

Université de Montréal

**Recherche de la matière sombre à l'aide de détecteurs à liquides surchauffés
dans le cadre de l'expérience PICO/Picasso**

par
Mathieu Laurin

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

2 mai, 2016

© Mathieu Laurin, 2016.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**Recherche de la matière sombre à l'aide de détecteurs à liquides surchauffés
dans le cadre de l'expérience PICO/Picasso**

présentée par:

Mathieu Laurin

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

François Schiettekatte,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Georges Azuelos,	membre du jury
Gilles Gerbier,	examineur externe
Michel Lafleur,	représentant du doyen de la FES

Thèse acceptée le: 25 juillet 2016

RÉSUMÉ

La matière sombre compte pour 85% de la matière composant l'univers et nous ne savons toujours pas ce qu'elle est. Depuis plusieurs années, l'expérience Picasso, maintenant devenue l'expérience PICO, tente d'élucider ce mystère. Les fréons de la famille des C_XF_Y sont utilisés comme cibles de choix dans les détecteurs à liquides surchauffés de l'expérience PICO. Situés à SNOLab, en Ontario, ces détecteurs font parties des plus performant de la recherche de la matière sombre. Lors d'interactions de particules avec le liquide en surchauffe, un changement de phase est induit par le dépôt d'énergie engendré par l'interaction. Les bulles créées par l'évènement sont alors détectées par différents capteurs afin de déterminer le type d'interaction qui a eu lieu.

Dans ce travail seront présentés les détecteurs à liquides surchauffés dans le cadre de la recherche de la matière sombre. Principalement, nous y verrons trois types de détecteurs utilisés par les expériences PICO et Picasso. Le principe de fonctionnement de chacun des détecteurs sera exposé en premier lieu ainsi que leur fabrication, puis leur mode d'opération et l'analyse des données. Les méthodes de calibration seront par la suite expliquées pour terminer avec une description des résultats obtenus démontrant la performance de ce type de détection.

Mots clés: Matière sombre, WIMP, neutralino, détecteur à liquide surchauffé, techniques de détection à faible bruit de fond, fréon, bruit de fond de neutron, discrimination acoustique alpha, techniques d'acquisition de données.

ABSTRACT

Dark matter makes up 85% of the matter content of the universe and we still don't know what it is made of. The Picasso experiment, now named PICO, has been searching for it for several years with the use of superheated liquid detectors. Following the interaction of a particle with a superheated liquid freon of the C_xF_y family, a bubble is formed through a phase change and is detected with several types of sensors, telling us about the nature of the event. Located at SNOLab, in Ontario, these detectors produce some of the best results in the field.

The present work will go through three types of superheated liquid detectors. A full description of the working principles will be presented for each of them. In addition, the fabrication, the operation mode and the data analysis will be shown. Detector calibration techniques will then be presented with different particle sources. Finally, the most recent results will be discussed, demonstrating the performance of the superheated liquid detector technique.

Keywords: Dark matter, WIMP, neutralino, superheated liquid detector, freon, neutron background, alpha acoustic discrimination, ultra low background techniques, detector read-out techniques.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX	xv
LISTE DES FIGURES	xvii
LISTE DES ANNEXES	xxv
LISTE DES SIGLES	xxvii
DÉDICACExxxi
REMERCIEMENTS	xxxiii
CONTRIBUTION DE L'AUTEUR	xxxv
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : LA MATIÈRE SOMBRE	5
2.1 Big bang	5
2.2 La matière sombre	11
2.2.1 Distribution des vitesses	11
2.2.2 Lentilles gravitationnelles et amas du boulet	13
2.2.3 Rayonnement fossile	16
2.3 Les candidats	19

2.3.1	La théorie MOND	19
2.3.2	Les MACHOs	20
2.3.3	Les neutrinos	20
2.3.4	Les axions	21
2.3.5	Les WIMPs	22
2.3.6	Les nouvelles théories	23
CHAPITRE 3 : LE NEUTRALINO ET SA DÉTECTION		27
3.1	La supersymétrie	27
3.2	Le neutralino	28
3.2.1	Le « <i>WIMP Miracle</i> »	29
3.3	Détection des neutralinos	30
3.3.1	Création de neutralinos en laboratoire	30
3.3.2	Détection indirecte	32
3.3.3	Détection directe	35
CHAPITRE 4 : DÉTECTEURS À LIQUIDES SURCHAUFFÉS		47
4.1	La théorie de Seitz	47
4.1.1	Modèle du « <i>Hot-Spike</i> »	49
4.1.2	Rayon critique	49
4.1.3	Énergie critique et critère de Seitz	52
4.2	Principe de fonctionnement	54
4.2.1	Liquide cible	56
4.2.2	Fabrication de la chambre	57
CHAPITRE 5 : LE DÉTECTEUR DE TYPE PICASSO		59
5.1	Le détecteur	59

5.2	Principe de fonctionnement	61
5.3	Fabrication	63
5.4	DAQ	66
5.4.1	Capteurs piézoélectriques	66
5.4.2	Module d'amplification et carte mère	68
5.4.3	Carte DAQ	72
5.4.4	Système central d'acquisition	75
5.4.5	Mise à jour électronique	79
5.5	Systèmes auxiliaires	81
5.5.1	Le TPCS et son contrôleur	82
5.5.2	Le système de pression et son contrôleur	84
5.5.3	L'air conditionné	85
5.6	L'analyse des données	87
5.6.1	<i>EVar</i>	88
5.6.2	Discrimination alpha/neutron	89
5.6.3	Autres variables acoustiques	92
5.6.4	Localisation	92
5.6.5	Calcul de limites de détection de la matière sombre	93
CHAPITRE 6 : DÉTECTEUR DE TYPE PICO		97
6.1	Les détecteurs	97
6.1.1	PICO-0.1	98
6.1.2	PICO-2L	99
6.1.3	PICO-60	101
6.2	Principe de fonctionnement	102
6.3	Fabrication et assemblage	104

6.4	DAQ	106
6.4.1	Système de pression	108
6.4.2	Système acoustique	110
6.4.3	Système Dytran	112
6.4.4	Système optique	113
6.4.5	Logiciel d'acquisition	115
6.5	L'analyse des données	115
CHAPITRE 7 : LA CHAMBRE À BULLES À CONDENSATION . . .		121
7.1	Principe de fonctionnement	121
7.2	Le détecteur	123
7.3	Assemblage	127
7.4	Opération	128
7.5	DAQ	129
7.6	L'analyse des données	133
CHAPITRE 8 : BRUIT DE FOND ET CALIBRATION		135
8.1	Les neutrons	135
8.1.1	Accélérateur tandem Van de Graaff	139
8.1.2	Injecteur	142
8.1.3	Parcours d'accélération	144
8.1.4	Production de neutrons mono énergétiques	146
8.2	Les particules alphas	154
8.2.1	Contamination au $^{226}\text{RaCl}$	157
8.2.2	Contamination au $^{241}\text{AmCl}$	158
8.2.3	Discrimination	159

8.3	Les rayons gammas	162
8.4	Réponse complète d'un détecteur	163
CHAPITRE 9 : RÉSULTATS DES DIFFÉRENTS DÉTECTEURS . . .		167
9.1	Picasso	167
9.2	PICO-60	170
9.3	PICO-2L	175
9.4	CBC	178
CHAPITRE 10 : CONCLUSION		181
BIBLIOGRAPHIE		187

LISTE DES TABLEAUX

2.I	Propriétés des différents univers possibles	11
2.II	Paramètres de densité de l'univers	18
3.I	Propriétés de différents isotopes	40
5.I	Dimensions du contenant d'acrylique d'un détecteur Picasso .	60
5.II	Ingrédients pour la fabrication du polymère	65
5.III	Coordonnées de la position des neuf capteurs piézoélectriques.	69
8.I	Propriétés de l'accélérateur tandem Van de Graaff	141
8.II	Énergie des neutrons pour chacune des résonances du vanadium	148
8.III	Sources de calibration gamma	163
9.I	Acceptance des différentes coupures de l'analyse de PICO-60	174
9.II	Acceptance des différentes coupures de l'analyse de PICO-2L	177
I.I	Propriétés de différents fréons	xxxvii
II.I	Commandes de la carte DAQ	xli

LISTE DES FIGURES

2.1	Histoire de l'univers	6
2.2	Fritz Zwicky et Vera Rubin	12
2.3	Courbe de rotation des galaxies	13
2.4	Schéma démontrant l'effet de lentille gravitationnelle	14
2.5	La croix d'Einstein	14
2.6	Amas du Boulet	15
2.7	Antenne cornet du Laboratoire Bell	16
2.8	Le rayonnement fossile	17
2.9	Spectre en puissance du CMB	18
2.10	Détecteur de ADMX	22
2.11	Schéma de l'expérience BDX	24
2.12	Interaction d'un photon sombre	25
2.13	Schéma des interactions entre les théories de la matière sombre	26
3.1	Listes des particules du Modèle Standard et de celles de la supersymétrie	27
3.2	Diagramme des catégories d'interaction du neutralino	30
3.3	Schéma du LHC	31
3.4	Résultats du LHC	32
3.5	Un des télescopes de l'expérience VERITAS	33
3.6	Résultats de l'expérience VERITAS	34
3.7	Le détecteur IceCube	35
3.8	Résultats de l'expérience IceCube	36
3.9	Plan orbital terrestre par rapport à la galaxie	37

3.10	Interactions dépendantes du spin	39
3.11	Interactions indépendantes du spin	40
3.12	Diagramme représentant les trois grands types de détection directe du neutralino	42
3.13	Schéma du détecteur LUX	43
3.14	Résultat de l'expérience LUX	43
3.15	Détecteurs de SuperCDMS	44
3.16	Résultats de l'expérience SuperCDMS	45
4.1	Photo d'une chambre à bulles	48
4.2	Rayon critique	51
4.3	Énergie critique	53
4.4	Diagramme de phase typique	55
4.5	Représentation schématique d'un détecteur à liquides surchauf- fés	55
5.1	Schéma des installations souterraines de SNOLab	60
5.2	Un détecteur Picasso	61
5.3	Installations de Picasso (vue avant)	62
5.4	Installations de Picasso (vue arrière)	62
5.5	Diagramme de fabrication d'un détecteur Picasso	64
5.6	Capteur piézoélectrique	67
5.7	Position des capteurs piézoélectriques	68
5.8	Réponse en fréquence d'un capteur piézoélectrique	69
5.9	Système d'acquisition acoustique pour un détecteur	70
5.10	Préamplificateur Picasso	70

5.11	Carte mère Picasso	70
5.12	Circuit d'un canal d'acquisition	71
5.13	Gain d'un préamplificateur en fonction de la fréquence	72
5.14	Carte DAQ Picasso	73
5.15	Schéma de fonctionnement d'une carte DAQ	74
5.16	Protocole de transmission des données entre la carte DAQ et le module collecteur	74
5.17	Protocole de transmission des commandes entre le module collecteur et la carte DAQ	75
5.18	Système d'acquisition VME	76
5.19	Module collecteur Picasso	76
5.20	Branchement des modules collecteurs Picasso	77
5.21	Schéma de fonctionnement d'un module collecteur esclave	78
5.22	Interface de IPOD	79
5.23	Diagramme des systèmes auxiliaires	81
5.24	Intérieur d'un TPCS Picasso	82
5.25	Système de contrôle de Picasso	83
5.26	Vue du dessus d'un TPCS Picasso	84
5.27	Schéma du système de pression Picasso	85
5.28	Système de pression Picasso	86
5.29	Système de climatisation Picasso	86
5.30	Signal acoustique Picasso	87
5.31	Construction de la variable <i>EVar</i>	89
5.32	Distribution typique de <i>EVar</i>	90
5.33	Pic de Bragg d'une particule alpha	91

5.34	Simulation de la réponse d'un détecteur Picasso aux WIMPs	94
5.35	Taux de comptage du détecteur 157	95
5.36	Section efficace de WIMPs pour le détecteur 157	95
6.1	PICO-0.1 devant le faisceau	99
6.2	Détecteur PICO-2L	100
6.3	Détecteur PICO-60	102
6.4	Cycle d'expansion d'un détecteur PICO	103
6.5	Détecteur PICO-0.1	104
6.6	Système de soufflets du détecteur PICO-0.1	105
6.7	Schéma de remplissage de PICO-0.1	106
6.8	Schéma d'interaction des composantes de PICO-0.1	107
6.9	Schéma hydraulique de PICO-0.1	109
6.10	Capteurs piézoélectriques de PICO-0.1	111
6.11	Ondes sonores et onde de pression typique de PICO-0.1	112
6.12	Profil d'expansion de différents évènements	113
6.13	Refllet de DEL sur le détecteur PICO-60	114
6.14	Interface du système d'acquisition de PICO	116
6.15	Interface du visualisateur d'évènements	117
6.16	Spectre de puissance acoustique pour différents évènements	118
6.17	Distribution typique de AP	119
6.18	Relation entre AP et la multiplicité	119
7.1	Schéma d'un détecteur CBC	122
7.2	Le cycle du détecteur CBC sur un diagramme de phase	123
7.3	Schéma du détecteur CBC version 6	124

7.4	Détecteur CBC version 6	125
7.5	Vue de coupe du piston du CBC version 6	126
7.6	Schéma de remplissage du CBC	128
7.7	Photo du système d'acquisition du CBC	130
7.8	Diagramme du système d'acquisition du CBC	130
7.9	Capteur de pression du CBC	131
7.10	Profil de pression d'un évènement du CBC	131
7.11	Bains circulateurs du CBC	132
7.12	Formation d'une bulle dans le CBC	132
7.13	Capteur piézoélectrique du CBC	133
7.14	Ondes acoustiques typiques du CBC	133
8.1	Spectre d'énergie de recul des neutrons	137
8.2	Effet du paramètre alpha sur l'efficacité de détection	138
8.3	Section efficace élastique pondérée des neutrons sur le C_4F_{10}	139
8.4	Accélérateur tandem de l'Université de Montréal	140
8.5	Schéma interne de l'accélérateur tandem	141
8.6	Système de charge Pelletron	142
8.7	Source d'ions par pulvérisation cathodique	143
8.8	Source d'ions Duoplasmatron	144
8.9	Schéma de l'accélérateur de l'Université de Montréal	145
8.10	Porte cible du tandem	147
8.11	Spectre de résonances du vanadium	148
8.12	Détecteur de calibration de Picasso	150
8.13	Variation de l'énergie des neutrons en fonction de l'angle d'émission	150

8.14	Simulation du spectre d'énergie de neutrons de 40 keV au détecteur	151
8.15	Calibration d'un détecteur Picasso pour différentes énergies de neutrons	152
8.16	Calibration de l'énergie de seuil en fonction de la température dans le C ₄ F ₁₀	153
8.17	Comparaison de la réponse du C ₃ F ₈ et du C ₄ F ₁₀ pour des neutrons de 61 keV	153
8.18	Chaîne de désintégration de ²³⁸ U	155
8.19	Spectre d'énergie déposée par une désintégration alpha	156
8.20	Calibration des particules alphas avec le ²²⁶ Ra et ²⁴¹ Am	158
8.21	Distribution de l'énergie acoustique pour différents seuils	160
8.22	Distribution des évènements du ²¹⁰ Pb	160
8.23	AP en fonction de la fréquence pour trois énergies d'alphas	161
8.24	Distribution de AP de PICO-2L	161
8.25	Installations de calibration gamma	163
8.26	Probabilité de nucléation des gammas	164
8.27	Réponse complète d'un détecteur Picasso	165
9.1	Distribution de la position des évènements alphas	168
9.2	Les résultats finaux de Picasso dans le secteur SD	169
9.3	Les résultats finaux de Picasso dans le secteur SI	170
9.4	Distribution de la durée d'acquisition en fonction du seuil de PICO-60	171
9.5	Distribution de AP de PICO-60	172
9.6	Discrimination des évènements «mystères» de PICO-60	173

9.7	Derniers résultats de PICO-60 dans le secteur SD	174
9.8	Derniers résultats de PICO-60 dans le secteur SI	175
9.9	Derniers résultats de PICO-2L dans le secteur SD	178
9.10	Derniers résultats de PICO-2L dans le secteur SI	179
9.11	Réponse du CBC à des neutrons	180
10.1	Limite d'exclusion inférieure provenant des neutrinos	182
10.2	Schéma de conception de PICO-250L	183
10.3	Schéma de conception de PICO-60-RSU	184
10.4	Prototype de détecteur au LXe	185
I.1	Seuil de Seitz en fonction de la pression et de la température pour le C_3F_8	xxxvii
I.2	Seuil de Seitz en fonction de la pression et de la température pour le C_4F_{10}	xxxviii
I.3	Seuil de Seitz en fonction de la pression et de la température pour le C_5F_{12}	xxxviii
I.4	Seuil de Seitz en fonction de la pression et de la température pour le CF_3I	xxxix
II.1	Circuit d'un préamplificateur	xli
II.2	Circuit d'une carte mère	lix

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Propriétés physiques des fréonsxxxvii
Annexe II :	Circuits électroniques du DAQ Picasso	xli
Annexe III :	Résultats finaux de Picasso	lxi
Annexe IV :	Résultats du détecteur PICO-60	lxxxi
Annexe V :	Résultats de la première série de données du détecteur PICO-2L	xcvii
Annexe VI :	Résultats de la deuxième série de données du détecteur PICO-2L	cv

LISTE DES SIGLES

ADC	<i>Analog to Digital Interface</i>
BJT	<i>Bipolar Junction Transistor</i>
CAD	<i>Computer Aided Design</i>
CBC	Chambre à Bulles à Condensation
CC	Courant Continu
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i>
CMB	<i>Cosmic Microwave Background</i>
CMOS	<i>Complementary Metal Oxide Semi-conductor</i>
CNB	<i>Cosmic Neutrino Background</i>
CP	Charge Parité
CVD	<i>Chemical Vapor Deposition</i>
DAQ	<i>DAta acQuisition system</i>
DEL	Diode ÉlectroLuminescente
FLRW	Friedmann Lemaître Robertson Walker
FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i>
GXe	<i>Gaseous Xenon</i>
HDPE	<i>High Density PolyEthylene</i>
IEEE	<i>Institute of Electrical and Electronics Engineers</i>

IPOD	<i>Internet Picasso Online Display</i>
ISR	<i>Initial-State Radiation</i>
IUSB	<i>Indiana University South Bend</i>
JFET	<i>Junction Field Effect Transistor</i>
JTAG	<i>Joint Test Action Group</i>
Λ CDM	<i>Lambda Cold Dark Matter</i>
LAB	<i>Linear AlkylBenzene</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
LSP	<i>Lightest Supersymmetric Particle</i>
LVDS	<i>Low Transfer Differential Signalling</i>
LXe	<i>Liquid Xenon</i>
MACHO	<i>MAssive Compact Halo Object</i>
MET	<i>Missing Energy Transverse</i>
MIP	<i>Minimum Ionizing Particle</i>
MOND	<i>MOdified Newtonian Dynamic</i>
MSSM	<i>Modèle Supersymétrique Standard Minimal</i>
NI	<i>National Instruments</i>
NIM	<i>Nuclear Instrumentation Module</i>
NMR	<i>Nuclear Magnetic Resonance</i>
NO	<i>Normal Open</i>
Picasso	<i>Project In CANada to Search for Supersymmetric Objects</i>

PICO	Picasso COupp
PID	<i>Proportional Integral Derivative</i>
PLC	<i>Programmable Logic Controller</i>
PMMA	PolyMéthylMéthAcrylate
PMT	<i>PhotoMultiplier Tube</i>
PTFE	<i>PolyTetraFluoroEthylene</i>
PZT	<i>Lead Zirconate Titanate</i>
QCD	<i>Quantum ChromoDynamics</i>
RH	<i>Right-Handed</i>
RSU	<i>Right Side Up</i>
RTD	<i>Resistance Temperature Detector</i>
SDRAM	<i>Synchronous Dynamic Random Access Memory</i>
SIMP	<i>Strongly Interacting Massive Particle</i>
SMA	<i>SubMiniature version A</i>
SQUID	<i>Superconducting QUantum Interference Device</i>
SUSY	SuperSymétrie
TPC	<i>Time Projection Chamber</i>
TPCS	<i>Temperature and Pressure Control System</i>
UPW	<i>UltraPure Water</i>
VGA	<i>Video Graphic Array</i>
VME	<i>VERSA Module Eurocard bus</i>
WIMP	<i>Weakly Interactive Massive Particles</i>

(dédicace) À mon épouse Caroline,

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de recherche Viktor Zacek, sans qui je n'aurais pas eu la chance de faire une maîtrise et donc, un doctorat. Avec Viktor, un projet n'attend pas l'autre et c'est ce qui rend le travail intéressant et stimulant. Merci aussi aux membres du jury d'avoir pris le temps de lire cette thèse.

