ is shown by the continuous curve (blue). PICASSO 2012 results are shown for comparison (black dotted). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

$80\text{ cts kg}^{-1}\text{ d}^{-1}$ for earlier modules to $5\text{ cts kg}^{-1}\text{ d}^{-1}$ for the best of the last set of detectors.

The progressive reduction in background was achieved by adding a $0.2\text{ }\mu\text{m}$ filtration stage for the monomer solution, by additional purification of the polymerizing agent (TEMED) and, for detectors 150 onward, by a doubling of all purification steps. In addition cover gas from LN_2 boil-off was used during all operations to mitigate radon diffusion from ambient air into the emulsion ingredients. This latter measure had no detectable effect on the detection sensitivity and threshold. The origin of the residual α -background is uncertain, but the acoustic signature of the events suggested that the activity was located primarily within the droplets. Detector 164 had the lowest background rate equivalent to a contamination level of $5 \times 10^{-12}\text{ gU g}^{-1}$ in the C_4F_{10} droplets.

In order to combine the data of all detectors for illustrative purposes in a single plot, we adopted the following procedure: for each detector the average count rate was calculated over the temperature range from $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $35\text{ }^{\circ}\text{C}$ where WIMPs with masses $M_W < 15\text{ GeV}/c^2$ do marginally contribute; this count rate was taken as an approximation of the α -background level of the detector and was subtracted from individual data points at different temperatures; the data for each detector and temperature were then combined in a weighted average; and finally, the temperatures were converted into threshold energies by taking into account that due to the somewhat elevated mine pressure (1.2 bar) the measured temperature at the location of the experiment corresponded to a threshold with a temperature at surface (where the calibration was performed), reduced by $2\text{ }^{\circ}\text{C}$. The threshold dependence on pressure for a given temperature was measured by PICASSO with mono-energetic neutron test beams and is reported in [26].

The resulting threshold energy spectrum is shown in Fig. 4, where the error bars are dominated by statistics and reflect the time spent at each respective temperature. It is interesting to note that the count rates of all detectors as a function of recoil energy are essentially constant and that for modest changes in temperature from $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ the dynamic range in threshold energy sensitivity is large and covers the region from 1 keV up to 40 keV . No signal above background was observed.

7. Results

To search quantitatively for a dark matter signal the measured rates as a function of threshold energy have to be compared to those predicted for interactions of WIMPs in our galactic halo on ^{19}F nuclei in the presence of a constant alpha background in each of the detectors. We use the formalism described in [36] which approximates the recoil energy spectrum by an exponentially falling distribution and we use the standard halo parameterization with $\rho_D = 0.3\text{ GeV}c^{-2}\text{ cm}^{-3}$, $v_0 = 220\text{ km s}^{-1}$ and $v_{\text{Earth}} = 232\text{ km s}^{-1}$. Still following [36] we assume a nuclear form factor of $F(q^2) = 1$, justified by the light fluorine nucleus and the small momentum transfers involved.

Since our detectors operate as threshold devices, the observed rate at a given recoil energy threshold $E_{Rth}(T)$ is given by

$$R_{\text{obs}}(M_W, \sigma_F, E_{Rth}(T)) = \int_{E_{Rth}(T)}^{E_{Rmax}} P(E_R, E_{Rth}(T)) \frac{dR}{dE_R} dE_R, \quad (1)$$

where $P(E_R, E_{Rth}(T))$ describes the effect of a finite resolution at threshold and dR/dE_R is the WIMP induced recoil energy spectrum; the integral extends to E_{Rmax} which is the maximum recoil energy a WIMP can transfer at its galactic escape velocity of $v_{\text{esc}} = 544\text{ km s}^{-1}$. The shape of the threshold curve is described by [26]:

$$P(E_R, E_{Rth}(T)) = 1 - \exp\left(a(T) \left(1 - \frac{E_R}{E_{Rth}(T)}\right)\right). \quad (2)$$

The parameter $a(T)$ describes the steepness of the energy threshold. It is related to the intrinsic energy resolution of the detection process and reflects the statistical nature of the energy deposition and its conversion into heat. It depends only on temperature and pressure and has to be determined experimentally. The larger a is, the steeper the threshold is. Our measurements with alpha emitters with well defined, mono-energetic recoil nuclei (^{210}Pb) indicate a sharp threshold that can be described with $a > 10$ at 146 keV (Fig. 1). Test beam measurements with mono-energetic neutrons at lower energies from 5 to 100 keV fall in the range of $1 < a < 10$, where decreasing energies favor smaller a . Poly-energetic AcBe neutron responses can be fit best with $a \approx 5$. As in [25] we adopt a principal value of $a = 5$ and let the parameter vary within the interval $1 < a < 7.5$ when estimating the uncertainty.

For WIMP masses smaller $M_W < 500\text{ GeV}/c^2$ the response curves differ in shape from the flat alpha background of each detector. By fitting the WIMP response curve and a flat alpha background, an upper bound on the WIMP-fluorine interaction cross section σ_F is obtained for each individual detector. For a given mass M_W the two parameters of the fit are the cross section σ_F and a scale factor describing the constant α -background. As an example, the result for each detector is shown in Fig. 5 for a WIMP mass of $M_W = 10\text{ GeV}/c^2$, the mass region of highest sensitivity.

The detector number follows the time of fabrication and the increasing sensitivity reflects the gradual reduction in alpha background by improvements in purification of the detector ingredients shown in Fig. 3. Combined in a weighted average, the maximum sensitivity occurs for WIMPs in the mass region around $M_W = 10\text{ GeV}/c^2$ and with a cross section of $\sigma_F = 0.083 \pm 0.448 \pm 0.039\text{ pb}$ (1σ). The systematic error contribution was estimated as: an overall 5% uncertainty in the acceptance of the selection variables; a 3% uncertainty in the recoil detection efficiency inferred from the response to α -particles; a 5% uncertainty in the determination of the active mass; a 3% uncertainty by introducing the fiducial volume cut; a 1% uncertainty from energy scale shifts due to temperature uncertainties during neutron beam calibrations; the uncertainties due to atmospheric pressure changes were estimated $< 1\%$, similar to the uncertainty of the hydrostatic pressure change along the vertical profile of the detectors.

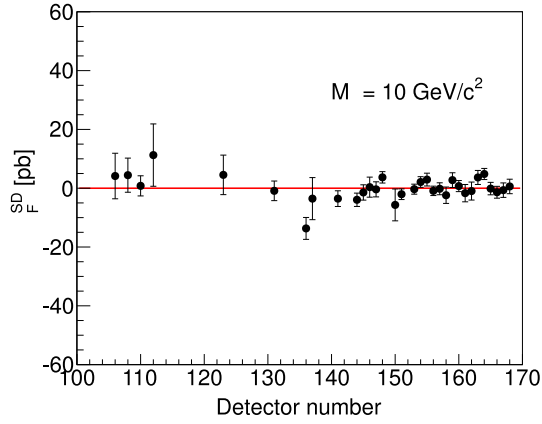


Fig. 5. Summary of the performance of all 32 detectors used in this analysis. Cross section values in pb for WIMP interactions on ^{19}F are quoted for a resolution parameter $a = 5$ and for a WIMP mass of $10 \text{ GeV}/c^2$, which is close to the maximum sensitivity. Systematic uncertainties are included as listed in the text. The detector number follows the time of fabrication.

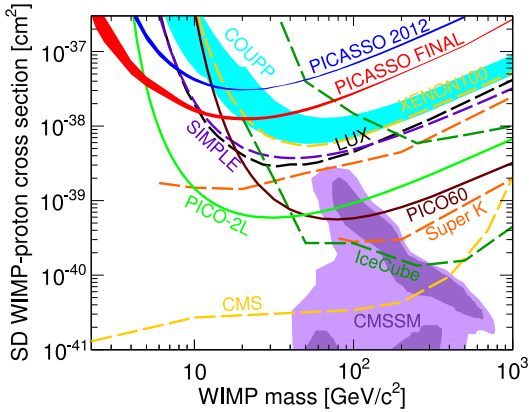


Fig. 6. Upper limits at 90% C.L. on SD-WIMP proton interactions. The final PICASSO limit is shown as a full red line along with limits from PICO-2L (green [9]), PICO60 (brown [10]), COUPP-4 (light blue [37]), SIMPLE (dashed purple [12]), XENON100 (dashed light orange [6]) and LUX (dashed black [38]). Indirect searches are represented by Ice-Cube (dashed dark green [39]), SuperK (dashed orange [40,41]) with comparable limits by ANTARES, Baikal and Baksan [42–44]. Limits from accelerator searches by CMS are shown in dashed light orange [45]. Comparable limits are set by ATLAS [46]. The purple region represents predictions in the framework of the CMSSM [47]. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

Assuming that scattering of dark matter is dominated by spin-dependent interactions with the unpaired proton in ^{19}F , the cross section σ_p^{SD} for scattering on free protons is related to the measured cross section σ_F by:

$$\sigma_p^{SD} = \sigma_F \left(\frac{\mu_p}{\mu_F} \right)^2 \frac{C_p^{SD}}{C_{p(F)}^{SD}}. \quad (3)$$

Here $\mu_{p(F)}$ are the WIMP-proton (fluorine) reduced masses, C_p^{SD} is the spin enhancement factor for scattering on the free proton and $C_{p(F)}^{SD}$ is the corresponding quantity for scattering on protons in the ^{19}F nucleus with the ratio $C_p^{SD}/C_{p(F)}^{SD} = 1.285$ [48,49]. The result for σ_F is then converted with Eq. (3) into a cross section on protons of $\sigma_p^{SD} = (1.39 \pm 8.46 \pm 0.72) \times 10^{-3} \text{ pb}$ (1σ ; $a = 5$), yielding a best limit of $\sigma_p^{SD} = 1.53 \times 10^{-2} \text{ pb}$ (90% C.L.) for WIMP masses around $20 \text{ GeV}/c^2$. Adding the 114 kgd exposure of our 2012 data improves this limit slightly to $\sigma_p^{SD} = 1.32 \times 10^{-2} \text{ pb}$ (90% C.L.) The resulting exclusion curve for the WIMP cross section on protons as a function of WIMP mass is shown in Fig. 6 together with published results in the spin-dependent sector. The broadening of

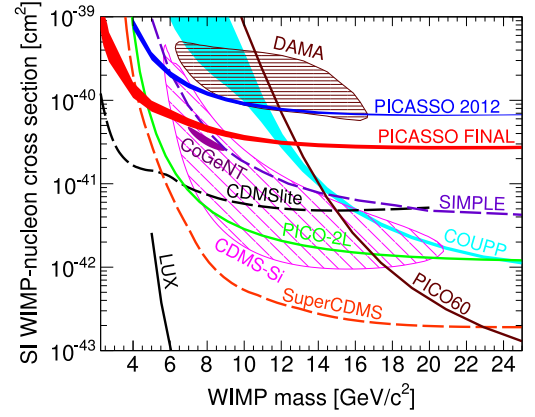


Fig. 7. Upper limits at 90% C.L. in the spin-independent sector. Only the region of interest in the range of low WIMP masses is shown. The closed contours are the allowed regions of DAMA (brown), CoGeNT (magenta) and CDMS-II Si (pink) [16–18]. The final PICASSO limit is shown in full red, along with PICO-2L (green [9]), PICO60 (brown [10]), COUPP-4 (light blue [37]), SIMPLE (dashed violet [12]), LUX (black [5]), CDMSlite (dashed black [50]) and SuperCDMS (dashed orange [8]). Similar limits (not shown) are set by XENON10, XENON100, CRESST and PandaX-II [6,7,51,52]. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

the exclusion curve shows the effect of varying the energy resolution parameter a within its uncertainty.

Similarly the limits on σ_F can be translated into an upper bound on the WIMP nucleon cross section in the spin-independent sector with a maximum sensitivity at $M_W = 20 \text{ GeV}/c^2$ and $\sigma_p^{SI} = 2.8 \times 10^{-5} \text{ pb}$ (90% C.L.). A summary of allowed regions and exclusion limits is shown in Fig. 7. We are aware of recent efforts to treat WIMP-nucleon interactions in a more complete and model independent way by using the approach of effective field theories [53] and it will be interesting to compare our ^{19}F results with other targets within this broader analysis framework.

8. Conclusions and outlook

PICASSO has operated a system of 32 superheated droplet detectors at SNOLAB with a combined exposure of 345.4 kgd. No indication of a WIMP signal was observed and a spin-dependent limit of $1.32 \times 10^{-2} \text{ pb}$ at $M_W = 20 \text{ GeV}/c^2$ was set at a 90% confidence limit. In the spin-independent sector around $7 \text{ GeV}/c^2$, and close to the CoGeNT allowed region [17], a limit of $4.9 \times 10^{-5} \text{ pb}$ (90% C.L.) was extracted from the data. The use of the light target nucleus ^{19}F , combined with an increased exposure at the low detection threshold of 1 keV resulted in increased leverage in the low WIMP mass region. The main improvements with respect to our previous published results are: a substantial reduction in intrinsic α -background by up to a factor 10 in some modules and localization of events by acoustic triangulation.

The superheated droplet detector technique has proven to be a valuable technique for dark matter search especially in the spin-dependent sector and for low WIMP masses. The technique is easily scalable to multiple detectors; however the filling factor is only a few percent, the amount of surface area per active volume is much larger than in any other configuration of superheated liquid detectors and non-particle induced backgrounds start to become difficult to control in larger scale experiments. In addition the event by event α -recoil discrimination using the acoustic signal energy discovered by PICASSO can be much easier applied in bulk superheated liquids.

Without this important discrimination feature, a reduction in α -activity by more than a factor of 10^3 would be required in order to obtain a sensitivity which equals that already reached by

PICO-2L. This would not have been achievable with the existing purification technology for the components of the detector gel matrix. With this powerful acoustic discrimination tool the PICASSO group is now focused on large scale applications of superheated fluorinated halocarbons for dark matter detection using the more traditional bubble chamber technique as part of the broader PICO collaboration [9,10].

Acknowledgments

We wish to express our thanks to SNOLAB and its staff for providing an excellent infrastructure, as well as technical support and advice whenever needed. We especially thank SNOLAB for providing the water tanks for the improved shielding of the experiment. Many thanks go to Tina Shepherd and Naomi Tankersley (IUSB) for fabricating the acoustic transducers. We wish to acknowledge the support of the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the Canada Foundation for Innovation (CFI). This work is also supported by the National Science Foundation (NSF) under the Grants PHY-1205987 and PHY-1506377. We also acknowledge support from the Department of Atomic Energy (DAE), Govt. of India, under the project CAPP at SINP, Kolkata and the Czech Ministry of Education, Youth and Sports within the project MSM6840770029. We thank the members of the PICO collaboration for inspiring discussions and for providing the templates for the updated exclusion plots.

References

- [1] K.A. Olive, Particle data group, *Chin. Phys. C* 38 (2014) 090001, doi:[10.1088/1674-1137/38/9/090001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001).
- [2] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, *Phys. Rep.* 267 (5) (1996) 195, doi:[10.1016/0370-1573\(95\)00058-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(95)00058-5).
- [3] M.W. Goodman, E. Witten, *Phys. Rev. D* 31 (1985) 3059, doi:[10.1103/PhysRevD.31.3059](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.31.3059).
- [4] P. Cushman, et al., SNOWMASS CF1 summary: WIMP dark matter direct detection, [arXiv:1310.8327v2 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1310.8327v2)(2013).
- [5] D.S. Akerib, et al., *Phys. Rev. Lett.* 118 (2) (2017) 021303, doi:[10.1103/PhysRevLett.118.021303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.021303).
- [6] E. Aprile, et al., *Phys. Rev. D* 94 (2016) 122001, doi:[10.1103/PhysRevD.94.122001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.122001).
- [7] A. Tan, et al., *Phys. Rev. Lett.* 117 (12) (2016) 121303, doi:[10.1103/PhysRevLett.117.121303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.121303).
- [8] R. Agnese, et al., *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014) 241302, doi:[10.1103/PhysRevLett.112.241302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.241302).
- [9] C. Amole, et al., *Phys. Rev. D* 93 (2016a) 061101, doi:[10.1103/PhysRevD.93.061101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.061101).
- [10] C. Amole, et al., *Phys. Rev. D* 93 (5) (2016b) 052014, doi:[10.1103/PhysRevD.93.052014](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.052014).
- [11] E. Behnke, et al., *Phys. Rev. D* 88 (2013) 021101, doi:[10.1103/PhysRevD.88.021101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.021101).
- [12] M. Felizardo, et al., *Phys. Rev. D* 89 (7) (2014) 072013, doi:[10.1103/PhysRevD.89.072013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.072013).
- [13] R. Bertoni, et al., *Nucl. Inst. Meth. A* 744 (2014) 61–68, doi:[10.1016/j.nima.2014.01.026](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.01.026).
- [14] J. Ellis, R. Flores, *Phys. Lett. B* 263 (1991) 259–266.
- [15] V.A. Bednyakov, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, S.G. Kovalenko, *Phys. Rev. D* 55 (1997) 503–514, doi:[10.1103/PhysRevD.55.503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.503).
- [16] R. Bernabei, et al., *Eur. Phys. J. C* 56 (2008) 333–355, doi:[10.1140/epjc/s10052-008-0662-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0662-y).
- [17] C.E. Aalseth, et al., *Phys. Rev. D* 88 (2013) 012002, doi:[10.1103/PhysRevD.88.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.012002).
- [18] R. Agnese, et al., *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013) 251301, doi:[10.1103/PhysRevLett.111.251301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.251301).
- [19] D.A. Glaser, *Phys. Rev.* 87 (1952), doi:[10.1103/PhysRev.87.665](https://doi.org/10.1103/PhysRev.87.665). 665–665
- [20] R.E. Apfel, *Nucl. Inst. and Meth.* 162 (1–3) (1979) 603–608, doi:[10.1016/0029-554X\(79\)90735-3](https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90735-3).
- [21] H. Ing, R. Nouly, T. McLean, *Radiat. Meas.* 27 (1) (1997) 1–11, doi:[10.1016/S1350-4487\(96\)00156-4](https://doi.org/10.1016/S1350-4487(96)00156-4).
- [22] V. Zacek, *Il Nuovo Cimento A* 107 (1994) 291–298.
- [23] F. Aubin, et al., *New J. Phys.* 10 (10) (2008) 103017.
- [24] S. Archambault, et al., *New J. Phys.* 13 (4) (2011) 043006.
- [25] S. Archambault, et al., *Phys. Lett. B* 711 (2) (2012) 153–161, doi:[10.1016/j.physletb.2012.03.078](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.03.078).
- [26] M. Barnabé-Heider, et al., *Nucl. Inst. Meth. A* 555 (1–2) (2005) 184–204, doi:[10.1016/j.nima.2005.09.015](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.015).
- [27] S. Archambault, et al., *Phys. Lett. B* 682 (2) (2009) 185–192, doi:[10.1016/j.physletb.2009.11.019](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.11.019).
- [28] J.-P. Martin, N. Starinski, Designing data acquisition system for the PICASSO experiment, in: M. Vadursi (Ed.), *Data Acquisition, Sciyo*, 2010. isbn: 978-953-307-193-0.
- [29] A.C. Kamaha, Improved Limits on The Existence Of Dark Matter. The Final Results From The PICASSO Experiment, Queens University, 2015 Ph.D. thesis.
- [30] W. Wilson, R. Perry, W. Charlton, T. Parish, *Prog. Nucl. Energy* 51 (45) (2009) 608–613, doi:[10.1016/j.pnucene.2008.11.007](https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2008.11.007).
- [31] S. Agostinelli, et al., *Nucl. Inst. Meth. A* 506 (2003) 250–303.
- [32] J. Allison, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53 (2006) 270–278.
- [33] J. Amsbaugh, et al., *Nucl. Inst. Meth. A* 579 (2007) 1054–1080.
- [34] W. Davidson, et al., Background Measurement in the Creighton Mine, SNO Collaboration Internal Report, 1987.
- [35] F. Aubin, Localisation Spatiale des Événements dans les Détecteurs PICASSO, Université de Montréal, 2005 Master's thesis.
- [36] J. Lewin, P. Smith, *Astropart. Phys.* 6 (1) (1996) 87–112, doi:[10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3).
- [37] E. Behnke, et al., *Phys. Rev. D* 90 (2014) 079902.
- [38] D.S. Akerib, et al., *Phys. Rev. Lett.* 116 (16) (2016) 161302, doi:[10.1103/PhysRevLett.116.161302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.161302).
- [39] M.G. Aartsen, et al., *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 131302.
- [40] T. Tanaka, et al., *Astrophys. J.* 742 (2) (2011) 78.
- [41] K. Choi, et al., *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015) 141301, doi:[10.1103/PhysRevLett.114.141301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.141301).
- [42] S. Adrian-Martinez, et al., *JCAP* 1311 (2013) 032, doi:[10.1088/1475-7516/2013/11/032](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2013/11/032).
- [43] S. Demidov, O. Suvorova, *JCAP* 1006 (2010) 018, doi:[10.1088/1475-7516/2010/06/018](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2010/06/018).
- [44] A.D. Avrorin, et al., *Astropart. Phys.* 62 (2015) 12–20, doi:[10.1016/j.astropartphys.2014.07.006](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.07.006).
- [45] V. Khachatryan, et al., *Eur. Phys. J. C* 75 (5) (2015) 235, doi:[10.1140/epjc/s10052-015-3451-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3451-4).
- [46] G. Aad, et al., *Eur. Phys. J. C* 75 (7) (2015) 299, doi:[10.1140/epjc/s10052-015-3517-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3517-3), [10.1140/epjc/s10052-015-3639-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3639-7).
- [47] L. Roszkowski, R. Ruiz de Austri, R. Trotta, *JHEP* 07 (2007) 075, doi:[10.1088/1126-6708/2007/07/075](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/07/075).
- [48] D. Tovey, R. Gaitskill, P. Gondolo, Y. Ramachers, L. Roszkowski, *Phys. Lett. B* 488 (1) (2000) 17–26, doi:[10.1016/S0370-2693\(00\)00846-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00846-7).
- [49] F. Giuliani, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 161301, doi:[10.1103/PhysRevLett.93.161301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.161301).
- [50] R. Agnese, et al., *Phys. Rev. Lett.* 116 (7) (2016) 071301, doi:[10.1103/PhysRevLett.116.071301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.071301).
- [51] J. Angle, et al., *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 051301, doi:[10.1103/PhysRevLett.107.051301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.051301).
- [52] G. Angloher, et al., *Eur. Phys. J. C* 76 (1) (2016) 25, doi:[10.1140/epjc/s10052-016-3877-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3877-3).
- [53] N. Anand, A.L. Fitzpatrick, W.C. Haxton, *Phys. Procedia* 61 (2015) 97–106, doi:[10.1016/j.phpro.2014.12.017](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.12.017).

IMPROVED DARK MATTER SEARCH RESULTS FROM PICO-2L RUN-2

Abstract

New data are reported from a second run of the 2-liter PICO-2L C_3F_8 bubble chamber with a total exposure of 129kg-days at a thermodynamic threshold energy of 3.3keV. These data show that measures taken to control particulate contamination in the superheated fluid resulted in the absence of the anomalous background events observed in the first run of this bubble chamber. One single nuclear-recoil event was observed in the data, consistent both with the predicted background rate from neutrons and with the observed rate of unambiguous multiple-bubble neutron scattering events. The chamber exhibits the same excellent electron-recoil and alpha decay rejection as was previously reported. These data provide the most stringent direct detection constraints on WIMP-proton spin-dependent scattering to date for WIMP masses $< 50\text{GeV}/c^2$.



Improved dark matter search results from PICO-2L Run 2

C. Amole,^{1,*} M. Ardid,² I. J. Arnquist,³ D. M. Asner,³ D. Baxter,⁴ E. Behnke,⁵ P. Bhattacharjee,⁶ H. Borsodi,⁵ M. Bou-Cabo,² S. J. Brice,⁷ D. Broemmelsiek,⁷ K. Clark,⁸ J. I. Collar,⁹ P. S. Cooper,⁷ M. Crisler,⁷ C. E. Dahl,^{4,7} M. Das,⁶ F. Debris,¹⁰ S. Fallows,¹¹ J. Farine,¹² I. Felis,² R. Filgas,¹³ M. Fines-Neuschild,¹⁰ F. Girard,^{12,10} G. Giroux,¹ J. Hall,³ O. Harris,⁵ E. W. Hoppe,³ C. M. Jackson,¹⁰ M. Jin,⁴ C. B. Krauss,¹¹ M. Lafrenière,¹⁰ M. Laurin,¹⁰ I. Lawson,^{12,14} A. Leblanc,¹² I. Levine,⁵ W. H. Lippincott,⁷ E. Mann,⁵ J. P. Martin,¹⁰ D. Maurya,¹⁵ P. Mitra,¹¹ S. Olson,¹ R. Neilson,¹⁶ A. J. Noble,¹ A. Plante,¹⁰ R. B. Podviiianuk,¹² S. Priya,¹⁵ A. E. Robinson,⁷ M. Ruschman,⁷ O. Scallon,^{12,10} A. Sonnenschein,⁷ N. Starinski,¹⁰ I. Štekl,¹³ E. Vázquez-Jáuregui,¹⁷ J. Wells,⁵ U. Wichoski,¹² V. Zacek,¹⁰ and J. Zhang⁴
(PICO Collaboration)

¹*Department of Physics, Queen's University, Kingston, K7L 3N6, Canada*

²*Departamento de Física Aplicada, Universitat Politècnica València, València 46022, Spain*

³*Pacific Northwest National Laboratory, Richland, Washington 99354, USA*

⁴*Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA*

⁵*Department of Physics, Indiana University South Bend, South Bend, Indiana 46634, USA*

⁶*Saha Institute of Nuclear Physics, AstroParticle Physics and Cosmology Division, Kolkata 700064, India*

⁷*Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA*

⁸*Department of Physics, University of Toronto, Toronto, Ontario M5S 1A7, Canada*

⁹*Enrico Fermi Institute, KICP and Department of Physics, University of Chicago, Chicago, Illinois 60637, USA*

¹⁰*Département de Physique, Université de Montréal, Montréal H3C 3J7, Canada*

¹¹*Department of Physics, University of Alberta, Edmonton T6G 2E1, Canada*

¹²*Department of Physics, Laurentian University, Sudbury P3E 2C6, Canada*

¹³*Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague Cz-12800, Czech Republic*

¹⁴*SNOLAB, Lively, Ontario P3Y 1N2, Canada*

¹⁵*Bio-Inspired Materials and Devices Laboratory (BMDL),*

Center for Energy Harvesting Material and Systems (CEHMS), Virginia Tech, Blacksburg, Virginia 24061, USA

¹⁶*Department of Physics, Drexel University, Philadelphia, Pennsylvania 19104, USA*

¹⁷*Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, México D.F. 01000, México*

(Received 15 January 2016; published 21 March 2016)

New data are reported from a second run of the 2-liter PICO-2L C₃F₈ bubble chamber with a total exposure of 129 kg-days at a thermodynamic threshold energy of 3.3 keV. These data show that measures taken to control particulate contamination in the superheated fluid resulted in the absence of the anomalous background events observed in the first run of this bubble chamber. One single nuclear-recoil event was observed in the data, consistent both with the predicted background rate from neutrons and with the observed rate of unambiguous multiple-bubble neutron scattering events. The chamber exhibits the same excellent electron-recoil and alpha decay rejection as was previously reported. These data provide the most stringent direct detection constraints on weakly interacting massive particle (WIMP)-proton spin-dependent scattering to date for WIMP masses < 50 GeV/c².

DOI: 10.1103/PhysRevD.93.061101

I. INTRODUCTION

The evidence for nonbaryonic dark matter is well established [1,2] and understanding the nature of particle dark matter is currently one of the most important quests in the field of particle physics [3]. Weakly interacting massive particles (WIMPs) are a leading candidate for the cold dark

matter in the Universe and provide solutions for outstanding issues in both cosmology and particle physics [4].

The sensitivity of a dark matter direct detection experiment depends on the WIMP mass and on the nature and strength of its coupling to atomic nuclei [5–7]. Since theory provides little guidance as to the WIMP mass or coupling, it is important to explore multiple nuclear targets sensitive to various WIMP-nucleon couplings, including spin-dependent WIMP-proton, spin-dependent WIMP-neutron and spin-independent interactions. The ¹⁹F nucleus, because

*camole@owl.phy.queensu.ca

C. AMOLE *et al.*

of its single unpaired proton and 100% isotopic abundance, provides a unique target to search for the spin-dependent WIMP-proton interactions. Experiments utilizing superheated fluorine-based liquids have consistently produced the strongest constraints on such interactions [8–13].

The PICO Collaboration recently reported the observation of anomalous background events in dark matter search data with the 2-liter PICO-2L C_3F_8 bubble chamber [8] deployed in the SNOLAB underground laboratory. The events were correlated in time with previous activity in the bubble chamber, and thus they were inconsistent with dark matter interactions and known backgrounds. Anomalous events with similar characteristics have also been reported in CF_3I bubble chambers [9,10]. While analysis cuts based on the event timing were able to recover the dark matter sensitivity in Run-1 [8], the presence of an unexplained background clearly indicated a limit to the technology and precluded scaling to a larger experiment.

PICO-2L Run-2 was initiated to explore the hypothesis that the anomalous background events observed in Ref. [8] were caused by particulate contamination in the bubble chamber fluid. Particulate contamination is not present on the bubble chamber components following ultrasonic cleaning, yet it is expected from both the silica and stainless steel components of the bubble chamber. Stainless steel particulate is not produced in significant quantity during the assembly of the bubble chamber, but is expected to appear over the course of the run due to metal fatigue from the flexing action of the bellows and from corrosion. Silica particulate contamination is expected to arise primarily from fracturing of the mating surface of the silica inner vessel flange due to the mechanical stresses associated with its seal to the metal bellows flange. Stress fracturing [14] can result in significant production of silica particulate during the assembly of the vessel and, once initiated, stress corrosion fatigue is expected to provide an ongoing source of new silica particulate contamination.

II. PARTICULATE MITIGATION

Measures taken to reduce the silica particulate contamination prior to Run-2 include the replacement of the quartz flange originally supplied on the fused silica inner vessel with a new flange fabricated from Corning 7980 Fused Silica [15]. In addition to being lower in radioactivity than quartz, the Corning material has fewer impurities, inclusions, and surface flaws and is therefore more likely to be resistant to stress fracturing [14,16] and to the production of silica particles. A second measure was to modify the assembly sequence and fixtures to facilitate a more thorough rinse of the assembled vessel to remove silica particles that might have been generated during the assembly of the seal. Following the final rinse, the inner vessel assembly was dried using filtered gas flow and elevated temperature and it was evacuated and leak-checked using a turbo vacuum pump [17], eliminating all exposure of the inner vessel to a scroll

PHYSICAL REVIEW D **93**, 061101(R) (2016)

vacuum pump [18] that was identified as a potential source of contamination in Ref. [8].

No measures were taken to mitigate the production of stainless steel particulate from the bellows prior to Run-2. Possible measures that were considered included specialized coatings to suppress particulate emission, a plastic bellows liner to contain the stainless steel particles, and replacement of the stainless steel bellows with a bellows formed from an alternative material. To avoid the possibility that the introduction of new construction materials might complicate the comparison of Run-2 to Ref. [8], the measures to mitigate the stainless steel contamination were deferred. For the same reason, a system developed for recirculation and filtering of chamber fluids was not implemented in Run-2. Consequently, the initial condition of the Run-2 bubble chamber was as identical as possible to the initial condition of Ref. [8], except for the reduction of silica and possible scroll pump particulate contamination, allowing for a direct comparison free from systematic differences.

Additional measures were also taken to reduce the agitation of the chamber to encourage settling of particulate, and to avoid stirring up any particles that might have settled out on the bubble chamber surfaces or the fluid interface. These measures include a careful optimization of triggering, expansion, and compression parameters, increasing the compression time between bubble nucleation events, and raising the pressure of the chamber from 31.1 psia, as in Ref. [8], to 37.2 psia, reducing the volatility of bubble growth. The Run-2 temperature was correspondingly increased in order to maintain the same 3.3 keV thermodynamic energy threshold as Ref. [8].

III. OTHER MODIFICATIONS

Several technical improvements unrelated to background reduction were implemented to improve the performance of the bubble chamber for Run-2. The number of temperature sensors was doubled and additional cooling was added to the top flange of the pressure vessel and to the camera enclosures to improve temperature uniformity across the active volume. Modifications were made to add over-voltage protection to the lead zirconate acoustic transducers and their number was increased from three to six to address a reliability problem encountered in Ref. [8]. The VGA resolution cameras (491×656) used in Ref. [8] were replaced with higher-resolution (1280×1024) devices to improve the spatial resolution of bubble position reconstruction.

IV. OPERATIONS

The target mass of 2.91 ± 0.01 kg of C_3F_8 was kept in a superheated state at a temperature of 15.8°C and a pressure of 37.2 psia. For these run conditions, the thermodynamic threshold energy is estimated using the Seitz “hot spike” model [19] and is calculated to be $3.3 \pm 0.2(\text{exp}) \pm 0.2(\text{th})$ keV, with the experimental uncertainty originating

from the uncertainty in temperature (0.3°C) and pressure (0.7 psi) and the theoretical uncertainty attributed to the thermodynamic properties of C_3F_8 . The Run-2 thermodynamic threshold is equivalent to the lowest threshold reported in Ref. [8] but at a higher temperature and pressure. The gross activity of the chamber in Run-2, measured by the number of expansions and the mean superheat time per expansion was comparable to Ref. [8].

A total of 66.3 live-days of WIMP search data was collected at the 3.3 keV thermodynamic threshold between June 12 and September 25, 2015. During this time, the detector was twice exposed to an AmBe calibration source to monitor the response to nuclear recoils from neutrons, and twice to a ^{133}Ba source to evaluate the response to gamma-induced electron recoils. Data collected within 24 hours after any technical interruption were not included in the WIMP search.

V. ANALYSIS

The data analysis presented here uses techniques similar to those described in Ref. [8]. All the neutron calibration data were scanned by eye to check the bubble multiplicities and the identified single-bubble events were used to evaluate the efficiency of the data analysis cuts.

A set of data quality cuts was applied to remove events with failed optical reconstruction (bubble position and/or multiplicity), excessive acoustic noise, or poor agreement in the evaluated time of the bubble nucleation from the six acoustic transducers. The combined efficiency of the data quality cuts was 0.85 ± 0.02 . The acoustic analysis was performed using a procedure described in Ref. [10], and the same acoustic parameter (AP) cut range of $0.7 < \text{AP} < 1.3$ as in Refs. [8,10,11] was adopted. The AP distributions for WIMP search and calibration data are shown in Fig. 1. The

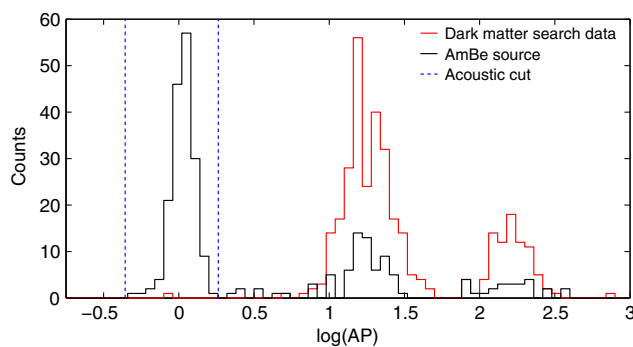


FIG. 1. AP distributions (in log scale) of the single-bubble events originating within the optical fiducial volume for neutron calibration data (black) and WIMP search data (red). The signal region in AP for single nuclear recoils is indicated between the dashed blue lines. In both the calibration and WIMP search data, the two peaks at higher AP are from ^{222}Rn chain alphas, with higher-energy alphas from ^{214}Po decay producing larger acoustic signals [8,9]. The observed rate of alpha decays is consistent between WIMP search and neutron calibration data.

AP cut has an acceptance of 0.94 ± 0.02 for neutron-induced single-bubble events and an alpha rejection of $> 98.8\%$ (90% C.L.). An optical-based fiducial volume cut was derived such that less than 1% of the events originating at the interfaces (between C_3F_8 , water buffer and glass walls) were accepted to be in the fiducial bulk volume and had an efficiency of 0.84 ± 0.01 .

The total acceptance for single-bubble nuclear-recoil events including data quality, AP, and fiducial cuts in this run was 0.67 ± 0.03 , resulting in a total exposure after cuts of 129 kg-days. The position and acoustic resolution were significantly improved for Run-2, resulting in higher fiducial and AP cut efficiencies. However, the acceptance of the data quality cuts, and the total acceptance, was lower than in Ref. [8] due to water droplets on the inside wall of the inner vessel compromising the optical reconstruction of a fraction of the events, and additional transient acoustic noise.

To search for neutron-induced multiple-bubble events in the WIMP search data, all events for which more than one bubble is reconstructed in one or both of the camera images were manually scanned. The acceptance of this selection criterion was determined using the neutron calibration data to be 0.93 ± 0.01 . This is substantially higher than the acceptance for single nuclear-recoil events since no acoustic or fiducial cuts are needed to identify multiple-bubble events.

VI. BACKGROUNDS

A constant rate (4 cts/day) of AP-tagged alpha decay events was observed, similar to Ref. [8]. Based on detailed Monte Carlo simulations, the background contribution from (α, n) and spontaneous fission neutrons was predicted to be 0.008(0.010) counts/kg/day for single(multiple)-bubble events, with a total uncertainty of 50%. This is higher than the estimate from Ref. [8], due to the addition to our simulation of (α, n) reactions on ^{14}N from radon-chain decays in air within the neutron shielding. The background model predicts 1.0(1.8) single(multiple)-bubble events from neutrons after all cuts. Fewer than 0.02 electron-recoil events were expected, based on a measurement of 4 candidate events during 12.2 live-days of exposure to a 1 mCi ^{133}Ba source coupled with a Monte Carlo simulation in GEANT4 [20] of the natural gamma flux at the location of the chamber [21,22]. The ^{133}Ba calibration result corresponds to a measured efficiency of $(2.2 \pm 1.2) \times 10^{-11}$ for electron recoils in C_3F_8 at a 3.3 keV thermodynamic threshold.