Merci à mes collègues de la collaboration Picasso et PICO. En particulier, merci à Alan, Carsten, Champreet, Dan, Eric, Hugh, Ian, Ken, Mike, Russel, Solange, Tony et Ubi pour leur aide dans diverses situations et pour les nombreuses discussions formelles et informelles.

Merci aux gens du «*Bunker*». Merci à Nikolai pour ton aide dans plusieurs de mes projets. Nos discussions de design de toutes sortes ont été très enrichissantes. Merci à Louis pour l'aide à l'accélérateur et aux autres systèmes du «*Bunker*». Merci à Jean et Tom pour les projets «*rush*» et les bons conseils à l'usinage. Merci à Arthur, Caroline, Criss, Fabrice, Frédéric, Magalie, Mirjam et Sujeewa pour votre support et les bons moments passés ensemble.

Finalement, merci à ma famille, mes parents et beaux parents pour votre support, votre patience et vos encouragements. Merci en particulier à mon épouse, Caroline, qui a dû m'endurer et patienter durant toutes ces années. Merci de ton encouragement et de ta compréhension. Merci pour les corrections. Si j'ai réussi à finir, c'est grâce à toi. Je t'aime.

CONTRIBUTION DE L'AUTEUR

Ma contribution personnelle dans l'expérience Picasso, et par la suite PICO, se situe au niveau de la conception de différents systèmes et d'expériences. Je suis la personne ressource en ce qui a trait à l'électronique, à l'informatique et au fonctionnement de tous les équipements du laboratoire.

Une partie de mes tâches consiste au développement de nouveaux détecteurs à liquides surchauffés. J'ai expérimenté différents principes de fonctionnement en créant une foule de prototypes, en commençant par un détecteur au gel ultrasonique à une seule goutte pour me rendre à la chambre à bulles à condensation CBC sixième génération. J'ai eu à dessiner les plans techniques des différents prototypes, à fabriquer les détecteurs et les montages expérimentaux, à faire l'acquisition de données et à analyser les résultats afin de progresser vers un meilleur prototype.

J'ai aussi fait la conception CAD, la fabrication et l'installation de plusieurs sous-systèmes de l'expérience. J'ai fait la conception de plusieurs détecteurs de calibration devant le faisceau. J'ai conçu le support de l'optique et de l'éclairage du détecteur PICO-2L. J'ai imaginé et fabriqué les capteurs piézoélectriques des différents CBC, du détecteur PICO-0.1 et du détecteur PICO-2L. J'ai finalement conçu un module NIM pour le DAQ de Picasso, un système de pression portatif pour Picasso, ainsi que l'enrobage protecteur du détecteur PICO-60.

En 2011, Picasso a entrepris une mise à jour de son système d'acquisition en plus du déménagement de local des détecteurs. J'ai effectué une bonne partie du déménagement ainsi que le rebranchement du système. J'ai mis au point les modifications à faire au système d'acquisition. J'ai effectué les travaux électriques, la programmation, les tests et l'installation du nouveau système.

Finalement, je suis impliqué dans la calibration des détecteurs sur le faisceau de l'accélérateur de l'Université de Montréal. Je suis responsable du détecteur PICO-0.1. Je gère la prise de mesure, le fonctionnement du détecteur et le montage de l'expérience sur la ligne 0°. J'ai aussi monté un wiki pour Picasso, une procédure de numérotation des dessins techniques, un SVN pour les dessins techniques et plusieurs autres.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

La matière sombre est un des mystères de la physique et de la cosmologie contemporaine. Depuis plus de 80 ans, les preuves de son existence ne cessent de s'accumuler. Son effet se fait ressentir depuis le Big Bang où elle est nécessaire à la formation des structures de l'univers jusqu'à aujourd'hui où elle dicte la vitesse de rotation des galaxies. Le neutralino, particule hypothétique de la supersymétrie, serait l'essence même de la matière sombre. Comme elle serait présente partout dans la galaxie, il serait possible, en théorie, de la détecter sur terre.

L'expérience Picasso, puis PICO, s'est donné comme mission de trouver cette fameuse particule. La technique choisie consiste à utiliser des détecteurs à liquides surchauffés. Ce type de détecteurs provenant directement de la chambre à bulles est un détecteur à seuil. Le liquide métastable en surchauffe nécessite un faible dépôt d'énergie afin d'effectuer un changement de phase. Ainsi, une particule interagissant avec un noyau pourra créer une bulle de gaz. Cette bulle sera détectable visuellement, mais aussi par son onde acoustique et de pression. L'analyse des différents signaux de chaque bulle permet d'identifier le type d'interaction initiale.

Cette thèse présentera différents types de détecteurs à liquides surchauffés dans le cadre de la recherche de la matière sombre. Le chapitre 2 présentera l'histoire de la matière sombre. Cette histoire commence par les fondements de la théorie du Big Bang où la matière sombre joue un rôle dans la formation de l'univers tel qu'on le connaît. Il s'ensuivra une présentation chronologique des preuves nous permettant d'affirmer que la matière sombre existe. Enfin, les différentes tentatives d'explication de ce qu'est la matière sombre seront exposées, incluant les théories les plus

prometteuses.

Le chapitre 3 portera principalement sur la supersymétrie et le neutralino, le principal candidat à la matière sombre. Une courte description de la supersymétrie ainsi que des propriétés du neutralino débiteront le chapitre. Nous verrons les trois principales façons de détecter le neutralino, soit la production de celui-ci sur terre, la détection indirecte via l'annihilation du neutralino et l'interaction directe avec un noyau d'un détecteur sur terre. Quelques exemples d'expériences seront présentés ainsi que leurs résultats. Quant à la détection directe, le mécanisme de détection sera décrit en détail, puisque les détecteurs à liquides surchauffés fonctionnent de cette façon.

Le chapitre 4 est consacré entièrement aux détecteurs à liquides surchauffés. Un court historique de la chambre à bulles sera présenté, suivi du modèle thermodynamique du fonctionnement du détecteur selon le modèle du «*Hot-Spike*» de Seitz. Nous verrons entre autres qu'afin d'effectuer un changement de phase et de créer une bulle dans le liquide en surchauffé, il faut que l'énergie de recul d'une interaction soit supérieure à l'énergie critique et qu'elle soit déposée dans une longueur critique. C'est ce qu'on appelle le critère de Seitz. La deuxième moitié du chapitre traitera du principe de fonctionnement d'un détecteur typique, ainsi que des règles générales de conception d'un tel détecteur.

Les trois chapitres suivants (5, 6 et 7) présenteront trois types de détecteurs à liquides surchauffés. Nous y verrons le principe de fonctionnement de chacun des détecteurs et la fabrication de ceux-ci. Le système d'acquisition des données sera traité en détail pour les différents capteurs acoustiques, de pression, de température et d'image. Suivront les systèmes de contrôle des détecteurs et nous finirons avec l'analyse des données. Le chapitre 5 traitera du détecteur Picasso. Ce détecteur

contient quelques millions de gouttelettes de C_4F_{10} en suspension dans un polymère d'acrylamide. Lors d'une interaction, une gouttelette se vaporise complètement et forme une bulle en émettant une onde de choc acoustique détectée par des capteurs piézoélectriques. Le chapitre 6 présente le détecteur de type PICO. Ce détecteur est formé d'un contenant de quartz synthétique rempli de C_3F_8 attaché à un système de soufflets rempli d'un liquide tampon. Le détecteur étant dans une chambre hydraulique, une basse pression dans la chambre permet d'activer un état de surchauffe dans le détecteur par les soufflets. Lors d'une interaction, une bulle est formée dans le fréon et est détectée par deux caméras stéréoscopiques. Celles-ci ayant identifié la bulle, elles activent la compression du détecteur afin de le désactiver. Après un temps de stabilisation, le détecteur est décompressé et le cycle peut recommencer. Le chapitre 7 propose un nouveau type de détecteur à liquides surchauffés, la chambre à bulles à condensation. Ce détecteur est fait de deux sections : un contenant de C_5F_{12} en surchauffe et un condenseur. Le fréon liquide dans la section du bas produit une bulle lors d'une interaction avec une particule. Cette bulle s'élève dans la section gazeuse du haut où le condenseur refroidit le gaz et condense le fréon qui retombe dans la section inférieure, afin de recommencer le cycle.

Dans la plage d'énergie sensible aux neutralinos, seules trois particules sont détectables dans un détecteur à liquides surchauffés, soit le neutron, la particule alpha et le photon. Le chapitre 8 étudiera en détail la réponse du détecteur à ces trois types de radiations. Le neutron sera exposé en premier. Comme les neutrons interagissent de la même façon que le neutralino, l'étalonnage du seuil de détection à l'aide de neutrons est essentiel. Suivra la particule alpha, qui est le principal bruit de fond du détecteur provenant de désintégrations alpha. Enfin, les photons ou rayons gammas seront étudiés pour s'assurer que ce bruit de fond est négligeable à faible seuil. Le

chapitre se conclura par la présentation de la réponse complète d'un détecteur.

Les résultats des différents détecteurs se retrouvent au chapitre 9. Pour les détecteurs Picasso et PICO, les paramètres des différentes sessions d'acquisition, ainsi que l'analyse menant aux limites d'exclusion seront présentés. On y verra les résultats finaux de Picasso, ainsi que les tout derniers résultats de PICO-60 et PICO-2L. Le chapitre terminera avec la première calibration de la chambre à bulles à condensation.

La conclusion au chapitre 10 fera un résumé de ce que nous avons appris sur les détecteurs à liquides surchauffés. Il sera aussi question de l'avenir de PICO ainsi que des futurs détecteurs.

CHAPITRE 2

LA MATIÈRE SOMBRE

Ce chapitre présentera tout d'abord une description du Big Bang. Nous étudierons le modèle cosmologique standard Λ CDM («*Lambda Cold Dark Matter*»), qui est, jusqu'à ce jour, le meilleur modèle décrivant l'évolution de l'univers. Nous verrons que la matière sombre y est essentielle. Nous poursuivrons avec une description chronologique des observations ayant mené à l'hypothèse de l'existence de la matière sombre. Finalement, la troisième section portera sur les différentes théories développées afin d'expliquer ce qu'est réellement la matière sombre. Nous y verrons plusieurs théories prometteuses, dont une impliquant le WIMP («*Weakly Interacting Massive Particle*»), qui est un des meilleurs candidats à ce jour de la matière sombre.

2.1 Big bang

Proposée en 1927 par Lemaître et mise en évidence par Hubble en 1929, la théorie du Big Bang était parmi les hypothèses de l'évolution de l'univers. Ce n'est par contre qu'après la découverte du rayonnement fossile, en 1964 par Penzias et Wilson, que le Big Bang fut considéré comme étant la meilleure description de l'évolution de l'univers. Comme tout modèle cosmologique, celui-ci se doit de reposer sur le principe cosmologique qui stipule que l'univers est spatialement homogène et isotrope, c.-à-d. que l'univers est globalement le même, peu importe la position de l'observateur et la direction de l'observation.

Nous vivons présentement dans un univers en expansion. En extrapolant l'expansion de l'univers à rebours dans le temps, l'univers converge vers une singularité de

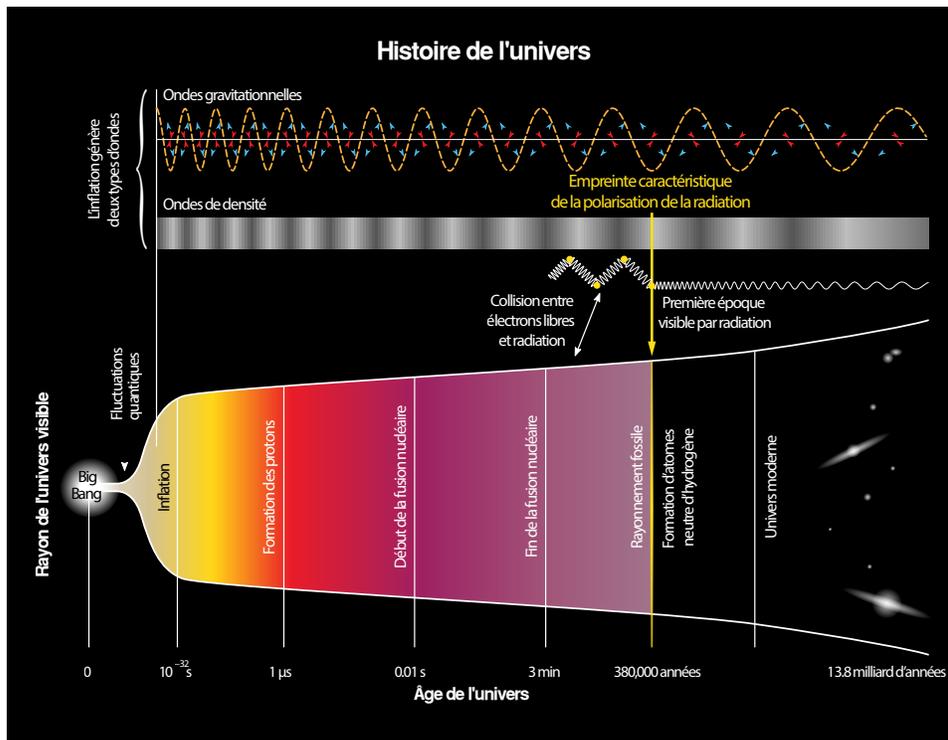


Figure 2.1 – Histoire de la création de l’univers. Crédit photo : Wikipedia

densité et de température infinies. Le point de convergence serait en fait la naissance de l’univers. En effet, au temps $t = 0$ de son histoire, toutes les forces fondamentales : la force forte, faible, électromagnétique et la gravitationnelle, formaient une seule et même force de même intensité. Cette époque, appelée «époque de Planck», est encore un mystère, car nous n’avons toujours pas de théorie ralliant la mécanique quantique et la relativité générale. Il est alors présentement impossible de décrire cette époque. L’époque suivante, «époque de la grande unification», qui débuta à $t = 10^{-43}$ s fut marquée par le découplage de la gravité d’avec les autres forces. La température T de l’univers était alors de 10^{27} K. À «l’époque électrofaible», débutant à $t = 10^{-36}$ s, la température étant suffisamment faible, la force forte et la force électrofaible devinrent deux forces distinctes. S’ensuivit «l’époque de l’inflation», à $t = 10^{-32}$ s. Selon la théorie de l’inflation, l’univers prit de l’expansion de façon

exponentielle. Le volume de l'univers s'agrandit d'un facteur 10^{26} ! Cette expansion rapide explique la grande homogénéité de l'univers, même si l'univers était auparavant hautement désordonné. L'inflation aurait été causée par le champ d'inflaton, champ hypothétique ayant des propriétés similaires au champ de Higgs. La «baryogénèse» fut l'époque suivante à $t = 10^{-12}$ s. La température ayant suffisamment diminué, les premiers quarks, puis hadrons se formèrent. C'est à cette époque que les deux dernières forces se découplèrent, soit la force électromagnétique et la force faible. La «nucléogénèse» à $t = 3$ min est l'époque où les premiers noyaux légers se formèrent, la température étant en dessous de l'énergie de liaison nucléaire. On retrouve environ quatre fois plus de noyaux d'hydrogène que d'hélium ainsi que des traces d'autres noyaux légers. La fusion nucléaire dura seulement 17 minutes environ, car la densité de matière et la température de l'univers devinrent trop faibles pour soutenir la réaction. La «recombinaison» est une époque très importante à partir de $t = 380000$ ans. C'est à cette époque que les premiers atomes se formèrent. Puisque l'univers devint neutre, les photons purent commencer à se propager dans l'univers sans qu'ils n'interagissent avec les particules ionisées. L'univers était donc devenu transparent. C'est à cette époque que fut produit le rayonnement fossile qui, avec l'expansion et le refroidissement de l'univers, nous parvient comme on le perçoit aujourd'hui, à environ $T \approx 2,7$ K.

La matière sombre se découpla de la «soupe primordiale» bien avant les baryons. N'interagissant que très faiblement avec les autres particules, la matière sombre n'est pas affectée par la soupe primordiale. Cependant, la distribution de matière sombre était légèrement inhomogène, due aux fluctuations quantiques avant l'inflation. Les surdensités se sont alors agglomérées, ce qui créa des puits gravitationnels attirant les baryons et ainsi formant les premières structures de l'univers. Les premières

étoiles furent alors créées. Cette époque, appelée la «réionisation», a eu lieu environ 150 millions d'années après le Big Bang.

Pour bien décrire l'évolution de l'univers, il faut partir de l'équation des champs d'Einstein telle que définie en 1915 dans sa théorie de la relativité générale. [1]

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

où $G_{\mu\nu}$ est le tenseur d'Einstein, Λ est la constante cosmologique, $g_{\mu\nu}$ est la métrique, G est la constante gravitationnelle, c la vitesse de la lumière et $T_{\mu\nu}$ est le tenseur masse-énergie. Une solution exacte pour décrire un univers isotrope et homogène en expansion est la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) [2]

$$c^2 ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \quad (2.2)$$

où ds est un intervalle d'espace-temps, t est le temps et $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$. Le facteur d'échelle $a(t)$ tel que défini par $d(t) = a(t)d(t_0)$ représente l'expansion relative de l'univers entre deux points. Par définition, $a(t_0) = 1$. Le facteur peut aussi être relié au décalage Doppler vers le rouge z par la relation $a = \frac{1}{1+z}$. La courbure de l'espace-temps est représentée par $k = -1, 0, 1$, ce qui implique un univers ouvert, plat ou fermé. Si l'on considère qu'à grande échelle l'univers se comporte comme un fluide parfait de pression $p(t)$ et de densité $\rho(t)$, on peut dériver de l'équation d'Einstein pour la métrique FLRW les équations de Friedmann suivantes

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} = \frac{\Lambda c^2}{3} + \frac{8\pi G}{3}\rho \quad (2.3)$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} = \Lambda c^2 - \frac{8\pi G}{c^2}p \quad (2.4)$$

Ces équations sont à la base du modèle cosmologique Λ CDM. La constante cosmologique peut-être omise en faisant les substitutions suivantes

$$\rho \rightarrow \rho + \frac{\Lambda c^2}{8\pi G} \quad (2.5)$$

$$p \rightarrow p - \frac{\Lambda c^4}{8\pi G} \quad (2.6)$$

On peut alors interpréter la constante cosmologique comme étant une pression négative provenant de l'énergie sombre. En utilisant le paramètre de Hubble défini comme

$$H = \frac{\dot{a}}{a} \quad (2.7)$$

On obtient finalement les équations de Friedmann

$$H^2 + \frac{kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho \quad (2.8)$$

$$\dot{H} + H = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) \quad (2.9)$$

Le paramètre de Hubble représente le taux de l'expansion de l'univers, tel que défini en 1929. La valeur actuelle du paramètre de Hubble [3] est de

$$H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (2.10)$$

où $h = 0,679(6)$ est le paramètre de renormalisation de la constante. Ainsi, toutes les valeurs extraites des équations de Friedmann peuvent être exprimées en fonction de h . Si l'on considère le cas où $k = 0$, un univers plat, on obtient la densité critique

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (2.11)$$

On peut définir une densité relative Ω_i à partir de la densité critique comme

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (2.12)$$

où ρ_i est une composante de la densité totale de l'univers. En effet, on peut décomposer la densité de l'univers comme la somme $\rho = \rho_M + \rho_R + \rho_\Lambda$. Cette somme combine la densité de matière $\rho_M = \rho_B + \rho_{DM}$ incluant la matière baryonique et la matière sombre, la densité de radiation ρ_R et la densité d'énergie sombre $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G}$. Ainsi, si la somme des densités relatives définie comme

$$\Omega = \Omega_M + \Omega_R + \Omega_\Lambda \quad (2.13)$$

est égale à un ($\Omega = 1$), l'univers sera plat. En définissant $\Omega_k = 1 - \Omega = \frac{k}{H_0^2}$ comme étant la déviation du paramètre de densité totale par rapport à un univers plat et en utilisant l'approximation du fluide parfait, on peut réécrire la première équation de Friedmann comme

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_R a^{-4} + \Omega_M a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda \quad (2.14)$$

En mesurant les différents paramètres de densité, il est possible de déterminer la courbure de l'univers. On peut voir les trois possibilités au tableau 2.I.