VII. RESULTS

A total of 1(3) single(multiple)-bubble nuclear-recoil events were observed in the 129 kg-day exposure. These data show the absence of the anomalous background events observed in the first run [8] of PICO-2L (Fig. 2). The

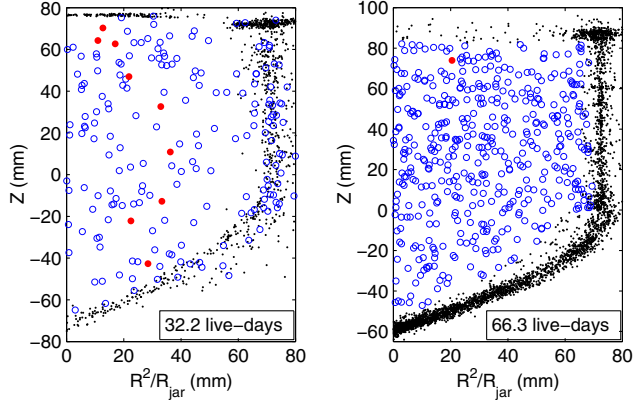


FIG. 2. Spatial distribution of bubble events in the 3.3 keV WIMP search data for Run-1 [8] (left, 32.2 live-days) and Run-2 (right, 66.3 live-days). Z is the reconstructed vertical position of the bubble, R is the distance from the center axis and R_{jar} is the nominal inner radius of the silica jar (72.5 mm). Red filled circles are WIMP-candidate events in the fiducial bulk volume, blue open circles are alpha-induced bulk events, and black dots are nonbulk events. The rate of pressure rise, measured by an AC-coupled transducer, was used for the fiducial volume cut in Ref. [8]. An identical transducer installed for Run-2 failed during commissioning, and the Run-2 fiducial volume cut is entirely based on the improved optical reconstruction.

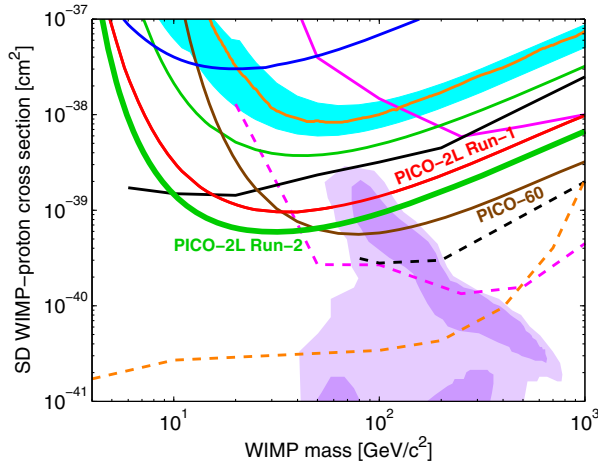


FIG. 3. The 90% C.L. limit on the SD WIMP-proton cross section from Run-2 (Run-1 [8]) of PICO-2L is plotted in green (red), along with limits from PICO-60 (brown), COUPP-4 (light blue region), PICASSO (dark blue), SIMPLE (thin green), XENON100 (orange), IceCube (dashed and solid pink), SuperK (dashed and solid black) and CMS (dashed orange) [9,10,12,13,25–29]. For the IceCube and SuperK results, the dashed lines assume annihilation to W pairs while the solid lines assume annihilation to b quarks. Comparable limits assuming these and other annihilation channels are set by the ANTARES, Baikal and Baksan neutrino telescopes [30–32]. The CMS limit is from a monojet search and assumes an effective field theory, valid only for a heavy mediator [33,34]. Comparable limits are set by ATLAS [35,36]. The purple region represents the parameter space of the constrained minimal supersymmetric standard model of Ref. [37].

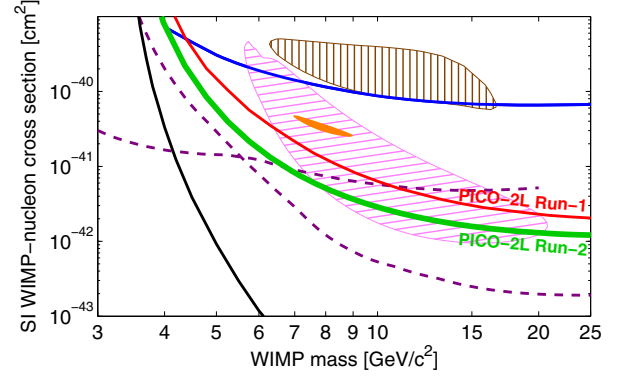


FIG. 4. The 90% C.L. limit on the SI WIMP-proton cross section from Run-2 (Run-1 [8]) of PICO-2L is plotted in green (red), along with limits from PICASSO (blue), LUX (black), CDMSlite and SuperCDMS (dashed purple) [12,38–40]. Similar limits that are not shown for clarity are set by XENON10, XENON100 and CRESST-II [41–43]. Allowed regions from DAMA (hashed brown), CoGeNT (solid orange), and CDMS-II Si (hashed pink) are also shown [44–46].

observed rate of both single- and multiple-bubble nuclear-recoil events is consistent with the expected background from neutrons. No neutron background subtraction is attempted, and the WIMP scattering cross-section upper limits reported here are simply calculated as the cross sections for which the probability of observing one or fewer signal events in the full 129 kg-day exposure is 10%.

The same conservative nucleation efficiency curves are used as in Ref. [8], with sensitivity to fluorine and carbon recoils above 5.5 keV. The standard halo parametrization [23] is adopted, with $\rho_D = 0.3 \text{ GeV } c^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $v_{\text{esc}} = 544 \text{ km/s}$, $v_{\text{Earth}} = 232 \text{ km/s}$, $v_o = 220 \text{ km/s}$, and the spin-dependent parameters are taken from Ref. [24]. Limits at the 90% C.L. for the spin-dependent WIMP-proton and spin-independent WIMP-nucleon elastic scattering cross sections are calculated as a function of WIMP mass and are shown in Figs. 3 and 4. These limits indicate an improved sensitivity to the dark matter signal compared to the previous PICO-2L run and are currently the world-leading constraints on spin-dependent WIMP-proton couplings for WIMP masses $< 50 \text{ GeV}/c^2$. For WIMP masses higher than $50 \text{ GeV}/c^2$, only the constraints from PICO-60 [9] are stronger.

VIII. DISCUSSION

These data demonstrate the excellent performance of the PICO detector technology and provide strong evidence that particulate contamination suspended in the superheated fluid is the cause of the anomalous background events observed in the first run of this bubble chamber. Preliminary indications suggest that the radioactivity present in the particulate may be insufficient to account

for the events as originating with alpha decays, so the bubble-nucleation mechanism associated with the particulate contamination is still unknown. Nonetheless, the identification of particulate contamination as the origin of the anomalous background events observed in Ref. [8] provides the critical engineering guidance needed to develop a larger-scale background-free experiment.

ACKNOWLEDGMENTS

The PICO Collaboration thanks SNOLAB for their exceptional laboratory space and technical support. We also thank Fermi National Accelerator Laboratory (Contract No. DE-AC02-07CH11359) and Pacific Northwest National Laboratory for their support. This work is supported by

the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Canada Foundation for Innovation (CFI), the National Science Foundation (NSF) under the Grants No. PHY-1242637, No. PHY-0919526, No. PHY-1205987, and No. PHY-1506377 and by the U.S. Department of Energy under Award No. DE-SC-0012161. We also acknowledge the support of Department of Atomic Energy (DAE), Government of India, under the Center of AstroParticle Physics II project (CAPP-II) at Saha Institute of Physics (SINP); the Czech Ministry of Education, Youth and Sports (Grant No. LM2011027); the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad, Consolider MultiDark (Grant No. CSD2009-00064) and DGAPA-UNAM through grant PAPIIT No. IA100316.

-
- [1] K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014).
- [2] E. Komatsu *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **180**, 330 (2009) and references therein.
- [3] S. Ritz *et al.*, Particle physics projects prioritization panel report, 2014.
- [4] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, *Phys. Rep.* **267**, 195 (1996).
- [5] M. W. Goodman and E. Witten, *Phys. Rev. D* **31**, 3059 (1985).
- [6] P. Cushman *et al.*, [arXiv:1310.8327](https://arxiv.org/abs/1310.8327).
- [7] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rep.* **405**, 279 (2005); J. L. Feng, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48**, 495 (2010).
- [8] C. Amole *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 231302 (2015).
- [9] C. Amole *et al.*, [arXiv:1510.07754](https://arxiv.org/abs/1510.07754) [*Phys. Rev. D* (to be published)].
- [10] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev. D* **86**, 052001 (2012).
- [11] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 021303 (2011).
- [12] S. Archambault *et al.*, *Phys. Lett. B* **711**, 153 (2012).
- [13] M. Felizardo *et al.*, *Phys. Rev. D* **89**, 072013 (2014).
- [14] R. H. Doremus, in *Treatise on Materials Science and Technology, Vol. 22*, edited by R. H. Doremus and M. Tomozawa (Academic Press, New York, 1982), p. 169.
- [15] Corning Incorporated, Specialty Materials Division.
- [16] A. G. Evans, *J. Mater. Sci.* **9**, 1145 (1974).
- [17] Pfeiffer Vacuum HiCube 80 Eco Turbo Pumping Station.
- [18] Edwards nXDS6i scroll vacuum pump.
- [19] F. Seitz, *Phys. Fluids* **1**, 2 (1958).
- [20] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506**, 250 (2003).
- [21] D. Fustin, Ph.D thesis, University of Chicago, 2012.
- [22] A. E. Robinson, Ph.D thesis, University of Chicago, 2015.
- [23] J. D. Lewin and P. F. Smith, *Astropart. Phys.* **6**, 87 (1996).
- [24] D. R. Tovey, R. J. Gaitskell, P. Gondolo, Y. Ramachers, and L. Roszkowski, *Phys. Lett. B* **488**, 17 (2000).
- [25] E. Aprile *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 021301 (2013).
- [26] M. G. Aartsen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 131302 (2013).
- [27] T. Tanaka *et al.*, *Astrophys. J.* **742**, 78 (2011).
- [28] K. Choi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 141301 (2015).
- [29] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **75**, 235 (2015).
- [30] S. Adrián-Martínez *et al.*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11** (2013) 032.
- [31] S. Demidov and O. Suvorova, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **06** (2010) 018.
- [32] A. D. Avrorin *et al.*, *Astropart. Phys.* **62**, 12 (2015).
- [33] G. Busoni, A. de Simone, E. Morgante, and A. Riotto, *Phys. Lett. B* **728**, 412 (2014).
- [34] O. Buchmueller, M. J. Dolan, and C. McCabe, *J. High Energy Phys.* **01** (2014) 025.
- [35] ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **75**, 299 (2015).
- [36] ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **75**, 92 (2015).
- [37] L. Roszkowski, R. R. de Austri, and R. Trotta, *J. High Energy Phys.* **07** (2007) 075.
- [38] D. S. Akerib *et al.*, [arXiv:1512.03506](https://arxiv.org/abs/1512.03506).
- [39] R. Agnese *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 071301 (2016).
- [40] R. Agnese *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 241302 (2014).
- [41] J. Angle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 051301 (2011).
- [42] E. Aprile *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 181301 (2012).
- [43] G. Angloher *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **76**, 25 (2016).
- [44] R. Bernabei *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **56**, 333 (2008).
- [45] C. E. Aalseth *et al.*, *Phys. Rev. D* **88**, 012002 (2013).
- [46] R. Agnese *et al.*, *Phys. Rev. D* **88**, 031104 (2013).

DARK MATTER SEARCH RESULTS FROM THE PICO-60 CF_3I BUBBLE CHAMBER

Abstract

New data are reported from the operation of the PICO-60 dark matter detector, a bubble chamber filled with 36.8 kg of CF_3I and located in the SNOLAB underground laboratory. PICO-60 is the largest bubble chamber to search for dark matter to date. With an analyzed exposure of 92.8 live-days, PICO-60 exhibits the same excellent background rejection observed in smaller bubble chambers. Alpha decays in PICO-60 exhibit frequency-dependent acoustic calorimetry, similar but not identical to that reported recently in a C3F8 bubble chamber. PICO-60 also observes a large population of unknown background events, exhibiting acoustic, spatial, and timing behaviors inconsistent with those expected from a dark matter signal. These behaviors allow for analysis cuts to remove all background events while retaining 48.2% of the exposure. Stringent limits on WIMPs interacting via spin-dependent proton and spin-independent processes are set, and the interpretation of the DAMA/LIBRA modulation signal as dark matter interacting with iodine nuclei is ruled out.

Dark matter search results from the PICO-60 CF₃I bubble chamber

C. Amole,¹ M. Ardid,² D. M. Asner,³ D. Baxter,⁴ E. Behnke,⁵ P. Bhattacharjee,⁶ H. Borsodi,⁵ M. Bou-Cabo,² S. J. Brice,⁷ D. Broemmelsiek,⁷ K. Clark,⁸ J. I. Collar,⁹ P. S. Cooper,⁷ M. Crisler,⁷ C. E. Dahl,^{4,7} S. Daley,¹ M. Das,⁶ F. Debris,¹⁰ N. Dhungana,¹¹ S. Fallows,¹³ J. Farine,¹¹ I. Felis,² R. Filgas,¹² F. Girard,^{11,10} G. Giroux,¹ A. Grandison,⁵ M. Hai,⁹ J. Hall,³ O. Harris,^{5,†} M. Jin,⁴ C. B. Krauss,¹³ M. Lafrenière,¹⁰ M. Laurin,¹⁰ I. Lawson,^{14,11} I. Levine,⁵ W. H. Lippincott,^{7,*} E. Mann,⁵ D. Maurya,¹⁵ P. Mitra,¹³ R. Neilson,^{9,16} A. J. Noble,¹ A. Plante,¹⁰ R. B. Podviianiuk,¹¹ S. Priya,¹⁵ E. Ramberg,⁷ A. E. Robinson,⁹ R. Rucinski,⁷ M. Ruschman,⁷ O. Scallan,^{11,10} S. Seth,⁶ P. Simon,⁷ A. Sonnenschein,⁷ I. Štekl,¹² E. Vázquez-Jáuregui,^{17,14,11} J. Wells,⁵ U. Wichoski,¹¹ V. Zacek,¹⁰ J. Zhang,⁴ and I. A. Shkrob¹⁸

(PICO Collaboration)

¹*Department of Physics, Queen's University, Kingston, Ontario K7L 3N6, Canada*²*Universitat Politècnica de València, IGIC, 46730 Gandia, Spain*³*Pacific Northwest National Laboratory, Richland, Washington 99354, USA*⁴*Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA*⁵*Department of Physics and Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, Indiana 46634, USA*⁶*Saha Institute of Nuclear Physics, Astroparticle Physics and Cosmology Division, Kolkata 700064, India*⁷*Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA*⁸*Department of Physics, University of Toronto, Toronto, Ontario M5S 1A7, Canada*⁹*Enrico Fermi Institute, KICP and Department of Physics, University of Chicago, Chicago, Illinois 60637, USA*¹⁰*Département de Physique, Université de Montréal, Montréal Québec H3C 3J7, Canada*¹¹*Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, Ontario P3E 2C6, Canada*¹²*Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague 12800, Czech Republic*¹³*Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, T6G 2G7, Canada*¹⁴*SNOLAB, Lively, Ontario P3Y 1N2, Canada*¹⁵*Center for Energy Harvesting Materials and Systems (CEHMS), Virginia Tech, Blacksburg, Virginia 24061, USA*¹⁶*Department of Physics, Drexel University, Philadelphia, Pennsylvania 19104, USA*¹⁷*Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, México D. F. 01000, México*¹⁸*Chemistry Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA*

(Received 6 November 2015; published 28 March 2016)

New data are reported from the operation of the PICO-60 dark matter detector, a bubble chamber filled with 36.8 kg of CF₃I and located in the SNOLAB underground laboratory. PICO-60 is the largest bubble chamber to search for dark matter to date. With an analyzed exposure of 92.8 livedays, PICO-60 exhibits the same excellent background rejection observed in smaller bubble chambers. Alpha decays in PICO-60 exhibit frequency-dependent acoustic calorimetry, similar but not identical to that reported recently in a C₃F₈ bubble chamber. PICO-60 also observes a large population of unknown background events, exhibiting acoustic, spatial, and timing behaviors inconsistent with those expected from a dark matter signal. These behaviors allow for analysis cuts to remove all background events while retaining 48.2% of the exposure. Stringent limits on weakly interacting massive particles interacting via spin-dependent proton and spin-independent processes are set, and most interpretations of the DAMA/LIBRA modulation signal as dark matter interacting with iodine nuclei are ruled out.

DOI: [10.1103/PhysRevD.93.052014](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.052014)**I. INTRODUCTION**

The nature of dark matter is one of the most fundamental questions facing particle physics and cosmology [1–3], and a leading explanation for dark matter is a relic density of weakly interacting massive particles (WIMPs) [4,5]. Direct

detection dark matter experiments are sensitive to the nuclear recoils resulting from collisions between WIMPs and ordinary matter. The main challenge in the field has been to scale up detector target masses while eliminating or rejecting backgrounds to a potential dark matter signal [6].

The superheated detector technology provides a unique approach to direct detection, with excellent rejection of gamma and beta events, excellent alpha rejection using the acoustic emission of bubble formation, and the ability to

*hugh@fnal.gov

†harriso@iusb.edu

employ different targets [7–14]. Located in the SNOLAB underground laboratory [15] at an approximate depth of 6000 meters water equivalent, the PICO-60 bubble chamber is the largest bubble chamber to search for dark matter to date. We report results from the first run of PICO-60, with a dark matter exposure of 3415 kg days taken at SNOLAB between June 2013 and May 2014.

II. EXPERIMENTAL METHOD

The PICO-60 bubble chamber consists of a 30-cm-diameter by 1-m-long synthetic fused silica bell jar sealed to a flexible stainless-steel bellows and immersed in hydraulic fluid, all contained within a stainless-steel pressure vessel. The pressure vessel is 60 cm in diameter and 167 cm tall. The hydraulic fluid in PICO-60 is propylene glycol, and the pressure in the system is controlled by an external hydraulic cart via a 3.8-cm-inner-diameter hydraulic hose. The stainless-steel bellows balances the pressure between the hydraulic volume and the bubble chamber fluid. For this run, the chamber was filled with 36.8 ± 0.2 kg of CF_3I (18.4 l with density 2.05 kg/l at 22°C and atmospheric pressure). A buffer layer of ultrapure water sits on top of the CF_3I to isolate the active fluid from contact with stainless-steel surfaces. A schematic of the detector is shown in Fig. 1.

Parts per million of free iodine molecules in CF_3I are known to absorb visible light. To prevent any discoloration, the buffer water contains 5 mmol/l of sodium sulfite, which reacts at the water/ CF_3I interface with any iodine in the organic phase to form colorless iodide (I^-) that is then extracted into the aqueous phase. This reaction is known in chemistry as the iodine clock reaction, and it efficiently removes any traces of free iodine from the CF_3I . No discoloration of the fluids was observed during the run.

The pressure vessel is located in a 2.9-m-diameter by 3.7-m-tall water tank in the Ladder Labs area of SNOLAB [15]. The water tank provides shielding from external

sources of radiation as well as temperature control. The water bath temperature is regulated by the combination of circulation through an external heater and a second heating wire located inside the tank for fine control. The water tank, pressure vessel, hydraulic fluid, and bubble chamber are all in thermal contact. The temperature is monitored by eight resistive temperature detectors (RTDs) in the water bath and four RTDs in the pressure vessel, bracketing the bubble chamber volume.

Transducers monitoring the pressure are connected to the inner volume, the pressure vessel, and the hydraulic cart. An additional fast ac-coupled pressure transducer monitors the pressure rise in the chamber during bubble growth [16]. Gross pressure control is accomplished using a piston with a 1:4 area ratio connected to a pressure-regulated air reservoir. A stepper motor controlling a hydraulic pump provides fine pressure control.

Two 1088×1700 CMOS cameras are used to photograph the chamber at a stereo angle of 60° at a rate of 50 frames per second. A set of LEDs mounted next to the cameras flash at the same rate as the camera shutter, and a sheet of retroreflector mounted inside the pressure vessel behind the jar reflects the LED light back to the cameras, effectively backlighting the chamber. The stereo images from the cameras are used to identify bubbles and reconstruct their spatial coordinates within the chamber. Figure 2 shows images of a seven-bubble event produced during a neutron calibration run.

Thirteen piezoelectric acoustic transducers were synthesized from low radioactivity, lead-zirconate-titanate-based ceramics in an ultrahigh purity environment to prevent any contamination during mixing, calcination, and sintering. The transducers are epoxied to the exterior

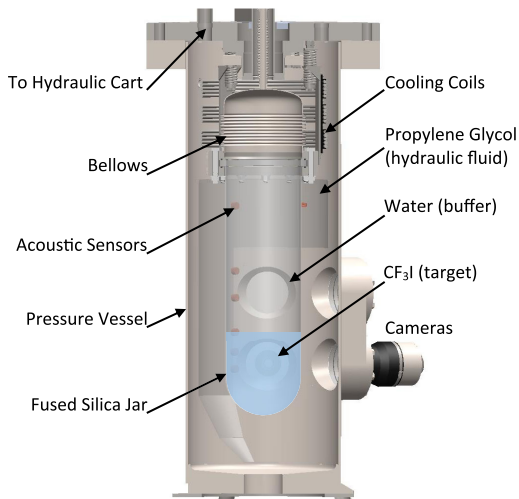


FIG. 1. A schematic of the PICO-60 bubble chamber.

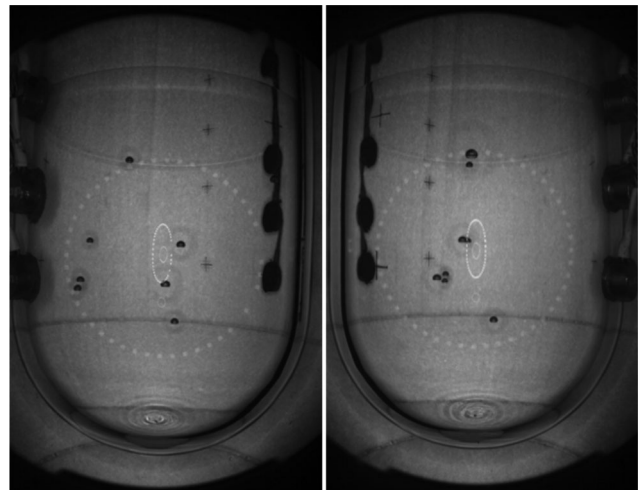


FIG. 2. Images of a multiple scattering neutron event from the two PICO-60 cameras. Reflection of the LED rings used for illumination are clearly visible on the front and back of the jar. The two vertical strings of acoustic sensors are visible running up the sides of the jar.

of the bell jar to record the acoustic emissions from bubble nucleations [14,17]. These sensors are mounted in vertical strings, and several sensors from each string are visible in the images in Fig. 2. Five of the sensors failed during the run, leaving eight working sensors for the duration of the experiment.

A PICO-60 cycle or expansion begins by relieving the pressure in the hydraulic cart (i.e., relieving the air behind the piston) to a target pressure of between 20 and 55 psia over 4–5 s, at which point the chamber is in the “expanded” state and the CF_3I is superheated. To allow for transient behaviors to subside, dark matter data begin accumulating only after the chamber is stable at the target pressure for 25 s. Differences in live images from one frame to the next provide the primary trigger, initiating compression. Optical and acoustic data surrounding the trigger time are logged, as well as the pressure and temperature record over the entire expansion. The compression is accomplished by reapplying compressed air to the piston, raising the hydraulic pressure to ~ 200 psia within 250 ms. Triggers are also generated by the hydraulic controller in response to pressure spikes, and by the data acquisition system if no trigger is received after a “timeout” time of between 500 and 2000 s. The timeout time was increased twice during the run to increase the live fraction. The system remains in the compressed state for 30 s after every cycle, with a longer compression of 300 s after every tenth cycle, to ensure that all evaporated gas condenses and thermal equilibrium is regained.

The chamber was filled with CF_3I on April 26, 2013, and the acquisition of physics data in the complete water shield began on June 13. Data taking was paused three times for maintenance or repair, with the detector running continuously after the last stoppage from January 21 to May 22. A total exposure of 155.1 livedays was collected over the course of the run. The live fraction increased from 80% at the beginning of the run to 93% by the end (partly due to increasing the timeout time). To explore bubble rates over a variety of different operating conditions, the chamber was run at nine discrete pressure set points: 23.5, 26.4, 28.5, 30.3, 33.4, 38.3, 43.2, 48.2 and 53.2 psia. Over 80% of the data were taken at 34.5 ± 1.5 °C (the temperature control early in the run was only good to about 1 °C, although we measure the temperature to within 0.1 °C for each cycle). The remaining data are split between two periods of higher (37.5 ± 0.5 °C) and lower (31.5 ± 1.5 °C) temperature running to explore bubble rates as a function of temperature, with around 6.6 days of <30 °C data taken during periods of cooling down to or warming back up from room temperature. The data include over 33 000 events from AmBe neutron calibration runs, spread throughout the data-taking period.

The acoustic signal is a strong function of operating pressure and only provides a clear signal below 35 psia; we therefore only use data taken at pressures less than or equal

to 33.4 psia to search for dark matter. The 6.6 days of running below 30 °C are also removed, keeping 92.8 livedays in the final WIMP search data set.

III. BUBBLE NUCLEATION THRESHOLD AND EFFICIENCY

A. Calculating the energy required to form a bubble

The sensitivity of PICO-60 to dark matter interactions depends on the energy threshold and efficiency for bubble nucleation from recoiling nuclei, with the majority of spin-independent (SI) sensitivity coming from iodine and the spin-dependent (SD) sensitivity coming from a combination of fluorine and iodine. The pressure and temperature of the active fluid determine the conditions for radiation-induced bubble nucleation. The Seitz “hot spike” model [18] calculates the enthalpy necessary to produce a critically sized bubble and assumes that the full energy deposited by a particle interaction is used to form a bubble. The critically sized bubble is defined by Gibbs as a bubble in which the pressure differential across the surface is balanced by the surface tension [19]:

$$P_b - P_l = \frac{2\sigma}{r_c}, \quad (1)$$

where P_b is the pressure in the bubble, P_l is the pressure in the liquid, σ is the bubble surface tension, and r_c is the critical bubble radius. The heat input required to produce this bubble is given by

$$E_T = 4\pi r_c^2 \left(\sigma - T \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) + \frac{4\pi}{3} r_c^3 \rho_b (h_b - h_l) - \frac{4\pi}{3} r_c^3 (P_b - P_l), \quad (2)$$

where T is the temperature, ρ_b is the bubble vapor density, h_b and h_l are the specific enthalpies of bubble vapor and superheated liquid, respectively, and the surface tension σ and temperature derivative are taken along the usual saturation curve. As an approximation, $h_b - h_l$ may be replaced by the heat of vaporization, and P_b and ρ_b by the saturated vapor pressure and density at temperature T . All thermodynamic values in this paper are taken from the REFPROP database maintained by the National Institute of Standards and Technology [20].

We refer to E_T in Eq. (2) as the Seitz threshold for bubble nucleation, and we use E_T calculated individually for each cycle to classify our data. Because of the temperature variations during the run, the pressure set points listed above do not correspond to fixed E_T , instead representing a continuum of Seitz thresholds between 7 and 20 keV. The temperature did not vary on the time scale of single chamber cycles, however, and we therefore count the accumulated livetime in a given expansion as taken at the calculated E_T for that expansion. Figure 3 shows the

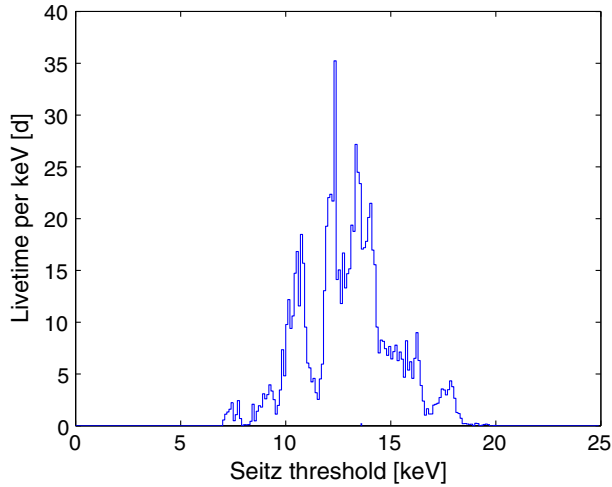


FIG. 3. Total livetime in the dark matter search data vs Seitz threshold. Because of the temperature variations and the many pressure set points, the data sample a continuum of Seitz thresholds between 7 and 20 keV. There are a total of 92.8 livedays in the dark matter search data.

total amount of exposure vs Seitz threshold, with a total of 92.8 livedays in the dark matter search data.

As we discuss in the next section, we do not rely on the Seitz model to determine the threshold and efficiency for bubble nucleation. However, the Seitz theory does set a well-defined energy scale for the problem of bubble nucleation, and most inefficiencies should scale with either the Seitz threshold or its nearly related quantity, the critical radius. As already mentioned, we use E_T calculated individually for each expansion to classify our data.

B. Determining the efficiency for bubble nucleation

In the classical Seitz model, a particle depositing energy greater than E_T will nucleate a bubble with 100% efficiency. Previous neutron calibration data using both broad spectrum AmBe sources and low energy, monoenergetic YBe sources have shown that the Seitz model is not an accurate picture of bubble nucleation in CF_3I , particularly for carbon and fluorine recoils [10,21,22]. A recent analysis of all available neutron data shows that carbon and fluorine recoils in CF_3I do not efficiently produce bubbles until their energies are significantly above the calculated Seitz threshold [23]. Simulations of carbon and fluorine tracks in CF_3I using the Stopping Range of Ions in Matter (SRIM) package [24] provide an explanation for the observed inefficiency—carbon and fluorine tracks are comparable in size to, and often larger than, the critical bubble size. Iodine recoils produce much shorter tracks, and bubble chamber data taken with a pion beam at the Fermilab Test Beam Facility show that the iodine response is much closer to the nominal Seitz model [25].

To determine the sensitivity of PICO-60 to dark matter, we perform a global fit to the YBe and AmBe neutron data

collated in [23] and the pion beam data of [25] to simultaneously find the probability for bubble nucleation from iodine, fluorine, and carbon recoils as a function of recoil energy, $P_{\text{I,F,C}}(E)$. The carbon and fluorine responses are constrained primarily by the neutron data, while the iodine response is constrained by the pion beam data of [25]. As in [14], the efficiency curves are fit by monotonically increasing, piecewise linear functions, with the constraints that no nucleation occurs below E_T and that $P_{\text{I}}(E) \geq P_{\text{F}}(E) \geq P_{\text{C}}(E)$. The solid lines in Fig. 4 show the best fit iodine, fluorine, and carbon efficiency curves at 13.6 keV. Note that the onset of efficiency for fluorine and carbon recoils occurs at energies higher than twice the calculated Seitz threshold. The allowed shapes are well constrained by the data, particularly for iodine because of the quality of the data in [25]. To give a sense of the uncertainties, the worst-case efficiency curves for each element allowed by the global fit at 1σ are shifted to the

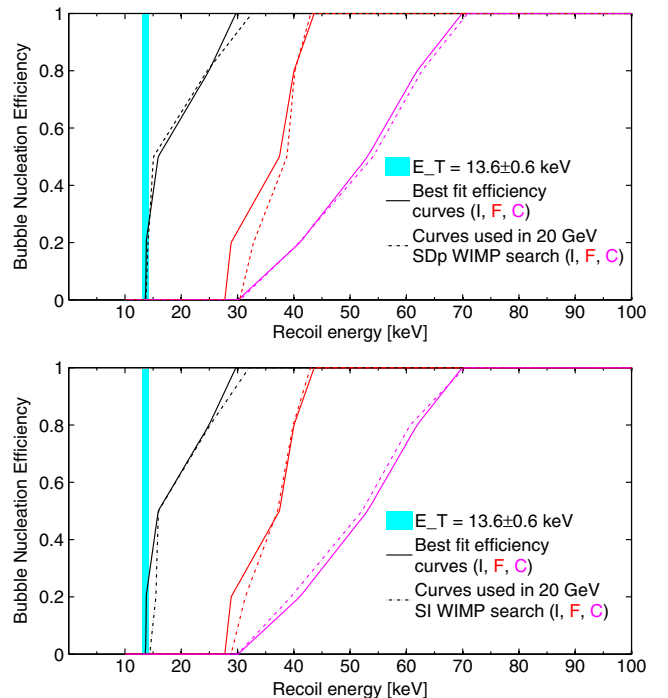


FIG. 4. The best fit iodine (black), fluorine (red), and carbon (magenta) efficiency curves for $E_T = 13.6$ keV data are shown by the solid lines, and the light blue band shows the calculated Seitz threshold with the experimental and theoretical uncertainties (the solid curves are the same in both the top and bottom panels). In the top panel, the dashed lines show the curves used to determine sensitivity for a 20 GeV SD WIMP, corresponding to the set of curves with the least sensitivity to 20 GeV SD WIMP scattering consistent with the calibration data at 1σ , while the dashed lines in the bottom panel show the curves used to determine sensitivity for a 20 GeV SI WIMP. The onset of nucleation for fluorine and carbon recoils occurs at energies greater than twice the Seitz threshold, while the response to iodine is much closer to the Seitz model.

right by about 10% on average relative to the solid curves of Fig. 4 (and only 5% for the onset of iodine efficiency). We note, however, that one cannot simultaneously achieve the worst-case shapes for all three elements and still be consistent with calibration data.

Because the pion beam data of [25] were taken at a single Seitz threshold of $E_T = 13.6$ keV, we can only perform the full global fit at that threshold. PICO-60 data were taken at a continuum of Seitz thresholds between 7 and 20 keV, however, with E_T calculated individually for each expansion based on the temperature and pressure for that expansion. We therefore must translate the derived efficiency curves at 13.6 keV to the other operating conditions of the experiment. Previous calibrations in superheated droplet detectors parameterized the efficiency response for recoils in C_4F_{10} as an explicit function of E/E_T [26], finding good agreement with neutron calibration data above 7 keV. As iodine recoils follow the Seitz model rather closely, scaling the curve shown in Fig. 4 using E/E_T is a natural way to translate the iodine response at 13.6 to the other operating conditions. One might be hesitant to apply the same scaling to carbon and fluorine recoils given their strong deviation from the nominal Seitz model. However, fits of the YBe and AmBe neutron calibration data of [23] between 7 and 40 keV for carbon and fluorine recoils are consistent with a single derived efficiency shape that also scales with E/E_T , and we therefore apply that scaling to translate the efficiency curves of Fig. 4 for all three recoil species on an expansion by expansion basis to determine our sensitivity to dark matter.

To determine dark matter sensitivities for a specific WIMP mass and coupling (SI or SD), we take the combination of efficiency curves allowed by the global fit at 1σ that provides the least sensitivity to that particular dark matter mass and coupling. While the various calibration data sets are dominated by recoils of a particular nucleus (e.g. iodine in the pion beam data of [25]), they do contain contributions from all three nuclei. In the global fit, the size of the contribution from each individual recoil is allowed to float to minimize sensitivity to a given dark matter candidate. As an example, the curves used to determine the sensitivity to a 20 GeV SD WIMP are shown as the dashed lines in the top panel of Fig. 4. Since the SD sensitivity mostly arises through fluorine interactions, our analysis assumes the weakest possible response for fluorine allowed by the data by maximizing the contributions from carbon and iodine. The bottom panel of Fig. 4 shows the curves used to determine sensitivity to a 20 GeV SI WIMP, where the iodine response is reduced in favor of increased carbon and fluorine responses.

As 75% of the livetime was accumulated at thresholds within 20% of 13.6 keV, deviations from the characteristic observed E/E_T scaling behavior have a small effect on the final result. To give an extreme example, if all data taken at $E_T < 13.6$ followed the same response function as that

measured at 13.6 keV (i.e., assuming no improvement in sensitivity at the lower Seitz thresholds) and we scale by E/E_T for $E_T > 13.6$, the final results presented in Sec. VI for both SI and SD WIMP scattering would be 13% less sensitive for a 100 GeV WIMP mass and 10% less sensitive for WIMP masses greater than 200 GeV.

IV. BACKGROUND MODELING AND PREDICTION

Neutrons in the active volume can be produced by (α, n) reactions and fission neutrons from radioactivity in the detector components, by cosmogenic activation, and by photonuclear interactions. Before installation, all detector components in proximity to the active volume were screened for radioactivity, and the results from this screening are incorporated into a detailed Monte Carlo simulation of the detector. Neutron production rates and energy spectra for (α, n) reactions are evaluated with a modified version of the SOURCES-4C code [23,27], where the contributions to neutron backgrounds primarily come from alpha decays in the ^{238}U , ^{232}Th and ^{235}U decay chains. The rate and angular distribution of cosmogenic neutrons produced in the cavern rock are taken from [28] and normalized to the muon flux measured by the SNO experiment [29]. The neutrons are propagated through the detector using GEANT4 [30] (version 4.10.00p03) to the target fluid. The predicted number of neutron-induced single-bubble events during the WIMP search data is 1.0 ± 0.3 . The simulation returns the same number of multiple-bubble events as single-bubble events, and the predicted number of neutron-induced multiple-bubble events is also 1.0 ± 0.3 . The uncertainty on the prediction arises from a combination of screening uncertainties, (α, n) cross section uncertainties, and imperfect knowledge of the material composition of some components. The leading source of events is cosmogenic neutrons produced in the rock and punching through the water shield, accounting for about 1/3 of the neutron backgrounds. The remainder come primarily from a combination of (α, n) sources in acoustic sensor cabling, a set of thermocouples in the pressure vessel, and the retroreflector used for illumination.

We use the Monte Carlo simulations with input from screening of materials to predict the rate of gamma interactions in the detector from the ^{238}U , ^{232}Th and ^{235}U decay chains, as well as from ^{40}K decays. Previously we found the nucleation efficiency for gamma interactions to decrease exponentially with threshold, from 5×10^{-8} at 7 keV threshold to $< 10^{-9}$ for thresholds above 11 keV [10], where the efficiency is defined as the fraction of above-threshold interactions of any kind that nucleate bubbles. This excellent gamma rejection was confirmed with *in situ* gamma calibrations and results in an expectation of fewer than 0.1 electronic recoil nucleation events during the entire physics run, dominated by the 1.2 livedays of exposure below 8.2 keV threshold.

High-energy gamma rays also indirectly produce background events via photonuclear (γ, X) reactions in the CF_3I and (γ, n) reactions in the surrounding water, silica, and steel. We use Monte Carlo simulations to predict the (γ, n) background rate from internal gamma emitters and from the flux of >3 MeV external gammas produced by neutron and alpha captures in the rock, previously measured at SNOLAB [31]. Based on these simulations and measurements, we expect fewer than 0.1 total photonuclear background events, with the largest contributions from $^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$ and $^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$ reactions, with gamma-energy thresholds of 9.14 and 2.23 MeV, respectively.