Courbure	Topologie	Densité	Densité relative
$k = -1$	ouvert	$\rho < \rho_c$	$\Omega < 1$
$k = 0$	plat	$\rho = \rho_c$	$\Omega = 1$
$k = 1$	fermé	$\rho > \rho_c$	$\Omega > 1$

Tableau 2.I – Propriétés des différents univers possibles

Le modèle Λ CDM forme une base solide décrivant la formation de l'univers et son évolution. Les différentes observations, ainsi que leurs résultats, seront présentés dans la prochaine section et formeront la preuve de l'existence de la matière sombre.

2.2 La matière sombre

La matière sombre joue un rôle important dans l'évolution de l'univers. Elle est responsable de la formation des galaxies et de la structure à grande échelle de l'univers. Elle est aussi impliquée dans plusieurs phénomènes cosmologiques. Les sections suivantes montreront les preuves de l'existence de celle-ci, découlant des différentes observations faites depuis les années 30.

2.2.1 Distribution des vitesses

C'est en 1933 que l'astronome suisse Fritz Zwicky (figure 2.2a) postula l'existence de la matière sombre [4]. En mesurant la vitesse de dispersion de huit galaxies dans l'amas du Coma, et en utilisant le théorème du Viriel,

$$2E_U + E_K = 0 \tag{2.15}$$

où dans ce cas E_U est l'énergie potentielle gravitationnelle et E_K est l'énergie

cinétique des galaxies, il estima la masse de l'amas. Utilisant la mécanique newtonienne, il se rendit compte que pour expliquer la vitesse des galaxies, il fallait que l'amas soit 400 fois plus massif que calculé avec la luminosité des galaxies [5]. En fait, selon son calcul, la majorité de la matière de l'amas serait non lumineuse. Il décida alors d'appeler cette matière invisible «*dunkle materie*» ou matière sombre. Cependant, il fallut encore 40 ans avant que l'hypothèse de la matière sombre soit considérée sérieusement.

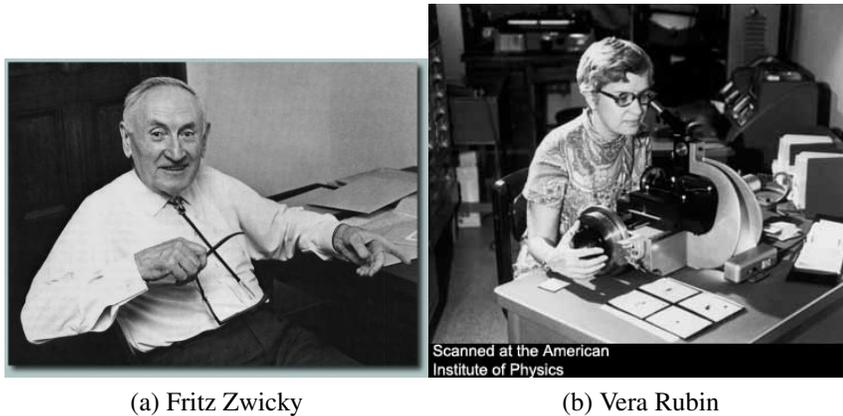


Figure 2.2 – À gauche, l'astronome Fritz Zwicky et à droite, l'astronome Vera Rubin. Crédit photo : Wikipédia

Dans les années 70, Vera Rubin (2.2b) étudiait de son côté la vitesse de rotation orbitale des galaxies. Elle parvint à mesurer cette vitesse en fonction de la distance par rapport au centre de la galaxie en mesurant le décalage Doppler des raies d'émission de l'hydrogène. En utilisant la mécanique newtonienne, la vitesse de rotation d'une étoile en fonction du rayon devrait être

$$v = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (2.16)$$

Si l'étoile se situe suffisamment loin du centre de la galaxie, $M(r) \approx M_{\text{galaxie}}$.

La vitesse de rotation est alors proportionnelle à $\sqrt{1/r}$. Étonnamment, ce que Rubin mesura était tout autre. Elle obtint une vitesse de rotation constante à grande distance, comme à la figure 2.3 [6]. Pour expliquer ce phénomène, l'hypothèse fut émise qu'un halo de matière sombre sphérique et uniforme se situerait autour de la galaxie. Ce halo constituerait jusqu'à 90% de la masse de la galaxie et n'interagirait pas avec la force électromagnétique. À grande distance du centre, la contribution du halo serait $M_{\text{DM}}(r) \propto r$.

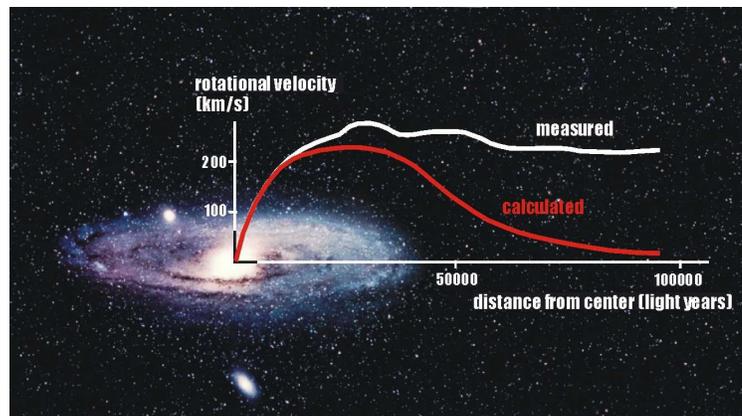


Figure 2.3 – Courbes de la vitesse de rotation d'une galaxie spirale typique M 33. La courbe supérieure provient de mesures de la luminosité des étoiles ainsi que de la raie de 21 cm de l'hydrogène. La courbe inférieure provient du théorème du Viriel. [7]

2.2.2 Lentilles gravitationnelles et amas du boulet

Les lentilles gravitationnelles sont utilisées fréquemment en astronomie pour déterminer la masse d'un objet massif. Comme prédit par la relativité générale, un objet massif produit une déformation de l'espace-temps autour de lui. Cela implique que la trajectoire des rayons avoisinant l'objet sera courbée en raison du champ gravitationnel de celui-ci, comme à la figure 2.4. Un bon exemple de lentille gravitationnelle est «La Croix d'Einstein» (figure 2.5). On y voit clairement l'image multiple du

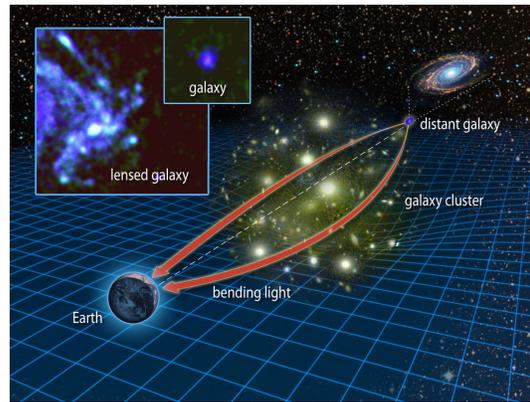


Figure 2.4 – Due à la grande masse des galaxies, l'espace-temps est déformé et les rayons lumineux suivent une trajectoire courbe autour d'objets massifs. De cette façon, certains objets distants sont perçus sur terre comme plusieurs objets. C'est ce qu'on appelle l'effet de lentille gravitationnelle. Crédit photo : Karen Teramura, University of Hawaii

quasar se situant derrière la galaxie nommée «Lentille de Huchra». La lumière ainsi courbée autour de l'objet massif est perçue comme provenant de plusieurs objets. Il est possible d'extraire la quantité de matière sombre de la lentille en comparant la masse de la matière visible de la lentille avec la masse calculée nécessaire à la déformation de l'espace-temps.

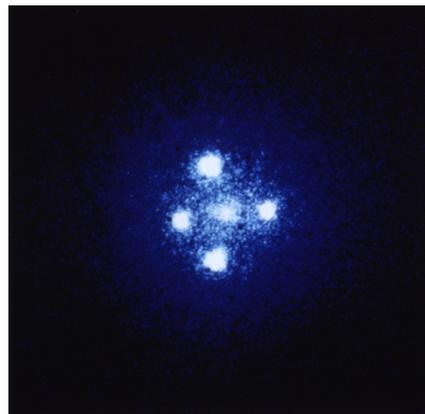


Figure 2.5 – Le quasar «La Croix d'Einstein». Situé derrière la galaxie «Lentille de Huchra», à plus de 8 milliards d'années-lumière, le quasar est perçu, par déformation due aux lentilles gravitationnelles, comme une croix composée de cinq quasars. [8]

Un très bon exemple de détection de matière sombre à l'aide de lentilles gravitationnelles se retrouve dans l'amas du boulet (figure 2.6). Cet amas est en fait constitué de deux amas qui sont entrés en collision. Les observations faites en 2006 [9] à l'aide du télescope à rayon X Chandra ont montré que le gaz intergalactique chaud des deux amas est en retard par rapport aux galaxies de chaque amas. En effet, le gaz de chaque amas a interagi fortement par la force électromagnétique et sa température a augmenté pour atteindre 10^6 K. Ces interactions ont ralenti le gaz et l'ont concentré dans la région centrale de l'amas du Boulet. Par contre, la faible interaction des galaxies, constituées surtout de vide, a permis aux deux amas de continuer leur chemin. De plus, en utilisant l'effet de lentille gravitationnelle faible, deux halos de matière sombre ont été reconstruits exactement à l'endroit où se trouvent les deux amas, ce qui démontre la faible interaction de la matière sombre.

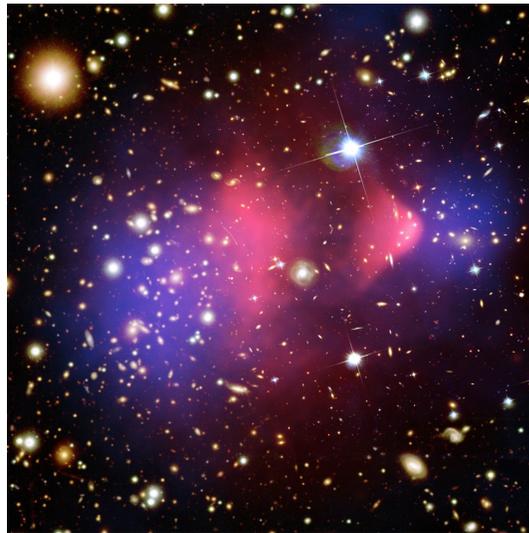


Figure 2.6 – Amas du Boulet. Par-dessus les deux amas de galaxies, le gaz chaud observé par le télescope Chandra (rouge) et la matière sombre prédite par lentille gravitationnelle (bleu). [10]

2.2.3 Rayonnement fossile

En 1964, au Laboratoire Bell, Arno Penzias et Robert Wilson expérimentaient avec une antenne à cornet de 6 m construite pour détecter les ondes radio, illustrée à la figure 2.7. Comme le signal qu'ils devaient mesurer était très faible, ils ont travaillé à réduire les bruits de fond autant que possible. Après avoir éliminé toutes les sources radio provenant de la terre, et malgré avoir refroidi le récepteur à l'hélium liquide, un bruit de fond 100 fois plus élevé que prévu était toujours présent, peu importe la direction, le jour comme la nuit. Cette radiation dans les dizaines de gigahertz ne pouvant provenir de la terre, du soleil ou de notre galaxie fut interprétée plus tard comme la signature du Big Bang : le rayonnement fossile («*Cosmic Microwave Background*» ou CMB).



Figure 2.7 – Antenne cornet du Laboratoire Bell qui détecta le rayonnement fossile pour la première fois. Crédit photo : AMNH/R

En effet, lors de la recombinaison, la radiation put se propager librement dans l'espace. Avec le temps, l'univers se refroidit et le grand décalage vers le rouge du CMB nous apparaît aujourd'hui comme un spectre de corps noir d'une température $T = 2,728(2)$ K [3]. Plusieurs satellites dont COBE, WMAP et aujourd'hui Planck ont étudié avec précision le CMB. La figure 2.8 montre la mesure la plus récente du CMB.

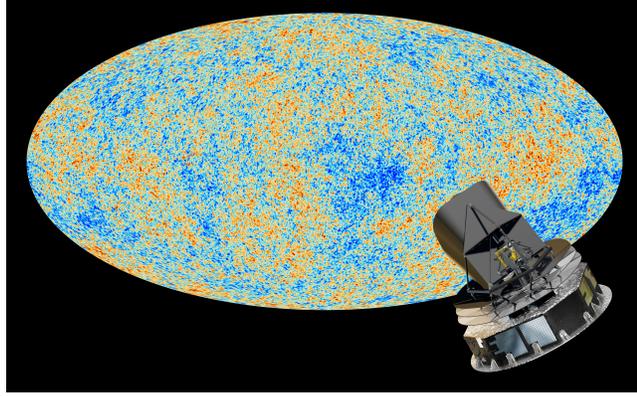


Figure 2.8 – Sur cette carte montrant le ciel entier visible de la terre, les fluctuations du rayonnement fossile sont représentées par un spectre allant du bleu au rouge. [11]

Un élément important du CMB est la faible fluctuation de température de cette radiation, de l'ordre de $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$. Elle provient d'avant l'inflation où, tel que mentionné dans la section 2.1, l'univers encourut une expansion phénoménale. De même que pour la matière sombre, cette variation de température fut causée par les fluctuations quantiques. On peut exprimer la température du CMB en fonction d'harmoniques sphériques comme

$$T(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (2.17)$$

où $a_{l,m}$ sont les amplitudes des différents modes. Le spectre de puissance des fluctuations est donné par

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{l,m}|^2 \quad (2.18)$$

et la variation en température peut être exprimée comme

$$\Delta T_l^2 = \frac{l(l+1)C_l}{2\pi} \quad (2.19)$$

et est tracée à la figure 2.9. La position du premier pic peut être reliée à la courbure de l'espace-temps. La hauteur relative entre les différents pics permet de déterminer les paramètres de densité Ω_i .

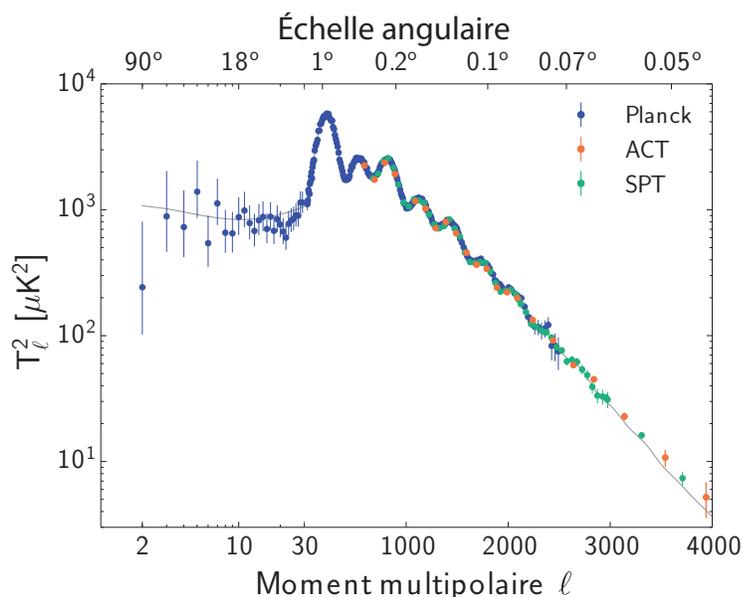


Figure 2.9 – Spectre en puissance des fluctuations de température du CMB en fonction du moment multipolaire. [12]

L'univers est alors constitué de 67% d'énergie sombre, de 26% de matière sombre, de 5% de matière baryonique tels que les étoiles et les gaz interstellaires et il est compatible avec un univers de courbure nulle $k = 0$. Les propriétés de l'univers sont présentées au tableau 2.II.

Ω_R	$5,46(19) \times 10^{-5}$
Ω_B	0,04868(22)
Ω_{DM}	0,2647(60)
Ω_Λ	0,686(20)
Ω_k	-0,003(3)
Âge de l'univers	13,81(5) milliard d'années

Tableau 2.II – Données les plus récentes sur les paramètres de densité de l'univers ainsi que l'âge de l'univers. [3]

2.3 Les candidats

Au fil des années, plusieurs théories ont été développées dans le but d'expliquer ce qu'est réellement la matière sombre. De la réforme de la mécanique newtonienne à l'invention de nouvelles particules, plusieurs théories ont été formulées. Nous aurons un aperçu de ces différentes théories et terminerons par l'une des plus prometteuses, soit que la matière sombre soit composée de particules massives interagissant faiblement ou WIMP.

2.3.1 La théorie MOND

En 1983, Mordehai Milgrom émet l'hypothèse qu'à grande échelle, la mécanique newtonienne pourrait être invalide. Il proposa une nouvelle mécanique appelée MOND pour «*MOdified Newtonian Dynamics*» où la 2^{ème} loi de Newton intègre la correction suivante

$$\vec{F} = \begin{cases} m\vec{a} & \text{pour } |\vec{a}| \gg |\vec{a}_0| \\ m\vec{a} \frac{|\vec{a}|}{|\vec{a}_0|} & \text{pour } |\vec{a}| \ll |\vec{a}_0| \end{cases} \quad (2.20)$$

où \vec{a}_0 serait une nouvelle constante de la physique [13]. Dans le cas des galaxies, la nouvelle vitesse de rotation en fonction du rayon devient alors

$$v = (GM|\vec{a}_0|)^{\frac{1}{4}} \quad (2.21)$$

Cette nouvelle théorie réussit à expliquer la courbe de rotation des galaxies dans plusieurs situations. Cependant, à grande échelle, MOND ne réussit pas à expliquer l'amas du Boulet ni le rayonnement fossile. De plus, ce ne sont pas toutes les galaxies qui ont une vitesse de rotation anormale.

2.3.2 Les MACHOs

Il a été suggéré que les MACHOs («*MA*ssive *CO*mact *HA*lo *OB*ject»), dont font partie les étoiles naines brunes, les étoiles à neutrons et les trous noirs, pourraient expliquer la masse manquante dans les galaxies. Ce sont des objets détectables seulement par effet de lentille gravitationnelle et qui n'émettent pas de lumière. Malgré plusieurs études de ces objets, leur abondance est nettement insuffisante pour en faire des candidats à la matière sombre. La collaboration MACHO clame avoir trouvé assez de MACHOs, incluant aussi les naines blanches et les naines rouges, pour compter pour 20% de la matière sombre. Cependant, le groupe EROS2 n'a pu détecter autant de MACHOs et le NICMOS du télescope Hubble a démontré que le halo galactique n'est composé que de 1% de naines rouges [14]. De plus, la quantité de matière baryonique étant contrainte par la nucléosynthèse primordiale, il ne peut y avoir suffisamment de MACHOs pour constituer une grande proportion de la matière sombre.

2.3.3 Les neutrinos

Il a été proposé que la matière sombre pourrait être composée de particules peu massives allant à une vitesse proche de la vitesse de la lumière telles que les neutrinos. Ceux-ci sont produits en grande quantité par les étoiles et les supernovas. Ils auraient aussi été produits après le Big Bang, à la manière du CMB, lorsqu'ils se sont découplés de la soupe primordiale, créant le CNB («*Cosmic Neutrino Background*»). De plus, ils n'interagissent que par la force faible avec leur environnement. Cependant, au début de l'univers, vu leur grande vitesse, ils auraient formé d'abord les grandes structures telles que les superamas, qui se seraient ensuite fragmentées en plus petites structures jusqu'à former les galaxies, puis les étoiles [15]. Par contre,

comme décrit à la section précédente, ce sont plutôt les petites structures qui se sont formées en premier, puis les plus grandes structures. Les neutrinos pourraient ainsi expliquer seulement une faible portion de la matière sombre.

Une sous-catégorie de neutrinos, les neutrinos stériles, ont aussi été proposés. Ce serait des neutrinos ayant une chiralité droite (RH), interagissant seulement via la force gravitationnelle. Dans le Modèle Standard, seuls les neutrinos de chiralité gauche (LH) existent, comparativement aux autres fermions où les deux chiralités existent. On ne connaît presque rien sur ces particules, mais il est possible qu'elles émettent des photons lors de leur désintégration. Quelques expériences à FermiLab ou au CERN recherchent aussi les neutrinos stériles, mais il n'y a toujours aucune évidence que ces particules existent.

2.3.4 Les axions

La théorie de la chromodynamique quantique (QCD) permet la violation de la symétrie charge-parité (CP), ce qui n'est pas observé dans la nature. En 1977, une nouvelle particule fut proposée par Peccei et Quinn, l'axion [16], dans le but d'expliquer l'absence de cette violation. De plus, les propriétés de cette particule hypothétique en font un candidat potentiel de la matière sombre. En effet, l'axion serait un boson stable, neutre, de spin nul ayant une très faible masse comprise entre 10^{-6} et 1 eV. Interagissant seulement via la force gravitationnelle et la force électromagnétique, les axions formeraient aujourd'hui un condensat de Bose-Einstein. Plusieurs expériences comme CAST, PVLAS ou ADMX sont à la recherche de cette particule. C'est en général l'effet Primakoff [17] qui est utilisé pour tenter de détecter l'axion. Cet effet implique que l'axion pourrait se transformer en photon et vice versa dans un fort champ magnétique. La figure 2.10 montre le schéma du détecteur de ADMX

[18]. Il consiste en une cavité de résonance micro-onde refroidie à l'hélium liquide (LHe) dans un fort champ magnétique (8 Teslas). La cavité est ajustée afin d'être en résonance avec la masse de l'axion. Les axions convertis en photons sont captés par le récepteur micro-onde ultra-sensible équipé d'un SQUID («*Superconducting QUantum Interference Device*»). Il est alors possible de distinguer le signal d'un axion du bruit de fond. L'axion n'ayant pas été détecté à ce jour, il demeure tout de même un candidat possible de la matière sombre.

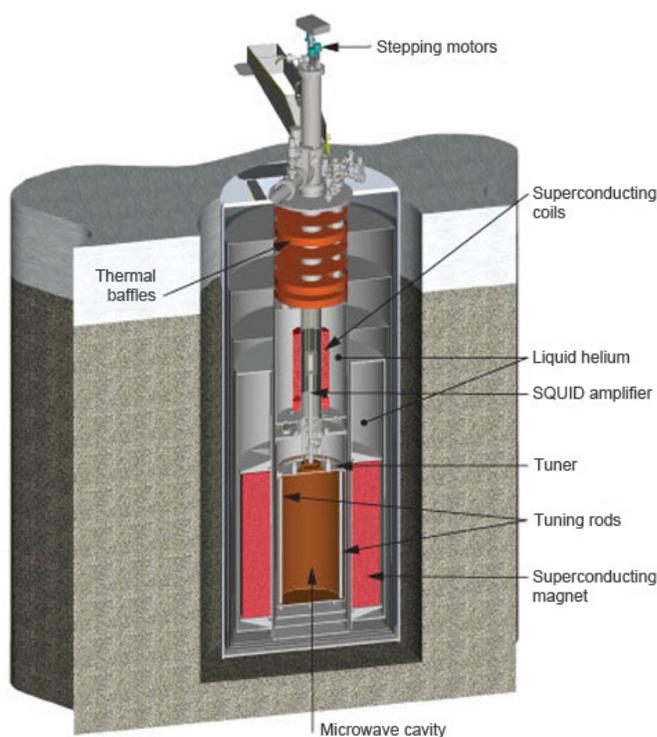


Figure 2.10 – Le détecteur de l'expérience ADMX utilisé pour détecter les axions.
Crédit photo : ADMX

2.3.5 Les WIMPs

L'une des hypothèses les plus populaires jusqu'à ce jour est que la matière sombre serait formée de particules non relativistes ayant une masse de l'ordre de 1 à

1000 GeV c^{-2} . Ces particules très massives interagiraient seulement via la force gravitationnelle et la force faible. Ces WIMPs sont alors compatibles avec les théories de la formation des galaxies et pourraient expliquer toutes les observations cosmologiques décrites dans les sections précédentes. De plus, une des théories nécessitant les WIMPs, la supersymétrie, prédit une particule massive, stable et neutre, nommée neutralino. Cette particule est alors la candidate favorite dans la recherche de la matière sombre. En effet, elle est recherchée par la plupart des expériences, dont Picasso et PICO, depuis plus de 25 ans. Quelques expériences ont observé un excès d'évènements, mais la plupart n'ont toujours rien détecté. Malgré tout, la recherche du neutralino est la branche la plus active de la détection de la matière sombre.

2.3.6 Les nouvelles théories

Puisque la matière sombre n'a toujours pas été détectée, de nouvelles théories ont vu le jour récemment. Par exemple, une particule hypothétique fut proposée dans le but d'expliquer le moment magnétique anormal du muon, soit le photon sombre A' [19]. Ce boson massif serait porteur de la force électromagnétique sombre et se mélangerait cinématiquement au photon du Modèle Standard. De plus, il pourrait se désintégrer en matière sombre de faible masse. En effet, il existerait tout un Secteur Sombre où il y aurait de nouvelles forces et de nouvelles particules qui n'interagiraient que faiblement avec les particules du Modèle Standard. Cet analogue du Modèle Standard pourrait expliquer la matière sombre, mais aussi l'énergie sombre. Plusieurs observations motivent l'existence du Secteur Sombre : la non-découverte de matière sombre de grande masse (GeV à TeV) jusqu'à ce jour, les oscillations annuelles de l'expérience DAMA, la non-découverte de particules supersymétriques au LHC («*Large Hadron Collider*») jusqu'à ce jour, un excès d'électrons/positrons

découvert par l'expérience PAMELA et FERMI, ainsi que les résultats de l'expérience CoGeNT. Plusieurs expériences tentent, quant à elles, de montrer l'existence du Secteur Sombre. L'expérience BDX, par exemple, cherchera à détecter des particules de matière sombre χ créées dans l'absorption d'un faisceau d'électrons via des photons sombres [20]. Tel qu'illustré à la figure 2.11, un faisceau d'électrons est envoyé vers un bloc de décharge ou «*beam dump*» où les électrons peuvent interagir avec les noyaux du bloc. Une interaction de type courant neutre peut se produire avec le noyau où l'électron émet en plus un photon sombre. Si ce photon sombre se convertit en paire de WIMPs, on parle alors d'un processus radiatif Cabibbo-Parisi [21] comme à la figure 2.12. Les χ produit lors de ce processus continuent leur chemin vers le détecteur. Ces χ peuvent alors interagir avec les noyaux du détecteur via un photon sombre, comme à la figure 2.12. Cette technique permet de produire un flux relativement important de χ sur demande. L'expérience BDX est toujours en phase préliminaire et leur détecteur devrait voir le jour dans les prochaines années.

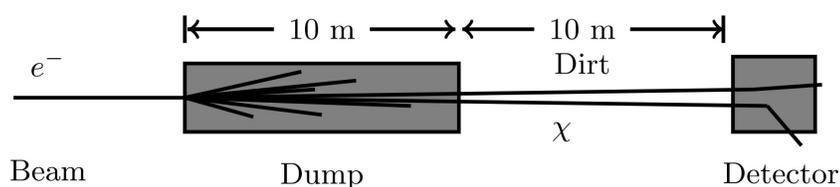


Figure 2.11 – Schéma de la configuration de l'expérience BDX.

Puisque la liste est longue, seulement quelques autres théories seront énumérées dans ce paragraphe. D'abord, la théorie de la matière sombre «*mirror world*» [22] propose que les particules de matière sombre vivaient dans un monde miroir au nôtre, interagissant seulement via la force gravitationnelle. Il a été proposé aussi que la matière sombre pourrait être une particule de Kaluza-Klein, vivant dans une quatrième dimension spatiale [23]. Une autre théorie propose les SIMPs («*Stron-*

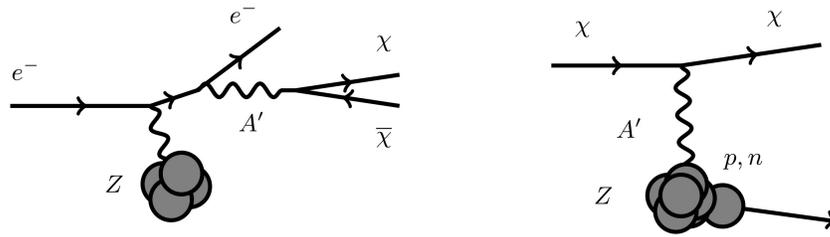


Figure 2.12 – Le diagramme de gauche représente la production de WIMPs via un photon sombre par un processus radiatif Cabibbo-Parisi. Le diagramme de droite représente l'interaction d'un neutralino avec un noyau du détecteur BDX via un photon sombre.

gly *Interacting Massive Particles*»), qui sont des particules interagissant fortement entre elles permettant de résoudre les désaccords entre les simulations et les observations des structures galactiques [24]. La théorie de la matière sombre asymétrique [25] implique une similitude entre la matière sombre et le Modèle Standard quant à l'asymétrie matière/antimatière. La matière sombre se serait annihilée avec l'antimatière sombre après le Big Bang, laissant un excès de matière sombre. Les WIMPzillas, les Q-balls, les superWIMPs font aussi partie de la longue liste de nouvelles théories. Un diagramme incomplet contenant les interrelations entre ces différentes théories se retrouve à la figure 2.13. Ces théories ont pour effet d'élargir grandement l'espace de phase de recherche et, en particulier, la plage de masses possibles des particules de matière sombre.

Encore aujourd'hui, l'essence de la matière sombre nous échappe. Cependant, il y a plusieurs pistes de recherche prometteuses, dont le neutralino. Même s'il n'a toujours pas été détecté, il demeure encore le candidat favori. Dans le prochain chapitre, nous verrons la supersymétrie et plus particulièrement le neutralino, son principe de détection et différentes expériences le recherchant.

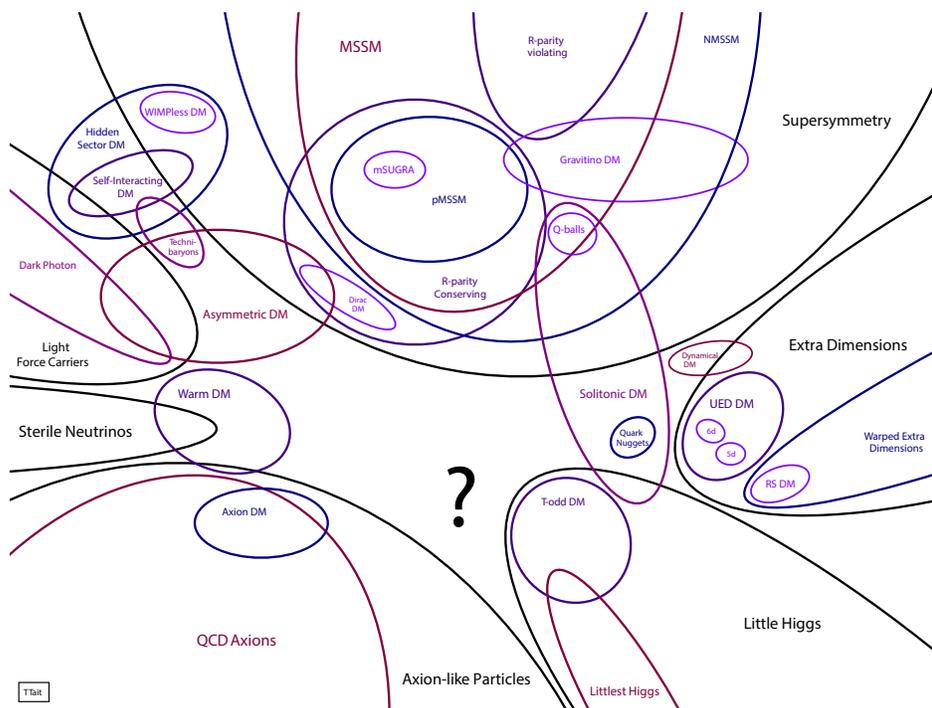


Figure 2.13 – Les interconnexions entre les différentes théories proposées expliquant la matière sombre sont représentées. [26]

CHAPITRE 3

LE NEUTRALINO ET SA DÉTECTION

Suivant l'hypothèse que la matière sombre est une particule supersymétrique, plusieurs mécanismes de détection ont été mis en oeuvre. La théorie de la supersymétrie sera tout d'abord présentée avec une attention particulière sur le neutralino. Ensuite seront énumérés les principaux mécanismes de détection du neutralino, ainsi que différentes expériences utilisant l'un ou l'autre de ces mécanismes.

3.1 La supersymétrie

La théorie de la SUPerSYmétrie (SUSY) [27] existe maintenant depuis plus de 40 ans. Elle fut créée entre autres pour résoudre le problème de la hiérarchie des masses des particules et permettre la grande unification des forces électrofaible et forte. C'est en fait une extension du Modèle Standard où chaque particule de spin S a un super-partenaire nommé « sparticule » de spin $|S - 1/2|$. Autrement dit, à chaque fermion est associé un boson et vice-versa. La Figure 3.1 donne la liste des particules du Modèle Standard ainsi que des nouvelles sparticules.

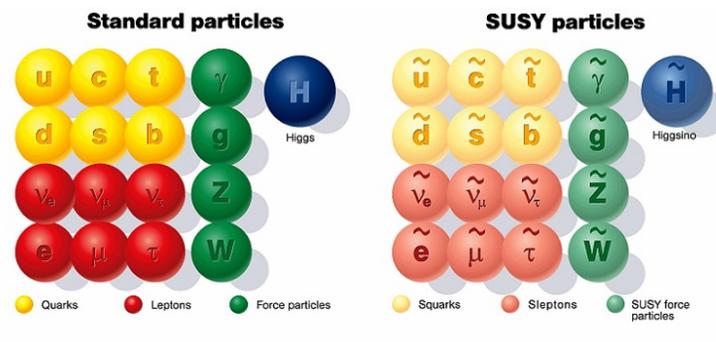


Figure 3.1 – Listes des particules du Modèle Standard et de celles de la supersymétrie. Crédit photo : Université de Glasgow

Cependant, comme aucune sparticule n'a été observée, cela implique que SUSY est une symétrie brisée. La masse de ces sparticules est alors beaucoup plus grande que la masse de leurs partenaires du Modèle Standard, sinon elles auraient déjà été observées. À cela, il faut ajouter un nouveau nombre quantique, la parité R , qui différencie maintenant les sparticules où $R = -1$ des particules où $R = 1$.

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (3.1)$$

B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin. Si la parité R est conservée, la sparticule ayant la plus faible masse (LSP), le neutralino, sera stable, car elle ne pourra se désintégrer en une autre sparticule [28].

3.2 Le neutralino

Une des déclinaisons les plus prometteuses de la supersymétrie, le Modèle Supersymétrique Standard Minimal (MSSM), comporte quatre neutralinos neutres dont le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$ est une combinaison linéaire d'un photino, d'un zino et de 2 higgsinos et possède un spin $1/2$ et une charge nulle [29].

$$\tilde{\chi}_1^0 = N_{11}\tilde{\gamma} + N_{12}\tilde{Z} + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0 \quad (3.2)$$

Les N_{1x} sont des angles de mélange du MSSM. La masse du neutralino et sa section efficace dépendent de ces variables libres et il est alors difficile de contraindre les propriétés du neutralino. Cette particule est aussi une particule de Majorana, c.-à-d. qu'elle est sa propre antiparticule. Selon les derniers modèles, la masse du neutralino serait entre $1 \text{ GeV } c^{-2}$ et $10 \text{ TeV } c^{-2}$ [30]. Il n'interagit que par les forces faible et gravitationnelle. Il remplit donc toutes les conditions pour être un WIMP et

est un excellent candidat à la matière sombre.

3.2.1 Le «*WIMP Miracle*»

La raison pour laquelle le neutralino est le candidat favori provient en grande partie du «*WIMP Miracle*» [31]. Comme mentionné au chapitre précédent, la formation des structures de l'univers nécessite une densité de matière beaucoup plus importante que la densité de matière baryonique connue ($\Omega_M \approx 6\Omega_B \Rightarrow \Omega_{DM} \approx 5\Omega_B$). Elle doit aussi être suffisamment massive et non-relativiste afin de pouvoir s'agglomérer et lier gravitationnellement ces structures. La cosmologie requiert alors de la matière sombre, non-baryonique, massive et froide. Du côté de la physique des particules, la matière sombre au Big Bang pouvait être créée et s'annihiler librement lorsque l'univers était assez chaud. En prenant de l'expansion, l'univers se refroidit en dessous de l'énergie de masse de la matière sombre et la création de celle-ci devint improbable. La densité de matière sombre se mit alors à chuter, due aux annihilations. Éventuellement, les interactions entre la matière sombre se firent très rares, la population de celle-ci étant devenue faible. La quantité de matière sombre s'est alors figée depuis cette époque, ce qu'on appelle «freeze-out». À partir de la densité de matière sombre Ω_{DM} d'aujourd'hui et du paramètre de Hubble H , il est possible de calculer la section efficace d'annihilation des WIMPs. Cette section efficace est alors du même ordre que l'interaction électrofaible. Ainsi, afin de résoudre plusieurs problèmes du Modèle Standard, SUSY prédit entre autres naturellement une particule massive, interagissant faiblement et sombre qui aurait la bonne densité Ω_{DM} pour être la matière sombre, non-baryonique, massive et froide de la cosmologie. Cette coïncidence est ce qui est appelé le «*WIMP Miracle*».

3.3 Détection des neutralinos

Les différentes techniques de détection du neutralino se classent dans trois catégories illustrées à la figure 3.2, soit la création de matière sombre en laboratoire, la détection indirecte observée via les produits de l'annihilation des neutralinos et la détection directe par une interaction d'un WIMP avec une autre particule. Les expériences de toutes ces catégories sont importantes pour confirmer hors de tout doute l'existence du neutralino.

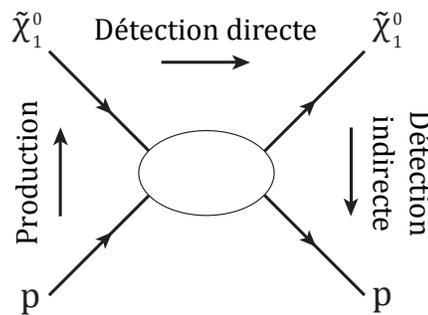


Figure 3.2 – Diagramme présentant les 3 mécanismes de détection du neutralino.

3.3.1 Création de neutralinos en laboratoire

Le seul laboratoire à ce jour étant potentiellement capable de créer des WIMPs est le LHC situé au CERN, à Genève. Le LHC (figure 3.3) est un collisionneur de protons circulaire pouvant générer une énergie maximale au centre de masse de 14 TeV. La boucle principale fait 9 km de diamètre et est située en moyenne à 100 m de profondeur. À l'intérieur du collisionneur synchrotron, deux faisceaux de protons parcourent l'anneau en sens opposés. Sous vide, les particules sont accélérées par un champ électrique haute fréquence. Plus de 9500 aimants contrôlent le faisceau, dont 1200 aimants de courbure et 900 aimants de focalisation. Le système cryogénique, dont les aimants supraconducteurs, contient 96 tonnes d'hélium liquide et plus de

1000 tonnes d'azote liquide. Le tout est alimenté avec plus de 12 000 A. À quatre différentes stations, les deux faisceaux peuvent entrer en collision dans les détecteurs Atlas, Alice, CMS et LNCb pour produire une multitude de particules.

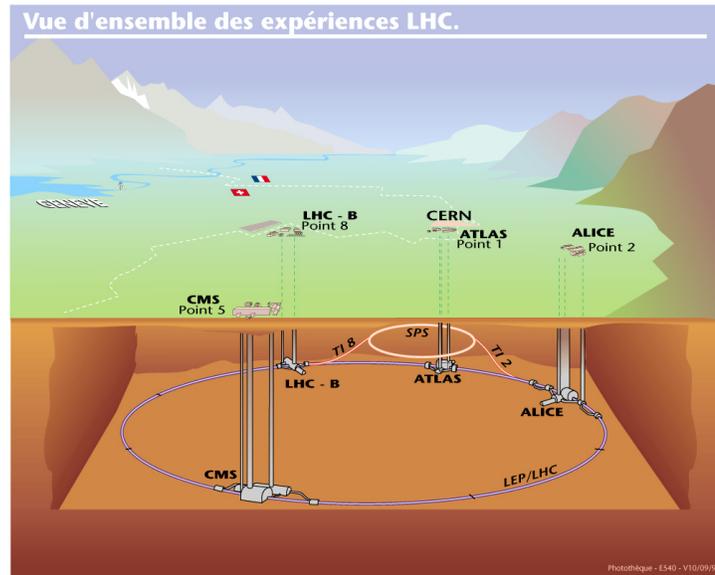


Figure 3.3 – Schéma du LHC décrivant la position de celui-ci ainsi que les 4 expériences utilisant le faisceau. Crédit photo : CERN

Comme les neutralinos n'interagissent pas avec les différents détecteurs du LHC, l'observation de ceux-ci se fait de façon indirecte. Ils pourraient être détectés dans certaines réactions où une grande quantité d'énergie transverse serait manquante (MET) dans le bilan de la réaction. Une des réactions possibles est la production d'une paire de $\tilde{\chi}_1^0$ suivant de la radiation de l'état initial (ISR), produisant un mono-jet. Les événements mono-jet ayant un grand MET sont donc compilés. Les contributions du Modèle Standard sont alors calculées et s'il y a un excès, il pourrait y avoir eu production d'une nouvelle particule. Cependant, sans une expérience de détection directe de matière sombre, il est impossible de dire si la particule créée est de la matière sombre ou une autre nouvelle particule. Les derniers résultats de

l'expérience CMS run-1 sont représentés à la figure 3.4 [32]. Ces limites ont été ajustées afin de pouvoir les comparer aux expériences de détection directe. Pour chaque masse, la section efficace supérieure à la courbe est exclue, c.-à-d. qu'aucun neutralino d'une masse donnée et d'une section efficace supérieure à la courbe n'a été trouvé. On peut noter qu'à faible masse, le LHC est très compétitif. Cependant, ces limites sont très dépendantes du modèle utilisé. Jusqu'à maintenant, aucune particule se rapprochant du neutralino n'a été découverte. Il est tout de même possible d'extraire des limites contraignant les différents modèles théoriques du MSSM.