V. DATA ANALYSIS

The data analysis begins with an image reconstruction algorithm to identify clusters of pixels that change significantly from one frame to the next. The derived bubble pixel coordinates from the two cameras are converted into spatial coordinates with an accuracy of about a millimeter. An optical-based fiducial volume cut is defined on neutron calibration data to eliminate events occurring close to the glass jar (“wall events”) and events near the water/ CF_3I interface (“surface” events). These cuts are defined such that 1% or fewer of wall and surface events are reconstructed into the bulk region and are located 5 mm from the wall of the jar and 6 mm from the surface. The acceptance of the fiducial cut is 0.90 ± 0.01 by volume.

All data undergo a set of data quality cuts. The first cut removes events where the optical reconstruction is poor. In particular, as can be seen in Fig. 2, the acoustic sensors obscure small regions of the inner volume close to the jar wall; while the entire volume is visible to at least one camera, a well-reconstructed event requires that both cameras observe the bubble and agree on the number of bubbles observed. Roughly halfway through the run, one of the cameras began observing increased digital noise. While the images were still of high quality, the noisy camera had to be removed from the trigger, leading to the late observation of bubbles that formed in the areas partially hidden from the second camera. These late triggers are also cut. The acceptance of the optical reconstruction cut for neutron-induced single-bubble events in the bulk of the fluid is 0.995 ± 0.005 , dropping to 0.95 ± 0.01 for data taken with the single-camera trigger.

Additional quality cuts are applied to all data to eliminate events with excessive acoustic noise and events where the acoustically reconstructed time of bubble formation was outside of the expected range. The acceptance of the above cuts is pressure dependent because the acoustic signal-to-noise ratio decreases at higher pressures. The total acceptance of the above data quality cuts is 0.94 ± 0.02 at 23.5 psia decreasing to 0.89 ± 0.02 at 33.4 psia.

An acoustic parameter (AP) is used to characterize the acoustic power of an event [9,10,14]. The acoustic signal is divided into frequency bands, and each band is corrected

for the position of the bubble within the chamber. Multiple versions of AP can be constructed using different combinations of frequency bands, and these AP distributions are normalized and corrected for changes in temperature and pressure to have a value of unity at the nuclear recoil peak observed in the AmBe data. The acoustic power decreases exponentially as a function of expansion pressure, and the AmBe calibration peak could not be well resolved at expansion pressures of 38.3 psia and above. Therefore, we restrict our analysis to the lower pressure data, containing 92.8 of the total 155 livedays collected during the run.

Two acoustic parameters are used in the analysis: AP_{low} is calculated as the sum of the normalized frequency bands

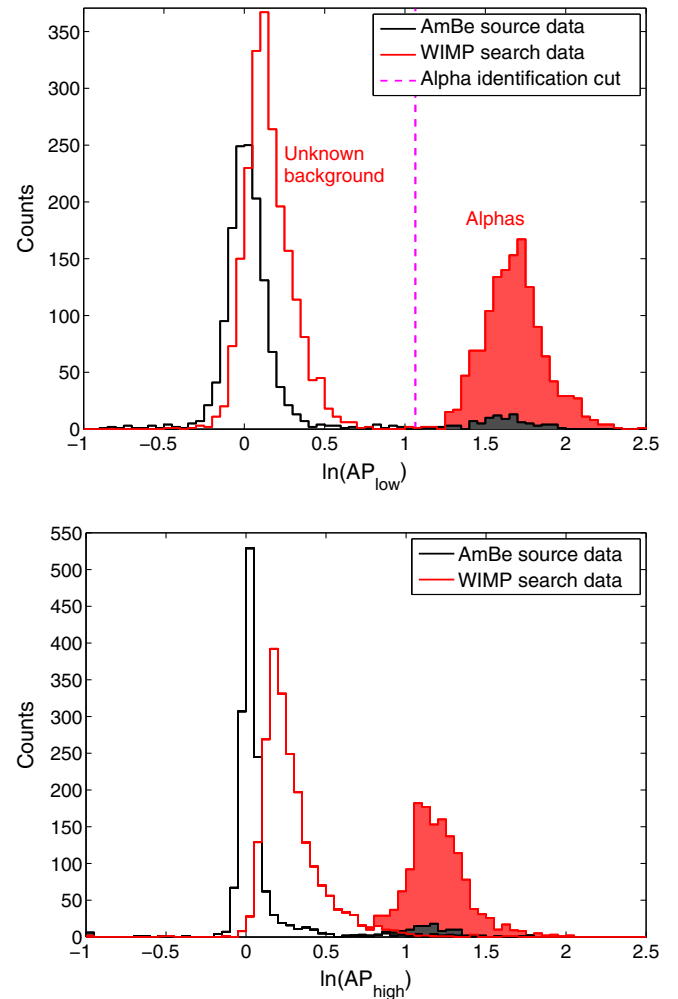


FIG. 5. AP distributions for neutron calibration (black) and WIMP search data (red) for all WIMP search data. The top figure shows AP_{low} for frequency bands between 7 and 63 kHz and the bottom figure shows AP_{high} for frequencies between 63 and 110 kHz. Events with $\text{AP}_{\text{low}} > 2.9$ are identified as alpha-decay events and shaded in both histograms. The rate of observed alpha decays is consistent between WIMP search data and calibration runs.

between 7 and 63 kHz, and similarly AP_{high} from frequencies between 63 and 110 kHz. The piezos located above the CF_3I /water interface are found to have a better acoustic response at frequencies above ~ 60 kHz, and as a result the signals from only four out of the eight working piezos are used in AP_{high} . All eight piezos are used in AP_{low} . Figure 5 shows both AP distributions for calibration and WIMP search data. There are two clear peaks in the WIMP search data of Fig. 5.

A. Alpha events and acoustic calorimetry

The AP has previously been found to discriminate alpha decays from nuclear recoils [9,10,14,32]. Alpha decays are responsible for the peak at higher values of AP seen in Fig. 5, with 1337 alphas observed in this data set. In the WIMP-search analysis, a cut on AP_{low} is used to identify alpha-decay events, defined as $AP_{\text{low}} > 2.9$. Recent results from a C_3F_8 chamber [14] included a dependence of detected acoustic power on alpha energy. A similar effect is reported here for CF_3I , albeit with some key differences.

The alpha decays in PICO bubble chambers predominantly originate from the prompt ^{222}Rn decay chain, shown in Fig. 6. The decays of ^{222}Rn and its daughters, ^{218}Po and ^{214}Po , produce alphas with energies 5.48, 6.0, and 7.68 MeV, respectively. Given the half-lives of the various decays in the chain, 90% of the first and second alpha decays are separated by less than 10 min, and 90% of the second and third alpha decays are separated by less than 130 min. Eighty-two triplets of consecutive alpha events consistent with this time structure are identified in the data set. Each triplet is required to be isolated in time with respect to other alpha events in order to increase the purity of the sample of events assigned to each decay. With this data set we find that the acoustic power and its frequency spectrum is dependent on alpha energy. AP_{low} and AP_{high} do not provide sufficient frequency resolution to capture

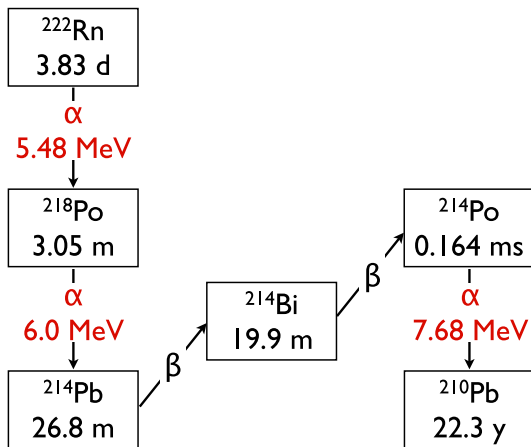


FIG. 6. The decays of ^{222}Rn and its daughters ^{218}Po and ^{214}Po produce alphas with energies 5.48, 6.0, and 7.68 MeV, respectively, with the half-lives shown.

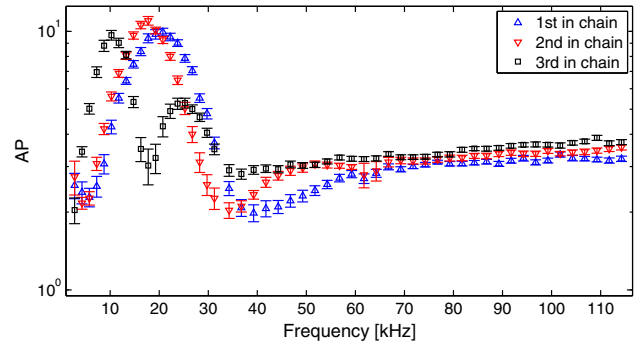


FIG. 7. The mean AP as a function of frequency bin for the first, second, and third decays of 82 triplets of consecutive alpha events whose timing is consistent with the fast radon decay chain. The data are normalized in each frequency bin to the neutron calibration data; i.e., the mean AP for neutron calibration data would appear flat at a value of 1.

this dependence, so the AP is calculated separately in bins of size 1–3 kHz between 2 and 115 kHz. Figure 7 shows the mean AP as a function of frequency bin for each of the three alpha decays (where AP is normalized to have a value of unity for neutron calibration data).

For frequencies above 40 kHz, the highest energy ^{214}Po decays produce 15% louder acoustic signals than ^{222}Rn . A reanalysis of data from CF_3I in a 2-liter chamber [10] finds the same result. A similar but much stronger effect was also observed in a 2-liter chamber filled with C_3F_8 [14], where the acoustic difference was more than a factor of 2, as shown in Fig. 8. Below 40 kHz the character of the relationship between alpha energy and acoustic energy is less straightforward. For example, near 20 kHz the lower energy ^{222}Rn and ^{218}Po decays produce larger acoustic responses (by more than a factor of 2) than the higher energy ^{214}Po decay. The same result is found for CF_3I in the small 2-liter chamber. In contrast, the C_3F_8 data from [14] shows no indication of similar behavior below 40 kHz in C_3F_8 , remaining monotonic in alpha energy (see Fig. 8).

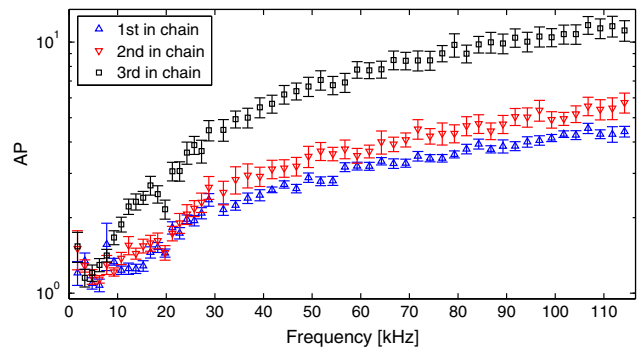


FIG. 8. The mean AP as a function of frequency bin in C_3F_8 [14] for the first, second, and third decays in 18 triplets of consecutive alpha events whose timing is consistent with the fast radon decay chain.

We have not observed any similar dependence of acoustic response on the energy of neutron-induced nuclear recoils. The AmBe calibration source produces nuclear recoils with an exponentially falling spectrum from keV to MeV energies, and the AP spectrum of these recoils is approximately normally distributed for all frequency ranges studied.

B. The low AP peak

The peak in Fig. 5 at lower values of AP contains 2111 events. Given an observed count of 1337 alpha events in the high AP peak and an upper limit on the failure of alpha rejection of 0.7% observed previously [10], we expect less than 10 events to be produced by a failure of acoustic rejection of alphas. As discussed in Sec. IV, we expect less than 1.2 events from neutron and gamma activity. Therefore, these events represent a background of unknown origin. The rate of these events decreases with increasing threshold, but they appear for all temperatures and pressures. Due to the large number of background events and the ability to cleanly distinguish them from alphas using AP_{low} , the characteristics of these events can be studied in detail. The events have several characteristics that differentiate them from a dark matter signal.

First, as can be seen in Fig. 5, the background produces bubbles that are on average louder than those produced from neutron calibration data, an effect that is more pronounced at higher frequencies.

The second feature that distinguishes the background events from a potential dark matter signal is time correlations, similar to those observed in previous bubble chambers [10,14]. Figure 9 shows the rate of these events as a function of “expansion time,” the amount of time spent in the expanded state before bubble formation (note that we do not include data for expansion times less than 25 s, as discussed in Sec. II). Also shown are the alpha events (the high AP peak in Fig. 5). A WIMP signal would have no preference as to when in an expansion it appeared and would therefore appear flat. On the other hand, the background events exhibit very strong timing correlations, preferentially occurring at short expansion times. Although a small fraction of alpha decays do have timing correlations relevant on these scales (the ^{218}Po decays), the total alpha distribution is nearly flat in expansion time and can be viewed as a proxy for a dark matter signal.

The third feature of the background events is their nonuniformity in space, as seen in Fig. 10 showing the XYZ distribution of alpha events (left) and the low AP events (right). We expect a dark matter signal to be homogeneous in the detector, a distribution that would appear to be uniform in these units. Again, as a rough proxy for a dark matter signal, the alphas are more uniformly distributed in the jar than the background events, which are concentrated along the walls and near the interface.

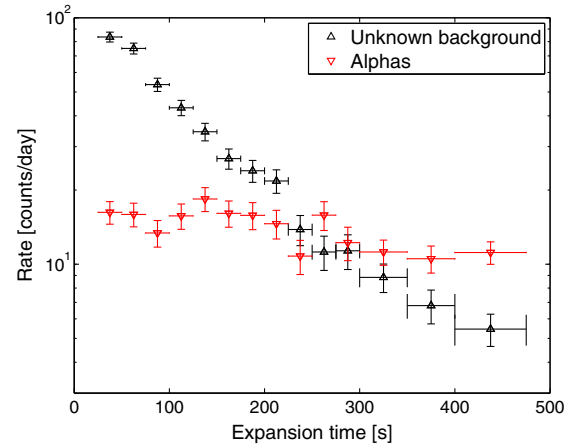


FIG. 9. Event rate of the nonalpha background events (black) and alpha events (red) as a function of the length of time the chamber was in an expanded state. The rate is calculated for intervals of expansion time indicated by the horizontal error bars; the rates measured in neighboring bins are uncorrelated. A dark matter signal would be flat; by contrast, the background events cluster at early expansion times. Although a fraction of alpha decays do have timing correlations relevant on these scales (the ^{218}Po decays), the total alpha distribution is dominated by the uncorrelated decays, nearly flat in expansion time, and can be viewed as a rough proxy for a dark matter signal. We include the alpha distribution here to show that systematic effects cannot account for the distribution of the background events.

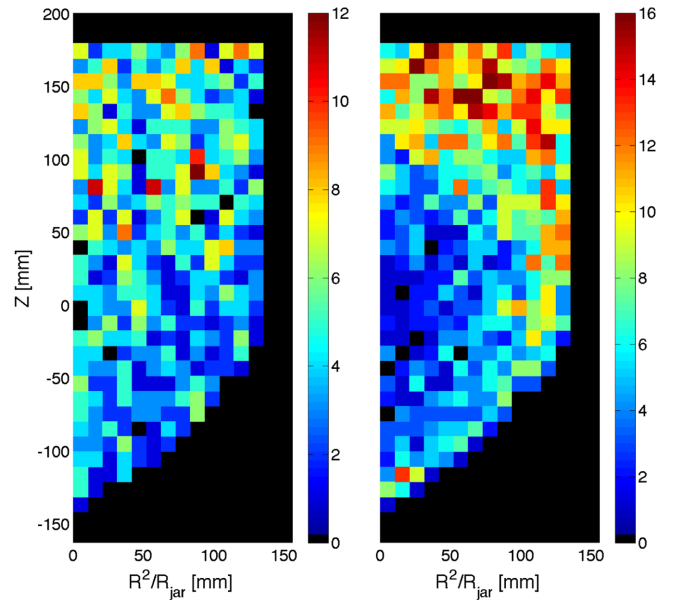


FIG. 10. Two-dimensional histogram of bubble location (R^2/R_{jar} vs Z). The left-hand plot shows all alpha events while the right-hand plot shows the background events. A dark matter signal would be isotropic in these units. As a proxy for a dark matter signal, the alphas are more uniformly distributed in the jar than the background events, which are concentrated along the walls and near the interface.

however, are nonuniform, clustering towards the jar walls and CF_3I surface.

The background events exhibit correlations between AP, position and expansion time; for example, events that occur at long expansion times tend to have higher AP values and be located at higher Z. The background event rate is also sensitive to rapid changes in the temperature of the active fluid.

Combinations of cuts on AP_{high} , expansion time, distance to the CF_3I surface, and distance to the jar wall can be used to efficiently remove background events while retaining a large fraction of the WIMP exposure. A cut optimization method, used previously in [14] and based closely on the optimum interval method [33], is used to provide an unbiased upper limit on the rate of dark matter interactions in the detector. This method provides a statistical framework for optimizing a set of free cut parameters on the dark matter search data to derive the most stringent upper limit. It allows for background rejection without an explicit model for the background and is appropriate in cases where the cut variables provide discrimination against poorly known backgrounds, as is the case for PICO-60. The method is described in detail in the Appendix.

After performing the cut optimization, the final cuts on the four discriminating variables are as follows:

- (i) $0.7 < \text{AP}_{\text{high}} < 1.020$,
- (ii) expansion time > 45.7 s,
- (iii) distance to the surface, $Z_{\text{surf}} > 67.8$ mm ($Z < 118.2$ mm), and
- (iv) distance to jar wall, $D_{\text{wall}} > 5.4$ mm ($R^2/R_{\text{jar}} < 133.4$ mm in the cylindrical part of the jar).

C. Final cut acceptance

The final cut optimization depends on understanding the signal acceptance. The acceptances of the fiducial volume and expansion time cuts are easily derived (as a WIMP signal would populate those variables uniformly), but the AP_{high} cut acceptance has a larger uncertainty. The AP acceptance uncertainty depends on the quality of the calibration data, especially as the acoustic conditions vary with time and expansion pressure. In previous analyses, the acoustic cut was set far from the median of the AP distribution [10,14], but this analysis requires an acoustic cut set close to the median, rendering the result more susceptible to drifts in the normalization. The largest systematic comes from time variations of 3% in the median of AP_{high} , leading to an uncertainty on the cut acceptance of 12%. This variation is observed in both the calibration data and in the two peaks in the WIMP search data (alphas and background events).

There are two other leading sources of error. The first is uncertainty on the position corrections used to calculate AP_{high} , as the neutron source does not produce a spatially uniform distribution of events. The second is background

contamination in the calibration data. These effects add about 7% to the uncertainty of the acceptance. Changes in acceptance as a function of pressure set point (due to changing signal to noise) were found to be subdominant. Because the final cut is close to the median of the AP_{high} distribution in this analysis, it is not very sensitive to the width. We combine all uncertainties in quadrature to obtain a final uncertainty of 14%. The acceptance for the final AP_{high} cut is 0.63 ± 0.09 . We perform several cross checks by resampling the calibration data taken at different times, at different temperatures and pressure set points, and with different neutron source locations (producing a different spatial distribution), and the results are consistent to within the evaluated uncertainties. The uncertainty on the cut acceptance is included as a nuisance parameter in calculating the 90% C.L. limits as described in the Appendix.

VI. WIMP SEARCH RESULTS

The optimized cuts remove all events from the WIMP search data while retaining 48.2% of the exposure remaining after the data cleaning cuts described at the beginning of Sec. V. The final WIMP search exposure with all cuts is 1335 kg days. To illustrate the power of the discriminating variables and the absence of any surviving events, Fig. 11 shows a two-dimensional histogram of AP_{high} and expansion time after applying the optimum fiducial cuts, divided into bins of equal exposure to dark matter (i.e., a dark matter signal would appear uniform). All the background events populate the low expansion time and high AP_{high} region of the histogram. The optimum cuts on AP_{high} and expansion time are represented by the red rectangle, with zero events passing.

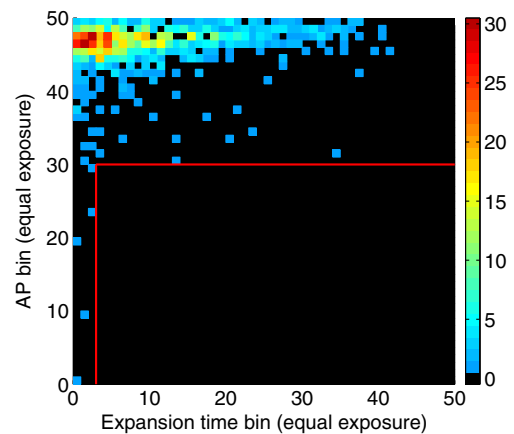


FIG. 11. A two-dimensional histogram of AP_{high} and expansion time after applying the optimum fiducial cuts, divided into bins of equal exposure to dark matter (i.e., a dark matter signal would appear uniform in the histogram). All the background events populate the left and top of the histogram. The optimum cuts are represented by the red rectangle.

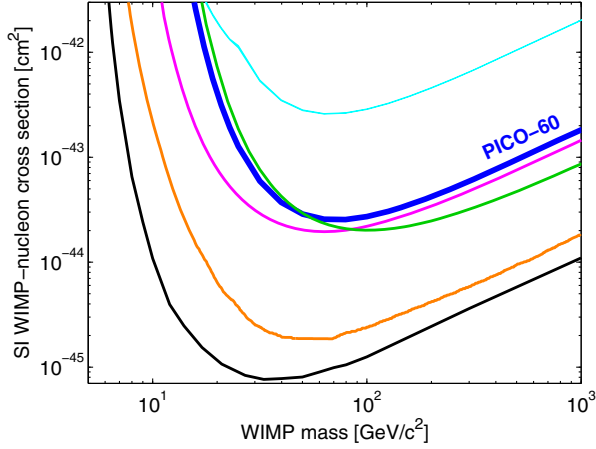


FIG. 12. The 90% C.L. limit on the SI WIMP-nucleon cross section from PICO-60 is plotted in blue, along with limits from COUPP (light blue), LUX (black), XENON100 (orange), DarkSide-50 (green), and the reanalysis of CDMS-II (magenta) [10,41–44].

In the total exposure, we expect 1.0 ± 0.3 single- and 1.0 ± 0.3 multiple-bubble events from background neutrons. Including the acceptance of the final cuts, the expectation for single-bubble events drops to 0.5 ± 0.2 , consistent with the zero single-bubble events remaining

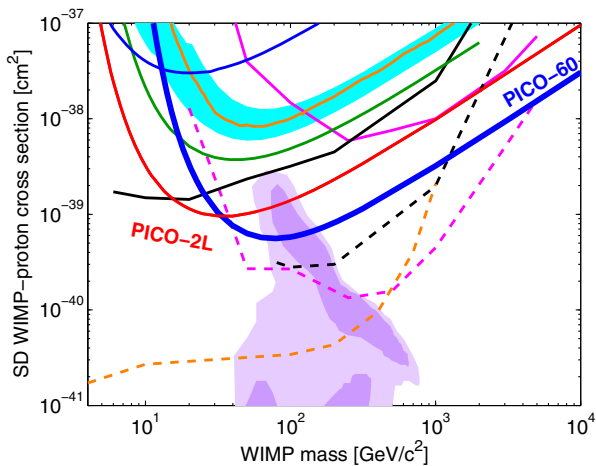


FIG. 13. The 90% C.L. limit on the SD WIMP-proton cross section from PICO-60 is plotted in blue, along with limits from PICO-2L (red), COUPP (light blue region), PICASSO (dark blue), SIMPLE (green), XENON100 (orange), IceCube (dashed and solid pink), SuperK (dashed and solid black) and CMS (dashed orange) [10,12,13,45–49]. For the IceCube and SuperK results, the dashed lines assume annihilation to W pairs while the solid lines assume annihilation to b quarks. Comparable limits assuming these and other annihilation channels are set by the ANTARES, Baikal and Baksan neutrino telescopes [50–52]. The CMS limit is from a monojet search and assumes an effective field theory, valid only for a heavy mediator [53,54]. Comparable limits are set by ATLAS [55,56]. The purple region represents parameter space of the CMSSM model of [57].

after all cuts. We observe one multiple-bubble event (five bubbles) in the WIMP search data, also consistent with the prediction.

We use the optimized cuts to set limits on dark matter interactions with CF_3I , assuming the bubble nucleation efficiencies for C, F, and I described in Sec. III. The optimization procedure imposes a factor of 1.8 statistical penalty (i.e., trials factor) on the final sensitivity of the experiment. The limit calculations follow the formalism laid out in [34], using the modified Maxwell-Boltzmann halo model with a smooth velocity cutoff at the Galactic escape velocity described in [35] and the following halo parameters: $\rho_D = 0.3 \text{ GeV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $v_{\text{esc}} = 544 \text{ km/s}$, $v_0 = 220 \text{ km/s}$, and $v_{\text{Earth}} = 30 \text{ km/s}$. We use the effective field theory treatment and nuclear form factors described in [36–39] to determine sensitivity to both spin-dependent and spin-independent dark matter interactions. For the SI case, we use the M response of Table 1 in [36], and for SD interactions, we use the sum of the Σ' and Σ'' terms from the same table. To implement these interactions and form factors, we use the publicly available DMDD code package [39,40]. The resulting 90% C.L. limit plots for spin-independent WIMP-nucleon and spin-dependent WIMP-proton cross sections are presented in Figs. 12 and 13. We note that adopting the best fit efficiency curves described in Sec. III B instead of the 1σ conservative cases would result in a factor of 5 (2.5) improvement in the limit for SI (SD) WIMPs at 10 GeV, with a 10% improvement above 40 GeV for both types of interactions.

VII. DISCUSSION

Despite the presence of a population of unknown origin in the data set, the combination of the discriminating variables results in a large total exposure with zero dark matter candidates. The SD-proton reach of bubble chambers remains unmatched in the field of direct detection, significantly constraining CMSSM model parameter space.

The leading hypothesis for the source of the background events is particulate contamination. One mechanism by which particulates can create bubbles is if an alpha decay from an atom embedded in a small dust particle resulted in a partial alpha track into the fluid with the daughter nucleus remaining in the particle, and such a track could provide the acoustic signature observed in the background events [26]. The timing and spatial distributions suggest convection currents as a potential source of particle movement, and particulate spike runs in a test chamber have shown that particulates do collect on the interfaces. Additionally, assays of the fluids taken after the run discovered many particulates with composition matching the wetted surfaces of the inner volume, as well as elevated levels of thorium in the chamber. A future run of PICO-60 with C_3F_8 will include upgrades to allow for improved cleaning of the glass and metal surfaces before filling and active filtration of the fluids.

Because of its atomic mass, spin content, and large magnetic moment, iodine is sensitive to a unique selection of potential dark matter interactions [36]. For over a decade, the DAMA/LIBRA experiment has observed a modulation signal in NaI crystals attributed to interactions with dark matter [58], but this signal has not been confirmed by other direct detection experiments. One can potentially reconcile the DAMA result with other null results by postulating that NaI is sensitive to a specific type of interaction of dark matter with iodine nuclei that other nuclear targets would not be sensitive to, for example via the magnetic moment or in inelastic dark matter models [59,60].

The DAMA/LIBRA Collaboration has reported a modulation amplitude of 0.0112 ± 0.0012 counts/kg/keV/day between 2 and 6 keV [58]. Most dark matter halo models require any observed modulation amplitude to be a fraction of the total dark matter signal, leading to a larger total rate of dark matter interactions. However, the smallest possible dark matter cross section compatible with the DAMA/LIBRA observation is obtained by assuming that the modulation signal encompasses the entire dark matter rate. The KIMS Collaboration has published an upper limit on dark matter interactions with iodine (in CsI crystals) of 0.0098 counts/kg/keV/day [61], leaving some room for an iodine interpretation for DAMA/LIBRA given the statistical and systematic uncertainties of the two experiments. Given the use of CF_3I as the target material and its size, the PICO-60 data presented here provide a stronger test of the hypothesis that DAMA/LIBRA is observing dark matter scattering from iodine nuclei.

We take the spectrum of the DAMA/LIBRA modulation between 2 and 6 keV and assume that all scatters come from iodine, correcting for the mass fraction of iodine in NaI. We then apply the quenching factor for iodine used by DAMA (0.09) to convert the observed energy in DAMA/LIBRA to an iodine-equivalent recoil energy of 22–67 keV. The modulation spectrum is convolved with the PICO-60 iodine recoil nucleation efficiency model and WIMP search exposure, taking into account the calendar time of the PICO-60 run. If DAMA/LIBRA were seeing dark matter interactions with iodine, we calculate that PICO-60 would have observed 49 events after applying the optimum cuts. The effective 90% C.L. upper limit on the number of observed events in PICO-60 after applying those cuts is 4.4 events (see the Appendix for details), more than a factor of 10 below the expectation. Because the DAMA/LIBRA modulation extends up to several tens of keV iodine-equivalent recoil energy, these results are quite robust to different models of the iodine nucleation efficiency consistent with the data in [25]. Recent measurements of quenching factors in NaI suggest that iodine has a smaller quenching factor than assumed by DAMA/LIBRA [22,62,63], which would only strengthen the limits presented here. We conclude that the signal in DAMA/LIBRA

cannot be iodine recoils induced by dark matter interactions.

One caveat to this conclusion is the possibility of channeling effects, which can result in quenching factors for iodine recoils closer to 1 and have been suggested as a possible mechanism at play in DAMA/LIBRA [64]. Although theoretical work finds an upper limit on the possible channeling fraction of iodine recoils to be 10^{-4} at 2 keV and 10^{-3} at 6 keV [65] and recent calibrations of NaI quenching factors see no evidence for channeling [62,63], these calculations and measurements are subject to uncertainties, as pointed out in [66]. PICO-60 does not provide a test of the DAMA/LIBRA signal if that signal is produced by channeled iodine ions of less than 7 keV.

ACKNOWLEDGMENTS

The PICO Collaboration would like to thank SNOLAB and its staff for providing an exceptional underground laboratory space and invaluable technical support. We acknowledge technical assistance from Fermilab's Computing, Particle Physics, and Accelerator Divisions and from A. Behnke at IUSB. We thank V. Gluscevic and S. McDermott for useful conversations and their assistance with the DMDD code package. This material is based upon work supported by the U.S. Department of Energy, Office of Science, Office of High Energy Physics under Award No. DE-SC-0012161. Fermi National Accelerator Laboratory is operated by Fermi Research Alliance, LLC under Contract No. De-AC02-07CH11359. Part of the research described in this paper was conducted under the Ultra Sensitive Nuclear Measurements Initiative at Pacific Northwest National Laboratory, a multiprogram national laboratory operated by Battelle for the U.S. Department of Energy. We acknowledge the National Science Foundation for their support including Grants No. PHY-1242637, No. PHY-0919526, and No. PHY-1205987. We acknowledge the support of the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the Canada Foundation for Innovation (CFI). We thank the Kavli Institute for Cosmological Physics at the University of Chicago. We were also supported by the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad, Consolider MultiDark CSD2009-00064 Grant. We thank the Department of Atomic Energy (DAE), Government of India, under the project CAPP-II at SINP, Kolkata. We acknowledge the Czech Ministry of Education, Youth and Sports, Grant No. LM2011027.

APPENDIX: CUT OPTIMIZATION METHOD

The optimization method used in this analysis provides a statistical framework for optimizing a set of free cut parameters on the dark matter search data to derive the most stringent upper limit, and it allows for background rejection without an explicit model for the background.

The method is similar to that outlined in [33], where the cut parameters to be optimized over were the two end points of an interval in a single variable. In [14] the method was generalized to be applicable to an arbitrary set of cuts and applied to threshold-dependent one-sided cuts on the time since the previous bubble event. Here we apply the generalized method to a set of four one-sided cuts on the parameters AP_{high} , expansion time, distance to the CF_3I surface (Z_{surf}), and distance to the jar wall (D_{wall}).

The principal idea of the method is to compare the data to a large number of simulated random data sets with various assumed WIMP-induced expected signal event rates and no background. By comparing the optimum cuts for the experimental and simulated data sets, we find the expected signal rate where the optimized cuts for 90% of simulated experiments with that expected signal rate have the same or worse sensitivity as the experimental data. The assumption of no background in the simulated data sets is conservative, since the inclusion of background events in the model can only reduce the number of events attributed to WIMP interactions, resulting in a more stringent upper limit on the WIMP-induced rate.

The cut optimization method assumes that all events in the data set constitute a potential dark matter signal. However, the distributions shown in Figs. 5, 9, and 10 are clearly inconsistent with such an assumption. Therefore, before the optimization method is applied, we restrict the data set to one whose distributions in each of the four discriminating variables are 3σ consistent with a dark matter hypothesis under a Kolmogorov-Smirnov (KS) test. The cuts on each of the variables are applied sequentially, and the ordering is chosen based on which of the remaining variables' distributions is the least consistent with dark matter.

To illustrate how this is applied, we begin with the full data set. We perform a KS test of the AP_{high} between the calibration data and the low AP peak of Fig. 5, as well as KS tests between the observed expansion time and Z_{surf} distributions and simulated dark matter signals. While all three KS tests return p values of less than 10^{-60} that the two samples under test are drawn from the same distribution, the largest KS-test statistic (corresponding to the smallest correspondence between the distributions under test) is found for AP_{high} . We therefore impose an upper limit cut on the value of AP_{high} and slowly lower that cut value until the KS test between the calibration data and the background events returns a p value > 0.003 . This occurs for $AP_{\text{high}} < 1.022$, with 32 events remaining.

With the $AP_{\text{high}} < 1.022$ cut in place, we perform new KS tests of the expansion time and Z_{surf} distributions between the simulated dark matter signals and the remaining background, finding a p value for expansion time of $\sim 10^{-9}$ and the p value for the Z_{surf} distribution of $\sim 10^{-7}$. We follow the same procedure, increasing the one-sided cut on expansion time until once again the KS test returns a p value > 0.003 . We repeat the process one more time on

TABLE I. Nominal, restricted and optimum cut values along with their acceptances (relative to the nominal case) and the number of background events passing the cuts. Variable definitions and the derivation of the restricted and optimum cut values is described in the text.

Cuts	Nominal	Restricted	Optimum
AP_{high}	...	< 1.022	< 1.020
Expansion time [s]	> 25	> 40.8	> 45.7
Z_{surf} [mm]	> 6	> 9.0	> 67.8
D_{wall} [mm]	> 5	> 5	> 5.4
Acceptance	100%	63.8%	48.2%
Events passing	2111	16	0

Z_{surf} . No cut is made on D_{wall} beyond the nominal fiducial cut, as the D_{wall} distribution is consistent with dark matter at the 3σ level. The corresponding cuts defining the restricted data set are shown in Table I. These cuts remove all but 16 events while keeping 63.8% of the total exposure.

At this stage, for a given expected signal rate, all possible sets of cut parameters are tested on the restricted data set to find the optimum cuts, defined as the cuts that maximize the probability of observing more events passing the cuts than actually do pass the cuts. That is, the cut parameters are found that provide the highest confidence level for excluding the assumed expected signal rate as too high. The probability and confidence levels are functions of the expected signal rate, as are, in principle, the optimum cuts, although we find the same optimum cuts over the full range of expected signal rate explored. The maximum confidence level is referred to as C_{max} . The quantity C_{max} is also calculated for each simulated data set with the expected signal rate applicable to that data set. The 90th percentile value of C_{max} over the set of simulations for a given expected signal rate is referred to as \bar{C}_{max} . The 90% upper limit on the expected signal rate is the smallest rate for which C_{max} of the data is greater than \bar{C}_{max} .

To determine C_{max} it is first necessary to evaluate the function $C_n(x, \mu)$, defined to be the probability, for a given expected signal rate without background, that all sets of cuts with $\leq n$ events passing have their expected number of events $< x$. Here μ is the expected number of signal events in the data set before cuts. For a large number of simulated data sets with μ expected events, $C_n(x, \mu)$ is the fraction of those data sets where all sets of cuts leaving n or fewer events have fractional acceptance less than x/μ . Uncertainty in the cut acceptance is incorporated as a nuisance parameter by allowing the expected number of events in each simulation to vary normally from μ with the width given by the percentage uncertainty.

For each data set (experimental or simulated), C_{max} is the maximum over all sets of cut parameters of $C_n(x, \mu)$ —evaluated by finding the largest acceptance cuts allowing only n events to pass for each value of n , looking up the value of $C_n(x, \mu)$ applicable to those cuts, and then taking

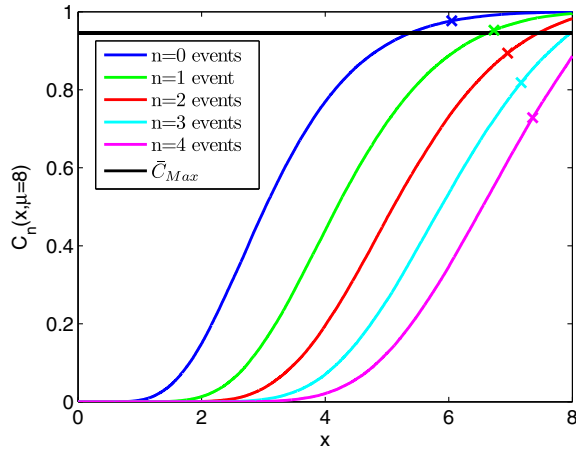


FIG. 14. $C_n(x, \mu)$ for $n = 0, 1, 2, 3, 4$ for simulations with $\mu = 8$. For each n , the maximum value of x for the restricted data set is indicated by an “x.” Over all n , the maximum of $C_n(x, \mu)$ for the restricted data set is 0.978 for $n = 0$. For $\mu = 8$, $\bar{C}_{\max} = 0.946$, indicated by the horizontal black line. For both $n = 0$ and $n = 1$ the maximum of $C_n(x, \mu)$ exceeds \bar{C}_{\max} , thus excluding $\mu = 8$ as too large at greater than the 90% C.L.

the maximum over all n . Figure 14 shows an example distribution for $\mu = 8$. C_{\max} for the experimental data is then compared to \bar{C}_{\max} , the 90th percentile value of C_{\max} over the set of simulations. Any μ for which C_{\max} of the data is larger than \bar{C}_{\max} is excluded as too large at the 90% C.L.; thus, the most stringent upper limit on μ is set by scanning to find the smallest value of μ that is excluded, which we find to be $\mu = 5.8$ as shown in Fig. 15.