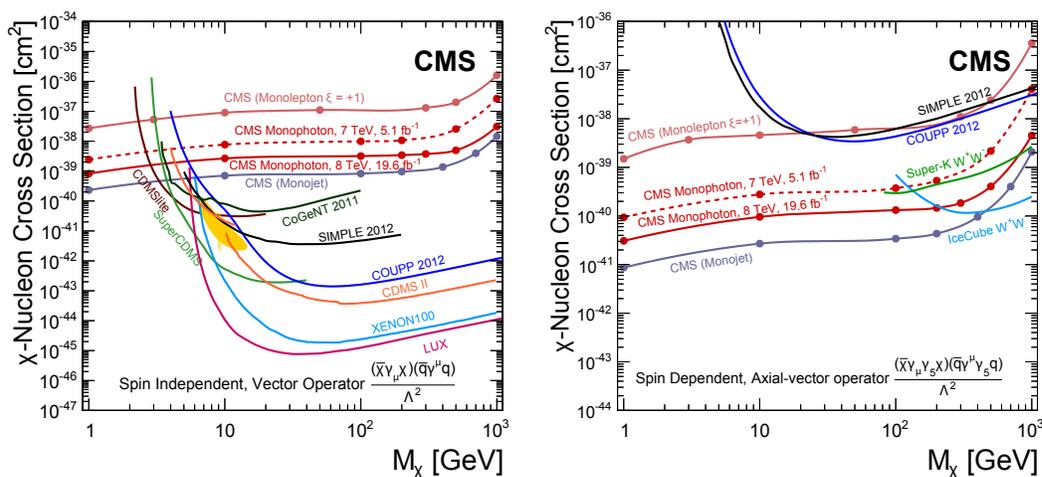


Figure 3.4 – Limites à 90% C.L. sur la section efficace élastique WIMP/nucléon en fonction de la masse du WIMP M_χ pour les secteurs indépendants du spin SI (gauche) et dépendants du spin SD (droite).

3.3.2 Détection indirecte

Plusieurs expériences tentent de détecter indirectement le neutralino. Ces expériences observent les produits d'annihilation de 2 neutralinos. Les principaux canaux de désintégration sont W^+W^- , ZZ , HH , $q\bar{q}$, ... Ces particules se désintègrent à leur tour pour produire des photons, des paires d'électrons/positrons ou des neutri-

nos. Comme la section efficace de l'annihilation des neutralinos est de l'ordre de la force électrofaible, il faut regarder les endroits de forte densité, comme les étoiles ou les galaxies. Les WIMPs traversant ces endroits entrent en collision avec quelques noyaux et perdent de l'énergie. Certains finiront par avoir une vitesse plus faible que la vitesse d'échappement gravitationnelle ($v_\chi < v_{esc}$) et resteront contraints par l'attraction gravitationnelle de l'objet massif. Ainsi, il se produira une accumulation de matière sombre dans ces objets. Il en découle une plus grande probabilité d'y observer l'annihilation de neutralinos.



Figure 3.5 – Un des télescopes de l'expérience VERITAS. Crédit photo : VERITAS

L'expérience VERITAS par exemple, utilise plusieurs télescopes Cherenkov (figure 3.5) pour observer des rayons gammas très énergétiques (Gev à TeV). Ces gammas pourraient provenir, par exemple, du centre de la galaxie et créer une cascade électromagnétique dans l'atmosphère terrestre. Les particules créées dans la cascade émettent de la radiation Cherenkov captée par les miroirs d'un télescope de VERITAS et réfléchi vers une caméra composée de quelques centaines de photomultiplicateurs (PMT). Après analyse, les propriétés des gammas initiaux peuvent être extraites. Si, après avoir pris en compte toutes les sources de gammas énergétiques provenant d'une région où il y aurait une forte densité de neutralinos, un surplus de rayons gammas est trouvé, cela pourrait être une indication de la présence

de l'annihilation de neutralinos. La figure 3.6 montre les limites de détection de la matière sombre dans les canaux $b\bar{b}$, $\tau^-\tau^+$ et $\gamma\gamma$ provenant de l'étude de galaxies naines [33]. Aucune anomalie n'a été détectée.

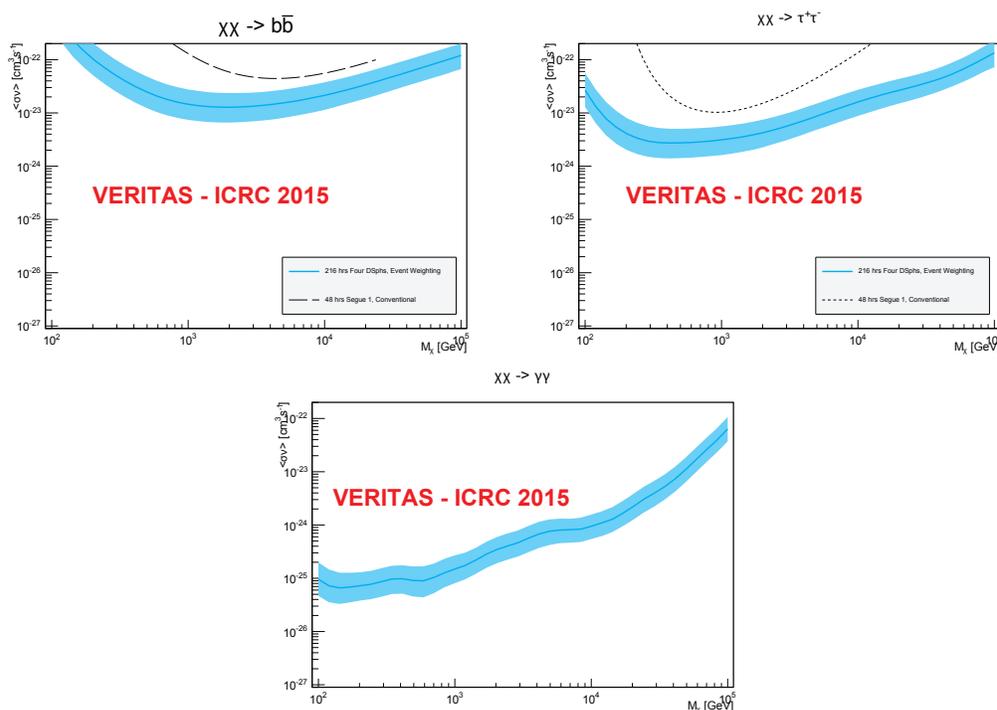


Figure 3.6 – Limite à 95% C.L. de la section efficace de l'annihilation de la matière sombre pour les canaux $b\bar{b}$ (gauche), $\gamma\gamma$ (centre) et $\tau^-\tau^+$ (droite) de l'expérience VERITAS. La bande bleue indique l'erreur systématique du profil de la matière sombre.

Des expériences comme ANTARES, IceCube ou SuperK étudient les neutrinos énergétiques. IceCube, par exemple, se situe au pôle Sud et est constitué de 5160 photomultiplicateurs répartis dans 3 km^3 de glace (figure 3.7). Ceux-ci sont groupés en cordées et furent insérés dans 86 colonnes forées à plus de 2,5 km de profond. Lorsque des neutrinos énergétiques traversent la glace polaire, ils peuvent interagir avec le milieu via une interaction faible de type courant chargé et produire des électrons, muons ou tauons. C'est en fait une désintégration β inverse. Dû à sa courte vie, le tauon se désintègre entre autres en électron ou muon. Les leptons restant,

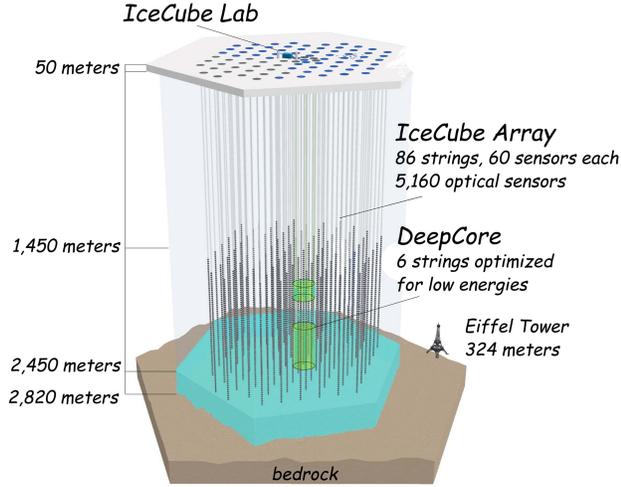


Figure 3.7 – Un diagramme du détecteur IceCube au pôle Sud. Crédit photo : Ice-Cube

s'ils ont assez d'énergie, émettent à leur tour de la radiation Cherenkov qui est détectée par le réseau de PMT. Une fois les données analysées, on peut en déduire les propriétés du neutrino initial. Un excès de neutrino provenant d'une région à forte densité pourrait aussi signifier l'annihilation de neutralinos. Les dernières limites de IceCube sont représentées à la figure 3.8 [34].

3.3.3 Détection directe

La détection directe du neutralino se fait quant à elle par des collisions élastiques sur le noyau. Malgré la faible interaction du neutralino, celui-ci peut interagir avec un nucléon d'un noyau et y déposer une énergie de recul E_r donnée par

$$E_R = 2E_\chi \frac{m_A m_{\tilde{\chi}_1^0}}{(m_A + m_{\tilde{\chi}_1^0})^2} (1 - \cos \theta) \quad (3.3)$$

où $E_\chi = 1/2 m_\chi v_\chi^2$ est l'énergie du neutralino, m_A et $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ sont les masses du noyau et du neutralino et θ l'angle de diffusion du neutralino. Pour des masses typiques

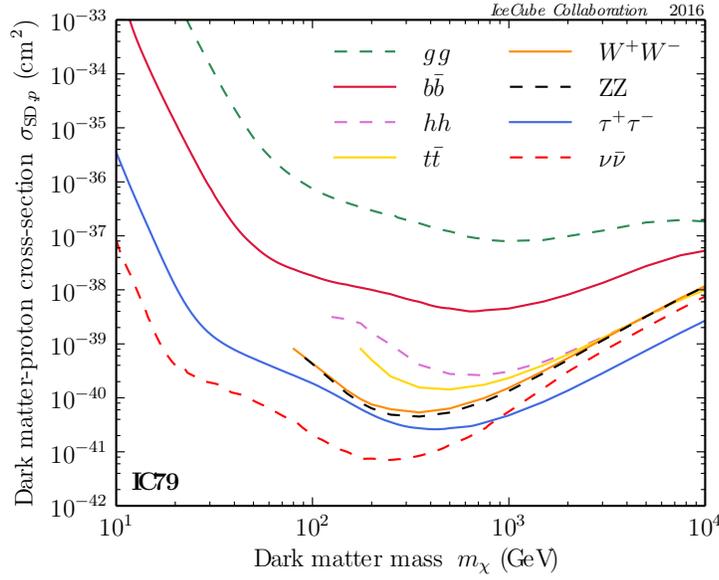


Figure 3.8 – Limite de la section efficace WIMP/proton dépendante du spin SD pour différents états finaux d’annihilation de l’expérience IceCube.

de neutralino de 10 à 1000 GeV c^{-2} , on obtient une énergie de recul de 10 à 100 keV. On peut alors supposer une diffusion isotrope en θ sur l’échelle d’énergie $0 < E_R < E_{R,max}(\theta \rightarrow \pi)$. Un détecteur devra alors avoir un seuil suffisamment bas afin de détecter ces reculs sans toutefois être sensible au bruit de fond.

Selon la paramétrisation standard du halo de matière sombre [35], l’agglomération de WIMPs formerait un halo sphérique non rotatif dans la galaxie. La densité de WIMPs dans la galaxie est estimée à environ $\rho_{halo} = 0,3 \text{ GeV } c^{-2} \text{ cm}^{-3}$. Ce halo aurait une distribution de vitesse Maxwell-Boltzmann tronquée à la vitesse d’échappement $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$ définie comme

$$f(\vec{v}_\chi) = \begin{cases} \frac{1}{(\pi v_0^2)^{3/2}} e^{-\left(\frac{v_\chi^2}{v_0^2}\right)} & |\vec{v}| < v_{esc} \\ 0 & |\vec{v}| \geq v_{esc} \end{cases} \quad (3.4)$$

où $v_0 = 220 \text{ km/s}$ est la vitesse moyenne du soleil orbitant autour de la galaxie

et \vec{v}_χ est la vitesse du neutralino. De plus, puisque le détecteur est sur terre, il faut remplacer $\vec{v}_\chi \rightarrow \vec{v}_\chi + \vec{v}_{terre}$. Comme le plan de l'orbite terrestre n'est pas perpendiculaire au plan de l'orbite du soleil autour de la galaxie (figure 3.9), la vitesse combinée $\vec{v}_\chi + \vec{v}_{terre}$ sera différente selon la période de l'année. Le flux de neutralinos sera légèrement supérieur en juin qu'en décembre. Il serait donc possible de détecter une modulation annuelle du signal des WIMPs.

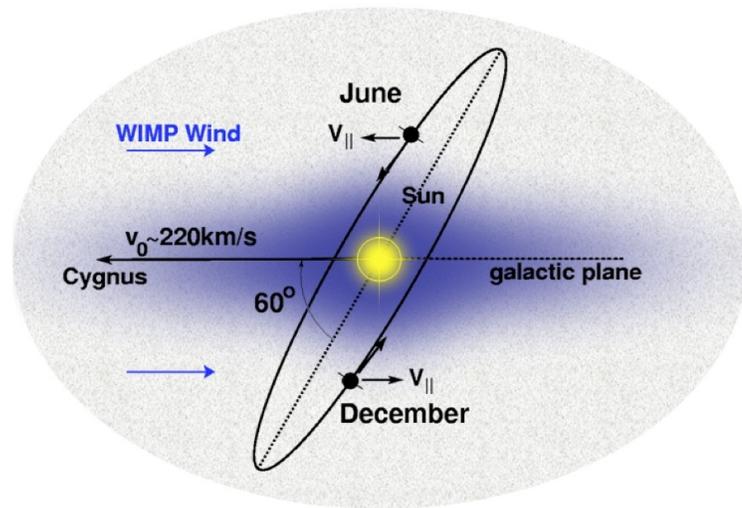


Figure 3.9 – Le plan orbital terrestre est incliné à environ 60° par rapport à la galaxie. Ainsi, le «vent» de WIMPs n'aura pas la même vitesse selon la période de l'année. Crédit photo : Université de Sheffield

Le taux de comptage différentiel par unité de masse du noyau cible en fonction de l'énergie de recul est donné par l'équation simplifiée suivante

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{\langle E_R \rangle} e^{-\frac{E_R}{\langle E_R \rangle}} F^2(E_R) \quad (3.5)$$

où R_0 est le taux de comptage total, $\langle E_R \rangle$ est l'énergie de recul moyen et $F^2(E_R)$ est un facteur de forme nucléaire [36]. En supposant une efficacité de 100%, le taux de comptage total attendu peut être calculé par

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_\chi}{m_\chi} \langle v_\chi \rangle \sigma_A \quad (3.6)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, A est la masse atomique du noyau, ρ_χ est la densité locale des neutralinos, m_χ est la masse du neutralino, $\langle v_\chi \rangle$ est la vitesse moyenne du neutralino et σ_A est la section efficace de l'interaction neutralino/noyau. Il est possible d'estimer le taux de comptage en posant les valeurs suivantes : $\rho_\chi \approx \rho_{halo}$, $m_\chi = 100 \text{ GeV c}^{-2}$, $\langle v_\chi \rangle \approx v_0$ et $\sigma_A \approx 1 \text{ pb}$, la valeur de la section efficace étant de l'ordre de l'interaction faible. On obtient alors dans le cas d'un détecteur Picasso contenant 1 kg de ^{19}F un total de 8 WIMPs sur une période de 1 mois. À cette valeur, il faut multiplier par l'efficacité de détection ε qui est généralement inférieure à 1. Il faut alors de très grandes masses ainsi qu'un très bas bruit de fond pour espérer détecter le signal d'un neutralino. L'énergie de recul moyenne est définie comme à l'équation 3.3 par

$$\langle E_R \rangle = 2 \frac{m_A m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{(m_A + m_{\tilde{\chi}_1^0})^2} \langle v_\chi \rangle \quad (3.7)$$

Le facteur de forme $F^2(E_R)$ dépend de l'arrangement des nucléons dans le noyau et varie entre 0 et 1. Il peut être écrit comme $F^2(|\vec{q}|)$ où $|\vec{q}| = \sqrt{2m_A E_R}$ est le momentum transféré au noyau par le WIMP. On constate alors que le facteur de forme est proportionnel à la masse du noyau cible.

La section efficace σ_A de l'interaction neutralino/noyau est donnée par

$$\sigma_A = 4G_F^2 \left(\frac{m_A m_{\tilde{\chi}_1^0}}{m_A + m_{\tilde{\chi}_1^0}} \right)^2 C_A \quad (3.8)$$

où G_F est le facteur de Fermi et C_A est un facteur d'interaction dépendant du

type d'interaction. Il y a deux types d'interactions entre le neutralino et le noyau, la première appelée dépendante du spin (SD) et la seconde est appelée indépendante du spin (SI). Pour les interactions dépendantes du spin, les diagrammes de Feynmann dominants sont présentés à la figure 3.10. Pour ce type d'interaction, le neutralino interagira principalement avec le nucléon non apparié d'un noyau ayant un nombre impair de nucléons, c.-à-d. le proton ou le neutron excédentaire du noyau. Le facteur d'interaction C_A^{SD} est donné par

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} \lambda^2 J(J+1) \quad (3.9)$$

où J est le spin total du noyau et $\lambda^2 = (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 / J^2$ est un facteur qui dépend du spin moyen des protons $\langle S_p \rangle$ et neutrons $\langle S_n \rangle$ du noyau ainsi que du couplage du neutralino avec ceux-ci (a_p et a_n). Donc, pour maximiser la section efficace, il faut choisir un noyau cible avec un grand facteur λ^2 . Le tableau 3.I montre les valeurs de λ^2 et J pour quelques noyaux. Le fluor est de loin le meilleur choix pour cette interaction.

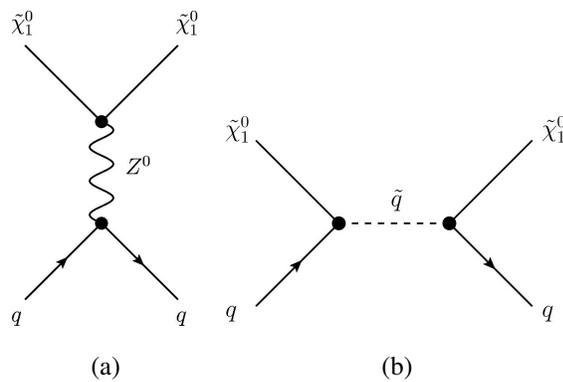


Figure 3.10 – Diagramme de Feynmann des interactions dépendantes du spin.

Pour les interactions indépendantes du spin, le neutralino interagira avec le noyau ayant un nombre de nucléons pair de façon cohérente, puisque le noyau est sans spin.

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

Tableau 3.I – Propriétés de différents isotopes [37].

Les diagrammes de Feynmann dominant sont présentés à la figure 3.11. Le facteur

C_A^{SI} est alors

$$C_A^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} (Zf_p + (A - Z)f_n)^2 \quad (3.10)$$

où G_F est le facteur de Fermi, Z est le nombre atomique et f_p et f_n sont les constantes de couplage du neutralino aux protons et neutrons. En supposant que $f_p \simeq f_n$, on trouve alors que $C_A^{SI} \propto A^2$. Pour maximiser cette section efficace, il faut donc utiliser un noyau cible ayant un grand nombre atomique.

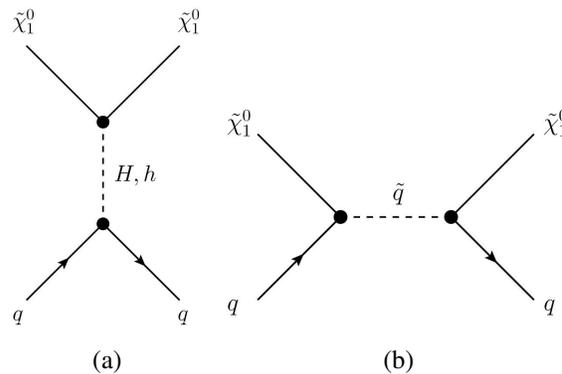


Figure 3.11 – Diagramme de Feynmann des interactions indépendantes du spin.

Malgré ces différentes techniques pour augmenter la section efficace, il n'en de-

meure pas moins que les sections efficaces sont très petites, de l'ordre de $\sigma^{SD} \approx 10^{-5}$ pb et $\sigma^{SI} \approx 10^{-9}$ pb [29]. Il faut alors des détecteurs avec de grandes masses actives, de l'ordre de la tonne et plusieurs années d'opération avant d'espérer détecter quelques neutralinos.

3.3.3.1 Les expériences de détection directe

Il y a aujourd'hui plus d'une vingtaine d'expériences qui tentent de découvrir la matière sombre directement. Ces expériences peuvent se classer selon trois techniques de détection : les détecteurs à ionisation, les détecteurs à scintillation et les détecteurs de phonons. De plus, certaines expériences utilisent plusieurs techniques à la fois. La figure 3.12 représente les différentes expériences actives aujourd'hui selon leur méthode de détection ainsi que les différentes cibles.

L'expérience LUX, par exemple, utilise 370 kg de xénon liquide (LXe) comme scintillateur dans une chambre à dérive ou TPC («*Time Projection Chamber*») à double phase (figure 3.13). Le détecteur mesure 47 cm de diamètre et 48 cm de hauteur. Il est situé à 1,5 km sous la surface, au laboratoire SURF au Dakota du Sud. Son volume contient majoritairement du LXe avec une petite section sur le dessus de GXe (xénon gazeux). Le détecteur est à l'intérieur d'un bassin d'eau de 7,6 m de diamètre par 6,1 m de haut. Les faces inférieure et supérieure du détecteur sont occupées par 61 PMT mesurant la lumière émise par le volume actif de 250 kg. Lorsqu'une particule interagit avec le scintillateur (LXe), elle excite ses électrons. Lors de la désexcitation, les électrons émettent des photons dont l'énergie est proportionnelle à l'énergie déposée. De plus, une particule peut aussi ioniser le LXe. Comme le détecteur est sous un champ électrique, les électrons vont migrer vers le haut du détecteur dans la région gazeuse de celui-ci, produisant de l'électroluminescence.

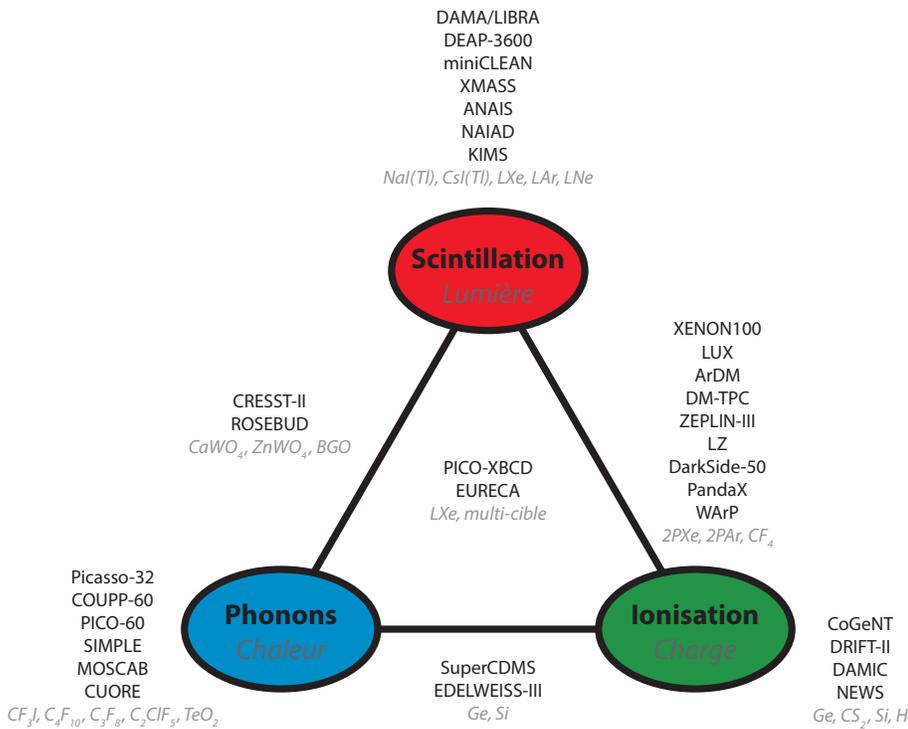


Figure 3.12 – Diagramme représentant les trois grands types de détection directe du neutralino. Les différentes expériences sont classées selon la ou les techniques utilisées.

Ces deux signaux lumineux sont utilisés afin de reconstruire le dépôt d'énergie et de discriminer entre les reculs nucléaires et les reculs électroniques. Comme la masse du xénon est importante, cette expérience maximise la détection de WIMPs dans le secteur SI. Les dernières limites de détection sont affichées à la figure 3.14 [38]. Plusieurs autres expériences utilisent ce principe de fonctionnement, comme Xenon100 ou Zeplin. Certaines expériences utilisent de l'argon à la place du xénon, comme ArDM ou WArP.

L'expérience SuperCDMS, quant à elle, utilise des cristaux de germanium comme masse active (Figure 3.15) à la mine Soudan au Minnesota. Chaque cristal mesure 76 mm de diamètre par 25 mm d'épaisseur et pèse environ 600 g. Les cristaux sont refroidis par un réfrigérateur à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ pouvant atteindre 10 mK. Lors d'une

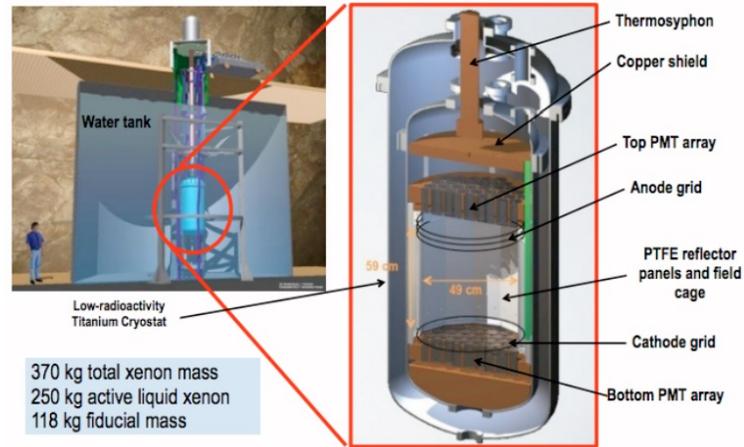


Figure 3.13 – Schéma du détecteur LUX. Crédit photo : LUX

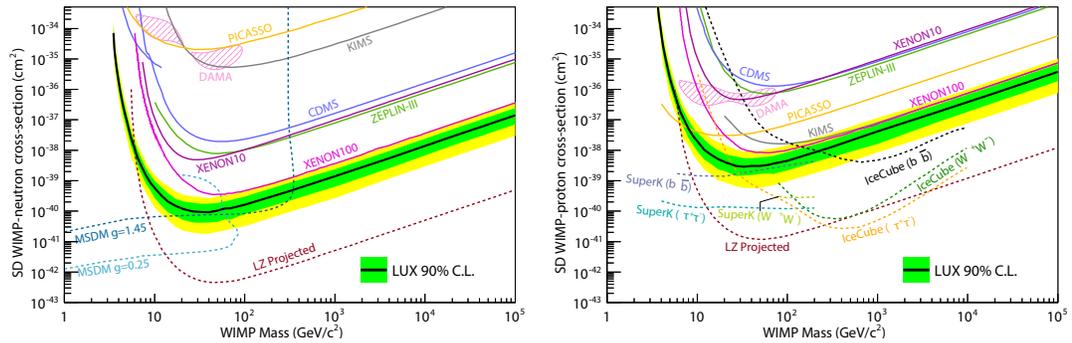


Figure 3.14 – Limites à 90% C.L. de la section efficace WIMP/neutron (gauche) et WIMP/proton (droite) de LUX

collision avec un noyau de germanium, le dépôt d'énergie induit des vibrations dans le cristal, ou phonons, qui se propagent jusqu'aux surfaces de celui-ci. Les phonons sont absorbés par de fines lamelles d'aluminium supraconductrices, transférant leur énergie aux électrons. Les électrons diffusent ensuite dans des bandes de tungstène supraconductrices où une faible tension est appliquée. Cette tension chauffe le tungstène près du point de transition supraconducteur. Ainsi, un léger courant provenant de l'aluminium est suffisant pour chauffer le tungstène et le rendre conducteur standard. La résistance électrique de celui-ci devient alors non-nulle et le courant provenant de la tension appliquée sera modifié. Cette variation de courant est me-

surée par un SQUID et plusieurs amplificateurs. Le cristal est aussi sous un champ électrique. Il est alors possible de collecter les charges diffusées vers la surface provenant de l'ionisation du cristal par une particule. Avec ces deux types de signaux, il est possible de mesurer l'énergie déposée par une particule et de savoir si l'évènement est un recul nucléaire ou un recul électronique. Cette expérience maximise aussi le secteur SI et les derniers résultats sont à la figure 3.16 [39]. L'expérience Edelweiss, située dans le Laboratoire Souterrain de Modane, utilise un principe de fonctionnement très similaire. La troisième version de l'expérience Edelweiss-III est en cours avec 40 détecteurs de 800 g de germanium chacun.

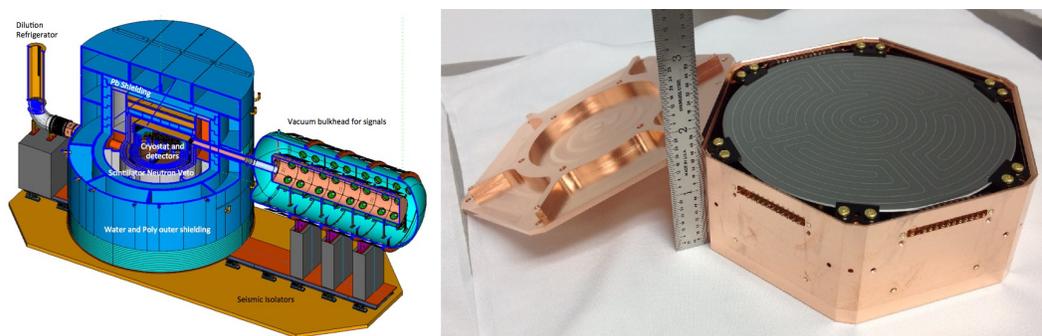


Figure 3.15 – Schéma du détecteur complet (gauche) et vue de l'intérieur d'un des détecteurs de SuperCDMS (droite). Crédit photo : SuperCDMS

L'expérience PICO, qui provient de la fusion entre les expériences Picasso et COUPP, utilise des détecteurs à liquides surchauffés comme principe de détection. La cible est un fréon, le C_3F_8 , choisi pour maximiser la section efficace dépendante du spin. Comme il y a beaucoup d'atomes de fluor par molécule, il faut une moins grande masse de fréon pour atteindre la même performance que les autres expériences. En fait, PICO est en tête des expériences dépendantes du spin. Le principe de détection est celui de la chambre à bulles. Une particule frappant un atome de fluor entraîne un changement de phase du fréon de liquide à gaz et l'onde de choc

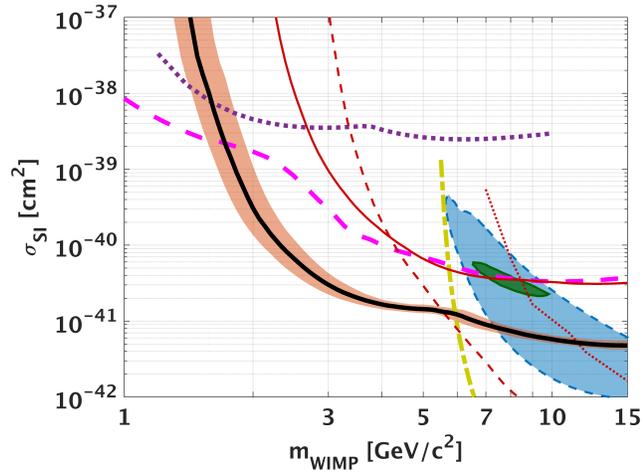


Figure 3.16 – Limite à 90% C.L. de la section efficace SI de CDMSlite run-2 (noir) ainsi que CDMSlite run-1 (rouge plein), SuperCDMS (rouge pointillé), EDELWEISS-II (rouge pointé), LUX (jaune pointillé), CRESST (magenta pointillé) et DAMIC (mauve pointé). Les régions proviennent de CDMS II Si (bleu) et CoGeNT (vert).

provoquée est mesurée par des capteurs de pression, des capteurs acoustiques et des caméras. L'étude de ces signaux permet alors de discriminer entre les différents types d'évènements comme les neutrons ou les particules alphas. PICO possède maintenant deux détecteurs, PICO-60 et PICO-2L à SNOLab, en Ontario. Dans le prochain chapitre, le fonctionnement d'un détecteur à liquides surchauffés sera élaboré en détail, ainsi que la théorie associée à la surchauffe.

CHAPITRE 4

DÉTECTEURS À LIQUIDES SURCHAUFFÉS

Dans ce chapitre sera décrit en détail le fonctionnement du détecteur à liquide surchauffé. Cette technique provient des chambres à bulles traditionnelles où un liquide cible était décompressé et amené à la surchauffe pour détecter les traces de particules provenant d'un faisceau d'accélérateurs. Ces détecteurs devaient être cyclés en pression en synchronicité avec l'accélérateur pour éviter que la chambre à bulles ne se déclenche par une particule de bruit de fond, dû à leur surchauffe élevée. Les détecteurs à liquide surchauffé utilisent le même principe de détection, soit la préparation d'un liquide dans un état métastable, la surchauffe, où un petit dépôt d'énergie par une particule ionisante ou par une collision déclenche une transition de phase de liquide à gaz. L'innovation de ces détecteurs provient de l'augmentation du temps de vie de ces états métastables à plusieurs jours. La surchauffe nécessaire à la détection de recul nucléaire étant moindre, les détecteurs sont alors insensibles aux particules à ionisation minimum (MIP). Cela permet la détection d'interactions très rares et, dans ce cas-ci, la détection de la matière sombre. Les bases théoriques seront établies afin de décrire le principe de fonctionnement des détecteurs ainsi qu'une introduction aux différents types de détecteurs à liquides surchauffés.

4.1 La théorie de Seitz

En 1952, après avoir travaillé sur différentes chambres à brouillard, Donald A. Glaser eut l'idée d'utiliser un principe similaire pour détecter les particules élémentaires. Il postula qu'en utilisant un liquide en surchauffe, il serait possible de détecter

le passage de particules provenant d'un accélérateur [40]. C'est ainsi que la chambre à bulles est née. Elle est constituée d'un grand réservoir contenant un liquide (en général de l'hydrogène) près du point d'ébullition. Juste avant le passage de particules dans le détecteur, un piston diminue la pression pour produire un état de surchauffe du liquide où la pression sur le liquide est inférieure à la pression d'équilibre liquide-gaz, ou pression de vapeur, à la température du détecteur. Le liquide étant alors métastable, le passage de particules dépose assez d'énergie pour produire un changement de phase créant une trace de microbulles. L'évaporation du liquide le long de la trace grossit ainsi les bulles, devenant visibles. Un système de caméras est déclenché en synchronisation avec le faisceau de particules pour prendre une image de la trace. La figure 4.1 montre un exemple de photographie d'une chambre à bulles.



Figure 4.1 – Photographie de traces de particules dans une chambre à bulles à hydrogène. Crédit photo : Wikipedia

Le détecteur étant dans un champ magnétique constant, le rayon de courbure des différentes traces permet d'extraire le moment cinétique des particules. Glaser tenta d'expliquer le fonctionnement du détecteur par une théorie électrostatique, comme

pour la chambre à brouillard, mais il ne réussit pas. C'est en 1958 que Frederick Seitz proposa une théorie basée sur la thermodynamique pour en expliquer le fonctionnement, le modèle du «*Hot-Spike*» [41].

4.1.1 Modèle du «*Hot-Spike*»

Lors d'une collision élastique avec un noyau, une particule transfère une partie de son énergie au noyau. Ce noyau dépose à son tour une énergie de recul sous forme de chaleur ou «*Hot-Spike*» dans le milieu augmentant ainsi la pression de vapeur localement. Celle-ci étant plus grande que la pression et la tension de surface du liquide, une cavité gazeuse se crée que l'on appelle protobulle. On suppose ici une cavité sphérique de rayon R afin de minimiser la tension de surface de l'interface liquide/gaz. Si l'énergie déposée est suffisante, la protobulle pourra prendre de l'expansion et vaporiser le liquide. Dans le cas contraire, la protobulle s'effondrera sur elle-même et la transition de phase n'aura pas lieu.

4.1.2 Rayon critique

Afin que la protobulle soit viable et mène à une transition de phase, il faut que le travail fait par la pression P_i de la protobulle soit supérieur au travail de la pression P_e du liquide et de la tension de surface σ de l'interface, soit

$$P_i dV > P_e dV + \sigma dA \quad (4.1)$$

où V est le volume de la protobulle et A est l'aire de la surface de la protobulle. Puisque la protobulle est sphérique, nous avons $dV = 4\pi R^2 dR$ et $dA = 8\pi R dR$. Il est alors possible de calculer un rayon critique R_c au-dessus duquel le changement de phase sera irréversible. À partir de 4.1, on obtient

$$R_c = \frac{2\sigma}{P_i - P_e} \quad (4.2)$$

Ainsi, lorsque $R > R_c$, il y aura changement de phase. Comme la tension de surface est dépendante de la température, il est possible d'approximer cette valeur par

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^n \quad (4.3)$$

où σ_0 est une constante dépendante du liquide, T est la température du liquide, T_c est la température critique du liquide et $n \approx 11/9$ est un facteur empirique. On peut en conclure que plus la température est élevée, plus la tension de surface sera petite et il sera alors plus facile d'atteindre le rayon critique. La pression P_i est une fonction dépendante de P_e et de T . Il est possible d'estimer la valeur de P_i comme suit. À température constante, la différentielle du potentiel chimique est

$$Nd\mu = VdP \quad (4.4)$$

Puisque les potentiels chimiques du liquide et de la protobulle sont égaux à T et à la pression de vapeur P_v , on peut écrire

$$\int_{P_e}^{P_v} \frac{V}{N_e} dP = \int_{P_i}^{P_v} \frac{V}{N_i} dP \quad (4.5)$$

La densité étant définie comme $\rho = N/v$, on obtient de l'équation 4.5

$$\frac{P_v - P_e}{\rho_e} = \frac{P_v}{\rho_v} \ln \left(\frac{P_v}{P_i} \right) \quad (4.6)$$

où ρ_v est la densité du gaz à la pression de vapeur P_v et la température T . Ici, il

a été supposé que le liquide est incompressible ($\rho_e = \text{constante}$) et que le gaz est un gaz parfait. En isolant P_i , il est possible de réécrire le rayon critique comme

$$R_c \approx \frac{2\sigma(T)}{P_v(T) - P_e} \frac{\rho_e}{\rho_e - \rho_v(P_v(T), T)} \quad (4.7)$$

La pression de vapeur P_v peut être calculée à l'aide de l'équation d'Antoine

$$P_v = 10^{\left(A - \frac{B}{C+T}\right)} \quad (4.8)$$

où A , B et C sont des coefficients dépendants du liquide et $\rho_v = P_v/RT$ est simplement calculé de la loi des gaz parfaits. Le rayon critique est alors complètement dépendant de la température T et de la pression P_e , les autres valeurs étant déjà tabléées par NIST [42], par exemple. La figure 4.2 montre le rayon critique pour différentes températures et pressions dans le cas du C_3F_8 .