The final optimum cut values are shown in Table I. The optimum cuts remove all events while still keeping 48.2%

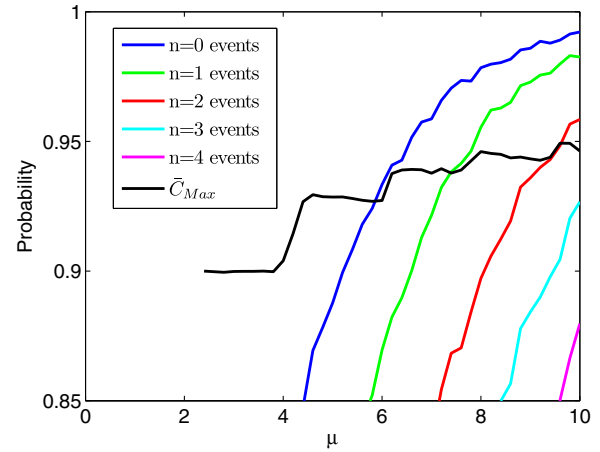


FIG. 15. Maximum of $C_n(x, \mu)$ for the restricted data set for $n = 0, 1, 2, 3, 4$, compared to \bar{C}_{\max} . Over the range of μ shown C_{\max} is always taken from the $n = 0$ curve. All WIMP couplings corresponding to $\mu \geq 5.4$, where $C_{\max} > \bar{C}_{\max}$, are excluded at the 90% C.L.

of the total exposure. If the optimum cuts had simply been set *a posteriori*, without applying the tuning penalty inherent in the optimization method, the final sensitivity of the experiment would be a factor of 1.8 lower than reported here. To put it another way, the 90% C.L. upper limit of 5.8 events in the exposure of PICO-60 with restricted cuts applied is equivalent to 4.4 events with optimum cuts applied, where the 90% Poisson upper limit would have been 2.3 events for an exposure with zero observed counts (2.4 events after accounting for uncertainty in the cut acceptance).

[1] S. Ritz *et al.*, Particle Physics Projects Prioritization Panel Report, 2014.
 [2] P. Cushman *et al.*, arXiv:1310.8327.
 [3] E. Komatsu *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **180**, 330 (2009), and references therein.
 [4] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, *Phys. Rep.* **267**, 195 (1996).
 [5] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rep.* **405**, 279 (2005); J. L. Feng, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48**, 495 (2010).
 [6] M. W. Goodman and E. Witten, *Phys. Rev. D* **31**, 3059 (1985).
 [7] W. J. Bolte *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **577**, 569 (2007).
 [8] E. Behnke *et al.*, *Science* **319**, 933 (2008).
 [9] E. Behnke, J. Behnke, S. J. Brice, D. Broemmelsiek, J. I. Collar, P. S. Cooper, M. Crisler, C. E. Dahl, D. Fustin, J. Hall, J. H. Hinnefeld, M. Hu, I. Levine, E. Ramberg,

T. Shepherd, A. J. Sonnenschein, and M. Szydagis, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 021303 (2011).
 [10] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev. D* **86**, 052001 (2012).
 [11] S. Archambault *et al.*, *Phys. Lett. B* **682**, 185 (2009).
 [12] S. Archambault *et al.*, *Phys. Lett. B* **711**, 153 (2012).
 [13] M. Felizardo *et al.*, *Phys. Rev. D* **89**, 072013 (2014).
 [14] C. Amole *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 231302 (2015).
 [15] F. Duncan, A. J. Noble, and D. Sinclair, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **60**, 163 (2010).
 [16] DYTRAN 2005V, DYTRAN Instruments, Inc.
 [17] D. A. Glaser and D. C. Rahm, *Phys. Rev.* **97**, 474 (1955).
 [18] F. Seitz, *Phys. Fluids* **1**, 2 (1958).
 [19] J. W. Gibbs, *The Scientific Papers of J. Willard Gibbs* (Ox Bow Press, Woodbridge, CT, 1993).
 [20] E. W. Lemmon, M. L. Huber, and M. O. McLinden, NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 9.0,

- National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg, 2010.
- [21] A. Robinson, Identification of Dark Matter 2012, <https://kicp-workshops.uchicago.edu/IDM2012/depot/talk-robinson-alan.pdf>.
- [22] J. I. Collar, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 211101 (2013).
- [23] A. Robinson, Ph.D. thesis, University of Chicago, 2015.
- [24] J. F. Zeigler *et al.*, <http://www.srim.org>.
- [25] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev. D* **88**, 021101 (2013).
- [26] S. Archambault *et al.*, *New J. Phys.* **13**, 043006 (2011).
- [27] W. B. Wilson *et al.*, *Radiation Protection Dosimetry* **115**, 117 (2005).
- [28] D.-M. Mei and A. Hime, *Phys. Rev. D* **73**, 053004 (2006).
- [29] B. Aharmim *et al.*, *Phys. Rev. D* **80**, 012001 (2009).
- [30] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506**, 250 (2003); J. Allison *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**, 270 (2006).
- [31] D. Fustin, Ph.D. thesis, University of Chicago, 2012; A. Robinson, COUPP Document 630: High Energy Gamma Flux and Photonuclear Rates in COUPP-4 kg at SNOLAB, 2012 (unpublished).
- [32] F. Aubin *et al.*, *New J. Phys.* **10**, 103017 (2008).
- [33] S. Yellin, *Phys. Rev. D* **66**, 032005 (2002).
- [34] J. D. Lewin and P. F. Smith, *Astropart. Phys.* **6**, 87 (1996).
- [35] A. L. Fitzpatrick and K. M. Zurek, *Phys. Rev. D* **82**, 075004 (2010).
- [36] A. L. Fitzpatrick, W. C. Haxton, E. Katz, N. Lubbers, and Y. Xu, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **02** (2013) 004.
- [37] N. Anand, A. L. Fitzpatrick, and W. C. Haxton, *Phys. Rev. C* **89**, 065501 (2014).
- [38] M. I. Gresham and K. M. Zurek, *Phys. Rev. D* **89**, 123521 (2014).
- [39] V. Gluscevic, M. I. Gresham, S. D. McDermott, A. H. G. Peter, and K. M. Zurek, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **12** (2015) 057.
- [40] V. Gluscevic and S. D. McDermott, 2015, DMDD, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1506.002.
- [41] D. S. Akerib *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 091303 (2014).
- [42] E. Aprile *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 181301 (2012).
- [43] P. Agnes *et al.*, arXiv:1510.00702v1.
- [44] R. Agnese *et al.*, *Phys. Rev. D* **92**, 072003 (2015).
- [45] E. Aprile *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 021301 (2013).
- [46] M. G. Aartsen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 131302 (2013).
- [47] T. Tanaka *et al.*, *Astrophys. J.* **742**, 78 (2011).
- [48] K. Choi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 141301 (2015).
- [49] CMS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **75**, 235 (2015).
- [50] S. Adrián-Martínez *et al.*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11** (2013) 032.
- [51] S. Demidov and O. Suvorova, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **06** (2010) 018.
- [52] A. D. Avrorin *et al.*, *Astropart. Phys.* **62**, 12 (2015).
- [53] G. Busoni, A. de Simone, E. Morgante, and A. Riotto, *Phys. Lett. B* **728**, 412 (2014).
- [54] O. Buchmueller, M. J. Dolan, and C. McCabe, *J. High Energy Phys.* **01** (2014) 025.
- [55] ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **75**, 299 (2015).
- [56] ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **75**, 92 (2015).
- [57] L. Roszkowski, R. R. de Austri, and R. Trotta, *J. High Energy Phys.* **07** (2007) 075.
- [58] R. Bernabei *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **73**, 2648 (2013).
- [59] S. Chang, N. Weiner, and I. Yavin, *Phys. Rev. D* **82**, 125011 (2010).
- [60] G. Barello, S. Chang, and C. A. Newby, *Phys. Rev. D* **90**, 094027 (2014).
- [61] S. C. Kim *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 181301 (2012).
- [62] J. I. Collar, *Phys. Rev. C* **88**, 035806 (2013).
- [63] J. Xu *et al.*, *Phys. Rev. D* **92**, 015807 (2015).
- [64] R. Bernabei *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **53**, 205 (2008).
- [65] N. Bozorgnia, G. B. Gelmini, and P. Gondolo, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11** (2010) 019.
- [66] R. Bernabei *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. A* **28**, 1330022 (2013).

**DARK MATTER SEARCH RESULTS FROM THE PICO-2L C_3F_8
BUBBLE CHAMBER**

Abstract

New data are reported from the operation of a 2 liter C_3F_8 bubble chamber in the SNOLAB underground laboratory, with a total exposure of 211.5 kg days at four different energy thresholds below 10 keV. These data show that C_3F_8 provides excellent electron-recoil and alpha rejection capabilities at very low thresholds. The chamber exhibits an electron-recoil sensitivity of $< 3.5 \times 10^{-10}$ and an alpha rejection factor of $> 98.2\%$. These data also include the first observation of a dependence of acoustic signal on alpha energy. Twelve single nuclear recoil event candidates were observed during the run. The candidate events exhibit timing characteristics that are not consistent with the hypothesis of a uniform time distribution, and no evidence for a dark matter signal is claimed. These data provide the most sensitive direct detection constraints on WIMP-proton spin-dependent scattering to date, with significant sensitivity at low WIMP masses for spin-independent WIMP-nucleon scattering.

Dark Matter Search Results from the PICO-2L C₃F₈ Bubble Chamber

C. Amole,¹ M. Ardid,² D. M. Asner,³ D. Baxter,⁴ E. Behnke,⁵ P. Bhattacharjee,⁶ H. Borsodi,⁵ M. Bou-Cabo,² S. J. Brice,⁷ D. Broemmelsiek,⁷ K. Clark,⁸ J. I. Collar,⁹ P. S. Cooper,⁷ M. Crisler,⁷ C. E. Dahl,^{4,7} S. Daley,¹ M. Das,⁶ F. Debris,¹⁰ N. Dhungana,¹¹ J. Farine,¹¹ I. Felis,² R. Filgas,¹² M. Fines-Neuschild,¹⁰ F. Girard,¹⁰ G. Giroux,¹ M. Hai,⁹ J. Hall,³ O. Harris,⁵ C. M. Jackson,¹⁰ M. Jin,⁴ C. B. Krauss,¹³ M. Lafrenière,¹⁰ M. Laurin,¹⁰ I. Lawson,^{14,11} I. Levine,⁵ W. H. Lippincott,⁷ E. Mann,⁵ J. P. Martin,¹⁰ D. Maurya,¹⁵ P. Mitra,¹³ R. Neilson,^{9,16} A. J. Noble,¹ A. Plante,¹⁰ R. B. Podviianiuk,¹¹ S. Priya,¹⁵ A. E. Robinson,⁹ M. Ruschman,⁷ O. Scallon,^{11,10} S. Seth,⁶ A. Sonnenschein,⁷ N. Starinski,¹⁰ I. Štekl,¹² E. Vázquez-Jáuregui,^{17,14,11} J. Wells,⁵ U. Wichoski,¹¹ V. Zacek,¹⁰ and J. Zhang⁴

(PICO Collaboration)

¹*Department of Physics, Queen's University, Kingston, Ontario K7L 3N6, Canada*

²*Universitat Politècnica de València, IGIC, 46730 Gandia, Spain*

³*Pacific Northwest National Laboratory, Richland, Washington 99354, USA*

⁴*Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA*

⁵*Department of Physics and Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, Indiana 46634, USA*

⁶*Saha Institute of Nuclear Physics, Astroparticle Physics and Cosmology Division, Kolkata, West Bengal 700064, India*

⁷*Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA*

⁸*Department of Physics, University of Toronto, Toronto, Ontario M5S 1A7, Canada*

⁹*Enrico Fermi Institute, KICP and Department of Physics, University of Chicago, Chicago, Illinois 60637, USA*

¹⁰*Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, Québec H3C 3J7, Canada*

¹¹*Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, Ontario P3E 2C6, Canada*

¹²*Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague 12800, Czech Republic*

¹³*Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, Alberta T6G 2G7, Canada*

¹⁴*SNOLAB, Lively, Ontario P3Y 1N2, Canada*

¹⁵*Bio-Inspired Materials and Devices Laboratory (BMDL), Center for Energy Harvesting Materials and Systems (CEHMS), Virginia Tech, Blacksburg, Virginia 24061, USA*

¹⁶*Department of Physics, Drexel University, Philadelphia, Pennsylvania 19104, USA*

¹⁷*Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, México D. F. 01000, México*

(Received 2 March 2015; published 11 June 2015)

New data are reported from the operation of a 2 liter C₃F₈ bubble chamber in the SNOLAB underground laboratory, with a total exposure of 211.5 kg days at four different energy thresholds below 10 keV. These data show that C₃F₈ provides excellent electron-recoil and alpha rejection capabilities at very low thresholds. The chamber exhibits an electron-recoil sensitivity of $< 3.5 \times 10^{-10}$ and an alpha rejection factor of $> 98.2\%$. These data also include the first observation of a dependence of acoustic signal on alpha energy. Twelve single nuclear recoil event candidates were observed during the run. The candidate events exhibit timing characteristics that are not consistent with the hypothesis of a uniform time distribution, and no evidence for a dark matter signal is claimed. These data provide the most sensitive direct detection constraints on WIMP-proton spin-dependent scattering to date, with significant sensitivity at low WIMP masses for spin-independent WIMP-nucleon scattering.

DOI: [10.1103/PhysRevLett.114.231302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.231302)

PACS numbers: 95.35.+d, 29.40.Gx, 29.40.Vj, 95.55.Vj

Understanding the nature of dark matter is one of the most important goals in modern particle physics [1,2]. A leading candidate to explain the dark matter is a relic density of cold, nonbaryonic weakly interacting massive particles or WIMPs, and direct detection dark matter experiments hope to observe the nuclei recoiling from the rare collisions of WIMPs with ordinary matter [3–6]. Historically, the interaction of dark matter with normal matter has been divided into two categories, spin dependent (SD) and spin independent (SI).

The superheated detector technology has been at the forefront of SD searches [7–10], using refrigerant targets including CF₃I, C₄F₁₀ and C₂ClF₅, and two primary types of detectors: bubble chambers and droplet detectors. The PICO Collaboration (formed from the merger of PICASSO and COUPP) has now operated a 2.90 kg C₃F₈ bubble chamber from October 2013 to May 2014 in the SNOLAB underground laboratory in Canada, at 6010 m of water equivalent depth. Here, we report results from that run.

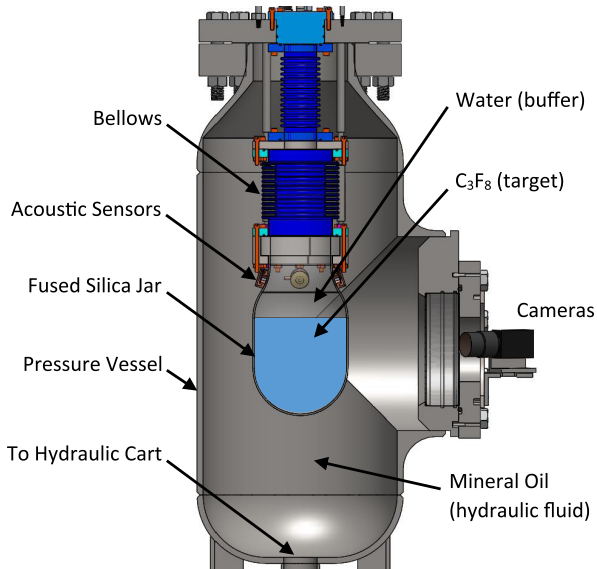


FIG. 1 (color online). A schematic of the PICO-2L bubble chamber.

The bubble chamber (called PICO-2L) deployed in this experiment was very similar to the 2 liter chambers described previously [7,8], primarily consisting of a fused-silica jar sealed to a flexible, stainless steel bellows, all immersed in a pressure vessel filled with hydraulic fluid. The jar was filled with 2.90 ± 0.01 kg of C_3F_8 (2.09 liters of fluid at a density of 1.39 kg/liter at 12 °C and 30 psia), as measured by a scale, with the uncertainty due to losses in the fill lines and electronic noise in the scale readout. To isolate it from contact with any stainless steel surfaces or seals, the C_3F_8 is topped with a water buffer layer. A schematic of the chamber is shown in Fig. 1.

Three lead zirconate (PZT) acoustic transducers epoxied to the exterior of the fused-silica jar recorded the acoustic emissions from bubble nucleations [11]. Previously, high levels of radioactivity in the transducers provided a measurable neutron rate [7]. For PICO-2L, we developed PZT sensors from source material with a factor 100 reduction in radioactivity. The acoustic signals were digitized with a sampling rate of 2.5 MHz. Two video graphics array resolution CCD cameras photographed the chamber at a rate of 100 frames per second.

The PICO-2L event cycle was similar to that described previously [7]. The chamber was operated at four pressure and temperature combinations, listed in Table I. The pressure and temperature determine the conditions for radiation-induced bubble nucleation, approximated by Seitz’s “hot spike” model [12] in which the particle interaction must provide the energy necessary to produce a critically sized bubble. We follow the method described in [13] to calculate the Seitz threshold for bubble nucleation (E_T) for each run condition of PICO-2L and for the remainder of the Letter refer to each data set by the calculated threshold. We quote both experimental and theoretical uncertainties in E_T , the former from uncertainties in the pressure and temperature of the target fluid, and the latter from uncertainties in the surface tension for very small bubbles [13].

The chamber was exposed to an AmBe calibration source ten times during the run to monitor the detector response to nuclear recoils. All calibration data were hand scanned to check bubble multiplicities, and hand-scanned single bubble events were used to determine the data cleaning cut efficiencies.

The data analysis begins with an image reconstruction algorithm to identify bubbles and their locations in 3D space. An optical-based fiducial volume cut is derived from neutron calibration data such that 1% or fewer of wall or surface events, defined as events located on the glass jar or at the interface between the C_3F_8 and water buffer respectively, are reconstructed as bulk events, defined as bubbles that do not touch either the glass or water. The efficiency of the optical fiducial cut is determined to be 0.82 ± 0.01 by volume (all error bars on cut efficiencies are 1σ and represent total uncertainties).

In [7], the rate-of-pressure rise during an event was used as a highly efficient fiducial volume cut, as bubble growth is affected by proximity to the jar or the liquid interface. A similar analysis was implemented in PICO-2L with an efficiency of 0.92 ± 0.02 , in agreement with [7]. The pressure-rise analysis could not be applied to all data as improvements to the PICO-2L data acquisition system and hydraulic cart reduced the time between trigger and compression, stopping bubble growth before the pressure could increase significantly. A trigger delay of 10–40 ms was imposed for most of the low threshold data to allow

TABLE I. Table describing the four operating conditions and their associated exposures. The experimental uncertainty on the threshold comes from uncertainties on the temperature (0.3 °C) and pressure (0.7 psi), while the theoretical uncertainty comes from the thermodynamic properties of C_3F_8 (primarily the surface tension).

T (°C)	P (psia)	Seitz threshold, E_T (keV)	Livetime (d)	WIMP exposure (kg day)	No. of candidate events
14.2	31.1	$3.2 \pm 0.2(\text{exp}) \pm 0.2(\text{th})$	32.2	74.8	9
12.2	31.1	$4.4 \pm 0.3(\text{exp}) \pm 0.3(\text{th})$	7.5	16.8	0
11.6	36.1	$6.1 \pm 0.3(\text{exp}) \pm 0.3(\text{th})$	39.7	82.2	3
11.6	41.1	$8.1 \pm 0.5(\text{exp}) \pm 0.4(\text{th})$	18.2	37.8	0

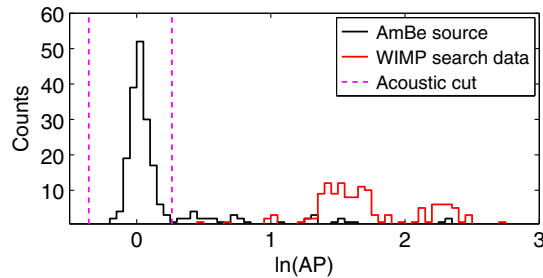


FIG. 2 (color online). AP distributions for neutron calibration data (black) and WIMP search data (red) at 4.4-keV threshold. Note that the x axis shows $\ln(AP)$. As discussed in the text, alphas from the ^{222}Rn decay chain can be identified by their time signature and populate the two peaks in the WIMP search data at high AP , with higher energy alphas from ^{214}Po producing larger acoustic signals.

more time for the bubble to evolve, enabling use of the pressure-rise cut. For the higher threshold data without the trigger delay, the optical fiducial cut is used.

The acoustic analysis follows the procedure described in [7] to define AP , a measurement of the acoustic power released in an event. Figure 2 shows the AP distributions for calibration and WIMP search data at a threshold of 4.4 keV. The AP distribution is normalized to have a value of unity at the nuclear recoil peak observed in the AmBe data, and an acoustic cut is applied to select these events. For the two low threshold data sets, we adopt the same acoustic cut as in [7,8], such that $0.7 < AP < 1.3$. Because of the decreased acoustic signal at higher operating pressure, the width of the calibration peak at 6.1-keV threshold is a factor of 1.5 larger than at low thresholds; the acceptance region for this data set is chosen such that the difference between the cut value and the mean divided by the resolution is the same as for low thresholds ($0.55 < AP < 1.45$). At 8.1-keV threshold, some neutron-induced events are too quiet to be registered acoustically, so all events with $AP < 2$ are counted as nuclear recoil events. The acceptance of these cuts for neutron-induced single bubble events was statistically indistinguishable for all data sets with a value of 0.91 ± 0.01 .

A set of quality cuts is applied to all data to eliminate events with excessive acoustic noise, events where the cameras failed to capture the initiation of the bubble, and events in which the optical reconstruction algorithm failed to converge. The total efficiency of the data quality cuts is 0.961 ± 0.003 . The total acceptance for neutron-induced, single nuclear recoils including fiducial, acoustic, and data quality cuts is 0.80 ± 0.02 for data with the trigger delay and the pressure rise based fiducial cut, decreasing to 0.72 ± 0.02 for the optical fiducial cut.

One of the main strengths of the superheated fluid detectors is their insensitivity to electronic recoils. The PICO-2L chamber was exposed to a 1 mCi ^{133}Ba source to confirm this behavior in C_3F_8 . With no candidate events

observed during the gamma exposure at 3.2 keV, the probability for a gamma interaction to nucleate a bubble was determined to be less than 3.5×10^{-10} at 90% C.L. by performing a GEANT4 [14] Monte Carlo simulation of the source and counting the total number of above-threshold interactions of any kind in the active target. Combining these results with a dedicated NaI measurement of the gamma flux at the location of the chamber in the absence of any sources [15], we expect electronic recoils to produce fewer than 0.05 events in the PICO-2L WIMP search data.

A second key method for background rejection in superheated detectors is the acoustic rejection of alpha decays [7,8,10,16]. PICO-2L observed a rate of high- AP events at 4.4-keV threshold immediately after the initial fill that decayed with a half-life consistent with that of ^{222}Rn to a steady state of about 4 events/day. None of the high acoustic power events leak into the nuclear recoil acceptance band in that data set, confirming that acoustic alpha rejection is present in the C_3F_8 target. The 4.4-keV data provide a statistics-limited, 90% lower limit on the alpha rejection in PICO-2L of 98.2%.

In addition to the acoustic discrimination, PICO-2L data show a dependence of AP on alpha energy that was not previously observed in CF_3I . At low threshold, two distinct peaks appear at high AP (see Fig. 2). The time structure of the high- AP peaks is consistent with that of the fast radon chain (^{222}Rn , ^{218}Po , and ^{214}Po decays having energies of 5.5, 6.0, and 7.7 MeV, respectively). The events in the louder peak come primarily from the third event in the chain, the high energy ^{214}Po decay. To our knowledge, this constitutes a first instance of particle energy spectroscopy using acoustic methods.

Background neutrons produced primarily by (α, n) and spontaneous fission from nearby ^{238}U and ^{232}Th can produce both single and multiple bubble events. We perform a detailed Monte Carlo simulation of the detector to model the neutron backgrounds, predicting 0.9 (1.6) single (multiple) bubble events in the entire data set, for an event rate of 0.004(0.006) cts/kg/day, with a total uncertainty of 50%. There were no multiple bubble events observed in the WIMP search data, providing a 90% C.L. upper limit of 0.008 cts/kg/day, consistent with the background model.

The sensitivity of the experiment to dark matter depends crucially on the efficiency with which nuclear recoils at a given energy produce bubbles. The classical Seitz model [12] indicates that nuclear recoils of energy greater than E_T will create bubbles with 100% efficiency, but past results show that the model does not accurately describe the efficiency for detecting low energy carbon and fluorine recoils in CF_3I [7,17]. This breakdown is attributed to the relatively large size of carbon and fluorine recoil tracks in CF_3I , as bubble nucleation only occurs if the energy deposition is contained within a critical bubble size. Iodine recoils in CF_3I have much shorter tracks and have

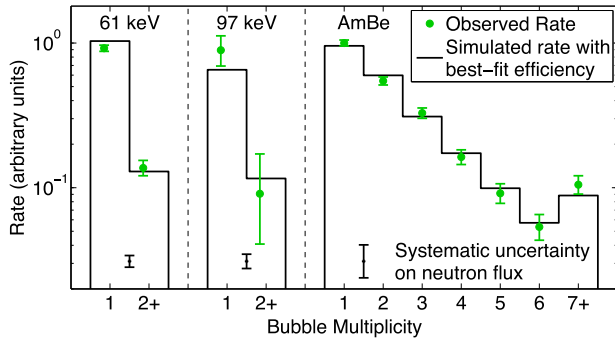


FIG. 3 (color online). The green points show the observed rates of single and multiple bubbles for the calibration sources at a thermodynamic threshold of 3.2 keV. Green error bars indicate statistical uncertainties, and the black error bars at the bottom show the systematic uncertainty on the neutron flux (a flat percent uncertainty that is common to all multiplicities in a given data set at the 10%, 12%, and 30% levels for 61-keV, 97-keV and AmBe data, respectively). The black histograms show the predicted rates from the simulation given the best-fit efficiency model derived from all calibration data.

been shown to more closely match the Seitz model predictions [13]. Simulations of nuclear recoil track geometries using the SRIM package [18] as well as measurements in C_4F_{10} [19] indicate that fluorine recoils in C_3F_8 are also in the regime where the Seitz model is a close approximation for bubble nucleation.

To confirm this expectation, we performed neutron calibrations *in situ* in the PICO-2L chamber with an AmBe neutron source. We also deployed a ~ 30 -ml C_3F_8 bubble chamber at the Tandem Van de Graaff facility at the University of Montreal, using well-defined resonances in the $^{51}V(p, n)^{51}Cr$ reaction to produce monoenergetic 61- and 97-keV neutrons. Each of the three neutron calibration experiments is simulated in MCNP [20] using updated differential cross sections for elastic scattering on fluorine [21].

A single calibration point, i.e., a bubble rate measured at a given thermodynamic threshold and produced by a single spectrum of nuclear recoil energies, can, in general, be fit by a family of possible nucleation efficiency curves. In this analysis, the fluorine and carbon efficiency curves at each threshold are fit by monotonically increasing, piecewise linear functions to allow for a variety of different efficiency shapes, with no reference to the Seitz theory except that bubble nucleation cannot occur for recoil energies below E_T (subject to the experimental uncertainties). In addition, the carbon efficiency is assumed to be less than or equal to the fluorine efficiency at a given recoil energy from track geometry considerations. Figure 3 shows the observed rates of single and multiple bubbles for the AmBe and test beam sources compared to the best-fit efficiency model at a thermodynamic threshold of 3.2 keV. The best-fit efficiency curves for fluorine and carbon at 3.2 keV are shown by the solid lines in Fig. 4.

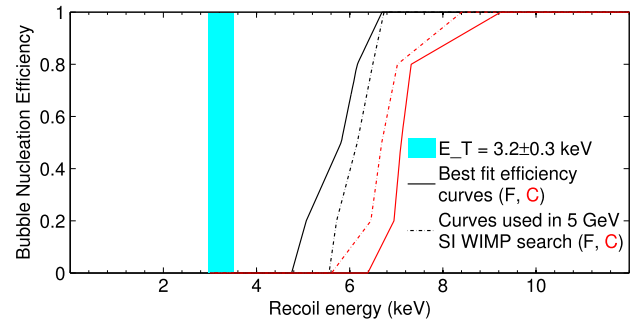


FIG. 4 (color online). The best-fit fluorine (black) and carbon (red) efficiency curves for 3.2-keV data are shown by the solid lines. The dashed lines show the curves used to determine sensitivity for a 5 GeV SI WIMP. The light blue band shows the calculated Seitz threshold with the experimental and theoretical uncertainties from Table I added in quadrature.

We take a conservative approach when determining the sensitivity of PICO-2L to dark matter. For each WIMP mass and coupling, we select the pair of fluorine and carbon efficiency curves giving the worst sensitivity for that particular WIMP that is consistent with the calibrations at 1σ . As an example, the dashed lines in Fig. 4 show the actual efficiency curves used to determine the sensitivity of the experiment for a 5 GeV SI WIMP for the $E_T = 3.2$ -keV data set. For this case, where most of the sensitivity to WIMPs comes from the lowest energy fluorine recoils, our conservative approach uses a weaker response to fluorine relative to the best-fit case (e.g., the turn-on is shifted to slightly higher energies). Because the total rate in the calibration data is unchanged, the fit compensates for the weaker fluorine response by assuming a larger contribution from carbon. The difference between the solid and dashed lines is small, attesting to how well the calibration data constrain the C_3F_8 response.

As shown in Table I, WIMP search data were taken at four different thresholds, with most data coming at thresholds of 3.2 and 6.1 keV. There are nine candidate events within the AP acceptance region at 3.2 keV and three candidate events at 6.1 keV, with no candidate events

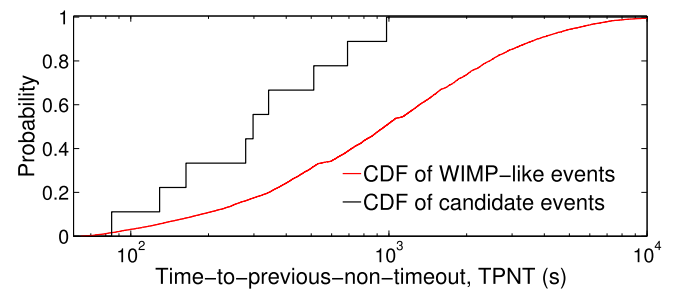


FIG. 5 (color online). The CDF of the TPNT for events with random timing (simulated WIMP-like events) and the 3.2-keV candidate events. The two distributions are not consistent with each other.

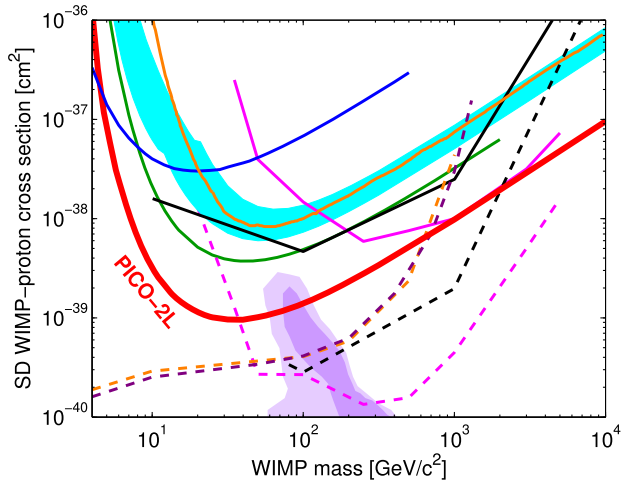


FIG. 6 (color online). The 90% C.L. limit on the SD WIMP-proton cross section from PICO-2L is plotted in red, along with limits from COUPP (light blue region), PICASSO (dark blue), SIMPLE (green), XENON100 (orange), IceCube (dashed and solid pink), SuperK (dashed and solid black), CMS (dashed orange), and ATLAS (dashed purple) [7,9,10,26–30]. For the IceCube and SuperK results, the dashed lines assume annihilation to W pairs while the solid lines assume annihilation to b quarks. Comparable limits assuming these and other annihilation channels are set by the ANTARES, Baikal, and Baksan neutrino telescopes [31–33]. The CMS and ATLAS limits assume an effective field theory, valid for a heavy mediator. The purple region represents parameter space of the constrained minimal supersymmetric model of [25].

observed at 4.4 and 8.1 keV. All 12 candidate events were hand scanned and found to be well reconstructed, bulk events.

In [7], WIMP-candidate events were observed exhibiting correlations with events in previous expansions, and the candidate events in PICO-2L exhibit similar correlations. To explore this anomaly further, simulated events with random timing are populated into the actual data to model the expected timing distribution of a potential WIMP signal. Figure 5 shows the cumulative distribution function (CDF) of the time to previous non-timeout (TPNT) for a randomly distributed sample, along with the TPNT for each candidate event at 3.2 keV. A Kolmogorov-Smirnov test comparing the two samples returns a p value of 0.04 that they are drawn from the same distribution. Given these results, the candidate events are not treated as evidence for a dark matter signal but instead as an unknown background. Studies are now underway to test hypotheses for the source of these events.

The correlation of the candidate events with previous bubbles can be used to set a stronger constraint on WIMP-nucleon scattering by applying a cut on TPNT. Since there is no valid basis for setting the cut value *a priori*, a method based closely on the optimum interval method [22] is used to provide a true upper limit with TPNT cuts for each

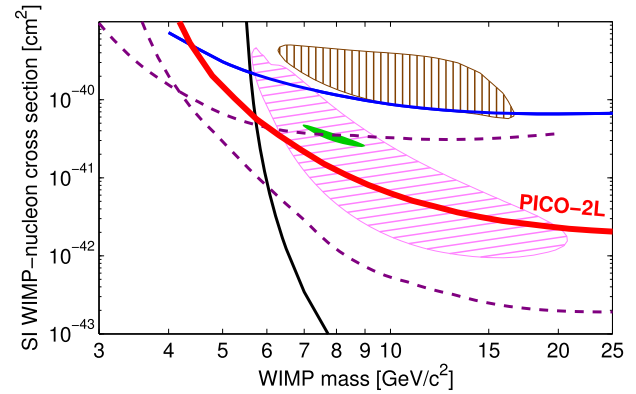


FIG. 7 (color online). The 90% C.L. limit on the SI WIMP-nucleon cross section from PICO-2L is plotted in red, along with limits from PICASSO (blue), LUX (black), CDMS-lite and SuperCDMS (dashed purple) [9,34–36]. Similar limits that are not shown for clarity are set by XENON10, XENON100, and CRESST-II [37–39]. Allowed regions from DAMA (hashed brown), CoGeNT (solid green), and CDMS-Si (hashed pink) are also shown [40–42].

WIMP mass optimized simultaneously over all four operating thresholds. The optimum cuts remove all 12 candidate events at each WIMP mass, while retaining 49%–63% of the efficiency weighted exposure, with the range due to changes in the relative weighting of the four threshold conditions for different WIMP masses. If the optimum cuts had simply been set *a posteriori*, without applying the tuning penalty inherent in the optimization method, the cross section limits would be a factor of 1.2–2.4 lower than reported here, with the bigger factor applying to higher WIMP masses.

The limit calculations assume the standard halo parametrization [23], with $\rho_D = 0.3 \text{ GeV } c^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $v_{\text{esc}} = 544 \text{ km/s}$, $v_{\text{Earth}} = 232 \text{ km/s}$, $v_0 = 220 \text{ km/s}$, and the spin-dependent parameters from [24], and the resulting 90% C.L. limit plots for spin-independent WIMP-nucleon and spin-dependent WIMP-proton cross sections are presented in Figs. 7 and 6. Using the same parameters as in [23] would yield approximately 5%–20% stronger limits depending on the WIMP mass. The results shown here represent the most stringent constraint on SD WIMP-proton scattering from a direct detection experiment and the first time supersymmetric parameter space has been probed by direct detection in the SD-proton channel (e.g., the purple region, taken from [25]).

The PICO Collaboration would like to thank SNOLAB and its staff for providing an exceptional underground laboratory space and invaluable technical support. This material is based upon work supported by the U.S. Department of Energy, Office of Science, Office of High Energy Physics under award DE-SC-0012161. Fermi National Accelerator Laboratory is operated by Fermi Research Alliance, LLC under Contract

No. De-AC02-07CH11359. Part of the research described in this paper was conducted under the Ultra Sensitive Nuclear Measurements Initiative at Pacific Northwest National Laboratory, a multiprogram national laboratory operated by Battelle for the U.S. Department of Energy. We acknowledge the National Science Foundation for their support including Grants No. PHY-1242637, No. PHY-0919526, and No. PHY-1205987. We acknowledge the support of the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the Canada Foundation for Innovation (CFI). We also acknowledge support from the Kavli Institute for Cosmological Physics at the University of Chicago. We acknowledge the financial support of the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad, Consolider MultiDark CSD2009-00064 Grant. We acknowledge support from the Department of Atomic Energy (DAE), Government of India, under the Center for AstroParticle Physics II project (CAPP-II) at Saha Institute of Nuclear Physics (SINP), Kolkata. We acknowledge the Czech Ministry of Education, Youth and Sports, Grant No. LM2011027. We acknowledge technical assistance from Fermilab's Computing, Particle Physics, and Accelerator Divisions, and from A. Behnke at IUSB.