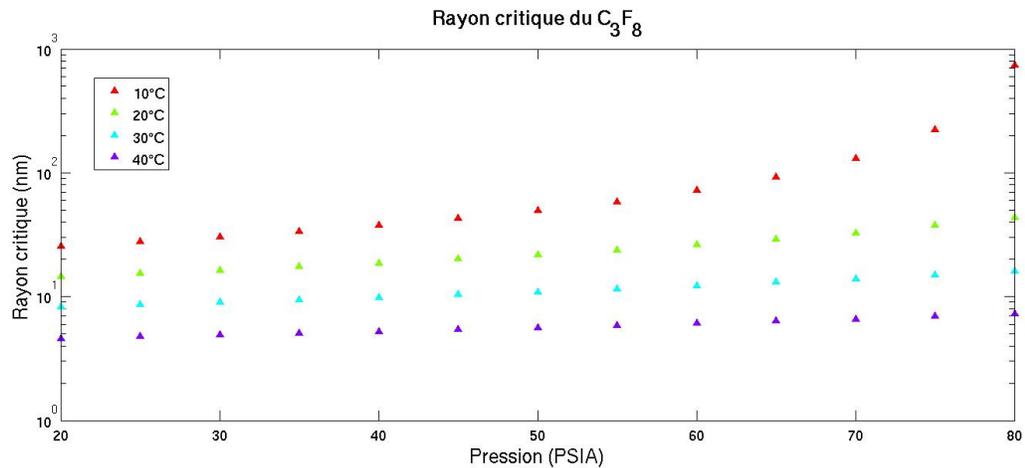


Figure 4.2 – Rayon critique du C_3F_8 en fonction de la pression pour plusieurs températures

4.1.3 Énergie critique et critère de Seitz

On peut maintenant aussi définir une énergie critique E_c nécessaire à créer une protobulle de rayon R_c , soit

$$E_c = \frac{4\pi}{3}R_c^3(P_e - P_i) + \frac{4\pi}{3}R_c^3\rho_i(h_i(T) - h_e(T)) + 4\pi R_c^2 \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) + W_{irr} \quad (4.9)$$

Ce seuil d'énergie contient plusieurs composantes [43]. Le premier terme est le travail requis pour former une protobulle afin de compenser la pression du liquide. Le deuxième terme correspond à l'énergie nécessaire pour évaporer le liquide et effectuer un changement de phase de liquide à gaz. La densité du gaz est environ $\rho_i = \rho_v \frac{P_i}{P_v}$. Les valeurs h_i et h_e sont les chaleurs latentes du gaz et du liquide respectivement. Le troisième terme représente l'énergie requise pour vaincre la tension de surface. Finalement, le quatrième terme représente le travail irréversible dû, entre autres, aux émissions acoustiques. Ce travail ne représente qu'environ 2% et ne sera donc pas considéré dans le cas présent. La figure 4.3 montre l'énergie critique pour différentes températures et pressions dans le cas du C_3F_8 .

On peut en conclure qu'il est possible d'ajuster l'énergie critique du liquide en contrôlant la température et la pression du liquide. De plus, cela implique aussi que si l'énergie déposée est plus grande que l'énergie critique, il y aura transition de phase de liquide à gaz. En fait, le modèle de Seitz prévoit un double critère afin de mener à une transition de phase.

$$E_{dep} = \frac{dE}{dx} L_c \geq E_c \quad (4.10)$$

L'énergie déposée par une particule incidente E_{dep} doit être supérieure à l'éner-

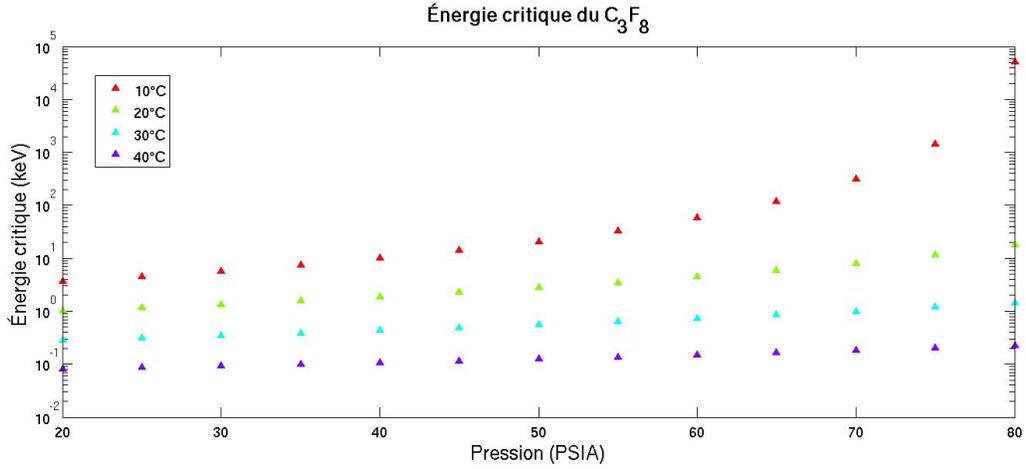


Figure 4.3 – Énergie critique du C_3F_8 en fonction de la pression pour plusieurs températures

gie critique E_c . De plus, cette énergie doit être déposée dans une longueur critique $L_c = bR_c$ où b est le paramètre de Harper [44] défini de façon expérimentale. Ce paramètre peut varier en fonction de E_c et n'est toujours pas très bien compris. Selon différentes mesures effectuées par COUPP, ce paramètre serait entre 4 et 10. Selon Picasso, ce paramètre est inversement proportionnel à la température et se situerait entre 2 et 12 [43]. Le terme dE/dx est le dépôt d'énergie par unité de longueur, dépendant de la particule incidente. Les détecteurs à liquides surchauffés font donc partie de la catégorie des détecteurs à seuil. Pour un seuil donné E_{th} , le détecteur peut effectuer une transition de phase en présence de toute particule qui répond au critère de Seitz. Le seuil d'un détecteur est alors $E_{th} = E_c$. Cependant, la probabilité d'effectuer cette transition n'est pas de 100%. En fait, la réponse d'un détecteur est plutôt de forme sigmoïde et suit la fonction de probabilité suivante

$$P(E_R, E_{th}, \alpha) = 1 - e^{-\alpha \left(1 - \frac{E_R}{E_{th}}\right)} \quad (4.11)$$

Cette fonction dépend de l'énergie de recul E_R , du seuil E_{th} et d'un paramètre

empirique α [45]. Ce paramètre représente le caractère abrupt du seuil et varie selon la particule incidente. Ainsi, pour le recul du ^{210}Po d'une désintégration alpha, le paramètre sera $\alpha > 10$, ce qui implique un seuil abrupt. Pour des neutrons mono énergétiques de 5 à 100 keV, il sera plutôt de $1 < \alpha < 5$, ce qui donne un seuil lent ou mou. La valeur de $\alpha = 5$ est généralement adoptée. Le taux de comptage observé alors donné par

$$R_{obs}(M_W, \sigma_A, E_{th}, \alpha) = \int_0^{E_{R,max}} P(E_R, E_{th}, \alpha) \frac{dR}{dE_R} dE_R \quad (4.12)$$

Dans le cas du neutralino, il est possible d'ajuster la fonction aux données recueillies afin d'extraire la masse du WIMP M_W et sa section efficace σ_A .

4.2 Principe de fonctionnement

Tous les détecteurs à liquide surchauffé sont basés sur le même principe. Un contenant aux parois lisses est rempli d'un liquide cible. La température et la pression sur le liquide étant contrôlées en tout temps, un des deux paramètres est modifié afin de créer un état de surchauffe du liquide. En général, la pression est le paramètre utilisé, car il est possible d'ajuster la pression rapidement contrairement à la température. Lors du passage d'une particule dans le liquide, si le dépôt d'énergie est suffisant, une bulle en expansion sera formée. Une série de capteurs (caméra, capteur piézoélectrique, capteur de pression ...) détectent la bulle et les paramètres de pression ou de température sont ajustés afin d'éliminer la surchauffe et de condenser cette bulle. Le détecteur est par la suite remis en état de surchauffe prêt à détecter une nouvelle particule. La figure 4.4 représente un diagramme de phase typique ainsi que la région de surchauffe.

La figure 4.5 montre de façon schématique l'anatomie d'un détecteur à liquide

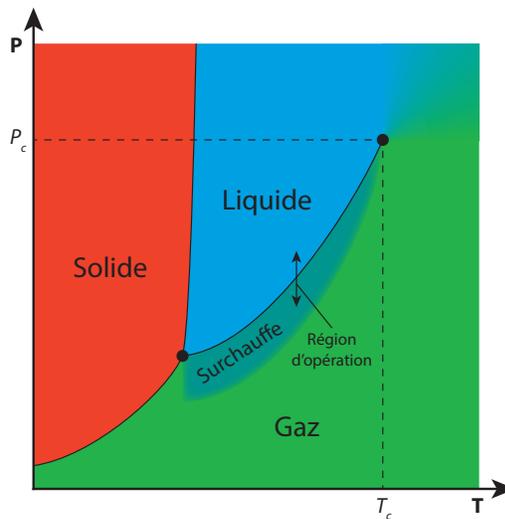


Figure 4.4 – Diagramme de phase typique indiquant la région de surchauffe ainsi que la région d’opération d’un détecteur.

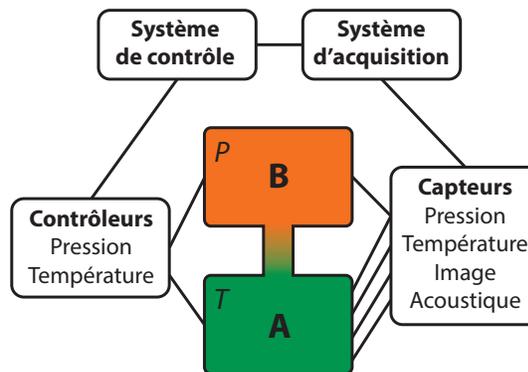


Figure 4.5 – Représentation schématique d’un détecteur à liquide surchauffé. La région A contient un liquide surchauffé à une température T . La région B contrôle la pression P sur la région A.

surchauffé. Le contenant A contient un liquide cible et est maintenu à une température T . Relié au contenant A se trouve un système B contrôlant la surchauffe. Ce système contrôle la pression P sur le liquide cible. Une série de capteurs surveillent le liquide actif afin de détecter la formation de bulles. Un ordinateur enregistre les données des différents capteurs et commande au système B la façon d’agir sur le contenant A. Soit la pression est diminuée afin d’augmenter la surchauffe et de ré-

duire le seuil E_{th} , soit la pression est augmentée afin de diminuer la surchauffe et d'augmenter le seuil. Lorsque la pression $P > P_v(T)$, la surchauffe cesse et tout gaz est condensé en liquide.

4.2.1 Liquide cible

Comme mentionné dans le chapitre 3, il y a 2 façons de maximiser la section efficace d'interaction du neutralino avec les noyaux du détecteur, soit en utilisant une cible ayant un grand numéro atomique A , soit en utilisant une cible ayant un grand paramètre λ^2 . Dans le cadre de l'expérience PICO, plusieurs liquides cibles ont été utilisés, dont le CF_3I qui maximise la section efficace dans les deux secteurs et les fréons C_3F_8 , C_4F_{10} et C_5F_{12} qui maximisent la section efficace dépendante du spin. Des tests sont présentement effectués afin d'utiliser du $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ afin d'augmenter la sensibilité de détection à faible masse ($< 10 \text{ GeV c}^{-2}$). Puisque ces fréons contiennent plusieurs atomes de fluor par molécule, ils sont encore plus efficaces. Ces fluides ont aussi été choisis à cause de leurs propriétés physiques, leur faible coût, leur disponibilité, leur faible interaction chimique, leur faible danger pour l'humain et leur grande pureté. Puisque la température d'ébullition et la pression associée sont relativement près des valeurs atmosphériques, la conception des systèmes hydrauliques et thermiques est de beaucoup simplifiée. Sachant que E_{th} doit se situer entre 1 et 100 keV pour le neutralino, on peut calculer l'énergie critique E_c pour ces différents fluides. L'objectif est ici de contraindre les plages de pression et de température auxquelles le détecteur doit pouvoir fonctionner. L'annexe I contient des graphiques de la pression et de la température d'opération en fonction de l'énergie de seuil E_{th} ainsi qu'un tableau des propriétés physiques de différents fréons.

4.2.2 Fabrication de la chambre

L'élément le plus critique dans le bon fonctionnement d'une chambre à bulles est le contenant du liquide actif. Comme la surchauffe est un état métastable, le contenant doit être conçu afin d'induire le moins possible de nucléations aux parois. Comme la plupart des matériaux ont une surface irrégulière à l'échelle microscopique, certaines cavités peuvent contenir du gaz emprisonné [46]. De plus, la tension de surface du liquide en contact avec la paroi maintient le gaz dans les cavités. Ces «bulles» de gaz permettent au liquide de s'évaporer par la cavité et ainsi produire un changement de phase dans le liquide sans qu'aucune particule n'ait interagi avec le fluide. Il est alors important de dégazer tout élément en contact avec le liquide actif afin de limiter les faux événements. Le fait de condenser tout liquide en contact avec le contenant permet de remplir les cavités de liquide mouillant ainsi la surface. Jusqu'à maintenant, deux techniques ont eu du succès pour éliminer les nucléations aux parois. L'utilisation d'un polymère à base d'eau dans lequel le liquide actif est suspendu permet d'obtenir une surface extrêmement lisse. Cette technique revient à suspendre des millions de gouttelettes de fréon dans l'eau et donc, sans cavités gazeuses. La seconde technique consiste à utiliser un contenant de quartz synthétique. La structure sans imperfection du quartz crû en laboratoire permet de minimiser les cavités et ainsi augmenter grandement la durée de vie de la surchauffe.

Il peut aussi se produire des nucléations spontanées dans le liquide même, dues aux impuretés. Il est alors important de fabriquer le détecteur en salle blanche afin de minimiser le nombre de poussières et autres particules introduites en suspension dans le fluide. C'est pourquoi tout liquide qui entre dans la fabrication d'un détecteur est évaporé de son contenant et condensé à même le détecteur. C'est la meilleure façon d'éviter le transfert de particules en suspension. À défaut de pouvoir effectuer

une distillation, une filtration à l'aide de plusieurs filtres de plus en plus petits s'avère assez efficace. Les surfaces entrant en contact avec le milieu actif doivent être lavées plusieurs fois aux ultrasons afin de déloger toute particule pouvant se détacher de celles-ci. Évidemment, ces surfaces ne doivent pas réagir chimiquement avec les liquides auxquels ils sont en contact dans le but de prévenir la formation d'impuretés. Finalement, les pièces en mouvement du détecteur qui sont adjacentes au milieu actif doivent être conçues afin de limiter la friction entre deux surfaces, toujours dans le but de prévenir la création de particules qui pourraient créer des nucléations spontanées.

La radioactivité des matériaux est un facteur très important dans la conception d'un détecteur à liquide surchauffé. Comme ces détecteurs sont sensibles principalement aux particules alphas et aux neutrons, il est crucial de sélectionner des matériaux d'une grande pureté et de faible radioactivité. Par exemple, le quartz synthétique a aussi comme avantage de contenir peu d'actinides radioactifs et par conséquent, de n'être que faiblement radioactif. Des techniques de filtration peuvent aussi être utilisées afin de capter les métaux lourds radioactifs présents dans la plupart des liquides. Le HZrO , comme autre exemple, est utilisé comme capteur d'actinide [47]. En solution, le HZrO se lie aux actinides et précipite. Il peut ensuite être filtré pour réduire la concentration dans le liquide. Dans le chapitre 8, les sources de bruit de fond seront traitées en détail ainsi que la façon de les réduire.

Les éléments clés nécessaires au bon fonctionnement d'un détecteur à liquide surchauffé ayant été abordés, le reste de la conception d'un détecteur revient à de l'ingénierie. Les prochains chapitres porteront sur trois types de détecteurs à liquide surchauffé. Il y sera décrit en détail les principes de fonctionnement de chacun, la méthode de fabrication et les différents systèmes associés.

CHAPITRE 5

LE DÉTECTEUR DE TYPE PICASSO

L'expérience Picasso (*Project In Canada to Search for Supersymmetric Objects*) a été l'une des premières à rechercher la matière sombre. Une trentaine de collaborateurs provenant de diverses institutions dont l'Université de Montréal, l'Université Queen's, l'Université Laurentienne et l'Université d'Alberta y participent depuis le début des années 2000. Les détecteurs Picasso sont des détecteurs à gouttelettes surchauffées utilisant le C_4F_{10} comme cible de détection dans un polymère d'acrylamide. L'expérience se situe dans le laboratoire souterrain SNOLab, à 2 km sous la surface de la terre, à Sudbury, Ontario, Canada. Ce laboratoire représenté à la figure 5.1, qui était jusqu'à récemment le plus profond au monde, est l'endroit idéal pour installer un détecteur nécessitant un bas bruit de fond. En effet, l'épaisse couche de terre au-dessus du laboratoire sert de bouclier pour bloquer une grande quantité de particules cosmiques. Dans les prochaines sections, nous décrirons le principe de fonctionnement des détecteurs Picasso ainsi que leur fabrication. Nous poursuivrons avec une description détaillée du système d'acquisition de données ainsi que des systèmes auxiliaires. Nous terminerons avec une section portant sur l'analyse des données.

5.1 Le détecteur

Le détecteur Picasso est un module de 4.5 L fabriqué en acrylique (PMMA) comportant neuf capteurs piézoélectriques. Ce contenant cylindre est refermé à l'aide d'un couvercle en acier inoxydable et est capable de supporter une pression interne

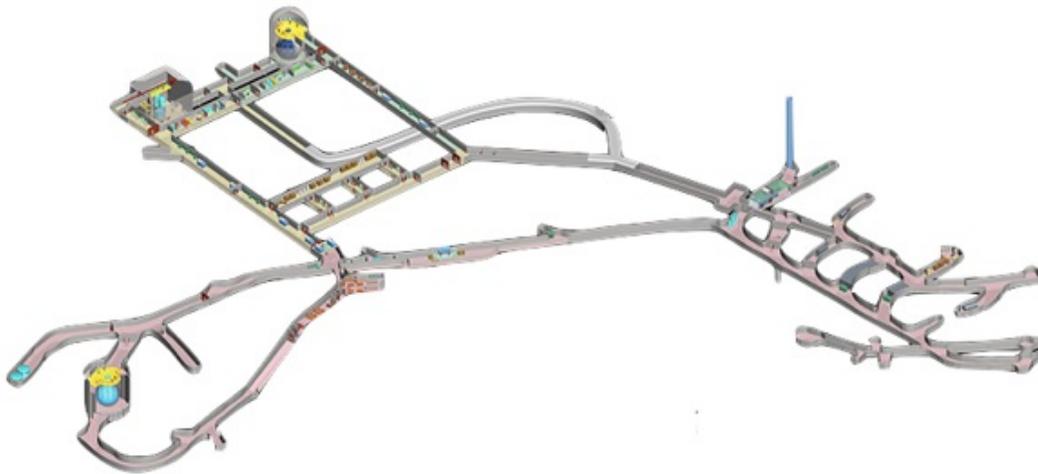


Figure 5.1 – Schéma des installations souterraines de SNOLab. Crédit photo : SNO-Lab

de 120 PSIA. Le contenant est rempli d'un polymère d'acrylamide hydraté dans lequel sont suspendues environ 10 millions de gouttelettes de C_4F_{10} mesurant approximativement $200 \mu\text{m}$ chacune. On peut apercevoir les gouttelettes en suspension dans le polymère au bas de la figure 5.2. La masse moyenne de fréon dans un détecteur est de 80 g. Les dimensions importantes sont notées au tableau 5.I.