-
- [1] S. Ritz *et al.*, <http://www.usparticlephysics.org/p5/>.
- [2] P. Cushman *et al.*, [arXiv:1310.8327](https://arxiv.org/abs/1310.8327).
- [3] E. Komatsu *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **180**, 330 (2009), and references therein.
- [4] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, *Phys. Rep.* **267**, 195 (1996).
- [5] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rep.* **405**, 279 (2005); J. L. Feng, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48**, 495 (2010).
- [6] M. W. Goodman and E. Witten, *Phys. Rev. D* **31**, 3059 (1985).
- [7] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev. D* **86**, 052001 (2012).
- [8] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 021303 (2011).
- [9] S. Archambault *et al.*, *Phys. Lett. B* **711**, 153 (2012).
- [10] M. Felizardo *et al.*, *Phys. Rev. D* **89**, 072013 (2014).
- [11] D. A. Glaser and D. C. Rahm, *Phys. Rev.* **97**, 474 (1955).
- [12] F. Seitz, *Phys. Fluids* **1**, 2 (1958).
- [13] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev. D* **88**, 021101 (2013).
- [14] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506**, 250 (2003); J. Allison *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**, 270 (2006).
- [15] D. Fustin, Ph.D. thesis, University of Chicago, 2012; A. Robinson, COUPP Doc. 630: High Energy Gamma Flux and Photonuclear Rates in COUPP-4kg at SNOLAB, 2012 (unpublished).
- [16] F. Aubin *et al.*, *New J. Phys.* **10**, 103017 (2008).
- [17] A. Robinson, <https://kicp-workshops.uchicago.edu/IDM2012/depot/talk-robinson-alan.pdf>.
- [18] J. F. Ziegler *et al.*, *SRIM: The Stopping and Range of Ions in Solids* (Pergamon Press, New York, 1985).
- [19] S. Archambault *et al.*, *New J. Phys.* **13**, 043006 (2011).
- [20] S. A. Pozzi, E. Padovani, and M. Marseguerra, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **513**, 550 (2003).
- [21] A. E. Robinson, *Phys. Rev. C* **89**, 032801 (2014).
- [22] S. Yellin, *Phys. Rev. D* **66**, 032005 (2002).
- [23] J. D. Lewin and P. F. Smith, *Astropart. Phys.* **6**, 87 (1996).
- [24] D. R. Tovey, R. J. Gaitskell, P. Gondolo, Y. Ramachers, and L. Roszkowski, *Phys. Lett. B* **488**, 17 (2000).
- [25] L. Roszkowski, R. R. de Austri, and R. Trotta, *J. High Energy Phys.* **07** (2007) 075.
- [26] E. Aprile *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 021301 (2013).
- [27] M. G. Aartsen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 131302 (2013).
- [28] T. Tanaka *et al.*, *Astrophys. J.* **742**, 78 (2011).
- [29] S. Chatrchyan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 261803 (2012).
- [30] ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015).
- [31] S. Adrián-Martínez *et al.*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11** (2013) 032.
- [32] S. Demidov and O. Suvorova, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **06** (2010) 018.
- [33] A. D. Avrorin *et al.*, *Astropart. Phys.* **62**, 12 (2015).
- [34] D. S. Akerib *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 091303 (2014).
- [35] R. Agnese *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 241302 (2014).
- [36] R. Agnese *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 041302 (2014).
- [37] J. Angle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 051301 (2011).
- [38] E. Aprile *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 181301 (2012).
- [39] G. Angloher *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **74**, 3184 (2014).
- [40] R. Bernabei *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **56**, 333 (2008).
- [41] C. E. Aalseth *et al.*, *Phys. Rev. D* **88**, 012002 (2013).
- [42] R. Agnese *et al.*, *Phys. Rev. D* **88**, 031104 (2013).

CONSTRAINTS ON LOW-MASS WIMP INTERACTIONS ON ^{19}F FROM PICASSO

Abstract

Recent results from the PICASSO dark matter search experiment at SNOLAB are reported. These results were obtained using a subset of 10 detectors with a total target mass of 0.72 kg of ^{19}F and an exposure of 114 kgd. The low backgrounds in PICASSO allow recoil energy thresholds as low as 1.7 keV to be obtained which results in an increased sensitivity to interactions from Weakly Interacting Massive

Particles (WIMPs) with masses below 10 GeV/c². No dark matter signal was found. Best exclusion limits in the spin dependent sector were obtained for WIMP masses of 20 GeV/c² with a cross section on protons of $\sigma_p^{SD} = 0.032$ pb (90% C.L.). In the spin independent sector close to the low mass region of 7 GeV/c² favoured by CoGeNT and DAMA/LIBRA, cross sections larger than $\sigma_p^{SI} = 1.41 \times 10^{-4}$ (90% C.L.) are excluded.



Constraints on low-mass WIMP interactions on ^{19}F from PICASSO

S. Archambault^{a,1}, E. Behnke^b, P. Bhattacharjee^c, S. Bhattacharya^c, X. Dai^{d,2}, M. Das^c, A. Davour^d, F. Debris^a, N. Dhungana^e, J. Farine^e, S. Gagnebin^f, G. Giroux^{a,3}, E. Grace^b, C.M. Jackson^a, A. Kamaha^d, C. Krauss^f, S. Kumaratunga^{a,4}, M. Lafrenière^a, M. Laurin^a, I. Lawson^g, L. Lessard^a, I. Levine^b, C. Levy^d, R.P. MacDonald^{f,5}, D. Marlisov^f, J.-P. Martin^a, P. Mitra^f, A.J. Noble^d, M.-C. Piro^{a,*}, R. Podvianuk^e, S. Pospisil^h, S. Saha^c, O. Scallon^a, S. Seth^c, N. Starinski^a, I. Stekl^h, U. Wichoski^e, T. Xie^d, V. Zacek^a

^a Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, H3C 3J7, Canada

^b Department of Physics & Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, IN 46634, USA

^c Saha Institute of Nuclear Physics, Centre for AstroParticle Physics (CAPP), Kolkata 700064, India

^d Department of Physics, Queen's University, Kingston, K7L 3N6, Canada

^e Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, P3E 2C6, Canada

^f Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, T6G 2G7, Canada

^g SNOLAB, 1039 Regional Road 24, Lively ON, P3Y 1N2, Canada

^h Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Cz-12800, Czech Republic

ARTICLE INFO

Article history:

Received 3 February 2012

Received in revised form 27 March 2012

Accepted 27 March 2012

Available online 29 March 2012

Editor: S. Dodelson

Keywords:

Dark matter

WIMPs

Superheated droplets

SNOLAB

ABSTRACT

Recent results from the PICASSO dark matter search experiment at SNOLAB are reported. These results were obtained using a subset of 10 detectors with a total target mass of 0.72 kg of ^{19}F and an exposure of 114 kgd. The low backgrounds in PICASSO allow recoil energy thresholds as low as 1.7 keV to be obtained which results in an increased sensitivity to interactions from Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) with masses below 10 GeV/ c^2 . No dark matter signal was found. Best exclusion limits in the spin dependent sector were obtained for WIMP masses of 20 GeV/ c^2 with a cross section on protons of $\sigma_p^{SD} = 0.032$ pb (90% C.L.). In the spin independent sector close to the low mass region of 7 GeV/ c^2 favoured by CoGeNT and DAMA/LIBRA, cross sections larger than $\sigma_p^{SI} = 1.41 \times 10^{-4}$ pb (90% C.L.) are excluded.

© 2012 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

PICASSO searches for WIMP scattering using superheated liquid droplets, a variant of the bubble chamber technique [1,2]. The abundance of ^{19}F in the target liquid C_4F_{10} gives PICASSO an increased sensitivity to spin dependent WIMP interactions since, with the exception of neutralino scattering on free protons, ^{19}F is the most favorable nucleus for direct detection. Measurements and shell model calculations of nuclear magnetic moments show the

spin 1/2 of ^{19}F is carried almost exclusively by its unpaired proton, enhancing the spin dependent cross section by nearly an order of magnitude compared to other frequently used detector materials [3,4]. The light target nucleus ^{19}F together with the low recoil detection threshold of 1.7 keV render the experiment particularly sensitive to low WIMP masses below 15 GeV/ c^2 . This is especially interesting following the DAMA/LIBRA and recent CoGeNT and CRESST results [5–7] which are suggestive of a low mass WIMP solution of order 10 GeV/ c^2 . Therefore this work will explore both the implications of the new data for searches in the spin dependent sector, and the sensitivity to the low mass region in the spin independent sector. Previous results obtained with the same apparatus at SNOLAB, but using only two detectors with higher intrinsic background and with smaller exposure (14 kgd), were presented in [8].

2. Detector principle

The detector medium in PICASSO is an emulsion containing C_4F_{10} droplets of about 200 μm diameter in polymerized water

* Corresponding author.

E-mail address: piro@ips.umontreal.ca (M.-C. Piro).

¹ Present address: Department of Physics, McGill University, Montréal, H3A 2T8, Canada.

² Present address: AECL Chalk River Laboratories, Chalk River, K0J 1J0, Canada.

³ Present address: Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern, CH-3012 Bern, Switzerland.

⁴ Present address: TRIUMF, Vancouver, V6T 2A3, Canada.

⁵ Present address: Faculty of Science, The King's University College, Edmonton, T6B 2H3, Canada.

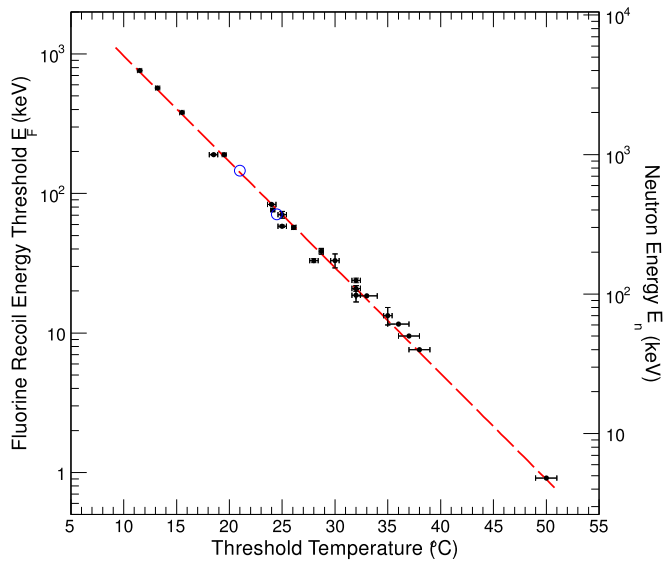


Fig. 1. Calibration curve for the energy threshold of ^{19}F recoils as a function of temperature obtained from measurements with mono-energetic neutrons; α particle measurements are shown as open (blue) circles at 21 °C and 25 °C. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

saturated acrylamide. Since C_4F_{10} has a boiling temperature of $T_b = -1.7$ °C at a pressure of 1.013 bar, at ambient pressure and temperature the droplets are in a moderately metastable superheated state. A heat spike created by the energy deposition of a charged particle traversing a liquid droplet triggers a phase transition if it occurs within a certain critical length (of order tens of nm) and exceeds a certain critical energy (of order keV). Both quantities decrease exponentially with increasing temperature and are functions of surface tension, latent heat of evaporation and superheat, where the latter is defined as the difference between the vapor and external pressures of the liquid. Details of the detector principle are explained in [9,10]. The phase transition is explosive and each bubble nucleation is accompanied by an acoustic signal in the audible and ultrasonic frequency range, which is recorded by piezoelectric transducers.

Since the detector captures phase transitions, it performs as an energy threshold device which can be controlled by setting the temperature and/or pressure. The relation between the energy threshold $E_{th}(T)$ and the operating temperature in C_4F_{10} has been determined by measurements using mono-energetic neutron beams and with α emitters of known energies (all at 1 bar). The results of these calibrations are shown in Fig. 1 and allow a precise description of the temperature dependence of energy thresholds ranging from 0.9 keV up to 800 keV. Details of these measurements by PICASSO can be found in [11,12]. The gap in the recoil energy thresholds between 0.9 keV and 7.6 keV is due to the absence of prominent resonances in the $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ reaction cross section used for the calibration of the low energy thresholds⁶.

3. Response to different particles

Since each temperature at a fixed constant pressure corresponds to a defined recoil energy threshold, the spectrum of the

particle induced energy depositions can be constructed by varying the temperature. A summary is shown in Fig. 2. WIMP induced recoil energies of ^{19}F nuclei are expected to be smaller than 100 keV and therefore become detectable above 30 °C (at 1 bar). Particles which produce only low ionization densities, such as cosmic muons, γ and β radiation, become detectable when they create sub-keV energy clusters within sub-nm sized regions; this is only observable above 50 °C (less than ≈ 1 keV). These particles are well separated from strongly ionizing neutron or WIMP induced recoils, which allows efficient suppression of such backgrounds at the level of 10^{-8} to 10^{-10} .

Alpha-emitters produce a different response. In Fig. 2 the α curve with the lower threshold energy (higher threshold temperature) was obtained after spiking the inactive detector matrix with ^{241}Am such that only α particles entering the droplets can induce nucleations. At the threshold which corresponds to a deposited energy of $E_{dep} = 71$ keV, only α particles with energy depositions at the Bragg peak trigger nucleation. The higher α energy threshold shown in Fig. 2 (full dots) was obtained with ^{226}Ra spiked detectors. In this case the ^{226}Ra daughter ^{222}Rn diffuses into the droplets and the ^{210}Pb nucleus with the highest recoil energy in the decay chain ($E_{rec} = 146$ keV) defines the threshold. As shown in Fig. 1, the ^{226}Ra and ^{241}Am related thresholds (open circles) are found to be in good agreement with the energy thresholds obtained in the calibrations with mono-energetic neutrons. In both cases, if the energy thresholds decrease below $E_{dep} = 71$ keV the liquid becomes sensitive to smaller dE/dx on the α track. It is important to note in Fig. 2, that the response remains flat from 1–120 keV. This has been confirmed with numerous detectors with large α background and indicates that the detectors are within an uncertainty of less than 3% fully sensitive to energy depositions above threshold. A more detailed discussion can be found in [12].

Since the detectors are fully sensitive to α particles over the entire range of the WIMP sensitivity, α particles are the most important background for this kind of dark matter search. However the shapes of the WIMP (essentially exponentially falling) and of the α (constant) responses differ substantially, such that they can be separated by fitting the two contributions (Section 6).

4. Experimental setup

The present PICASSO installation at SNOLAB accommodates 32 detector modules. The detectors are installed in groups of four inside thermally and acoustically insulated chambers, serving as a temperature control unit with a precision of ± 0.1 °C in the range from 20 °C to 50 °C. The current detector generation consist of cylindrical modules of 14 cm diameter and 40 cm height [8]. The containers are fabricated from acrylic and are closed on top by stainless steel lids sealed with polyurethane O-rings. Each detector is filled with 4.5 litres of polymerized emulsion loaded with droplets of C_4F_{10} . The active part of each detector is topped by mineral oil, which is connected to a hydraulic manifold in order to allow periodic pressurizations of the detectors to reconvert bubbles back into droplets.

In the most recent detector generation, the emulsion has glycerine and polyethylene glycol as the main ingredients. During fabrication the viscosity of the non-polymerized liquid is used to suspend the C_4F_{10} droplets homogeneously and uniformly. The volume distribution of droplets peaks at diameters of around 200 μm . On average the active mass of a detector used in this analysis is 90 g of C_4F_{10} corresponding to 72 g of ^{19}F . The active mass is known with a precision of 1% from weighing during fabrication, but additional uncertainties might arise due to losses of C_4F_{10} during polymerization or by diffusion into the matrix. Therefore the active detector masses and sensitivities are verified and monitored

⁶ Efforts are ongoing to add points across the gap by using the smaller resonances in the $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ cross section and especially at 5.1 keV by exploiting a resonance in the ^{19}F -neutron cross section. In addition a point at 4.7 keV and 42 °C can be inferred for C_4F_{10} from neutron calibrations with C_4F_8 made by other authors [13].

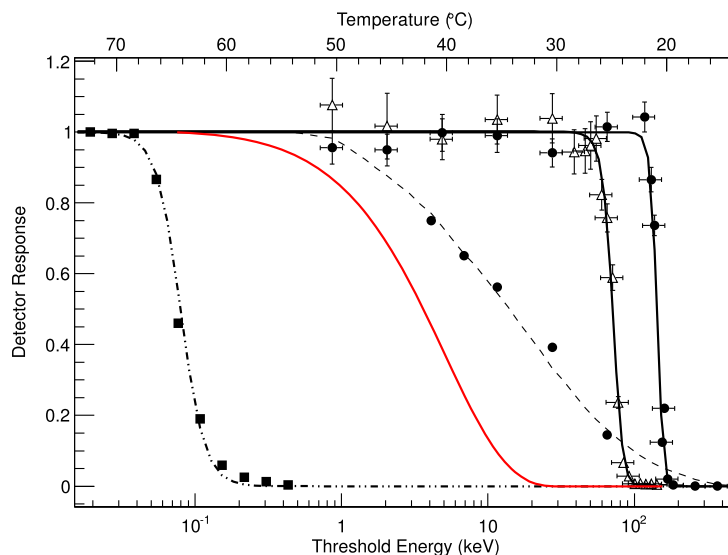


Fig. 2. Response to different kinds of particles in superheated C_4F_{10} . From left to right: 1.75 MeV γ -rays and minimum ionizing particles (dot-dashed); ^{19}F recoils modeled assuming the scattering of a 50 GeV/ c^2 WIMP (red); poly-energetic neutrons from an AcBe source (dotted); α particles at the Bragg peak from ^{241}Am decays (open triangles); and ^{210}Pb recoil nuclei from ^{226}Ra spikes (full dots). (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

Table 1

Summary of the performance parameters of all detectors used in this analysis. Active masses are normalized to the mass of ^{19}F present in a module. The quoted mass errors are: individual uncertainties from weighing and neutron calibration during and after the fabrication process; and a common systematic uncertainty from calibrations with a poly-energetic neutron source (AmBe). The indicated values for exposure cover data taken over the entire temperature range from 28 °C to 48 °C.

Detector	Mass $g(F)$	Exposure $kg(F)d$
71	$64.66 \pm 2.40 \pm 1.94$	16.09 ± 0.77
72	$59.87 \pm 1.60 \pm 1.80$	17.69 ± 0.71
131	$82.79 \pm 3.11 \pm 2.80$	10.89 ± 0.55
134	$71.61 \pm 0.80 \pm 2.15$	15.94 ± 0.51
137	$81.35 \pm 2.56 \pm 2.44$	16.33 ± 0.71
141	$68.70 \pm 2.88 \pm 2.06$	13.37 ± 0.69
144	$41.51 \pm 1.60 \pm 1.42$	6.18 ± 0.31
145	$69.85 \pm 2.79 \pm 2.10$	7.83 ± 0.39
147	$66.26 \pm 2.63 \pm 1.99$	6.55 ± 0.32
148	$109.53 \pm 3.27 \pm 3.30$	3.43 ± 0.15

by measurements with a calibrated AmBe neutron source. The values quoted in Table 1 for the detectors used in this analysis are the averages of the ^{19}F masses determined during fabrication and neutron calibration measurements. The quoted errors are: individual detector uncertainties from weighing and calibration during and after the fabrication process; and a common systematic uncertainty from calibrations with the poly-energetic neutron sources in the lab and underground (AcBe/AmBe). A description of the fabrication and purification of this type of detector can be found in [14].

Each detector module has nine piezo-electric transducers, mounted at three different heights on a flat spot, milled into the outside of the acrylic container wall. The transducers are ceramic disks (Ferroperm PZ27) with a diameter of 16 mm and 8.7 mm thickness and a pressure sensitivity of 27 $\mu V/\mu bar$. The piezoelectric sensors are read out by custom made low-noise preamplifiers. Details of the electronic read-out are reported in [15]. The trigger has multiplicity one: triggering of any of the nine channels causes all channels to acquire data. The trigger is fully sensitive at temperatures above 24 °C (recoil energies smaller than 78 keV). One detector in the set up, not loaded with active liquid but fabricated

and read out as the others, serves as a monitor for non-particle related backgrounds such as mine blasts, electronic spikes, detector cross-talks and ambient noise sources.

The entire installation is surrounded by a 30.5 cm thick water shield, which serves as a neutron moderator and absorber. This shielding is made of 242 cardboard boxes containing square polyethylene bags filled with water, with a filling factor of about 75%. At the location of the experiment, a depth of 2070 m, 90% of the fast neutrons above 5 keV are produced by (α, n) reactions in the surrounding Norite rock, with the remaining 10% being fission neutrons. The fast neutron flux was measured to be ~ 3000 neutrons $m^{-2}d^{-1}$ [16]. In order to estimate the expected neutron flux reduction by the shielding, Monte-Carlo (MC) simulations have been performed which included all structural materials, the geometric filling factor of the water boxes and self shielding effects due to the presence of other detectors within the shielding. The performance of the MC simulation was checked against measurements using 3He counters (SNO NCD-counters) and good agreement was found. The simulations predict a reduction of fast neutrons from the shielding by a factor of 35, giving an estimated neutron induced count rate at the level of 1.1 neutrons $kg^{-1}d^{-1}$ (kg of ^{19}F) for operation at 5 keV threshold energy.

5. Acoustic signatures for background reduction

Apart from the different temperature or threshold energy profiles which can be used to discriminate different particle interactions in superheated liquids (Fig. 2), the acoustic signals themselves can be exploited for the discrimination of particle and non-particle sources. Calibrations with neutron test beams and fast neutrons from AcBe/AmBe sources show that the associated waveforms have characteristic frequency and time dependences: a short rise time, reaching a maximum after 20–40 μs , with slower oscillations following for several milliseconds. In addition the amplitude distributions of the high frequency content (> 18 kHz) of the particle induced wave forms are concentrated in a well defined peak. These features are used to construct variables which allow the discrimination of particle induced events from non-particle backgrounds.

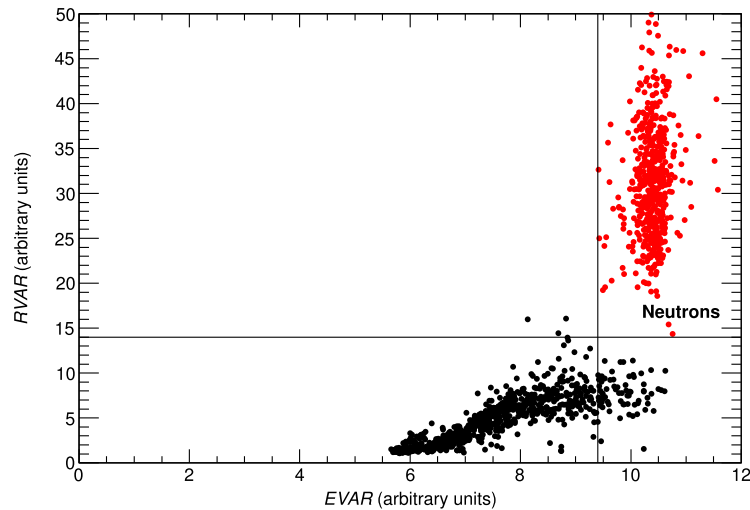


Fig. 3. The signal energy ($EVAR$) and rise time ($RVAR$) related variables allow the discrimination of particle induced events from other acoustic signals created by activities in the detector matrix. Data taken at 45°C during calibration runs are shown. Neutron induced events cluster in the upper right rectangle with well defined $EVAR$ and background events concentrate at low values of $RVAR$.

Acoustic energy ($EVAR$): This parameter measures the acoustic energy of an event. Frequencies below 18 kHz were found to carry no relevant information and are removed by a Butterworth high pass filter applied to the Fourier transformed acoustic signal. The waveform is squared and integrated over the signal duration, starting from a fixed pre-trigger time. The resulting values are then averaged over all active transducers to reduce solid angle effects. The resolution at FWHM is $\sim 20\%$ for temperatures tested, while the centre of the distribution increases smoothly with temperature. The parameter $EVAR$ is used to define an acoustic energy threshold to stay sufficiently away from non-particle related noise signals. Details concerning the underlying physics processes are described in [12,17]. Since the expected signals from WIMP induced recoils have a similar intensity to neutron recoils this discrimination variable is of prime importance for dark matter searches with superheated liquids.

Frequency content ($FVAR$): Studies of the fast Fourier transforms (FFT) of particle induced waveforms have shown that the majority of the signal power can be found in the frequency range between 20 and 70 kHz. A variable $FVAR$ is constructed by taking the logarithm of the ratio of signal power in the intervals from 20–30 kHz and 45–55 kHz. This variable allows suppression of fractures or secondary events which have a significant deficit in signal power in the low frequency window; these events sometimes follow a true particle induced event and are caused by a weakening of the matrix. Mine blast events are also efficiently removed by cuts applied on this variable. A more detailed discussion of the discrimination variables and the event types they are able to discriminate can be found in [8] and especially Fig. 4 therein.

Signal rise time ($RVAR$): This parameter reflects the steepness of growth of the signals and measures the energy content within the first 25 μs after the signal start time. This variable was introduced in order to suppress a class of background events with a characteristic slow rise time, but with an acoustic energy and frequency content comparable to particle induced events. This background became noticeable in detectors with increasingly smaller intrinsic α contamination, especially above 40°C where this background increases nearly exponentially. The most probable cause of these events is a cascade of secondary vaporizations in the vicinity of primary particle induced events. Since these signals have only slightly reduced contribution at lower frequencies, they can only

be partially removed by the $FVAR$ variable. A scatter plot of the variables $RVAR$ vs. $EVAR$ at 45°C is shown in Fig. 3. Particle induced events accumulate in the right upper rectangle, secondary background events concentrate at low values of $RVAR$.

6. Data collection and analysis

The analysis presented here was performed on a group of 10 detectors. Seven of these detectors were installed at the end of 2008 and belong to the most recent generation of PICASSO detectors with the lowest internal background and with sufficient exposure to contribute significantly to the analysis. The remaining three detectors belong to the previous generation and were continuously taking data from June 2007; of these, two are the detectors used in the 2009 analysis [8]. A WIMP run typically lasts 40 h after which the detectors are recompressed for 15 h at a pressure of 6 bar in order to reduce bubbles to droplets and to prevent excessive bubble growth which could damage the polymer. A total of 264 WIMP runs were analysed within this period yielding a total exposure of 114.3 kgd in the background and signal regions. Approximately every three months calibration data have been taken at several temperatures with a weak AmBe neutron source ($68.71 \pm 0.74 \text{ s}^{-1}$), placed equidistant at $20 \pm 2 \text{ cm}$ from the centre of each detector [18]. These data were used to monitor the stability of the detectors and to determine cut efficiencies for the discrimination variables $EVAR$, $FVAR$ and $RVAR$. The combined data from all detector calibration runs covering the analysis period are shown in Fig. 4. For a given temperature, data from all detectors have been combined in a weighted average and compared to MC simulations (red curve in Fig. 4). The observed scatter in some of the data points is caused by the uncertainty of the source position which introduces an additional systematic uncertainty at the level of 5% at each temperature point. These tests monitor the long term stability of the detectors. They demonstrate that once the count rates have been normalized by grams of C_4F_{10} the entire detector array behaves consistently, as one large detector.

The analysis proceeds in the following order:

- A list of golden runs is established for each detector. To qualify as a golden run: at least six working acoustic readout channels are required; the duration of the run must exceed 15 h (1 h

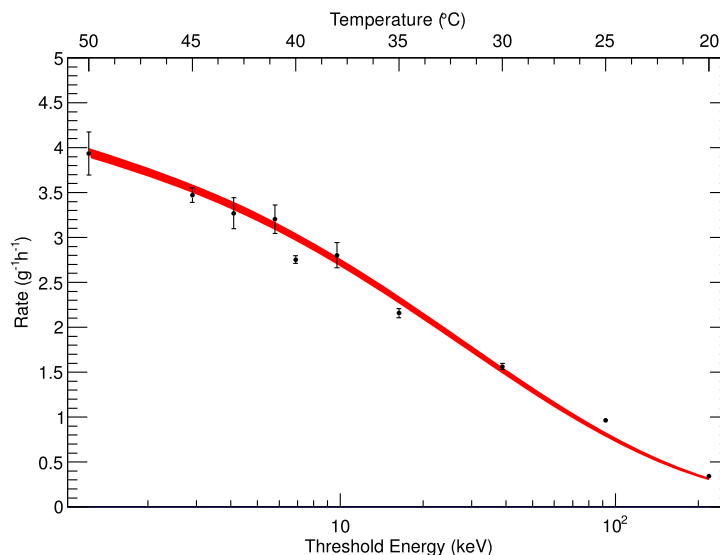


Fig. 4. Combined data from all detectors from calibration runs with poly-energetic neutrons (AmBe). Data were taken in regular intervals spread over the entire data taking period. For a given temperature, data from all detectors have been corrected for cut efficiencies, combined in a weighted average and are compared to simulations (red). The threshold energy scale refers to ^{19}F recoils; for recoiling ^{12}C nuclei, energies have to be multiplied by 1.47. Uncertainties shown are statistical only; the observed scatter of some points is due to the uncertainty in the location of the neutron source which introduces a systematic uncertainty at the level of 5% at each temperature point. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

Table 2

Effect of the applied cuts on the trigger rate at 30 °C and 45 °C. Detector 144 is shown as an example.

Detector 144	30 °C	45 °C
Triggers/day	23.4 ± 0.9	60.5 ± 1.2
After 3 sec cut	15.8 ± 0.8	40.0 ± 1.0
After <i>EVAR</i> cut	2.3 ± 0.3	3.2 ± 0.3
After <i>RVAR</i> cut	2.2 ± 0.3	2.4 ± 0.3
After <i>FVAR</i> cut	2.1 ± 0.3	2.2 ± 0.2

for calibrations); and the gauge pressure in the detector has to be within 0.1 bar of the ambient pressure.

- A selection to remove event bursts with < 3 s (< 0.1 s for calibrations) between successive triggers is applied. In these low background detectors, the probability for successive events within 3 s is negligibly small, and these events are typically re-triggers of the same events or events physically induced in the detector by primary expansion.
- An event selection is performed on *EVAR*. This selection is fixed for each temperature by fitting a Gaussian curve to calibration data and by interpolating between the calibration temperatures. As a large quantity of bubbles in the matrix leads to decreasing signal amplitude, for calibration runs only the first 200 neutron induced events are selected in order to maintain acoustic conditions. Selection values are set to give 95% acceptance.
- The events have to pass a selection on *RVAR*, chosen to yield 95% acceptance on calibration data.
- Finally the events have to pass a selection on *FVAR*, again to yield 95% acceptance on calibration data.

The effects of the applied cuts for two temperatures on the trigger rates are illustrated for one of the detectors (144) in Table 2. The cut on the acoustic energy variable is the most effective discriminator of non-particle related signals. The background increases with increasing temperature and the cut on the rise-time variable *RVAR* becomes more important at higher temperatures.

After correcting for cut acceptances and dead time, the events recorded by the detectors at each temperature are normalized with

Table 3

Summary of analysis results. The averaged rates are corrected for cut efficiencies and the systematic errors reflect uncertainties in the mass determination, the detection efficiency and the cut-efficiency errors. Cross section values for WIMP interactions on ^{19}F are quoted for a resolution parameter $a = 5$ (Section 7) at maximum sensitivity of the fits obtained for the WIMP mass given in the corresponding column to the right. The sources of systematic uncertainties correspond to those listed in Section 7.

Detector	Rate cts/kg(F)/d	σ_F^{\min} pb	M_W^{\min} GeV/ c^2
71	$327.6 \pm 4.3 \pm 21.6$	$-15.43 \pm 8.71 \pm 1.4$	10
72	$134.2 \pm 2.9 \pm 8.8$	$+10.48 \pm 7.82 \pm 1.0$	9
131	$31.5 \pm 1.6 \pm 2.3$	$-1.80 \pm 3.38 \pm 0.31$	9
134	$209.6 \pm 3.9 \pm 12.8$	$+4.65 \pm 9.49 \pm 0.76$	7
137	$69.9 \pm 2.1 \pm 4.7$	$+2.76 \pm 5.44 \pm 0.48$	10
141	$25.2 \pm 1.4 \pm 1.8$	$-4.71 \pm 3.53 \pm 0.19$	12
144	$60.8 \pm 3.3 \pm 4.3$	$+1.69 \pm 6.48 \pm 0.54$	9
145	$31.5 \pm 2.1 \pm 12.3$	$-0.78 \pm 5.24 \pm 0.42$	12
147	$20.6 \pm 1.8 \pm 1.5$	$-0.86 \pm 3.01 \pm 0.26$	10
148	$20.0 \pm 1.9 \pm 1.3$	$-0.28 \pm 4.30 \pm 0.33$	8

respect to the active mass (^{19}F) and data taking time. The count rates of all detectors are flat in the range from 1.7 to 92 keV (48 °C to 25 °C), similar to that observed in the presence of α emitters in the droplets (Fig. 2). The count rates averaged over this plateau range are given in Table 3 and are indicative of the level of α contamination in the individual detectors. The decreasing rate as a function of detector number reflects the progress in purification during fabrication over time.

The origin of the α background is still uncertain and under investigation. It seems probable that α emission occurs within the droplets. This hypothesis is supported by studies of the acoustic energy parameter, which show for most detectors at 30 °C indications of two groups of events: one characteristic for single nucleation by the recoiling α emitter; and a second group of events where the recoiling nucleus and α particle add their contributions to the acoustic signal. As discussed in [12], at 30 °C this feature is typical for detectors where the α emitters are located inside the droplets. Possible scenarios are either a direct contamination of the C_4F_{10} itself or diffusion of ^{222}Rn from ^{226}Ra in the polymer matrix into the droplets. Taking as an example detector 148,

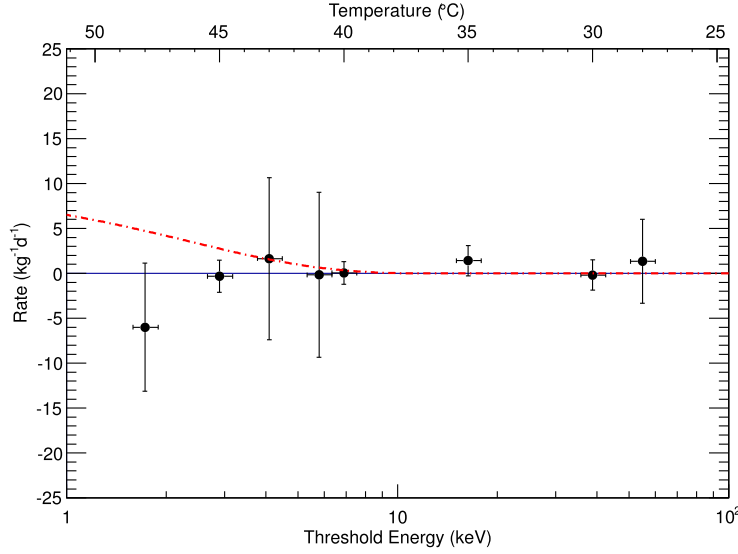


Fig. 5. Combined data from all detectors for WIMP runs. For each detector the average count rate is calculated over the entire temperature/energy range ($28^\circ\text{C} < T < 48^\circ\text{C}$) and subtracted from the individual data points. Data for each detector are then combined at each temperature in a weighted average. The rate expected for a hypothetical WIMP with $M_W = 7 \text{ GeV}/c^2$ and $\sigma_p^{SI} = 1.2 \times 10^{-4} \text{ pb}$ is shown by the red-dotted curve. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

with the lowest background rate, a contamination at the level of $2 \times 10^{-11} \text{ gU g}^{-1}$ if the activity is located in the C_4F_{10} and of $2 \times 10^{-12} \text{ gU g}^{-1}$ for a contamination originating in the matrix is expected.

In order to combine for illustrative purposes all detectors in a single plot of rate vs. threshold energy, the data of individual detectors are renormalized by their respective α contamination, so that the data can be combined. For this the following procedure is carried out: for each detector the average count rate over the entire plateau temperature range is calculated ($28^\circ\text{C} < T < 48^\circ\text{C}$); under the hypothesis of absence of WIMPs, this count rate is taken as an approximation of the α background level of the detector and is subtracted from individual data points at different temperatures; data for each detector and temperature are then combined in a weighted average; finally temperatures are converted into threshold energies, by taking into account that due to the elevated mine pressure (1.2 bar) the measured temperature at the location of the experiment corresponds to temperatures at surface where the threshold values were calibrated, reduced by 2°C . The resulting threshold energy spectrum shown in Fig. 5 exhibits several noteworthy features: the count rates of all detectors as a function of energy are essentially constant; the sensitivity of the experiment for WIMP induced deviations from the constant background is at the level of a few $\text{cts kg}^{-1} \text{ d}^{-1}$ ($\text{kg } ^{19}\text{F}$); for modest changes in temperature from $28^\circ\text{C} < T < 48^\circ\text{C}$ the dynamic range in threshold energy sensitivity is large and covers the region from 1.7–55 keV; errors are dominated by statistics and reflect the time spent at respective temperatures; and in terms of sensitivity to light mass WIMPs the experiment could still gain substantially by running at the highest temperatures. Although the background is subtracted here to better visualize the spectrum, a flat background component is included in the overall fit to the spectrum during the WIMP analysis.

7. Search for a dark matter signal

To search for a dark matter signal the measured rates as a function of threshold energy are compared to those predicted for

interactions of WIMPs in our galactic halo with ^{19}F nuclei, in the presence of a constant α background in the detector. We use the formalism described in [19] which approximates the recoil energy spectrum as an exponentially falling distribution:

$$\frac{dR}{dE_R} \approx c_1 \frac{R_0}{\langle E_R \rangle} F^2(E_R) \exp\left(-\frac{c_2 E_R}{\langle E_R \rangle}\right) (\text{keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ d}^{-1}), \quad (1)$$

where $\langle E_R \rangle = 2M_F M_W^2 / (M_F + M_W)^2 \langle v_W^2 \rangle$ is the mean average recoil energy; M_F and M_W are the masses of the ^{19}F nucleus and of the WIMP, respectively; $\langle v_W \rangle$ is the average velocity of halo dark matter particles and $F_2(E_R)$ is a nuclear form factor taken as 1 for a light nucleus such as fluorine with small momentum transfer [19]; and the constants $c_{1,2}$ describe the effect of the Earth's velocity, v_e , relative to the halo ($c_1 = 0.75$, $c_2 = 0.56$ for $v_e = 244 \text{ km s}^{-1}$). R_0 is the expected total WIMP interaction rate per kg of ^{19}F per day,

$$R_0(M_W, \sigma_F) = \frac{405}{A_T M_W} \left(\frac{\sigma_F}{\text{pb}}\right) \left(\frac{\rho_W}{0.3 \text{ GeV cm}^{-3}}\right) \times \left(\frac{\langle v_W \rangle}{230 \text{ km s}^{-1}}\right) (\text{kg}^{-1} \text{ d}^{-1}), \quad (2)$$

where $A_T = 19$ is the atomic mass of the target atom; ρ_W is the mass density of WIMPs; and σ_F is the WIMP interaction cross section on ^{19}F . Since the detector operates as a threshold device the observed rate at a given recoil energy threshold $E_{R_{th}}(T)$ is given by:

$$R_{obs}(M_W, \sigma_F, E_{R_{th}}(T)) = \int_0^{E_{R_{max}}} P(E_R, E_{R_{th}}(T)) \frac{dR}{dE_R} dE_R, \quad (3)$$

where $P(E_R, E_{R_{th}}(T))$ describes the effect of a finite resolution at threshold and the integral extends to $E_{R_{max}}$, the maximum recoil energy a WIMP can transfer at its galactic escape velocity of $v_{esc} = 600 \text{ km s}^{-1}$. The shape of the threshold curve is discussed in more detail in [11,12]. It is determined by calibrations with neu-

tron sources and α emitters (Fig. 2) and can be well approximated by:

$$P(E_R, E_{R_{th}}(T)) = 1 - \exp\left(a(T)\left(1 - \frac{E_R}{E_{R_{th}}(T)}\right)\right). \quad (4)$$

The parameter $a(T)$ describes the steepness of the energy threshold. It is related to the intrinsic energy resolution and reflects the statistical nature of the energy deposition and its conversion into heat. The larger is a , the steeper is the threshold. Measurements with α emitters gave $a = 10 \pm 1$ at 146 keV. Alpha particles depositing their energy at the Bragg peak seem to produce a less steep threshold with $a = 5.8 \pm 0.7$ at 71 keV. Measurements by other authors with 17 keV mono-energetic recoils following the reaction $^{35}\text{Cl}(n_{th}, p)^{35}\text{S}$ are compatible with $1 < a < 5$ [13], but with large uncertainties. In this analysis we adopt a principal value of $a = 5$ and let the parameter vary within the interval $2.5 < a < 7.5$.

Since for M_W smaller than 500 GeV/ c^2 the response curves differ in shape from the flat α background of each detector, an upper bound on σ_F is obtained for each individual detector by fitting the WIMP response curve and the flat α background. For a given M_W the two parameters of the fit are σ_F and a scale factor describing the constant background. The result for each detector is shown in Table 3. Combined in a weighted average, the maximum sensitivity occurs for WIMPs in the mass region around $M_W = 10$ GeV/ c^2 and with $\sigma_F = -0.72 \pm 1.45 \pm 0.12$ pb (1 standard deviation; $a = 5$); this null result can be converted into a limit [20] on the cross section for WIMP interactions on ^{19}F of $\sigma_F = 2.00$ pb (90% C.L.) for resolution parameter $a = 5$.

The main systematic uncertainties (1 standard deviation) affecting these limits on σ_F are in order of importance:

- a 3% common systematic uncertainty in the determination of the active mass of the detectors, resulting in a 3% uncertainty in the cross-section limit;
- a 3% uncertainty in the recoil detection efficiency inferred from the response of α particles;
- a 2.5% uncertainty in the *EVAR* cut acceptance and a 1.5% uncertainty due to curve fitting of *EVAR*, results in a 3% uncertainty in the limit;
- similarly the event selection results in a 3% uncertainty from *RVAR* and a 3% uncertainty from *FVAR*;
- a 1°C systematic shift in temperature during test beam calibrations would result in an energy scale shift, introducing a 1% uncertainty in the cross section limits;
- atmospheric pressure changes at the level of 3% result in uncertainties $< 1\%$;
- and the hydrostatic pressure gradient of $\pm 2\%$ with respect to the centre of a detector module can be translated into an uncertainty of $< 1\%$ in the cross section.

The variation of the energy resolution parameter within the uncertainty range $a = 5 \pm 2.5$ results in a $\pm 1.5\%$ change in the cross section limit at 10 GeV/ c^2 . This uncertainty increases at lower WIMP masses and is shown as a broadening of the limits into confidence bands (Sections 8 and 9).

8. Limits in the spin dependent sector

The interaction of dark matter particles with nuclei of ordinary matter of electro-weak strength has the general form:

$$\sigma_A = 4G_F^2 \left(\frac{M_W M_A}{M_W + M_A}\right)^2 C_A F(q^2), \quad (5)$$

where G_F is the Fermi constant, and $M_{W,A}$ are the masses of the WIMP and detector nuclei respectively [21]. C_A is an enhancement

factor dependent on the type of WIMP interaction and $F(q^2)$ is a nuclear form factor which becomes important for large mass number, A , and momentum transfer, q .

Spin dependent interactions (SD) with axial vector couplings involve squark and Z exchanges and depend on the spin of the target nucleus with an enhancement factor of the form:

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \frac{J+1}{J}, \quad (6)$$

where $a_{p,n}$ are the effective proton (neutron) coupling strengths, $\langle S_{p,n} \rangle$ are the expectation values for the nucleon spins in the target nucleus ($\langle S_p \rangle = 0.44$ and $\langle S_n \rangle = -0.19$ in ^{19}F) and J is the nuclear spin [21–23]. Assuming that scattering of dark matter on ^{19}F is dominated by interactions with protons, the cross section σ_p^{SD} for scattering on protons is related to σ_F by:

$$\sigma_p^{SD} = \sigma_F \left(\frac{\mu_p}{\mu_F}\right)^2 \frac{C_p^{SD}}{C_{p(F)}^{SD}}. \quad (7)$$

Here $\mu_{p,F}$ are the WIMP-proton (fluorine) reduced masses, C_p^{SD} is the enhancement factor for scattering on the free proton and $C_{p(F)}^{SD}$ is the corresponding quantity for scattering on protons in the ^{19}F nucleus. $C_{p(F)}^{SD}$ is obtained by setting $a_n = 0$ in Eq. (6) and yields the ratio $C_p^{SD}/C_{p(F)}^{SD} = 1.285$ [24,25]. With Eq. (7) the fit result for σ_F can be converted into a cross section on protons of $\sigma_p^{SD} = -0.008 \pm 0.022 \pm 0.002$ pb (1 standard deviation; $a = 5$), yielding a best limit of $\sigma_p^{SD} = 0.032$ pb (90% C.L.) for WIMP masses around 20 GeV/ c^2 . The resulting exclusion curve for the WIMP cross section on protons as a function of WIMP mass is shown in Fig. 6 together with published results in the spin dependent sector. The broadening of the exclusion curve shows the effect of varying the energy resolution parameter a within its uncertainty.

9. Limits in the spin independent sector

Spin independent (SI) or scalar interactions proceed via Higgs and/or squark exchanges, with C_A in Eq. (5) given by:

$$C_A^{SI} = \frac{1}{4\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2, \quad (8)$$

where $f_{n,p}$ are the WIMP couplings to the nucleons. For equal couplings to neutrons and protons the cross section is proportional to A^2 (coherent interaction). Using this assumption the cross section becomes:

$$\sigma_p^{SI} = \sigma_F \left(\frac{\mu_p}{\mu_F}\right)^2 \frac{1}{A^2}, \quad (9)$$

with $A = 19$. The limits on σ_F can be translated into an upper bound on the WIMP proton cross section in the spin independent sector, with maximum sensitivity at $M_W = 20$ GeV/ c^2 and $\sigma_p^{SI} = 6.1 \times 10^{-5}$ pb (90% C.L.; $a = 5$). The effect of scattering on ^{12}C nuclei in the target, including a shift in the energy threshold, is estimated to be of order 10% and is included in the results.

At the maximum sensitivity these limits are three orders of magnitude less stringent than the best limits reached by XENON100 and CDMS in the SI sector [34,35] in the range of 50 GeV/ $c^2 < M_W < 80$ GeV/ c^2 . However for low mass dark matter particles ($M_W < 10$ GeV/ c^2) and heavy target nuclei the advantage of coherent scattering in SI interactions is largely lost and comparable sensitivity can be obtained with a light mass target nucleus, such as ^{19}F , combined with a low energy detection threshold. This low mass region has become especially interesting in view of the DAMA/LIBRA and recent CoGeNT results which

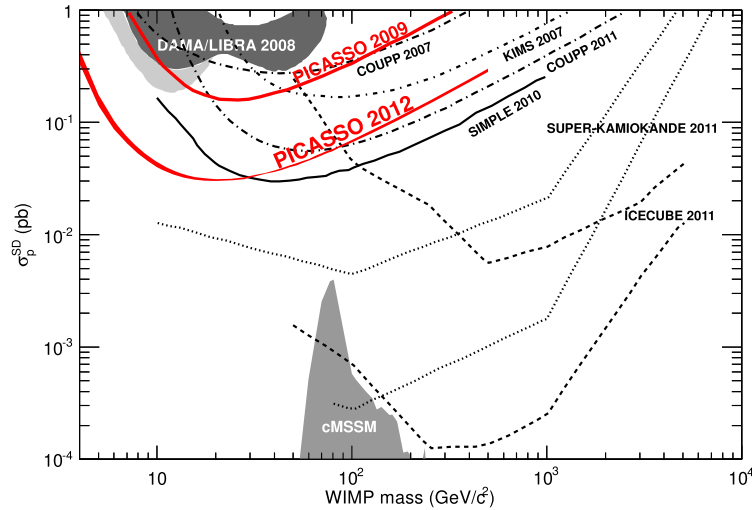


Fig. 6. Upper limits at 90% C.L. on spin dependent WIMP-proton interactions. PICASSO limits are shown as full lines. Additional curves are from KIMS [26], COUPP [27] and SIMPLE [28]. The DAMA/LIBRA [5,29] allowed regions are also shown (light grey: with ion channelling). Also shown are the spin dependent search results in both soft and hard annihilation channels from SuperK [30] and AMANDA-II/IceCube [31]; and theoretical predictions discussed in [32,33]. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

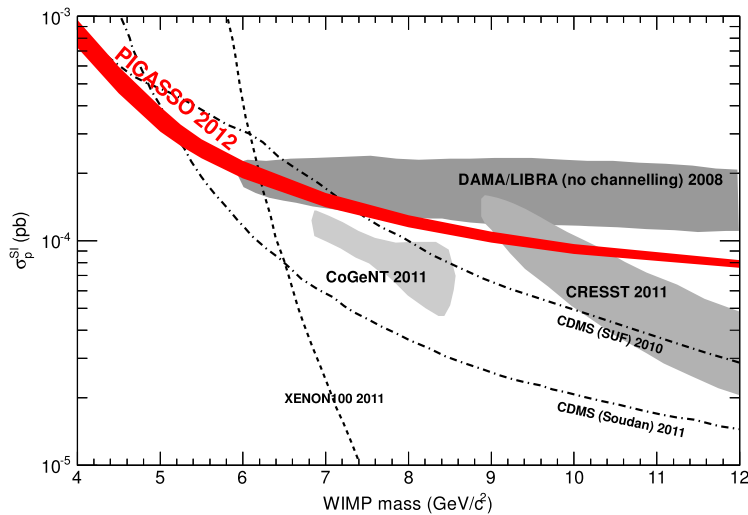


Fig. 7. PICASSO limits in the spin independent sector (90% C.L.). Only the region of recent interest in the range of low WIMP masses is shown. The allowed regions of DAMA/LIBRA [5], CoGeNT [6] and CRESST [7] and the exclusion limits by XENON100 [34] and CDMS [35] are shown. The broadening of the PICASSO exclusion limit is due to the uncertainty in the energy resolution at low threshold energies.

indicate an annual modulation effect for a WIMP with a mass of $7 \text{ GeV}/c^2$ and a SI cross section close to $1.2 \times 10^{-4} \text{ pb}$ [5,6]. In the same mass region this analysis excludes cross sections greater than $\sigma_p^{SI} = 1.41 \times 10^{-4} \text{ pb}$ (90% C.L.). The CRESST collaboration has also reported the observation of an excess of events with a best fit for a dark matter particle with a mass of $\sim 13 \text{ GeV}/c^2$ and a cross section of $3 \times 10^{-5} \text{ pb}$ [7]. Furthermore, this mass range is similar to that required to explain the spectrum of γ radiation observed by FERMI from the galactic centre [36].

A summary of allowed regions and exclusion limits in the low mass region is shown in Fig. 7. The broadening of the PICASSO exclusion limit is due to the increasing effect of the uncertainty in the energy resolution parameter, a , in the low mass region. The interpretation of the DAMA/LIBRA modulation effect shown in Fig. 7

in terms of evidence of interactions of dark matter particles with ^{22}Na nuclei assumes a quenching factor of $Q_{Na} = 0.3$. It is interesting to note that this allowed region appears to be disfavored by PICASSO using a target nucleus of an atomic weight very close to that of ^{22}Na .

10. Summary and perspectives

The analysis of 10 detectors in the PICASSO set-up at SNOLAB resulted in exclusion limits on spin dependent interactions of dark matter particles with protons of $\sigma_p = 0.032 \text{ pb}$ at 90% C.L. for a WIMP mass of $20 \text{ GeV}/c^2$. These limits are more stringent by a factor five than the previous PICASSO 2009 results and with the normal model for WIMP interactions rule out the ion channelling hypothesis invoked to explain the DAMA/LIBRA modulation effect. The use of the light target nucleus ^{19}F , combined with the low detection threshold of 1.7 keV for recoil nuclei, renders PICASSO

⁷ The SIMPLE collaboration has recently claimed very competitive limits in arXiv:1106.3014; see, however, arXiv:1106.3559 and arXiv:1107.1515.

particularly sensitive to low mass dark matter particles and gives it also some leverage in the low mass region of the spin independent sector. The present stage of the experiment is approaching the sensitivity to challenge or confirm the claims of seasonal modulations by the DAMA and CoGeNT experiments.

The main improvements with respect to our previous published results are: a reduction in α background by up to a factor eight due to improvements in detector purification and fabrication; use of a new discrimination variable allowing efficient discrimination of non-particle induced events at low recoil energy thresholds; and the extension of the analysis from 2 to 10 detectors.

In the current 32 detector set up eight additional modules have low enough background to be used in the standard analysis described here and will be included in the analysis, once their exposure gives them sufficient statistical weight. Detector modules with higher background will be gradually replaced by cleaner modules depending on progress in detector fabrication and purification.

The implementation of an event by event α recoil discrimination using the acoustic signal energy discovered by PICASSO and described in [12,17] is proceeding and will allow a substantial increase of sensitivity. In order to match the anticipated sensitivity of the next stage of PICASSO, the experiment has been moved to a new location at SNOLAB, allowing an expansion of water shielding with a substantial improvement in neutron suppression.

Acknowledgements

We wish to acknowledge the support of the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Canada Foundation for Innovation (CFI) and the National Science Foundation (NSF 0856273). We also acknowledge support from the Department of Atomic Energy (DAE), Govt. of India, under the project CAPP at SINP, Kolkata and the Czech Ministry of Education, Youth and Sports within the project MSM6840770029. We thank J. Behnke and A. Grandison for technical support. We wish to give special thanks to SNOLAB and its staff for their hospitality and for providing help and advice whenever needed.

References

- [1] D.A. Glaser, Phys. Rev. 87 (1952) 665.
- [2] V. Zacek, Il Nuovo Cimento A 107 (1994) 291.
- [3] J. Ellis, R.A. Flores, Phys. Lett. B 263 (1991) 259.
- [4] V.A. Bednyakov, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, S.G. Kovalenko, Phys. Rev. D 55 (1997) 503.
- [5] R. Bernabei, et al., Eur. Phys. J. C 67 (2010) 39.
- [6] C.E. Aalseth, et al., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 131301.
- [7] G. Angloher, et al., Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search, arXiv:1109.0702, 2011.
- [8] S. Archambault, et al., Phys. Lett. B 682 (2009) 185.
- [9] R.E. Apfel, Nucl. Inst. Meth. 162 (1979) 603.
- [10] H. Ing, R. Noulty, T. McLean, Radiation Measurements 27 (1997) 1.
- [11] M. Barnabé-Heider, et al., Nucl. Inst. Meth. A 555 (2005) 184.
- [12] S. Archambault, et al., New J. Phys. 13 (2011) 043006.
- [13] F. D'Errico, Rad. Prot. Dosim. 84 (1999) 55.
- [14] M.-C. Piro, in: Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics: Proceedings of the 12th ICATPP Conference, pp. 241–249.
- [15] J.-P. Martin, N. Starinski, in: M. Vadersi (Ed.), Data Acquisition, Sciyo, November 2010.
- [16] W. Davidson, et al., in: SNO Collaboration Internal Report, Collection of Annexes in Support of Main Proposal, 1987.
- [17] F. Aubin, et al., New J. Phys. 10 (2008) 103017.
- [18] J.C. Loach, Measurement of the flux of ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory, PhD thesis, University of Oxford, 2008.
- [19] J. Lewin, P. Smith, Astropart. Phys. 6 (1996) 87.
- [20] G.J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. D 57 (1998) 3873.
- [21] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, Phys. Reports 267 (1996) 195.
- [22] J. Engel, S. Pittel, P. Vogel, Int. J. Mod. Phys. E 1 (1992) 1.
- [23] A.F. Pacheco, D. Strottman, Phys. Rev. D 40 (1989) 2131.
- [24] D. Tovey, R. Gaitskell, P. Gondolo, Y. Ramachers, L. Roszkowski, Phys. Lett. B 488 (2000) 17.
- [25] F. Giuliani, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 161301.
- [26] H.S. Lee, et al., Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 091301.
- [27] E. Behnke, et al., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 021303.
- [28] M. Felizardo, et al., Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 211301.
- [29] C. Savage, G. Gelmini, P. Gondolo, K. Freese, J. Cosmology Astropart. Phys. 2009 (2009) 010.
- [30] T. Tanaka, et al., Astrophys. J. 742 (2011) 78.
- [31] R. Abbasi, et al., Multi-year search for dark matter annihilations in the Sun with the AMANDA-II and IceCube detectors, arXiv:1112.1840, 2011.
- [32] L. Roszkowski, R.R. de Austri, R. Trotta, J. High Energy Phys. 0707 (2007) 075.
- [33] J. Ellis, A. Ferstl, K.A. Olive, Phys. Rev. D 63 (2001) 065016.
- [34] E. Aprile, et al., Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 131302.
- [35] Z. Ahmed, et al., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 131302.
- [36] D. Hooper, L. Goodenough, Phys. Lett. B 697 (2011) 412.

NEW INSIGHTS INTO PARTICLE DETECTION WITH SUPERHEATED LIQUIDS

Abstract

We report new results obtained from calibrations of superheated liquid droplet detectors used in dark matter searches with different radiation sources (n , α , γ). In particular, detectors were spiked with α -emitters located inside and outside the droplets. It is shown that the responses have different temperature thresholds, depending on whether α -particles or recoil nuclei create the signals. The measured temperature threshold for recoiling ^{210}Pb nuclei from ^{214}Po α -decays was found to be in agreement with test beam measurements using mono-energetic neutrons. A comparison of the threshold data with theoretical predictions shows deviations, especially at high temperatures. It is shown that signals produced simultaneously by recoil nuclei and α -particles have more acoustic energy than signals produced by one or the other separately. A model is presented that describes how the observed intensities of particle-induced acoustic signals can be related to the dynamics of bubble growth in superheated liquids. A growth scenario that is limited by the inertia of the surrounding liquid shows a trend that is supported by the data. An improved understanding of the bubble dynamics is an important first step in obtaining better discrimination between particle types interacting in detectors of this kind.

New insights into particle detection with superheated liquids

This article has been downloaded from IOPscience. Please scroll down to see the full text article.

2011 New J. Phys. 13 043006

(<http://iopscience.iop.org/1367-2630/13/4/043006>)

View [the table of contents for this issue](#), or go to the [journal homepage](#) for more

Download details:

IP Address: 132.204.64.39

The article was downloaded on 14/06/2011 at 20:45

Please note that [terms and conditions apply](#).

New insights into particle detection with superheated liquids

**S Archambault^{1,9}, F Aubin^{1,9}, M Auger^{1,10}, M Beleshi²,
E Behnke³, J Behnke³, B Beltran⁴, K Clark^{5,11}, X Dai^{5,12}, M Das⁶,
A Davour⁵, F Debris¹, J Farine², M-H Genest^{1,13}, G Giroux^{1,10},
R Gornea^{1,10}, R Faust¹, H Hinnefeld³, A Kamaha⁵, C Krauss⁴,
M Lafrenière¹, M Laurin¹, I Lawson⁷, C Leroy¹, C Lévy^{5,14},
L Lessard¹, I Levine³, J-P Martin¹, S Kumaratunga¹,
R MacDonald⁴, P Nadeau^{2,15}, A Noble⁵, M-C Piro¹, S Pospisil⁸,
N Starinski¹, I Stekl⁸, N Vander Werf³, U Wichoski² and
V Zacek^{1,16} (The PICASSO Collaboration)**

¹ Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, H3C 3J7, Canada

² Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, P3E 2C6, Canada

³ Department of Physics and Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, IN 46634, USA

⁴ Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, T6G 2G7, Canada

⁵ Department of Physics, Queens University, Kingston, K7L 3NG, Canada

⁶ Center for AstroParticle Physics, Saha Institute for Nuclear Physics, Kolkata 700 064, India

⁷ SNOLAB, 1039 Regional Road 24, Lively, P3Y 1N2, Canada

⁸ Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Cz-12800, Czech Republic

E-mail: zacekv@lps.umontreal

New Journal of Physics **13** (2011) 043006 (25pp)

Received 18 November 2010

Published 7 April 2011

Online at <http://www.njp.org/>

doi:10.1088/1367-2630/13/4/043006

⁹ Present address: Department of Physics, McGill University, Montréal, H3A 2T8, Canada.

¹⁰ Present address: Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern, CH-3012 Bern, Switzerland.

¹¹ Present address: Department of Physics, University of Oxford, Oxford OX1 3PU, UK.

¹² Present address: AECL Chalk River Laboratories, Chalk River, ON, K0J 1J0, Canada.

¹³ Present address: Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität, D-85748 Garching, Germany.

¹⁴ Present address: Physik Department, Universität Münster, D-48149 Münster, Germany.

¹⁵ Present address: Department of Physics, Queens University, Kingston, K7L 3NG, Canada.

Abstract. We report new results obtained from calibrations of superheated liquid droplet detectors used in dark matter searches with different radiation sources (n, α , γ). In particular, detectors were spiked with α -emitters located inside and outside the droplets. It is shown that the responses have different temperature thresholds, depending on whether α -particles or recoil nuclei create the signals. The measured temperature threshold for recoiling ^{210}Pb nuclei from ^{214}Po α -decays was found to be in agreement with test beam measurements using mono-energetic neutrons. A comparison of the threshold data with theoretical predictions shows deviations, especially at high temperatures. It is shown that signals produced simultaneously by recoil nuclei and α -particles have more acoustic energy than signals produced by one or the other separately. A model is presented that describes how the observed intensities of particle-induced acoustic signals can be related to the dynamics of bubble growth in superheated liquids. A growth scenario that is limited by the inertia of the surrounding liquid shows a trend that is supported by the data. An improved understanding of the bubble dynamics is an important first step in obtaining better discrimination between particle types interacting in detectors of this kind.

Contents

1. Introduction	3
2. Detection principle and theoretical model	4
3. Detectors and read-out	5
4. Energy calibration with the α-emitters ^{241}Am and ^{226}Ra	6
5. Energy calibration with mono-energetic neutrons	9
6. Energy response to γ-rays	13
7. Energy resolution	14
8. Determination of the critical length L_c	15
8.1. L_c from α -emitters	15
8.2. L_c from neutron-induced recoils	15
9. Acoustic signals from particle-induced events in superheated liquids	16
9.1. Neutron-induced recoils	16
9.2. α -decays	17
9.3. δ -electrons from γ -ray-induced events	20
10. Dynamics of bubble growth and acoustic signal formation	20
11. Conclusions	24
Acknowledgments	24
References	24

¹⁶ Author to whom any correspondence should be addressed.

1. Introduction

The PICASSO dark matter experiment uses the superheated droplet technique, which is based on the operation principle of the classic bubble chamber [1]–[5]. Detectors of this kind are threshold devices, where the operating parameters (pressure and temperature) determine the energy threshold. Since each temperature, at a given pressure, corresponds to a defined recoil energy threshold, the spectrum of the particle-induced energy depositions can be reconstructed in superheated liquids by measuring the rate as a function of temperature.

In the case of PICASSO, the active detector liquid is dispersed as droplets of a metastable superheated perfluorobutane, C_4F_{10} , and the detectors are operated in a temperature range such that nuclear recoils in the keV range induced by interactions with weakly interacting particles (WIMPs) could trigger bubble formation. These explosive evaporations are accompanied by acoustic signals, which are recorded by piezoelectric transducers. Operating these detectors at sufficiently low temperatures and still being fully sensitive to eventual WIMP-induced nuclear recoils makes them almost entirely unaffected by backgrounds due to recoiling electrons and minimum ionizing radiation. The only remaining particle-induced background (other than neutrons) is α -particles. In previous studies the PICASSO collaboration showed that the acoustic signals contain information about the nature of the primary event [6]–[8]: it was observed that the acoustic signals produced by α -emitters are more intense than the signals of neutron- or WIMP-induced recoil events. Recently, this effect was confirmed by the COUPP and SIMPLE collaborations, which used it for a substantial background reduction in their dark matter searches [9, 10].

The underlying physics process can be explained by the hypothesis that, in the case of α -emitters, the recoiling nucleus and the extended α -track contribute at least two vapourization centres to the total signal, whereas the signals of the considerably more localized nuclear recoils carry the imprint of one single nucleation only. In the following, we describe recent efforts aimed at consolidating this hypothesis and determining potential paths to improved particle-type discrimination.

This paper is organized as follows. In section 2, we give an overview of the detection principle and the underlying theoretical model proposed by Seitz [11], which still serves as the reference theory to describe the radiation sensitivity of superheated liquids. Section 3 describes the current generation of PICASSO detectors for dark matter searches and their piezoelectric read-out. Calibration measurements with detectors spiked with α -emitters of known types and energies (^{241}Am and ^{226}Ra) are discussed in section 4. In these tests, the α -emitters were deliberately located outside and inside the droplets. The results, together with data obtained from existing detectors containing relatively large contaminations with α -emitters, show that, as expected, mono-energetic nuclear recoils from α -decays are detected at lower temperatures than α -particles. These observations are then compared in section 5 with the results from test beam measurements using mono-energetic neutrons with energies between 4.8 keV and 4 MeV, and they are found to be in good agreement. Section 6 presents the data for γ -ray-induced nucleations which also fit the described model well. The effect of an intrinsic energy resolution defining the temperature thresholds of the α and neutron responses is discussed in section 7. Since the energy depositions per unit path length of nuclear recoils are larger than the energy deposition by the Bragg peak of the α -particles themselves, the latter information can be used, as described in section 8, to infer a more precise estimate of the so-called nucleation parameter b . This is an empirical parameter in the Seitz model, which describes the spatial extension of

the energy deposition necessary for creating a nucleation. Section 9 discusses the intensities of acoustic signals produced by neutrons, α -emitters and γ -rays. Signals of α -emitters located within droplets are produced simultaneously by recoil nuclei and α -particles and are shown to be more intense than signals produced by one or the other separately, or in particular by WIMP-induced recoils. Finally, in section 10, a plausible argument is presented to explain the observed α -recoil discrimination in terms of the dynamics of bubble growth in superheated liquids. This is largely uncharted terrain; nevertheless some conclusions can be drawn that shed light on the early phase of particle-induced bubble formation.

2. Detection principle and theoretical model

For a phase transition to occur in a superheated liquid the prevailing theoretical model proposed by Seitz [11] predicts that a critical minimum amount of energy E_c has to be supplied within a local thermal spike and if the resulting proto-bubble reaches a volume of critical radius R_c , it becomes thermodynamically unstable and grows rapidly. Thermodynamics predicts that the growth of the bubble passes through several stages of acceleration and deceleration, which also gives rise to a detectable pressure wave (section 10).

Both R_c and E_c decrease exponentially with temperature and are given by

$$R_c(T) = \frac{2\sigma}{\Delta p}, \quad (1)$$

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

where σ is the surface tension at the liquid–vapour interface, $\Delta p = p_v - p_e$ is the degree of superheat, which is the difference between the vapour pressure p_v and the external pressure p_e , ρ_v is the density of the gas phase, and h_{lv} is the latent heat of evaporation. All of these quantities depend on the temperature of operation T . The first term in expression (2) is the reversible, mechanical work W_m done during expansion to a bubble of size R_c against the pressure of the liquid (and is negative for a superheated bubble). The second term represents the energy W_{ev} needed to evaporate the liquid as the bubble grows to critical size. The third term describes the work W_{lv} initially needed to create the liquid–vapour interface of the protobubble. W_{irr} is the work which goes into irreversible processes, such as acoustic wave emission; this contribution is small compared with the others.

Radiation-induced phase transitions imply that the locally deposited kinetic energy of a traversing particle exceeds the critical energy, i.e. $E_{dep} \geq E_c(T)$ and that the stopping power of the particle is large enough to supply this energy as heat over a distance L_c such that it is effective in reaching the critical energy within a protobubble of critical size R_c [12]:

$$E_{dep}(T) = \int_0^{L_c(T)} \frac{dE}{dx} dx \geq E_c(T). \quad (3)$$

Experimentally, relatively good agreement is reported between E_{dep} and E_c for several halocarbons and for energies around $E_c = 17$ keV and larger [13]. The situation is different for L_c , where a large range of values is quoted. Since R_c is the natural length scale of the process, L_c is usually given in terms of $L_c = bR_c$, where b varies from author to author: $L_c = 2R_c$ appears to be intuitively justified and is supported by data for low-energy thresholds below $E_c = 20$ keV;

Table 1. Predictions by the Seitz model for $E_c(T)$ and $R_c(T)$ in C_4F_{10} using relations (1) and (2) and the values for ρ_v , h_{fg} , σ and p_v compiled by NIST [20]. Also quoted are the ranges $R_{F,C}$ for fluorine and carbon ions with kinetic energies corresponding to the given values of E_c .

T ($^{\circ}C$)	E_c (keV)	R_c (nm)	R_F (nm)	R_C (nm)
10	1000	280	2540	3600
20	111.1	111	590	1090
30	27.8	60	99	210
40	7.45	35.3	20	40

$L_c = 2\pi R_c = 6.28R_c$ is proposed in [14] following arguments of the stability of vapour jets in liquids, whereas some authors propose $L_c = (\rho_v/\rho_l)^{1/3}R_c \approx 6.6R_c$, where ρ_l and ρ_v are the densities of the liquid and vapour phases, respectively. Furthermore, a temperature dependence of the nucleation parameter was reported with b values increasing up to 20 and larger for thresholds for neutron-induced recoils above 1 MeV [12]–[19]. As described in section 8, our recent results from calibration measurements with mono-energetic neutrons and α -emitters in PICASSO shed additional light on this issue.

The active detector material in PICASSO, C_4F_{10} , has a boiling temperature of $T_b = -1.7^{\circ}C$ at a pressure of 1.013 bar and a critical temperature of $T_c = 113.3^{\circ}C$; therefore at ambient temperature and pressure this liquid is in a metastable, superheated state. Table 1 summarizes the predictions of the Seitz model for $E_c(T)$ and $R_c(T)$ using relations (1) and (2) and the values for ρ_v , h_{lv} , σ and p_v compiled by NIST [20]. The contribution of W_{irr} in relation (2) is small and has been neglected. The ranges of the recoiling ^{12}C and ^{19}F atoms, R_C and R_F , are included in table 1 for comparison at the quoted values for the threshold energies $E_c(T)$.

It is interesting to note that at, for example, $20^{\circ}C$, most of the work required to create a critical bubble is spent in evaporating the liquid, $W_{ev} = 80$ keV, the work required for creating the liquid–vapour interface amounts to $W_{lv} = 36$ keV and the mechanical work done during bubble expansion amounts to $W_m = -4.6$ keV. These contributions are affected by errors at the level of 15–20% due to uncertainties in the thermodynamic parameters (and these uncertainties increase with temperature).

The specific energy losses in liquid C_4F_{10} of the particles used in the calibration measurements discussed below, i.e α -particles and neutron-induced fluorine and carbon recoil nuclei, were calculated with SRIM [21]; the results are shown in figure 1. For the energy range considered here, with 5 keV $< E_{F,C,\alpha} < 500$ keV, fluorine always has the higher stopping power, followed by carbon and α -particles. The stopping power at the Bragg peak of α -particles almost equals the stopping power of fluorine below 100 keV.

3. Detectors and read-out

The current PICASSO detector generation consists of cylindrical modules of 14 cm diameter and 40 cm height [5]. They are fabricated from acrylic and are closed on top by stainless steel lids sealed with polyurethane O-rings. Each detector is filled with 4.5 litres of polymerized emulsion loaded with droplets of C_4F_{10} ; the droplet volume distribution peaks at diameters of around $200 \mu m$. The active mass of each detector is typically around 85 g. The active part

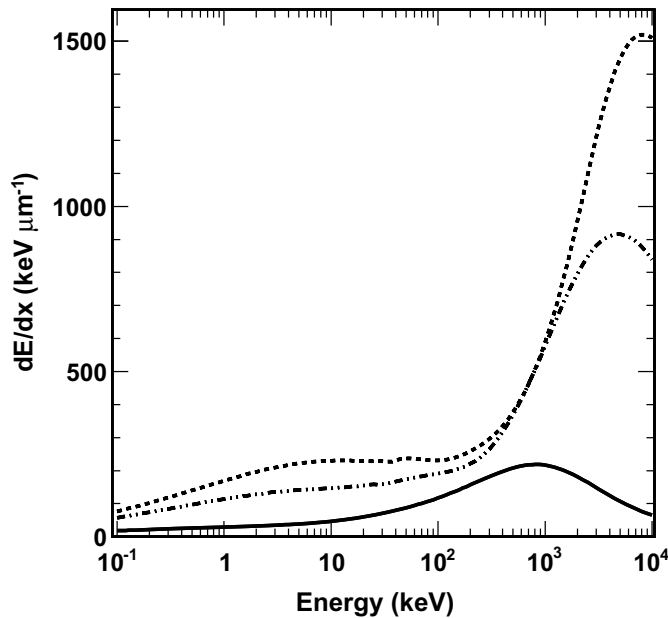


Figure 1. Stopping power in $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$ for α -particles (continuous), fluorine nuclei (dotted) and carbon nuclei (dash-dotted) in C_4F_{10} calculated with SRIM [21]. In the energy range below 500 keV fluorine always has the higher dE/dx .

of each detector is topped by mineral oil, which is connected to a hydraulic manifold. After a measuring cycle, the detectors are compressed at a pressure of 6 bar to reduce the bubbles into droplets and to prevent bubble growth, which could damage the polymer. The operating temperature of the modules is controlled with a precision of ± 0.1 °C. Each detector is read out by nine piezoelectric transducers. Three transducers are distributed around the detector at each of three different heights. They are flush mounted on a flat spot milled into the acrylic. The transducers are ceramic discs (PZ27 Ferroperm) with a diameter of 16 and 8.7 mm thickness and a sensitivity of $27 \mu\text{V } \mu\text{bar}^{-1}$. The piezoelectric sensors are read out by custom made low-noise preamplifiers that serve a double purpose: providing impedance conversion and strong amplification (gain $\times 3000$ between 0.5 and 130 kHz). The bandwidth of the amplified signal is limited to the range of 1–80 kHz using a series of customizable RC filters. The amplified output signal is digitized using a 12-bit analogue to digital converter (ADC) with serial output. The maximum amplitude of the digital signal is ± 2 V.

The trigger threshold is individually set for each channel, normally at ± 300 mV. The trigger condition requires at least one signal from a detector module crossing the threshold and, in this case, will initialize the read-out of all channels from this module. The system stores 8192 samples at a sampling frequency of 400 kHz, with 1024 samples before the trigger time. The total recorded signal is 20.48 ms long.

4. Energy calibration with the α -emitters ^{241}Am and ^{226}Ra

Two detectors were prepared especially to study the response of superheated liquids to α -decays of known origin. In one detector, the polymer in which the droplets are suspended was first

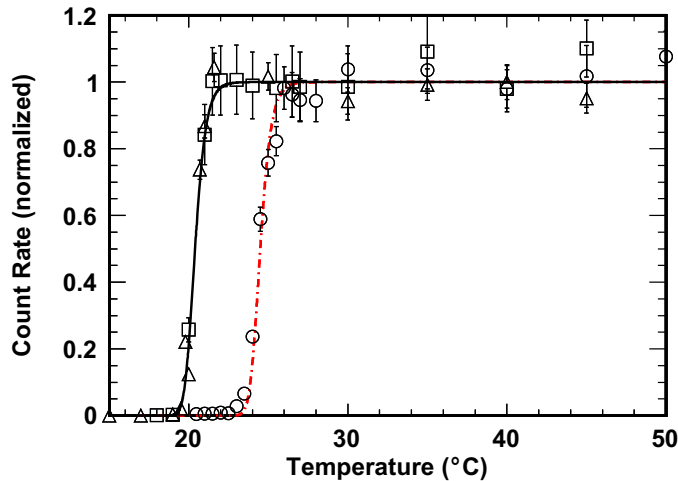


Figure 2. Response of detectors spiked with the α -emitters ^{241}Am and ^{226}Ra . The curve with the higher threshold temperature was obtained after spiking the detector matrix (but not the droplets) with ^{241}Am (circles) so that only α -particles entering the droplets can induce nucleation. At threshold only α -particles with energy depositions at the Bragg peak trigger nucleation. The lower threshold was obtained with two ^{226}Ra -spiked detectors (squares and triangles). Here the recoiling ^{210}Pb nucleus with the highest recoil energy in the decay chain ($E_{\text{rec}} = 146 \text{ keV}$) defines the threshold. The rates $\text{g}^{-1}\text{h}^{-1}$ following the Am and Ra spikes differ by a factor of 80; shown here are the respective count rates of the three measurements normalized at their plateau values.

spiked with an aqueous solution of $^{241}\text{AmCl}$ with an activity of 6.4 Bq, and after completion of the measurements, the same detector was spiked with 10 Bq of ^{226}Ra by injecting locally with a syringe an aqueous solution of RaCl . The other detector was exclusively spiked with 10 Bq of ^{226}Ra . Both detectors were shortened versions, 1/3 in height of normal PICASSO modules. The active mass of liquid C_4F_{10} amounted to $17.8 \pm 2 \text{ g}$ in the first and $26 \pm 3 \text{ g}$ in the second detector, which corresponds to volume loading fractions of $0.84 \pm 0.08\%$ and $1.2 \pm 0.1\%$, respectively. Both detectors were read out in one horizontal transducer plane, i.e. by three piezoelectric sensors arranged under 120° with respect to each other and mounted on the outside of the detector wall. The observed count rates as a function of temperature are shown in figure 2.

^{241}Am decays follow the reaction $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np} + \alpha + 5.64 \text{ MeV}$. The count rate of the ^{241}Am -spiked detector exhibits a threshold at 22°C , reaches a flat plateau at 26°C and traverses 50% of the plateau rate at 24.5°C . This temperature corresponds to an energy threshold of $E_{\text{th}}(24.5^\circ) = 71 \text{ keV}$ according to neutron calibrations (section 5). The measured count rate at the plateau corresponds to $0.34 \pm 0.02 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$, which is close to the expected count rate of $0.47 \pm 0.11 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$, assuming a uniform distribution of α emitters outside the droplets. This estimate is based on the geometric efficiency that an α -track hits a droplet, which is given by the relation

$$\epsilon_{\alpha} = \frac{4}{3} f \frac{R_{\alpha}}{R_d}, \quad (4)$$

where f is the loading of the detector ($0.84 \pm 0.08\%$), R_α is the range of the α -track ($37 \mu\text{m}$) and R_d is the average droplet radius ($200 \pm 50 \mu\text{m}$), yielding $\epsilon_\alpha = 0.21 \pm 0.05\%$.

As described later in section 9.2, similar distributions of acoustic energy released from AcBe neutrons and these ^{241}Am α s confirm that the ^{241}Am α -emitters are predominantly located outside the droplets. Therefore, the only α -particles that trigger a phase transition at the 22°C threshold are those with the highest specific energy deposition, which corresponds to the Bragg peak. At higher temperatures the liquid becomes sensitive to smaller dE/dx on the tracks, but since most of the α s are stopping inside the droplets and are thus able to trigger at the threshold with their Bragg peak, the temperature response levels off to a plateau. The contribution of tracks where the Bragg peak is in the matrix and the α -particle continues into the droplet with lower dE/dx is expected to create an ascending slope of less than 5% above 30° , which is smaller than the uncertainties of the measurements.

After completion of data taking with the ^{241}Am spike, the same detector was loaded with ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1602$ years). ^{226}Ra decays into ^{222}Rn ($T_{1/2} = 3.8$ d), which then decays following the sequence of transitions $^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} \rightarrow ^{214}\text{Pb} \rightarrow ^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ via three α - and two β -decays; the rest of the chain is too long-lived to be relevant here. The energies of the emitted α -particles are 5.49, 6.0 and 7.69 MeV, respectively, and the half-lives are short with respect to the ^{226}Ra half-life (3.8 d, 3 min, 27 min, 19 min, 0.2 ms). By visual inspection of the positions of the bubbles formed, the α -activity could be observed to diffuse slowly within several days from the point of injection over the entire detector volume. After 14 d the count rate in the detector had reached asymptotically its maximum value and data were taken as a function of temperature. The results are shown in figure 2.

The observed threshold is now shifted by about 4°C towards lower temperatures, indicating that the energy depositions are larger: the threshold starts at 19°C and reaches its plateau at 22°C . However, the observed shift cannot be attributed to the energy deposition of the α -particles emitted by the Ra-chain, since they have the same maximum stopping power at the Bragg peak than those emitted in ^{241}Am -decay; rather the reduced energy threshold is now caused by ^{210}Pb nuclei recoiling inside the droplets with an energy of 146 keV, since this is the nucleus with the highest recoil energy in the chain.

By further raising the temperature, the detector becomes subsequently sensitive to the lower energetic ^{214}Pb (112 keV) and ^{218}Po (101 keV) recoil nuclei. First ^{214}Pb recoils add to the observed count rate, but once the energy threshold is low enough to allow ^{218}Po recoils to trigger, the ^{214}Pb recoils, which follow ^{218}Po decays ($T_{1/2} \approx 3$ min), are no more able to contribute several minutes after run start. This is due to the fact that once a phase transition has occurred in a droplet it is no longer sensitive to subsequent energy depositions. The same situation arises for ^{214}Po -decays, which are gradually rendered undetectable following $^{222}\text{Rn}/^{218}\text{Po}$ -decays in the same droplet for measuring times exceeding the half-lives of the two β -decays after run start ($T_{1/2} = 27$ and 19 min). This expected asymptotic decrease in count rate due to the depletion of ^{214}Po -decays has been observed for temperatures $T > 20^\circ\text{C}$ and for measuring times lasting up to 2 h after run start. In order to eliminate this time dependence, the count rates shown in figure 2 were always calculated for the same time interval after run start.

The observed threshold curve is characterized by a steep slope, but the data are not precise enough to reveal a step-like substructure that should be caused by the 34 keV energy difference between the ^{214}Pb and ^{210}Pb recoils. However, the 146 keV recoil energy of the ^{210}Pb nuclei at the observed threshold temperature is consistent with the threshold obtained for neutron-induced ^{19}F recoils discussed in section 5. By increasing the temperature from 22 to 25°C ,

the ^{226}Ra -spiked detector also becomes sensitive to α -particles, but since the detector is already fully sensitive, the count rate remains unaffected. However, above 25°C , α -particles contribute to the amplitude of the acoustic signal. This effect will be described in section 9.

Since the ^{241}Am activity is still present after the ^{226}Ra spike and since the threshold temperature for detection of the ^{241}Am α -particles is about 4°C higher than the threshold of the ^{226}Ra spike, one would expect to observe a step at 22°C in figure 2. The absence of this feature can be explained by the fact that after adding the Ra-spike the absolute count rate increased by a factor of 80 and the specific rate by a factor of 47 to $16 \pm 1.1 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$.¹⁷ This strong increase in count rate is not yet completely understood. Assuming a uniform distribution of α -emitters in the matrix and the droplets, the count rate should be determined essentially by the loading fraction and would result in an expected rate of $1.7 \pm 0.2 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$, only 12% of the observed count rate. A possible explanation would be a substantial ($\times 8.4$) increase in concentration of α -emitters in the droplets, possibly caused by an increased solubility of ^{222}Rn in fluorocarbons such as C_4F_{10} compared with the ^{222}Rn solubility in the water-based polymer.

The second detector used in this study, similar in size and composition but spiked exclusively with $10 \text{ Bq } ^{226}\text{Ra}$, reproduced the above-described threshold results (figure 2). Also, its count rate, normalized to the active mass of C_4F_{10} , was found to be comparable to that of the Am-loaded detector after the Ra spike with $13 \pm 3 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$ [22].

Another similar study of α -emitters has been described by Hahn [23] employing ^{238}U and ^{232}Th spikes in $\text{CCl}_2\text{F}-\text{CClF}_2$ operated under negative pressure. In those measurements, recoils from ^{210}Po α -decays could be clearly separated from the 67 keV smaller recoil energies produced in ^{212}Po -decays.

5. Energy calibration with mono-energetic neutrons

The dependence of the threshold energy E_{th} on temperature and pressure was studied with neutron-induced nuclear recoils. For this purpose, extensive calibrations were performed at the Montreal Tandem van de Graaff facility with mono-energetic neutrons ranging from $E_n = 4.8 \text{ keV}$ to 4 MeV . In the case of nuclear recoils induced by neutrons of low energy, the interaction is mainly through elastic scattering on fluorine and carbon nuclei. Inelastic collisions occur only if the centre-of-mass kinetic energies of the neutrons are higher than the first excitation level of the nuclei (1.5 and 4.3 MeV for ^{19}F and ^{12}C , respectively). Absorption of neutrons by the ^{19}F nucleus followed by α -particle emission requires a neutron energy of 2.05 MeV .

Assuming neutron elastic scattering on nuclei, the recoil energy, E_R^i , of the nucleus i is given by

$$E_R^i = \frac{2m_n m_{N_i} E_n (1 - \cos \theta)}{(m_n + m_{N_i})^2}, \quad (5)$$

where E_n and θ are the incident neutron energy and the neutron scattering angle in the centre-of-mass system, and m_n and m_{N_i} are the masses of the neutron and the nucleus N_i , respectively. At a given neutron energy E_n , the recoiling nuclei are emitted with an angular distribution, every angle being associated with a specific recoil energy ranging from 0 keV at $\theta = 0$ to the maximum energy $E_{R,\text{max}}^i$ for $\theta = 180^\circ$. At the small energies considered here, the angular

¹⁷ This does not appear in figure 2 since all rates are normalized to a common plateau value.

Table 2. Five of the resonances of the $^{51}\text{V}(\text{p}, \text{n})^{51}\text{Cr}$ reaction used for neutron calibration. All five resonances have sub-keV intrinsic widths [24].

Resonance	E_p (MeV)	E_n (keV)
I	1.568	4.8
V	1.598	40
VII	1.607	50
VIII	1.617	61
XI	1.651	97

distribution is isotropic in the centre-of-mass system and the recoil energy spectrum dR^i/dE_R^i has a rectangular, box-like shape up to $E_{R,\text{max}}^i$:

$$E_{R,\text{max}}^i = f_i E_n = \frac{4m_n m_{N_i} E_n}{(m_n + m_{N_i})^2}. \quad (6)$$

The factor f_i gives the maximum fraction of the energy of the incident neutron transmitted to the nucleus i , where $f_F = 0.19$ and $f_C = 0.28$ for ^{19}F and ^{12}C , respectively.

The mono-energetic neutrons used for calibration were produced via nuclear reactions with mono-energetic protons via the $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$ and $^{51}\text{V}(\text{p}, \text{n})^{51}\text{Cr}$ reactions. The measurements with the Li target ($10 \mu\text{g cm}^{-2}$) cover a range of neutron energies from 100 keV to 4 MeV and the results obtained are discussed in detail in [18]. With improved proton beam stability these calibrations were recently extended in PICASSO with a ^{51}V target ($9 \mu\text{g cm}^{-2}$) down to 4.8 keV. To acquire sufficient statistics close to threshold, the proton beam energies were tuned to individual resonances in the $^{51}\text{V}(\text{p}, \text{n})^{51}\text{Cr}$ reaction cross section [24]. In particular the five resonances quoted in table 2 have been selected, each of which has an intrinsic width below keV.

The detectors used for these measurements are smaller in size (63 ml) with an active mass of 1 g of C_4F_{10} , but were fabricated in the same way and with similar droplet dimensions as the standard 4.5 litre detectors. For each of the selected neutron energies, data were taken at $\theta \approx 0^\circ$ with respect to the beam while ramping the temperature up and down for a given pressure. Since close to threshold the cosmic ray-induced n -background can amount to 50% of the total count rate, each neutron run at a fixed temperature was followed by a background run at the same temperature (after 8 h of recompression).

For a fixed neutron energy the data have been normalized by the integrated proton current and the count rate of a ^3He counter mounted behind the target was used to compensate for short off-resonance beam energy fluctuations [25]. The measurements at the lowest neutron energy (4.8 keV) were particularly challenging, since at the threshold and above, the detectors had to be operated between 48 and 60 °C where C_4F_{10} becomes sensitive to the 320 keV γ -rays ($T_{1/2} = 28$ d) following de-excitation of ^{51}Cr . Therefore this background had to be measured independently during a beam off period after each neutron run and subtracted from the data.

The recorded count rates for the Li and V targets at different neutron energies at ambient pressure and as a function of temperature are compiled in figure 3. From these measurements, the threshold temperature, T_{th} , can be extracted for a given neutron energy by fitting the data to a theoretical response function including energy losses in the target and the detector matrix and by keeping the intrinsic energy resolution as a free parameter (section 7). Here the threshold temperature is defined as the temperature at which 0.5% of the nuclear recoils will cause a

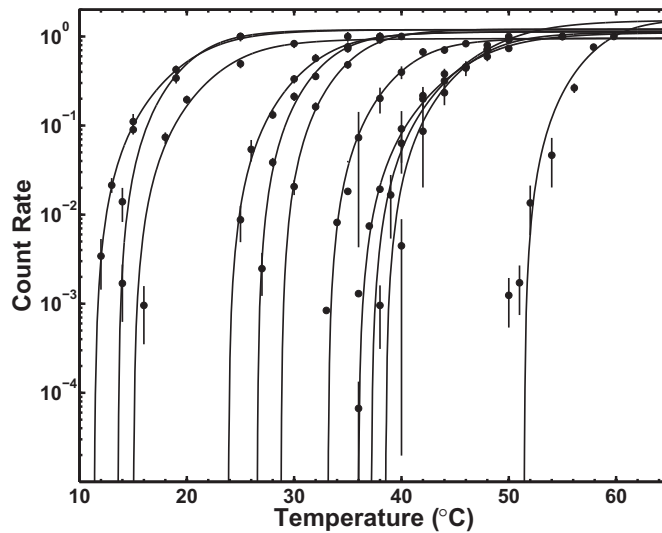


Figure 3. Detector response to mono-energetic neutrons as a function of temperature ($^{\circ}\text{C}$). The detectors were 10 and 15 ml modules loaded with C_4F_{10} droplets. From left to right the threshold curves correspond to neutron energies of 4 MeV, 3 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV and 4.8 keV, respectively. The five lowest energies were obtained from resonances of the $^{51}\text{V}(\text{p}, \text{n})^{51}\text{Cr}$ reaction, the higher energy neutrons were produced with the $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$ reaction; several more energies obtained with the Li target are shown in figure 4. The curves shown are fits, which include attenuation and resolution effects from simulations.

phase transition. From this the neutron threshold, energy as a function of temperature can be inferred as is shown in figure 4. For the energies considered here, $E_{\text{th}}^{\text{n}}(T)$ follows an exponential dependence on temperature. A similar exponential trend was observed by other authors for a series of halocarbons such as C_4F_8 , CCl_2F_2 , $\text{C}_2\text{H}_3\text{ClF}_2$ and $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_4$ [13].

For WIMP searches it is important to know the minimum nuclear recoil energy that produces a bubble as a function of temperature. Due to the composition of the target in use, C_4F_{10} , there are two possibilities in converting neutron energy into recoil energy: (i) if the response depends on the energy that is deposited on the entire recoil track, then the threshold should be attributed to the more energetic carbon nucleus; (ii) if the recoil nucleus with the greater dE/dx triggers, then it is fluorine that defines the threshold. In both the cases, the energy thresholds (at 1 bar) are obtained from an empirical fit to the neutron threshold data and in the case of ^{19}F follow the relation

$$E_{\text{th}}^{\text{F}}(T) = f_{\text{F}} E_{\text{th}}^{\text{n}} = (4.93 \pm 0.15) \times 10^3 \exp(-0.173 T(^{\circ}\text{C})) (\text{keV}). \quad (7)$$

The error of 3% is largely due to the systematic errors of $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$ in the temperature measurement during the test beam runs. Given the temperature range of operation in PICASSO, this translates in the case of ^{19}F recoils into a range of sensitivity from $E_{\text{F}} > 2.0 \text{ keV}$ at 45°C to $E_{\text{F}} > 200 \text{ keV}$ at 18.5°C , respectively.

Several observations support the conclusion that indeed fluorine atoms with their higher dE/dx are responsible for defining the threshold: (i) the neutron scattering rate on ^{19}F is four

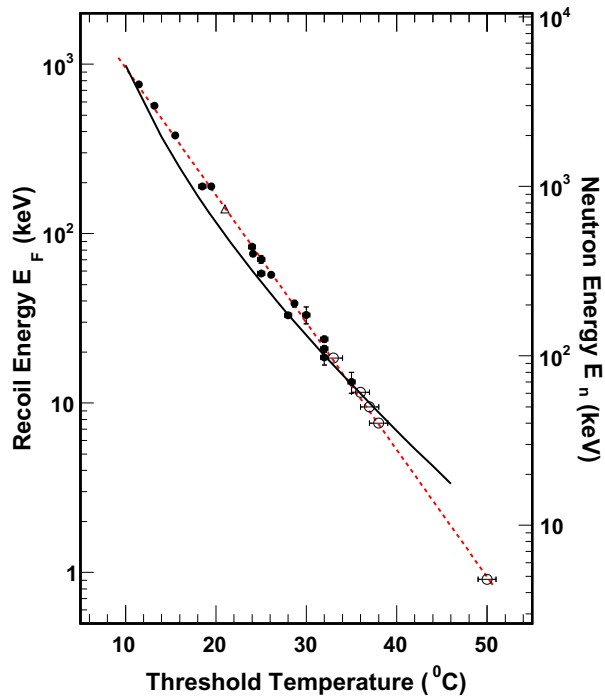


Figure 4. Relationship between the energies of mono-energetic neutrons (right vertical scale) and the temperature measured at the threshold (figure 3); the left vertical scale displays the maximum recoil energy of fluorine, which corresponds to the selected neutron energy. For fluorine recoil energies from $E_F = 0.9$ to 760 keV, the data are well described by an exponential dependence on temperature (broken line). The open triangle at 21 °C corresponds to the energy deposition of 146 keV of ^{210}Pb recoils following ^{222}Rn -decay (figure 2). The continuous line represents $E_c(T)$ calculated in relation (2); it is the work required for creating a bubble with a critical radius $R_c(T)$.

to six times larger than the cross section on ^{12}C in the considered energy range with substantial enhancement in its resonances. If carbon would trigger first, a second threshold should be observed in the threshold curves of figure 3 at higher temperatures when scattering on ^{19}F sets in. Measurements carried out at on- and off-resonance energies in the ^{19}F cross section indicate that fluorine determines the threshold; (ii) the detection threshold for the 146 keV recoil ^{210}Pb nuclei following α -decays of ^{214}Po matches the one for ^{19}F at the same energy; (iii) for recoil energies between 10 keV and 1 MeV, the critical energy $E_c(T)$ for bubble formation predicted by the Seitz model follows closely the ^{19}F threshold; (iv) measurements with C_4F_8 and $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_4$ show that the recoil energy of the species with the higher dE/dx matches well the predicted $E_c(T)$ [13, 16].

At temperatures below 40 °C, an up to 30% departure of the measured thresholds from the calculated $E_c(T)$ values is recorded, and for threshold energies smaller than 10 keV, data and theory start to deviate significantly from each other. The causes of these discrepancies are not yet well understood. The dominant contributions for the work required to create a critical bubble

at the temperatures involved are due to evaporation and interface formation. It was observed for halocarbons that E_c approaches zero if the temperature attains 90% of the critical energy T_c , which would correspond to 74 °C in the case of C_4F_{10} [18]. This temperature is also very close to the limit of stability observed during studies of γ -sensitivity of superheated liquids, as discussed in section 6. By tentatively forcing the surface tension to rejoin zero at $0.9T_c$ a better fit to the data can be obtained, but still with an offset of -30% for temperatures between 20 and 40 °C. The observed disagreement is suspected to be due to a still incomplete description of the underlying processes, once the critical radius R_c approaches the nanometer scale.

Also at the low-temperature side the theoretical description of the Seitz model appears incomplete, since thermodynamics requires that the threshold curve bends up towards infinity at the boiling temperature $T_b = -1.7$ °C.

6. Energy response to γ -rays

In contrast to the energy depositions of recoiling nuclei and α -particles, the main interaction process of γ -rays with the detector material occurs via Compton scattering. Because of their very small stopping power, recoiling Compton electrons cannot trigger a phase transition directly in the normal temperature range of operation. Rather the observed sensitivity to γ -rays is attributed to δ -rays or Auger electrons scattered randomly along the tracks of the Compton electrons. These low-energy electrons curl up at the end of their trajectory into highly localized clusters of ionization or hot spots, which rarely lead to energy depositions at the keV level. In particular, it was found in simulations that the δ -ray energy spectra on tracks of electrons from 5 keV up to 500 keV and on tracks of 1 GeV muons are very similar in shape, and 50% of the emitted δ -rays were found to deposit energies smaller than 0.05 keV [18, 26]. Calibrations with γ -rays can therefore give only information about the probability distribution of clusters of energy on the tracks of Compton electrons.

Such a study was performed with a ^{22}Na source (0.7 μCi), which yields 1.275 MeV γ -rays, as well as the two 511 keV photons from e^+e^- annihilation. Compton scattering of the 1.275 MeV γ -rays produces recoiling electrons in the detector medium with an average energy of 500 keV and with a range of 1.1 mm, whereas the annihilation photons create electrons of 170 keV. Two different detectors were used: a standard 4.5 l detector with an active mass of 78.9 ± 8 g to explore the low-temperature response from 40 to 50 °C and a 10 ml detector with an active mass of 30 mg to measure temperatures from 48 up to 72 °C [26, 27]. The count rates as a function of temperature are shown in figure 5 and it was found that the measured sensitivity can be fitted over more than 10 orders of magnitude with a sigmoid function

$$\epsilon_\gamma = \frac{\epsilon_0}{1 + \exp(T_0 - T/\tau)}, \quad (8)$$

with $T_0 = 63.6$ °C and $\tau = 1.78$ °C. At the plateau, the measured efficiency ($\sim 5\%$) corresponds roughly to the geometric efficiency that a Compton electron hits a droplet ($\sim 1\%$); the observed difference can be explained partly by the uncertainties in the droplet size distribution and the active mass of the 10 ml detector used. Measurements with other sources (^{57}Co , ^{60}Co , ^{137}Cs) showed that the response curves are identical and that the plateau efficiencies are comparable for γ -energies from 127 keV to 1.3 MeV. This is expected, since for an average Z of the detector material of $Z \approx 5.5$, the Compton scattering cross section dominates in the energy range from 400 keV to 5 MeV and the mass attenuation coefficient does not vary much.

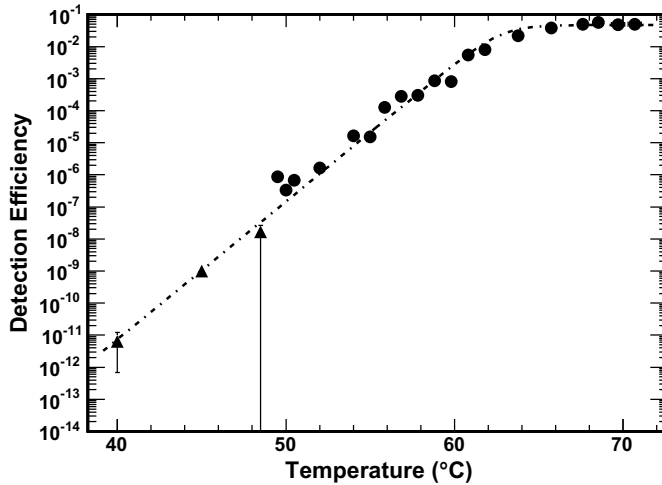


Figure 5. γ -ray sensitivity as a function of temperature ($^{\circ}\text{C}$). The data at the four lower-temperature points were recorded with a standard 4.5 litre detector (triangles); the higher-temperature data were taken with a small 10 ml detector. At the plateau the γ -detection efficiency is determined by the geometry and probability that a Compton electron hits a droplet. Over 10 orders of magnitude in count rate the data are well reproduced by the sigmoid function described by relation (8). After 72° the detector becomes sensitive to spontaneous nucleation.

In addition, the stopping power of the scattered electrons does not vary much in this region and since the δ -ray production probability is proportional to the dE/dx on the particle track, the γ -detection efficiency reflects the constant production efficiency of δ -electrons. This scenario was confirmed by simulations, which in addition show that the sigmoid shape of the observed response curve can be reproduced well [18, 26].

Above 72°C the detector becomes sensitive to spontaneous nucleation. An increase in temperature by 1° leads to an increase in count rate by approximately 3 orders of magnitude.

7. Energy resolution

On inspection of the α data in figure 2, it is apparent that the detection threshold is a well-defined but not sharp step function; the count rate increases steeply but gradually from the threshold to full efficiency. The probability $P(E_{\text{dep}}, E_{\text{th}})$ that an energy deposition E_{dep} larger than the energy threshold E_{th} will generate a nucleation can be approximated by

$$R(E_{\text{dep}}, E_{\text{th}}(T)) = 1 - \exp\left[a \left(1 - \frac{E_{\text{dep}}}{E_{\text{th}}(T)}\right)\right], \quad (9)$$

where the parameter a describes the observed steepness of the threshold: the larger the a is, the sharper the threshold is defined. This parameter is related to the intrinsic energy resolution and reflects the statistical nature of the energy deposition and its conversion into heat [28]. It has to be determined experimentally for each superheated liquid and for different particle species, respectively. Our measurements with α -emitters with well-defined, mono-energetic recoil nuclei (^{210}Pb) indicate a threshold that can be described best with $a = 10 \pm 1$ at 146 keV; α -particles

depositing their energy at the Bragg peak seem to produce a somewhat less steep threshold described by $a = 5.8 \pm 0.7$ at 71 keV (figure 2).

This parameter is more difficult to extract from calibrations with mono-energetic and poly-energetic neutrons due to the continuous spectral distributions of the recoiling nuclei. Our data with mono-energetic neutrons above 400 keV are compatible with $a = 10 \pm 5$; at lower energies, smaller values appear favoured with $a = 2.5 \pm 0.5$ [29]. A more precise study of a suspected temperature dependence of the resolution parameter is the subject of ongoing measurements.

8. Determination of the critical length L_c

The relatively good agreement between deposited energy at threshold E_{dep} and the critical energy E_c required for nucleation below 40 °C observed in neutron calibrations allows an estimate of the effective ion track length $L_c = bR_c$ over which the energy deposition is distributed. We follow here the model proposed by d'Errico, which assumes that the vapour cavity formed initially may extend along the charged particle track, before ending up in at least one structure of spherical shape of size R_c [13].

8.1. L_c from α -emitters

In the case of α -particles, the threshold energy $E_{\text{th}}(T)$ for particles entering from outside the droplets is related to the deposited energy by relation (3) where $(dE/dx)_{\text{Bragg}} = 210 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ is the maximum specific energy loss at the end of the track of a 5.64 MeV α -particle emitted in ^{241}Am -decays. Using (3) and $E_{\text{th}}(T) = 71 \text{ keV}$, it follows that $L_c = 0.33 \mu\text{m}$, for the critical length L_c along which the particle deposits its energy in order to be able to create a critical proto-bubble. Using in addition the prediction by the Seitz model given in (1) for the critical radius $R_c(T)$, one obtains $L_c(24^\circ) = 3.8 \times R_c(24^\circ)$, which yields an estimate of the model parameter $b_\alpha(24^\circ) = 3.8$ for this temperature. This value is compared in figure 6 with those obtained from neutron calibrations.

On the other hand, one can use the fact that α -particles do not trigger phase transitions at 21 °C and $E_{\text{dep}} = 146 \text{ keV}$ in order to obtain an upper limit on the critical length of $L_c(21^\circ\text{C}) \leq 0.45 \mu\text{m}$, which implies $b_\alpha(21^\circ\text{C}) \leq 5$, as indicated in figure 6.

Incidentally, these values of L_c are close to the range of ^{19}F at this threshold energy, but definitely smaller than the range of ^{12}C with $R_c = 1.16 \mu\text{m}$. Since from figure 1 the stopping power of carbon is always smaller than that of fluorine, its energy deposition would be around 80 keV and therefore smaller than the 146 keV required, which supports the assumption made in section 5 that fluorine triggers at the threshold.

8.2. L_c from neutron-induced recoils

Using (3) and the threshold energies $E_{\text{th}}(T)$ obtained for nuclear recoils in the neutron calibrations described in section 5, two sets of parameters $b_F(T)$ and $b_C(T)$ result, depending on the assumption of whether either ^{19}F recoils trigger at threshold or ^{12}C recoils (lower and upper curves, respectively in figure 6). Both curves represent lower bounds on L_c . In particular, in the case of b_F the area between the two curves is allowed, since above that region carbon would trigger at the threshold [28]. The two estimates for L_c discussed in the α scenario add two independent constraints which favour the lower set of b_F values. The range of the preferred

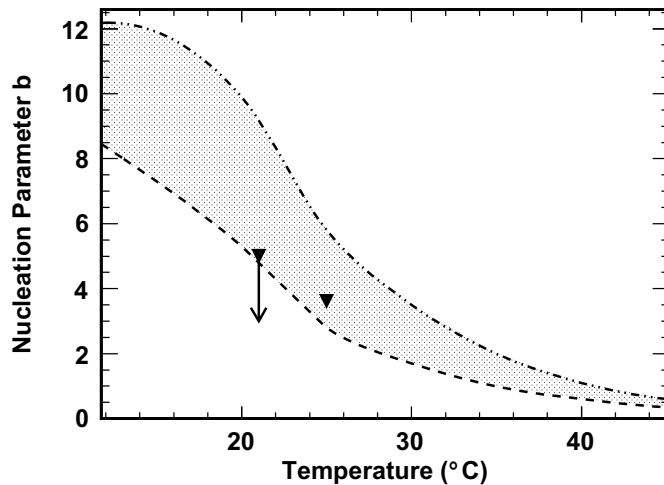


Figure 6. The nucleation parameter b as a function of temperature. This parameter uses $L_c = bR_c$ to relate the spatial extension of the energy deposition with the critical radius defined in relation (1). If carbon would trigger at the threshold, then only nucleation parameters above the upper line would be allowed. If fluorine recoils determine the threshold, then the shaded region between the two curves defines the allowed parameter space. The threshold data of the α -spiked detectors yield an additional upper limit at 21 °C and an additional prediction at 25 °C (triangles); the α data favour the lower part of the shaded parameter space.

values, together with the observed trend that b increases with temperature, agrees well with measurements on several other halocarbons discussed in [13].

9. Acoustic signals from particle-induced events in superheated liquids

It is known that energetic charged particles traversing non-stressed liquids or solids produce acoustic waves during their passage. This so-called thermo-acoustic effect was predicted and described by Askaryan *et al* [30] and is exploited in high-energy neutrino detection in the PeV range by the ANTARES and ICECUBE experiments [31, 32]. However, applied to the processes considered here, with energy depositions in the keV range, the emitted sound intensities predicted by the thermo-acoustic effect are undetectable. On the other hand, particle interactions in stressed or superheated liquids produce detectable acoustic signals that are related to the nature or the extension of the primary event; this suggests that the phase transition process in superheated liquids provides an intrinsic acoustic amplification mechanism with a gain of at least 10^5 [33].

9.1. Neutron-induced recoils

Calibration data with fast neutrons of AcBe, AmBe and Cf sources showed that the associated waveforms have a short rise time, reaching the maximum amplitude after 20–40 μ s, with slower oscillations following for several milliseconds. To characterize signals of different origins in

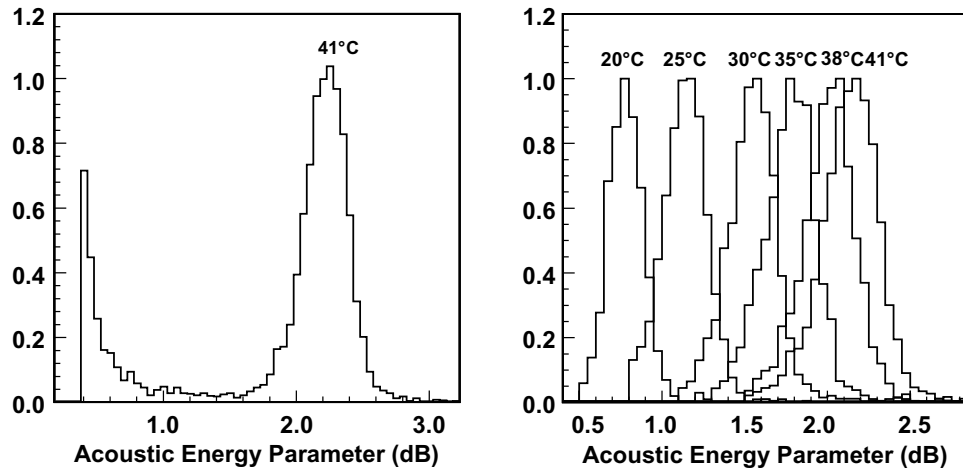


Figure 7. Distribution of the acoustic energy parameter recorded in calibrations with poly-energetic neutrons from an AmBe source. For a given event the signal energy is constructed by squaring the amplitudes and averaging over the waveforms of at least six transducers per detector. The logarithm of this quantity is used to define the acoustic energy parameter. Neutron-induced recoils show up in a peak (the same peak where WIMP-induced recoils are expected); this peak is well separated from acoustic and electronic noise (left) and shifts with increasing temperature to larger signal intensities (right).

the detector, a Bessel band-pass filter is applied to cut off frequencies below 18 kHz and then the waveform of each transducer is squared and integrated over the signal duration, starting from a fixed pre-trigger time. The resulting values are then averaged over all active transducers for each event in order to mitigate solid angle effects. The logarithm of this averaged acoustic energy is used to define the acoustic energy parameter, so called as it is a measure of the average energy contained in the transducer signals. The resolution at full-width at half-maximum of this distribution is around 20% for temperatures tested, while the centroid of this distribution increases smoothly with increasing temperature (figure 7). The noise peak at low values of the acoustic parameter is mostly due to electronic spikes and acoustic events occurring in neighbouring detectors; its width increases with temperature, but remains for all temperatures well separated from the signal peak¹⁸.

This property can be used to discriminate particle-induced recoil events from non-particle-related signals [5, 34]. Since WIMP-induced recoils are similar to neutron-induced recoils, this feature is of prime importance for dark matter searches with superheated liquids.

9.2. α -decays

α -decays in the PICASSO detectors also produce signals with well-defined acoustic energy, and if fully contained in a droplet, with larger acoustic energy than observed in neutron-induced events [6]. This can be explained by the fact that the ranges of neutron-induced recoils of keV

¹⁸ The values of the acoustic parameters in figures 7, 8, 10 and 11 differ from each other due to different experimental conditions such as amplifier gains and a steadily refining analysis; still in each graph the same definition is being used for both neutrons and α 's (γ 's) and for different temperatures.

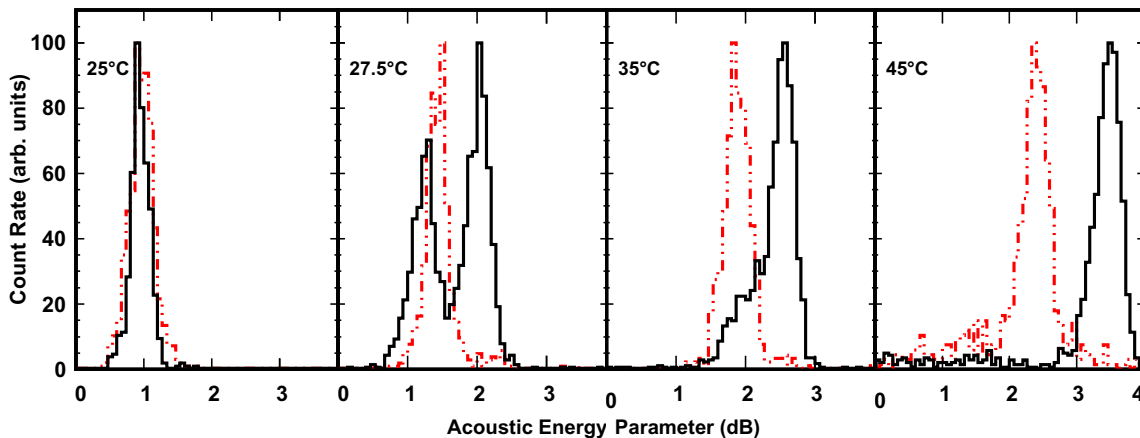


Figure 8. Distributions of the acoustic energy parameter observed as a function of temperature with α -contaminated detectors where the α -activity occurs inside the droplets. The dotted histograms indicate the location of recoil events produced during calibrations with an AcBe neutron source. Left (24 °C): the signal strengths of recoil nuclei in α -decays coincide with those from neutron calibrations. Centre (27.5 °C): a second peak appears on the high side, which is caused by the joint effect of recoil nuclei and the energy deposition by the α -track. There are still events where only recoils nucleate (neutron data were taken at 28 °C and are therefore slightly shifted to the right). Right (45 °C): at this temperature, α -particles and recoil nuclei contribute simultaneously to the signal.

energies are of sub- μm extension and therefore comparable in size to the critical length L_c . Therefore these events are able to trigger only one primary nucleation. However, α -emitters located within the superheated liquid can trigger at least two vapourizations: one from the recoiling nucleus and the second one or more on the α -particle track. In both the cases, the energy released during vapourization increases with increasing temperature, but stays well defined for a given temperature.

Data taken with the α -spiked detectors described in section 4 have been used to investigate this nucleation hypothesis further. To detect possible deviations from single bubble nucleations, most of the α -measurements at a given temperature were followed by an exposure to an AcBe neutron source.

For the ^{226}Ra -spiked detector and regular 4.5 litre PICASSO detectors with high intrinsic α -background rates, the following pattern arises when the distribution of the acoustic energy parameter is recorded as a function of temperature (figure 8): between the threshold at 21 °C and below 25 °C, only recoil nuclei create a peak, which coincides with the location of the neutron-induced recoils during exposure to an AcBe source. With further increasing of the temperature to above 25°, when the detector becomes sensitive to α -particles, a second peak arises at higher acoustic energy and the first peak gradually diminishes. This second peak corresponds to nucleations due to recoil nuclei plus nucleations caused on the α -track first by the Bragg peak and then, with increasing temperature, by subsequently lower dE/dx on the tracks. During this redistribution between the peaks, the sum of the count rates remains constant; the relative contributions to the total count rates are shown in figure 9. The apparent shift of +2 °C between the threshold data shown in figure 2 and the data shown in figures 8 and 9 is due to an

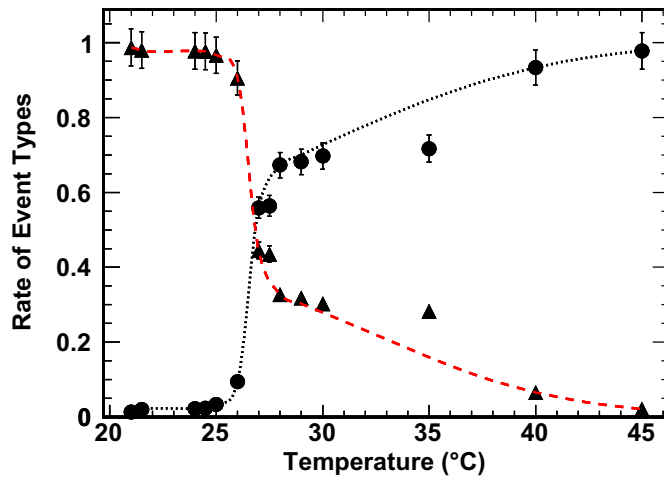


Figure 9. The two event types that contribute to the acoustic signal energy for α contaminations within the droplets: nuclear recoil-induced events corresponding to the first peak in figure 8 (triangles); joint contribution of nuclear recoils and α -particle-induced events corresponding to the second peak in figure 8 (dots). The first peak coincides with the acoustic energy parameter of neutron-induced recoils and dominates between 21 and 25 °C; above that temperature the detector becomes sensitive also to α -particles, which adds to the strength of the signal, but does not change the count rate, since the detector is already fully sensitive. Both contributions are constrained to sum to one and curves are drawn to guide the eye.

equivalent 0.2 bar difference in operating pressure: the spiked detectors (figure 2) were operated at 1 bar surface ambient pressure, whereas the data shown in figures 8 and 10 were taken at the SNOLAB underground site at 1.2 bar ambient pressure.

It was also noted that the degree of separation between recoils and α -particles depends on the temperature and the frequency content of the signals: at temperatures around 25 °C high-pass filters that accept frequencies above 10 kHz give the best result and the resolution tends to decrease with increasing cut-off frequency. The opposite happens at high temperatures—above 40 °C—where the best results are obtained with cut-offs above 100 kHz and discrimination worsens for lower cut-offs. These observations suggest that the fast component of the signal does not depend on the droplet size, but conveys information of the very first stage of bubble formation [8]. A plausible explanation of this effect will be given in section 10.

For the ^{241}Am -spiked detector described in section 4, where only α -particles originating from outside the droplets are able to trigger a phase transition, the signal energy distribution coincides with the distribution recorded during the neutron sessions over the considered temperature range, with a tendency towards larger acoustic energies, indicating an average probability slightly larger than one nucleation (figure 10). In contrast to the 27 °C data shown in figure 8, where the α -emitters were concentrated inside the droplets, the second peak is now absent.

From these observations with Am and Ra spikes, it can be expected that the limitation on the discrimination power will eventually come from the fraction of α -particles which only produce one bubble, just like nuclear recoils do. In this respect α -emitters located in the detector

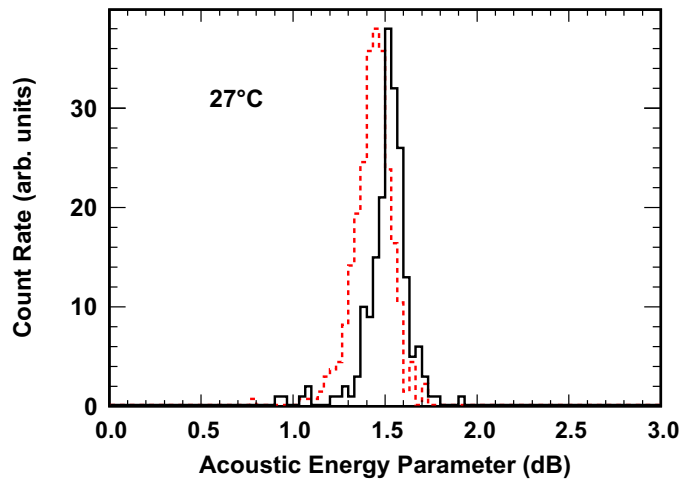


Figure 10. Distribution of the acoustic energy parameter observed at 27 °C with a detector spiked with the α -emitter ^{241}Am compared with the signals induced by fast neutrons from an AcBe source (dotted). Here the α -activity is located outside of the droplets. The α -peak is slightly displaced towards higher acoustic energy, but in contrast to the 27 °C data in figure 8, a second peak is absent.

matrix are of more serious concern in terms of unreducible background than contaminations within the droplets, provided the latter are large enough in diameter to contain most of the α -tracks.

9.3. δ -electrons from γ -ray-induced events

If detectors are operated at temperatures far below the plateau- γ sensitivity (i.e. 65 °C), then the clustered energy depositions from Auger- or δ -electrons on the tracks of Compton scattered electrons create events with small multiplicity within a droplet (section 6). Therefore, the acoustic signals are expected to reproduce those produced by single nucleations on the short tracks of nuclear recoils. In order to verify this hypothesis, data were taken with two different detectors in the presence of a ^{22}Na and a ^{137}Cs source, respectively, and compared with the signals induced by fast neutrons from a γ -shielded AcBe source. Measurements were carried out at 45, 46 and 50 °C, respectively, and the acoustic energies of the γ -induced signals coincided with those of the neutron-induced recoils (figure 11). It would be interesting in future to extend these measurements to higher temperatures, where also multiple nucleations might become observable on the Compton electron tracks traversing the droplets (the high temperature data in section 6 were taken without neutron reference measurements).

10. Dynamics of bubble growth and acoustic signal formation

The dynamics of bubble growth and the associated sound emission in superheated liquids is a complex phenomenon involving nonlinear thermodynamic processes, which are still the subject of ongoing research [35]. Particle-induced sound generation in superheated liquids was first discussed in [33], but until now only an approximative and qualitative description can

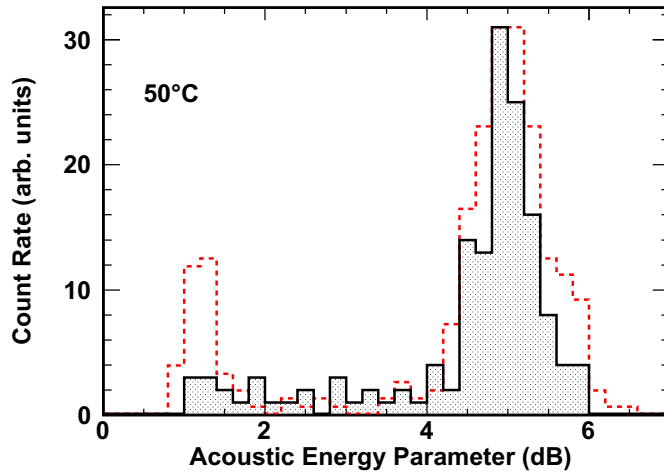


Figure 11. Acoustic energy parameter for γ -induced events. The data were taken in the presence of a ^{137}Cs source (shaded) and compared with the signals from a γ -shielded AcBe neutron source (dotted line). γ -induced events are caused by clustered energy depositions (Auger- or δ -electrons) on the track of Compton electrons traversing the droplets. The acoustic energy distribution of these events coincides with that of events with single nucleation. The peak to the left at small acoustic energy corresponds to noise.

be given of the processes leading to the recorded acoustic signals and the observed α -recoil discrimination. The early theoretical works of Rayleigh [36] and Plesset and Zwick [37] were based on an approximate solution of the Navier–Stokes equation, and postulated that the growth of a vapour bubble in a superheated liquid is controlled by three stages: (i) a surface tension controlled stage, (ii) followed by a stage where the growth is limited by the inertia of the liquid and where the bubble expands with constant velocity, and (iii) an asymptotic stage that is dominated by heat transfer and where the bubble growth is decelerating.

Stage 1. As soon as the bubble radius reaches $R > R_c$, the expansion is driven by the energy stored in the bubble itself and its vicinity. In the initial phase of this stage, the radial velocity of growth is impeded by the effect of the surface tension, but becomes less important with increasing bubble radius.

Stage 2. In the absence of viscous and surface tension effects the subsequent bubble growth is limited by the inertia of the liquid and is described by the Rayleigh–Plesset equation [36]. Its solution implies that the radius increases linearly with time and that the speed of growth is proportional to the square root of the superheat Δp defined in section 2:

$$R_{\text{in}}(t) = A(T) \times t, \quad A(T) = \left(\frac{2}{3\rho_l} \Delta p \right)^{1/2} \quad (10)$$

Since the superheat increases and the liquid density decreases with temperature, the speed of bubble growth also increases with temperature. In particular, we find for C_4F_{10} a prediction of the growth velocity of $A(30^\circ\text{C}) = 11.6 \mu\text{m} \mu\text{s}^{-1}$ and $A(46^\circ\text{C}) = 13.6 \mu\text{m} \mu\text{s}^{-1}$.

Stage 3. Due to the expansion of the bubble volume, the vapour within the bubble and also the liquid in the vicinity of the bubble walls cools down until it reaches the boiling temperature

and after a certain characteristic time τ , further growth is only possible if energy is supplied by heat transfer from more and more distant layers of the liquid. From there on, the growth rate becomes limited by thermal diffusion and it decreases continuously. This is described by the Plesset–Zwick equation [37], which in this regime predicts a much slower increase of the bubble radius proportional to the square root of time:

$$R_{\text{th}}(t) = B(T) \times t^{1/2}, \quad B(T) = \left(\frac{12}{\pi} \kappa \rho_l c_{pl} \right)^{1/2} \frac{T - T_b}{h_{lv} \rho_v}. \quad (11)$$

Here κ is the thermal conductivity of the liquid and c_{pl} is its specific heat; the other quantities are as defined in section 2. The growth parameter $B(T)$ can also be expressed as $B(T) = (3\kappa/2\pi)J_a(T)$, where J_a is the Jakob number, a dimensionless quantity that characterizes the speed of bubble growth. In particular, it was found that the $t^{1/2}$ law is only valid for $2 < J_a < 100$ [35, 38]. For C_4F_{10} and within the temperature range considered here, J_a follows a distribution with a broad peak around 35°C with $J_a = 18.5$ and this decreases slowly and asymmetrically to $J_a = 16.5$ at 20°C and $J_a = 18$ at 50°C , respectively. The growth rate $1 \mu\text{s}$ after nucleation is predicted by (11) to be $\approx 2.5 \mu\text{m} \mu\text{s}^{-1}$, which is already smaller than the speed of inertial growth. The time τ , which is the time at which the transition between the two asymptotic solutions occurs, is strongly model dependent and a scope of investigations [35].

The predictions of growth rates by the classical model are, however, idealizations, and measurements in superheated liquids showed linear growth rates, which were substantially slower than the predicted inertial growth, but still larger than thermal growth up to $100 \mu\text{s}$ after nucleation [39].

After complete phase transition of a droplet, a freely oscillating vapour bubble is formed. The resulting bubble is a harmonic oscillator, oscillating around its equilibrium radius R_b and the ambient equilibrium pressure p_0 with a resonance frequency calculated by Minnaert [40] as

$$\nu_R = \frac{1}{2\pi R_b} \sqrt{\frac{3\kappa p_0}{\rho_l}}, \quad (12)$$

where κ is now the polytropic coefficient of the gas and ρ_l the density of the surrounding liquid. For C_4F_{10} at 30°C the resonance frequency and the bubble radius are related by the simple relation $\nu_R(\text{kHz}) = 2.4/R(\text{mm})$. Typical droplets in PICASSO of $100 \mu\text{m}$ radius will eventually form bubbles of $R_b \approx 0.35 \text{ mm}$ radius and are expected to oscillate with a fundamental frequency of $\nu_R \approx 6 \text{ kHz}$. This frequency is below the 18 kHz high-pass cut-off used in the analysis of signals discussed in section 9. Moreover, no improvement in the α -recoil discrimination was observed by including frequencies below 10 kHz .

The pressure of the emitted sound, which is produced in the liquid by an expanding or oscillating spherical bubble of radius $R(t)$, is related to the acceleration of its volume $V(t)$:

$$\Delta P(r, t) = \frac{\rho_l}{4\pi} \frac{\ddot{V}(t - r/c)}{r} = \frac{\rho_l}{4\pi r} \left(\frac{4}{3}\pi \right) \frac{d^2 R^3}{dt^2} = \frac{\rho_l}{r} (2R\dot{R}^2 + R^2\ddot{R}), \quad (13)$$

where $\Delta P(t, r)$ is the pressure change produced in the liquid at a distance r from the source, c is the velocity of sound and ρ_l is the density of the liquid [41]. Inserting the solutions for inertial growth $R_{\text{in}}(t)$ and for thermal diffusion-limited growth $R_{\text{th}}(t)$ into (13), one finds the radiated pressure signals for the two modes of asymptotic bubble growth:

$$\Delta P_{\text{in}} \propto \rho_l A(T)^3 \times t \quad \text{and} \quad \Delta P_{\text{th}} \propto \rho_l B(T)^3 \times t^{-1/2}. \quad (14)$$

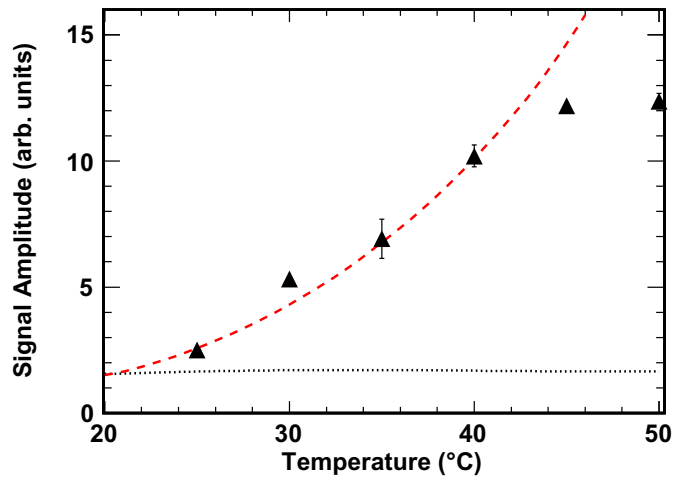


Figure 12. Amplitudes of the measured acoustic signals as a function of temperature compared to theoretical predictions. In the case where bubble growth is driven by thermal diffusion only, the observed signal amplitudes decrease slowly with temperature (dotted); inertial growth predicted by the Rayleigh–Plesset solution of the Navier–Stokes equation predicts a steady rise of the pressure signal with temperature and correspondingly also of the amplitudes (broken). The two theoretical predictions were set to a common value at 20 °C.

Piezoelectric transducers are sensitive to the instantaneous pressure ΔP , with sensitivities quoted in terms of $\mu\text{V } \mu\text{bar}^{-1}$ (section 3). Therefore an analysis of the waveform of the transducer signal allows one to obtain information about the emission process. However, given our present experimental conditions, our timing information is severely limited by the sampling frequency ($2.5 \mu\text{s}$ per sample) and is distorted especially for times larger than $80 \mu\text{s}$ by reflections and container effects, such as sound propagation in the acrylic. Recent laboratory measurements with sampling frequencies of 1 and 2 MHz indicate an improvement in α -recoil discrimination within the first $50 \mu\text{s}$ of the waveforms.

Nevertheless, some conclusions about the bubble growth and acoustic signal production can be inferred from the observed amplitudes and their dependence on temperature. Figure 12 compares the measured amplitudes as a function of temperature with those predicted by the two growth models. Apparently only the inertial growth scenario in which the amplitudes increase with temperature shows a trend similar to the data. Since the observed α -recoil discrimination implies a spatial resolution of two nucleation centres separated by about the length of an α -track, i.e. $L_\alpha \sim 40 \mu\text{m}$, it can be concluded that the inertial phase cannot last much longer than about $2L_\alpha/A(T)$: if inertial growth would continue beyond that time, the expanding bubble volumes would have merged completely and all information about multiple nucleation sites would have been washed out. Therefore, after that time, i.e. $t \geq 10 \mu\text{s}$, and according to the above estimates for $A(T)$, the decelerating thermal growth phase must have become the dominant effect in order to preserve the information about the spatial extension of the original nucleation volume.

At the moment our α -recoil discrimination data indicate the presence of two to three nucleation centres. However, within the scenario discussed above one would expect that with a better timing resolution of the acoustic read-out system, more nucleation centres or an extended

nucleation region could be resolved along the α -track at an earlier stage of formation, which would result in further improvement of the α -recoil discrimination.

11. Conclusions

The full sensitivity of superheated liquids to nuclear recoils in the absence of a significant sensitivity to γ -rays or minimum ionizing particles has stimulated interest in this technique for dosimetry, neutron detection in fusion research and recently, large-scale applications in dark matter searches. However, some grey areas exist in the detailed understanding of the underlying radiation detection processes: how precisely does radiation induce phase transitions at the nanometer scale, what are the precise dynamics of bubble growth and what time scales are involved, how are the observed acoustic signals produced, and how much information about the nature of the primary event do they contain?

Our recent studies were able to consolidate some known features and to shed new light on some of the open questions: (i) the energy thresholds predicted by the classic nucleation theory in C_4F_{10} are in good agreement with neutron and α -calibration data; only at the lowest neutron energy at 4.8 keV does a discrepancy exist which needs to be clarified; (ii) threshold measurements with detectors spiked with α -emitters allow one to differentiate between energy depositions by the recoiling nuclei and those caused by the Bragg peak of α -particles; (iii) recoil nuclei following α -decay have a higher energy threshold than α -particles; (iv) signals produced simultaneously by recoil nuclei and α -particles have more acoustic energy than signals produced by one or the other separately; (v) neutron and α -data deliver a consistent picture of how the critical interaction length L_c evolves in terms of the critical radius R_c and with temperature; (vi) signal amplitudes increase with temperature, which implies that inertial bubble growth contributes to acoustic signal formation; (vii) the observed α -recoil discrimination requires fine-tuning of the interplay between the inertial bubble growth mode and the asymptotic thermal growth. While our understanding of this interplay is rudimentary at this stage, it is expected that for events occurring entirely in the bulk of the liquid, better discrimination between particle species can be achieved by adapting the speed of the acoustic read-out chain to the timescale that carries most of the information about the primary nucleation process.

Acknowledgments

We acknowledge financial support from the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Canada Foundation for Innovation (CFI) and the Czech Ministry of Education, Youth and Sports. This work was also supported by NSF grant no. PHY-0856273. We thank Andrea Vollrath, Andrea Palenchar and Brendan Sweeney at IUSB for their contributions. We especially thank SNOLAB and its staff for their hospitality and for providing help and competent advice whenever needed.

References

- [1] Glaser D A 1952 *Phys. Rev.* **87** 665
- [2] Zacek V 1994 *Nuovo Cimento A* **107** 1247
- [3] Ing H *et al* 1997 *Radiat. Meas.* **27** 1
- [4] Apfel R 1979 *Nucl. Instrum. Methods* **162** 603

- [5] Archambault S *et al* (PICASSO Collaboration) 2009 *Phys. Lett. B* **682** 185–92
- [6] Aubin F *et al* (PICASSO Collaboration) 2008 *New J. Phys.* **10** 103017
- [7] Giroux G 2008 Analyse des données et étude systématique de la réponse des détecteurs dans le cadre du projet PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [8] Nadeau P 2009 Alpha-neutron discrimination and droplet size measurements in the PICASSO experiment *MSc Thesis* Laurentian University
- [9] Behnke E *et al* 2010 arXiv:1008.3518 [astro-ph.CO]
- [10] Felizardo M *et al* 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 211301
- [11] Seitz F 1958 *Phys. Fluids* **1** 2
- [12] Harper M J and Rich J C 1993 *Nucl. Instrum. Methods A* **336** 220
- [13] d’Errico F 1999 *Radiat. Prot. Dosim.* **84** 55
- [14] Norman A and Spiegler P 1963 *Nucl. Sci. Eng.* **16** 213
- [15] Poesposoetlipto F and Hugentobler E 1970 *Helv. Phys. Acta* **43** 203
- [16] Das M and Sawamura T 2004 *Nucl. Instrum. Methods A* **531** 578
- [17] Das M and Sawamura T 2005 *Nucl. Instrum. Methods A* **536** 123
- [18] Barnabé-Heider M *et al* 2005 (PICASSO Collaboration) *Nucl. Instrum. Methods A* **555** 184
- [19] Behnke E *et al* 2008 *Science* **319** 933
- [20] National Institute for Standards and Technology <http://webbook.nist.gov/>
- [21] SRIM J Ziegler <http://www.srim.org/>
- [22] Aubin F 2007 Caractérisation spatiale des événements dans le détecteur PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [23] Hahn B 1961 *Il Nuovo Cimento* **22** 650
- [24] Gibbons J H, Macklin R L and Schmitt H W 1955 *Phys. Rev.* **100** 167
- [25] Auger M 2008 Caractérisation de la réponse des détecteurs aux neutrons de très basses énergies dans PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [26] Genest M-H 2007 Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et PICASSO *PhD Thesis* Université de Montréal
- [27] Lévy C 2009 Gamma calibration using a new test apparatus at Queen’s University and optimization analyses for the PICASSO experiment *MSc Thesis* Queen’s University
- [28] Gornea R 2008 Détection de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO *PhD Thesis* Université de Montréal
- [29] Faust R 2008 Études Monte Carlo des mesures d’étalonnage aux neutrons et aux particules alpha dans PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [30] Askaryan G A *et al* 1979 *Nucl. Instrum. Methods* **164** 267
- [31] ANTARES <http://antares.in2p3.fr>
- [32] ICECUBE <http://icecube.wisc.edu>
- [33] Martynyuk Y N and Smirnova N S 1991 *Sov. Phys. Acoust.* **37** 76
- [34] Archambault S 2010 Discrimination d’événements par analyse des signaux enregistrés par le projet PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [35] Robinson A J and Judd R L 2004 *Int. J. Heat Mass Trans.* **47** 5101
- [36] Rayleigh L 1917 *Phil. Mag.* **34** 94
- [37] Plesset M S and Zwick S A 1954 *J. Appl. Phys.* **25** 493
- [38] Cole R and Shulman H L 1966 *Int. J. Heat Mass Trans.* **9** 1377
- [39] Shepherd J E 1981 Dynamics of vapor explosions: rapid evaporation and instability of butane droplets exploding at the superheat limit *PhD Thesis* California Institute of Technology
- [40] Minnaert M 1933 *Phil. Mag.* **16** 235
- [41] Landau L D and Lifschitz E M *Fluid Mechanics* vol VI (Oxford: Butterworth-Heinemann)

Annexe II

Programme d'analyse de Seitz

**LE PROGRAMME D'ANALYSE DE SEITZ EST PRÉSENTÉ
CI-DESSOUS DANS SON INTÉGRALITÉ.**

```

#include <iostream>
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <time.h>
#include <fstream>
#include <sstream>
#include <math.h>
#include <string.h>
#include <vector>
using namespace std;

int rajoute_colonnes(FILE*);
float rayon_crit(float, float, float);
float ener_minimum(float, float, float);
float ener_minimum_heta(float, float, float, float);

float gamma(float);
float deltap(float, float);
float regc4f10p(float);
int epure_fichier(float, int);
float poisson_haut(int);
float poisson_bas(int);

float tcrit = (113.3+273);

//If localization is wanted, we need to select at which temperature we want to locate
events.
float T;
float Tloc=40.0;

//-----
//-----
// The program starts here... main function...
//-----
//-----

int main (int argc, char *argv[])
{
//int getusage(int age() returns current resource usages, for a who of either RUSAGE_
SELF or RUSAGE_CHILDREN.
//The former asks for resources used by the current process, the latter for resources
used by those of its children that have terminated and have been waited for.
//      int getusage(int RUSAGE_SELF, struct rusage *usage);

      int delTemp=1;
//      float delTemp=0.25;
//      float delTemp=0.5;
      int m, nligne;
      float alpha, rayon_critique, critical_length_factor, ambient_pressure, element
_factor, heta_factor;
      char fname[9000], input_filename[9000], output_filename[9000];
      FILE *fichier;
      FILE *alpha_curve;

      std::ofstream localization;
      char localizationFileName[9000];

      printf("\n\n Enter the following commands along with the appropriate arguments:
\n\n ./MC_analysis\n 1-input_filename_GEANT4 \n 2-output_filename_MC_analysis\n 3-alp
ha_value_steepness\n 4-critical_length_factor(=18.0)\n 5-ambient_pressure(=1.0 or 1.2)
\n 6-element_factor(=0.284 for carbon or 0.19 for fluorine)\n 7-heta_factor(This might
not be use, most of the time it is not...)\n\n\n Copy paste this command for 5 millio
n 40 keV neutrons in calibration with a critical length of 18.0 and at 1 bar of ambian
t pressure. We consider that the deposited energy is due to the CARBON recoil (0.284)
and we do not use an heta factor...\n\n ./MC_analyse_2009_11_24 2009_10_01_5millneuro

```

```

ns_40keV_85ml_test01 MC_analysis_2009_10_01_5mil_40keV_85ml_test04_atlas 10 18.0 1.0 0
.284"
    );

    if(argc!=7) {
        printf("\n\n WATCHOUT \n\n WATCHOUT \n\n WATCHOUT \n\n WATCHOUT \n\n WATCHOUT \n\n
WATCHOUT YOU DO NOT HAVE THE RIGHT NUMBER OF ARGUMENTS...\n\n Enter the following com
mands along with the appropriate arguments: \n\n ./MC_analysis\n 1-input_filename_GEANT
4 \n 2-output_filename_MC_analysis\n 3-alpha_value_steepness\n 4-critical_length_facto
r(=18.0)\n 5-ambient_pressure(=1.0 or 1.2)\n 6-element_factor(=0.284 for carbon or 0.1
9 for fluorine)\n 7-heta_factor(This might not be use, most of the time it is not...)\
\n\n Copy paste this command for 5 million 40 keV neutrons in calibration with a crit
ical length of 18.0 and at 1 bar of ambient pressure. We consider that the deposited e
nergy is due to the CARBON recoil (0.284) and we do not use an heta factor...\n\n ./MC
_analyse_2009_11_24 2009_10_01_5millneutrons_40keV_85ml_test01 MC_analysis_2009_10_01_
5mil_40keV_85ml_test04_atlas 10 18.0 1.0 0.284"
    );
}

strcpy(input_filename,argv[1]);
strcpy(output_filename,argv[2]);
alpha=atof(argv[3]);

//Let's ask the user for value of alpha-parameter
//printf("Valeur du paramètre alpha: ");
//scanf("%f",&alpha);

//Value of "critical_length_factor" (l_c=facteur*r_c). 18.0 usually.
critical_length_factor=atof(argv[4]);

//This function calculates the difference between the ambient pressure and the C4F10 p
ressure. The ambient pressure needs to be manually adjusted to the mine (1.2) or atmos
pheric (1) pressure.
ambient_pressure=atof(argv[5]);

//The multiplicative factor must be adjusted manually (i.e. 0.284 for carbon or 0.19 f
or fluorine). It is also here that we would include an "eta" efficiency factor (e.g. w
e multiply the line by 0.666 if eta=1.5).
element_factor=atof(argv[6]);
if(argc==8){
    printf("Are you sure you want to use a heta multiplicative factor?");
    heta_factor=atof(argv[7]);
}

// //Name of output file
sprintf(fname,output_filename,alpha);

// sprintf(localizationFileName,output_filename,"localization");
strcat(localizationFileName,output_filename);
strcat(localizationFileName,"_localization");
std::cout<<"\n\n\n"<<localizationFileName<<std::endl;

alpha_curve=fopen(fname,"w");

//Name of input file (Geant:4 Data)
char* NomFichier = input_filename;

//The rest of the code calculates the number of bubbles per temperature.
for(T=12.0;T<=60.0;T=T+delTemp){

    //We read the experimental data and re-organize it to create the file
"temporaire" using the function "rajoute_colonnes".
    //We add an extra column with a random number between 0 and 1.
    //"nligne" is the number of lines in "temporaire".
    printf("\n\n\nCeci est la température %f degres\n",T);
    printf("Ceci est la boucle %f sur la temperature\n",(T-12)/delTemp + 1
);
    fichier=fopen(NomFichier,"r");

```

```

nligne=rajoute_colonnes(fichier);
fclose(fichier);

//We calculate the critical radius.
//"rayon_crit(T,critical_length_factor)" calls the functions "gamma(t)
" and "delta(p)". "delta(p)" calls "regc4f10p(t)".
rayon_critique = rayon_crit(T,critical_length_factor,ambient_pressure)
;

//The function "epure_fichier(rayon_critique,nligne)" is the most impo
rtant function of the program.
//It integrates the energy deposited within l_c for each track using a
sliding window and looks for the highest value.
//One track can therefore only create one bubble.
int nalpha;
nalpha=epure_fichier(rayon_critique,nligne);
float **tab;
tab = (float **)malloc(nalpha *sizeof(float *));
if(tab==NULL){
    fprintf(stderr, "out of memory\n");
    exit(-1);
}

for(int i=0;i<nalpha;i++){
    tab[i]=(float *)malloc(7 *sizeof(float));

    if(tab[i]==NULL){
        fprintf(stderr, "out of memory\n");
        exit(-1);
    }
}

int ncount_alpha=0;
float ncountalphahaut,ncountalphabas;
float emin;

if(argc==7){
    printf("You are not using a heta multiplicative factor!");
    emin=ener_minimum(T, element_factor,ambient_pressure);
}
else if(argc==8){
    printf("Are you sure you want/are using a heta multiplicative
factor?");
    emin=ener_minimum_heta(T, element_factor, heta_factor,ambient_
pressure);
}
else{
    printf("You got your arguments wrong! Please read the beginnin
g of the file MC_analyse_something for further instructions!");
}

FILE *fic = fopen("results","r");
float prob;

if(T==Tloc){
    localization.open(localizationFileName);
}

//Now we are ready to count bubbles. If the energy found by epure_fich
ier is greater than emin, we apply the probabibility function.
//Here we look if the fluorine (particle of code 3) or the carbon (par
ticle code 2) has deposited enough energy...
// [0]==particle type
// [1]==energy
// [2]==
// [3]==
// [4]==

```



```

////void harperParameterFit()
////{
////expo*([0]+[1]*x+[2]*x*x)
//// cout<<pgrFitT->GetParameter(0)<<" plus or minus "<<pgrFitT->GetParError(0)<<endl
;
//// cout<<pgrFitT->GetParameter(1)<<" plus or minus "<<pgrFitT->GetParError(1)<<endl
;
//// cout<<pgrFitT->GetParameter(2)<<" plus or minus "<<pgrFitT->GetParError(2)<<endl
;
////Processing harperParameterFit.C...
////=====
////here are the fit parameters
////1.69168 plus or minus 0.0107322
////-0.0333303 plus or minus 0.00140251
////-6.86031e-05 plus or minus 6.45863e-05
//
////To treat Seitz function with a varying Harper parameter we set critical_length_fac
tor to 1, and apply the harper function
////determined from the harper parameter in function of temperature curve.
//// float harper_parameter = expo*([0]+[1]*t+[2]*t*t)
// float harper_parameter;
//// harper_parameter = 1.69168;
//// harper_parameter = exp(1.69168-0.0333303*t-(6.86031e-05)*t*t);
//// float harper_parameter[1000];
// harper_parameter = exp(1.69168-0.0333303*t-(6.86031e-05)*t*t);
//
//// rc = harper_parameter*2*gamma(t)/deltap(t, ambient_pressure);
// rc = harper_parameter*2*2*gamma(t)/deltap(t, ambient_pressure);

return rc;
}

//This function calculates the surface tension.
float gamma(float t){
float gam,rho,M,psurf;
t=t+273;
rho = 1.59298595014907-0.00474517481487*(t-273)+0.00008897682302*pow((t-273), 2
)+0.00000305671371*pow((t-273), 3)-0.00000047762856*pow((t-273), 4)+0.00000001620005*pow
((t-273), 5)-0.0000000024624*pow((t-273), 6)+0.0000000000177*pow((t-273), 7)-4.90064330
8188396e-015*pow((t-273), 8);
M=238.03;
psurf = 2.1*(tcrit-t)/(pow(M/rho,0.6666666));
gam=psurf*pow(10,-5)*100;
return gam;
}

//This function calculates the difference between the ambient pressure and the C4F10 p
ressure. The ambient pressure needs to be manually adjusted to the mine (1.2) or atmos
pheric (1) pressure.
//float deltap(int t, float ambient_pressure){
float deltap(float t, float ambient_pressure){
float delp;
delp=regc4f10p(t)-ambient_pressure;
delp = delp*pow(10,5);
return delp;
}

//This function calculates the C4F10 pressure.
float regc4f10p(float t){
float p;
p=0.00000473996659*pow(t, 3)+0.00068492079652*pow(t, 2)+0.04339881056178*t+1.098
01733677415;
p=0.9870*p;
return p;
}

//This function integrates the energy deposited within l_c for each track using a slid
ing window and looks for the highest value.

```

```

// k est le nombre de lignes du fichier de sortie GEANT4 (entre 700 000 et 1 500 000)
int epure_fichier(float rc,int k){
    FILE* temp;
    char NomFichie[] = "temporaire";
    temp = fopen(NomFichie,"r");
    int sizeres=0;
    int j=0;
    float step,e_deposee,e_depos,ste;
    int r,s,cherche_max;

    float **table;
    table = (float **)malloc(k *sizeof(float *));
    if(table==NULL){
        fprintf(stderr, "out of memory\n");
        exit(-1);
    }

    for(int j=0;j<k;j++){
        table[j]=(float *)malloc(9 *sizeof(float));

//        table[i]=0;
        if(table[j]==NULL){
            fprintf(stderr, "out of memory\n");
            exit(-1);
        }
    }

    for(int p=0;p<k;p++) {
//        , dE           , StepLength , Random #           , x           , particle # , Event ID           ,
//        Edep           , Y           , z

        fscanf(temp,"%f %f %f %f %f %f %f %f %f\n",&table[p][0],&table[p][1],&
table[p][2],&table[p][3],&table[p][4],&table[p][5],&table[p][6],&table[p][7],&table[p]
[8]);
        if(p<40&&T==Tloc){
            cout << table[p][0] << "\t" << table[p][1] << "\t" << table[p]
[2] << "\t" << table[p][3] << "\t" << table[p][4] << "\t" << table[p][5] << "\t" << ta
ble[p][6] << "\t" << table[p][7] << "\t" << table[p][8] << endl;
        }
    }
    fclose(temp);
    FILE *PID;
    PID = fopen("results","w");

    while(j<(k-1)){
        int compteur=0;
        int l;
        for(l=j;l<(k-2);l++) {
            if((table[l][3]==table[l+1][3]) && (table[l][1]==table[l+1][1]
)) {
                compteur++;
            }
            else {break;}
        }

        step=table[j][4];
        e_deposee=table[j][2];
        cherche_max=0;
        //The IF condition must consider the case that compteur might be =0, t
hus the >=0 condition (instead of >0)
        if(compteur>0){
            for(r=j;r<=(j+compteur-1);r++){
                e_depos=table[r][2];
                ste=table[r][4];
                for(s=r;s<=(j+compteur-1);s++){
                    if((ste+table[s+1][4])<(rc*1000.0)){
                        e_depos=e_depos+table[s+1][2];
                        ste=ste+table[s+1][4];
                    }
                }
            }
        }
    }
}

```

```

        }
        else {
            cherche_max=1;
            break;
        }
    }
    if(e_deposee<e_depos){
        e_deposee = e_depos;
        step=ste;
    }

    if((r==j) && (cherche_max==0)){
        break;
    }
}
if(step>(rc*1000.0)){
    e_deposee = e_deposee*rc*1000.0/step;
    step = rc*1000.0;
}

if(table[j+compteur][2]>e_deposee){
    ste=table[j+compteur][4];
    if(ste<(rc*1000.0)){
        e_deposee=table[j+compteur][2];
        step=ste;
    }
    else if((table[j+compteur][2]*rc*1000.0/ste)>e_deposee
){
        step=rc*1000.0;
        e_deposee=table[j+compteur][2]*rc*1000.0/ste;
    }
}

}

if(step>(rc*1000.0)){
    e_deposee=e_deposee*rc*1000.0/step;
    step=rc*1000.0;
}

fprintf(PID,"%f %f %f %f %f %f %f\n",table[j][0],e_deposee,1000.0*step
,table[j][5],table[j][6],table[j][7],table[j][8]);
// sizeres est le nombre de lignes du fichier de sortie GEANT4 (entre
700 000 et 1 500 000)
sizeres++;
j=j+compteur+1;
}
fclose(PID);
for(int q=0;q<k;q++){
    free(table[q]);
}
free(table);
return sizeres;
}

//This function calculates the minimal energy needed to trigger a phase transition at
a given temperature "x". The equation is a fit to the (lithium) neutron beam data.
float ener_minimum(float x, float element_factor, float ambient_pressure) {
    float A = 3.00e17;
    float B = 100.00;
    float C = -1.0246e-5;
    float rho = (1.59298595014907-0.00474517481487*x+0.00008897682302*pow(x,2)+0.0
000305671371*pow(x,3)-0.00000047762856*pow(x,4)+0.00000001620005*pow(x,5)-0.000000000
24624*pow(x,6)+0.0000000000177*pow(x,7)-4.900643308188396e-015*pow(x,8));
    float drho = (-0.00474517481487+2*0.00008897682302*x+3*0.00000305671371*pow(x,
2)-4*0.00000047762856*pow(x,3)+5*0.00000001620005*pow(x,4)-6*0.0000000024624*pow(x,5)
+7*0.00000000000177*pow(x,6)-8*4.900643308188396e-015*pow(x,7));
    float y = x+273.0;
    float tterme = (y/(tcrit-y))*(1.0-(2.0/3.0)*((tcrit-y)/(rho*drho)));
}

```

```

    float em = element_factor*A*((pow(gamma(x),3))/(pow(deltap(x, ambient_pressure
),2)))*(1.0+B/deltap(x, ambient_pressure)+C*tterme);
    return em;
}

//This function calculates the minimal energy needed to trigger a phase transition at
a given temperature "x".
//The equation is a fit to the (lithium) neutron beam data. This time we use a mulplic
ative heta factor...
float ener_minimum_heta(float x, float element_factor, float heta_factor, float ambian
t_pressure) {
    float A = 3.00e17;
    float B = 100.00;
    float C = -1.0246e-5;
    float rho = (1.59298595014907-0.00474517481487*x+0.00008897682302*pow(x,2)+0.0
000305671371*pow(x,3)-0.00000047762856*pow(x,4)+0.0000001620005*pow(x,5)-0.00000000
24624*pow(x,6)+0.0000000000177*pow(x,7)-4.900643308188396e-015*pow(x,8));
    float drho = (-0.00474517481487+2*0.00008897682302*x+3*0.00000305671371*pow(x,
2)-4*0.0000047762856*pow(x,3)+5*0.0000001620005*pow(x,4)-6*0.000000024624*pow(x,5)
+7*0.0000000000177*pow(x,6)-8*4.900643308188396e-015*pow(x,7));
    float y = x+273.0;
    float tterme = (y/(tcrit-y))*(1.0-(2.0/3.0)*((tcrit-y)/(rho*drho)));
    float em = heta_factor*element_factor*A*((pow(gamma(x),3))/(pow(deltap(x, ambi
ant_pressure),2)))*(1.0+B/deltap(x, ambient_pressure)+C*tterme);
    return em;
}

//Calculates the upper error on the number of bubbles at a given temperature
float poisson_haut(int x){

    float y=1.34252738565782+1.43025885841473*x-0.02769931105373*pow(x,2)+0.001106
36585263*pow(x,3)-0.00001599791154*pow(x,4);
    if(x>20) {
        y=x+sqrt(x);
    }
    if(x==0) {
        y=0;
    }
    return y-x;
}

//Calculates the lower error on the number of bubbles at a given temperature
float poisson_bas(int x){

    float y=-0.03265612648222+0.27427790442160*x+0.08062369726339*pow(x,2)-0.00484
688383362*pow(x,3)+0.00010564352639*pow(x,4);
    if(x>20) {
        y=x-sqrt(x);
    }
    if(y<0) {
        y=0;
    }
    return x-y;
}

```