Hauteur	31,00 cm
Diamètre intérieur	13.97 cm
Épaisseur de la paroi	1.27 cm
Volume interne	4.75 L

Tableau 5.I – Dimensions du contenant d'acrylique d'un détecteur Picasso

Le montage expérimental situé dans la mine de SNOLab comprend 32 détecteurs, totalisant une masse active de 3,2 kg. Les détecteurs sont assemblés en groupe de quatre à l'intérieur d'une boîte isolée appelée TPCS («*Temperature and Pressure Control System*»). Ces TPCS ont pour fonction de réguler la température des détecteurs. De plus, ils sont équipés de capteurs de pression et de température et



Figure 5.2 – Un détecteur Picasso. Une lumière a été ajoutée derrière le détecteur afin de montrer les gouttelettes de fréon dans le polymère d’acrylamide. Les dimensions sont au tableau 5.I. Un agrandissement du gel se retrouve dans la portion du bas de la figure.

contiennent une partie du système d’acquisition acoustique (DAQ). Les huit TPCS sont installés à l’intérieur d’une structure entourée d’un blindage d’eau de 50 cm d’épaisseur, l’eau étant dans des contenants de polyéthylène haute densité (HDPE) à bas bruit de fond. Les systèmes auxiliaires comprennent un système de régulation de la pression, un système de chauffage, un système d’air conditionné, un ordinateur d’acquisition de type VME («*VERSA Module Eurocard bus*») et un serveur. On peut voir le montage complet se trouvant à SNOLab à la figure 5.3 et 5.4

5.2 Principe de fonctionnement

Dans ce type de détecteur, chaque gouttelette est une chambre à bulles à elle seule. L’état de métastabilité est assuré par le polymère qui offre une surface extrêmement lisse à chaque gouttelette. En fait, le polymère ne touche pratiquement pas



Figure 5.3 – Installations de Picasso à SNOLab (vue avant).



Figure 5.4 – Installations de Picasso à SNOLab (vue arrière).

aux gouttelettes, c'est l'eau qu'il contient qui forme l'interface entre le polymère et le fréon. Il peut être comparé à un filet en trois dimensions maintenant l'eau en place autour des gouttelettes, formant une sorte de gel. Lorsqu'une particule interagit avec le fréon, la gouttelette s'évapore totalement produisant une onde de choc acoustique. Cette onde se propage dans le gel, puis dans le contenant pour atteindre les

capteurs piézoélectriques. Le signal est alors enregistré et analysé plus tard pour en extraire le type de particule incidente à l'origine du changement de phase. Le détecteur Picasso fonctionne à température constante et est réarmé à l'aide d'un système de pression. Le gel est comprimé au bout de 2000 à 3000 évènements, afin de ne pas créer de dommages au polymère. En effet, le gel possède une certaine élasticité, mais comme le ratio gaz/liquide du fréon est d'environ 800, plusieurs évènements localisés pourraient déchirer le polymère. En général, une session d'acquisition dure 40 heures et les détecteurs sont comprimés durant 15 heures. Le seuil de détection peut être modifié en changeant la température des détecteurs.

5.3 Fabrication

La fabrication des modules se fait dans la salle blanche de classe 10 000 du groupe de physique des particules de l'Université de Montréal. Tout d'abord, toutes les pièces, ainsi que le matériel nécessaire à la fabrication, sont lavés dans un bain à ultrasons à l'eau ultra-pure (UPW) et au RadiacWash, un savon commercial permettant d'enlever les isotopes radioactifs lourds. Les pièces subissent un lavage avec du savon, un rinçage sans savon et sont ensuite séchées à l'air libre. La solution principale est préparée dans le contenant de 4,5 L du détecteur et les deux autres solutions, un agent polymérisant et un catalyseur, sont préparées dans deux contenants distincts. La liste des ingrédients des solutions se situe au tableau 5.II et la procédure en détail est expliquée au schéma de la figure 5.5.

Les solutions sont ensuite dégazées durant la nuit. Le contenant principal est mis dans un congélateur pendant quelques heures pour que la température du liquide descende près du point de congélation. Le C_4F_{10} devenant gazeux à -1.7°C , il est important de garder la température de la solution la plus basse possible pour éviter l'éva-

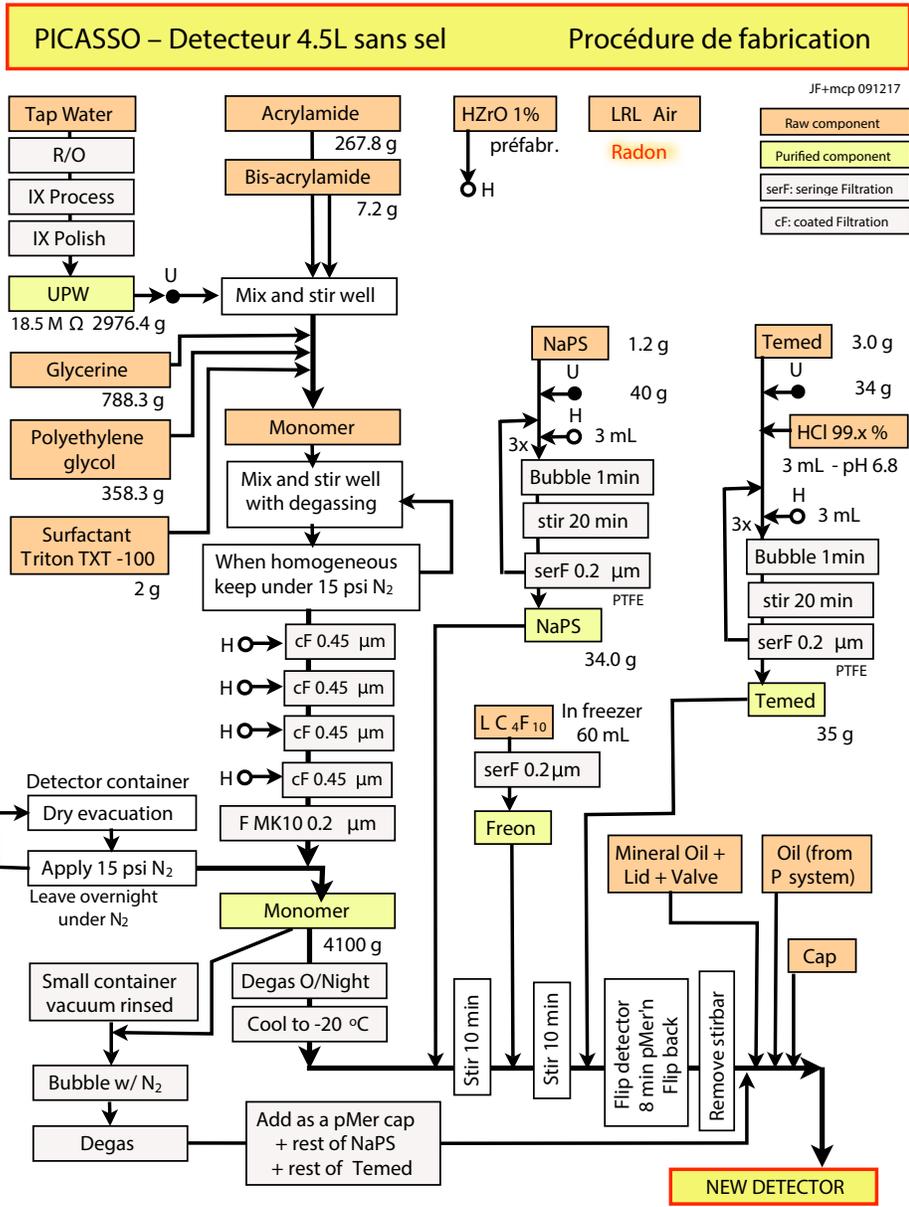


Figure 5.5 – Le processus complet de fabrication d’un détecteur Picasso est représenté ici sous forme schématique. [48]

Ingrédients	Quantité relative
Solution principale	98 %
UPW	68%
Acrylamine	6%
Bisacrylamide	0.2%
Glycérine	18%
Polyéthylène glycol	8%
Triton X-100	0.05 %
Agent polymérisant	1 %
UPW	97%
Persulfate de sodium	3%
Catalyseur	1 %
UPW	92%
TEMED	8%

Tableau 5.II – Ingrédients pour la fabrication du polymère. La première section est la solution de monomères (98%), la deuxième section est la solution du polymérisant (1%) et la troisième section est la solution du catalyseur (1%).

poration trop rapide du C_4F_{10} . On injecte ensuite environ 60 mL de fréon (environ 100 g) dans la solution froide, le contenant étant maintenant hors du congélateur. Un brasseur magnétique est inséré dans le contenant ce qui permet de disperser le fréon uniformément dans la solution. La grosseur moyenne des gouttelettes est contrôlée par la vitesse du brasseur magnétique et la durée d'agitation. Plus l'agitation est rapide et longue, plus les gouttelettes seront fines. Finalement, les deux autres solutions sont ajoutées au mélange et, à partir du moment où la polymérisation débute, le brasseur magnétique est arrêté et retiré à l'aide d'une tige aimantée. Puisque la solution principale possède une grande viscosité, les gouttelettes demeurent en suspension dans la solution lors de la polymérisation. Une fois la polymérisation complétée, la portion restante du détecteur est remplie d'huile minérale et le tout est mis sous pression afin de garder le fréon sous forme liquide. Le détecteur est laissé à reposer pendant une semaine au bout de laquelle, on le calibre à l'aide d'une

source de neutrons pour confirmer le bon fonctionnement de celui-ci ainsi que pour déterminer la masse exacte de C_4F_{10} restante qu'il contient. Connaissant le flux et la position de la source, il est possible d'extraire la masse de fréon à partir du taux de comptage du détecteur et d'une simulation Monte-Carlo.

5.4 DAQ

Le détecteur de type Picasso utilise neuf capteurs piézoélectriques pour détecter des évènements. Le signal passe par différents modules développés spécifiquement pour ce détecteur en utilisant une architecture VME. Un logiciel sous Linux fut développé pour contrôler tout le système d'acquisition acoustique. La température et la pression sont mesurées avec précision par un système de la compagnie National Instruments (NI) contrôlé via le logiciel LabView. Aucun opérateur n'est nécessaire sur place, le tout étant autonome et accessible à distance. Un site web compile les données en temps réel permettant de connaître l'état de l'expérience en tout temps. Dans cette section, nous verrons en détail les différentes parties du système d'acquisition de données ainsi que les systèmes auxiliaires.

5.4.1 Capteurs piézoélectriques

Les capteurs piézoélectriques ont été développés par le groupe de l'Université d'Indiana South Bend (IUSB). Ils sont de fabrication simple et optimisés pour les hautes fréquences. À la figure 5.6, on peut y voir l'intérieur d'un capteur. Le capteur est fait d'un cylindre de laiton auquel est soudée, à l'aide de pâte à souder, une membrane de laiton d'environ 0,5 mm. La céramique piézoélectrique utilisée est faite à base de Titano-Zirconate de Plomb ou PZT en raison de sa grande sensibilité et sa variété de géométries. Les céramiques proviennent de la compagnie Ferro-

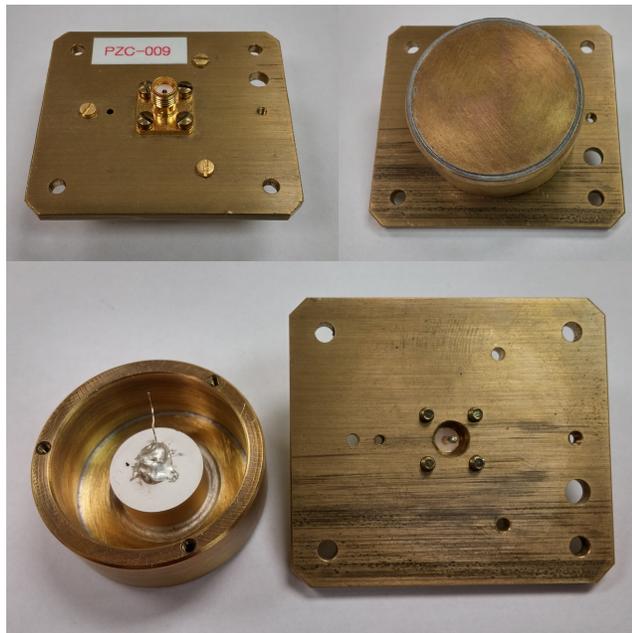


Figure 5.6 – Dernière génération de capteurs piézoélectriques pour l’expérience Picasso

perm, modèle PZ-27. Les dimensions du cylindre piézoélectrique sont de 15,9 mm de diamètre par 8,8 mm de hauteur, ce qui correspond à une fréquence de résonance d’environ 120 kHz. La céramique est collée sur la membrane du capteur à l’aide de colle époxyde conductrice contenant des particules d’argent. Un fil de calibre 24 est collé de la même façon sur l’autre face de la céramique. Le couvert du capteur est également fait de laiton. Il possède un connecteur de type SMA («*SubMiniature version A*») pour les hautes fréquences sur lequel le fil est soudé. Il possède aussi un trou d’égalisation de la pression servant à laisser passer librement l’air de l’intérieur vers l’extérieur du capteur. Ce trou permet d’éviter de créer une surpression à l’intérieur lorsqu’il est chauffé, puisque cela pourrait briser la membrane. Le couvert est fixé avec trois visse complétant la cage de Faraday autour de la céramique et bloquant la plupart du bruit électronique. Celle-ci est mise à la terre via le connecteur. Les capteurs sont maintenus en place sur le détecteur à l’aide de quatre visse dans

un emplacement prévu à cet effet. Une graisse à vide est utilisée entre la membrane du capteur et la paroi du détecteur pour une meilleure transmission sonore. Les neuf capteurs sont répartis sur trois niveaux tel que représenté à la figure 5.7. La position des capteurs est rapportée au tableau 5.III. Les capteurs sont étalonnés à l'aide d'une source de pseudo bruit blanc développée par IUSB. À la figure 5.8, on peut voir une courbe de réponse en fréquence typique d'un capteur piézoélectrique de Picasso.

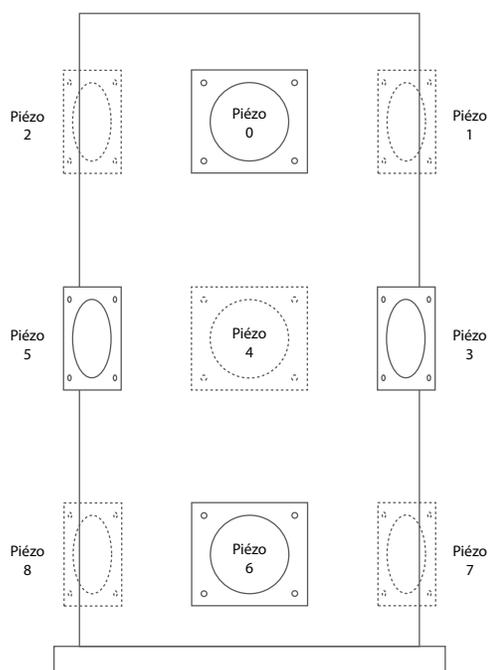


Figure 5.7 – Les capteurs piézoélectriques numérotés de 0 à 8 sont positionnés en groupes de trois sur trois différents niveaux.

5.4.2 Module d'amplification et carte mère

Le signal des neuf capteurs piézoélectriques provenant d'un même détecteur est amplifié par un système conçu expressément pour ces capteurs par le Groupe Technologique de l'Université de Montréal [49]. Il consiste en une carte mère de neuf canaux d'entrée à laquelle sont connectés neuf préamplificateurs, soit un par canal,

Piézo	ρ (cm)	θ (rad)	z (cm)
0	7,76	0	10,50
1	7,76	$2\pi/3$	10,50
2	7,76	$4\pi/3$	10,50
3	7,76	$\pi/3$	0
4	7,76	π	0
5	7,76	$5\pi/3$	0
6	7,76	0	-10,50
7	7,76	$2\pi/3$	-10,50
8	7,76	$4\pi/3$	-10,50

Tableau 5.III – Coordonnées de la position des neuf capteurs piézoélectriques. La position indiquée est le centre de la membrane d'un capteur par rapport au centre d'un détecteur. Les coordonnées cylindriques font référence à la hauteur z pointant vers le dessus du détecteur, au rayon ρ et à l'angle θ , où $(0,0,0)$ se situe au centre du contenant d'acrylique. La position $\theta = 0$ est arbitraire, puisque le contenant est de symétrie cylindrique.

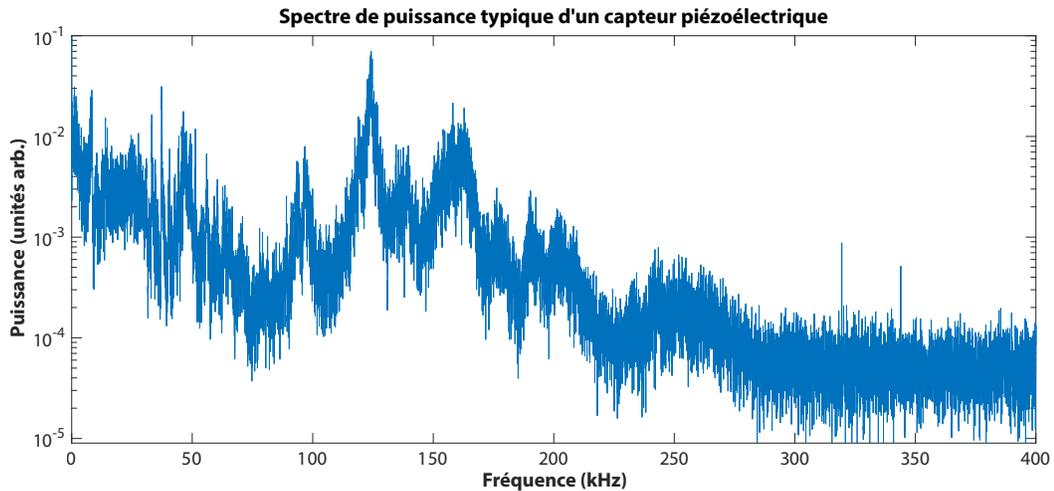


Figure 5.8 – Réponse en fréquence d'un capteur piézoélectrique Picasso. Une source de quasi-bruit blanc fut utilisée afin de mesurer la réponse en fréquence.

tel que démontré à la figure 5.9. On y voit aussi la carte DAQ qui sera décrite dans la prochaine section. Un préamplificateur seul ainsi qu'une carte mère sont représentés aux figures 5.10 et 5.11. Cette architecture permet de remplacer facilement un préamplificateur lors d'un bris. Le schéma électrique simplifié d'un canal est affi-

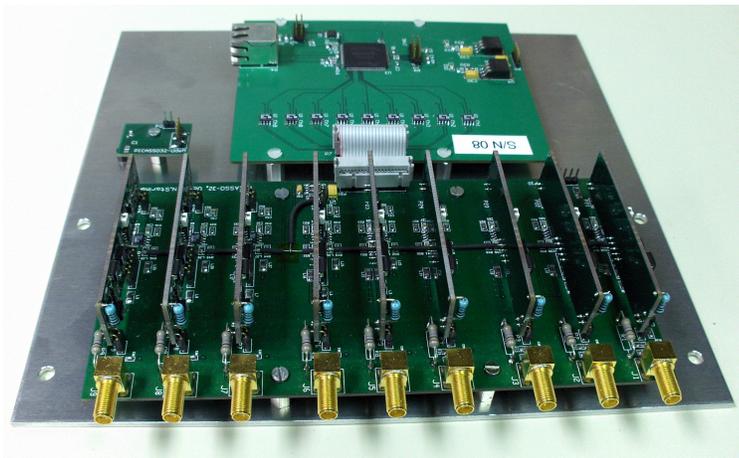


Figure 5.9 – Le système d’acquisition acoustique pour chaque détecteur est composé de neuf préamplificateurs, d’une carte mère et d’une carte DAQ.

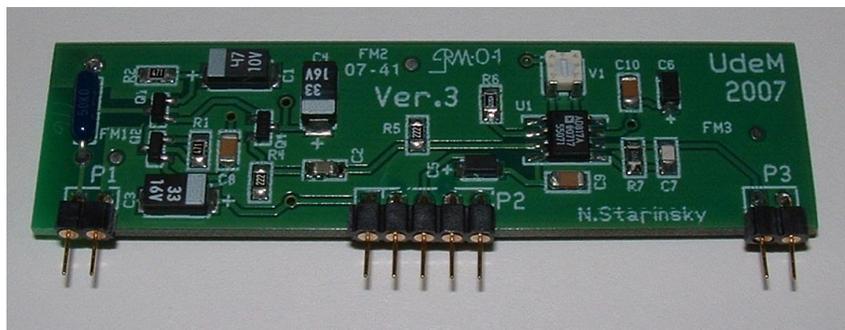


Figure 5.10 – Circuit imprimé d’un préamplificateur Picasso



Figure 5.11 – Circuit imprimé d’une carte mère Picasso

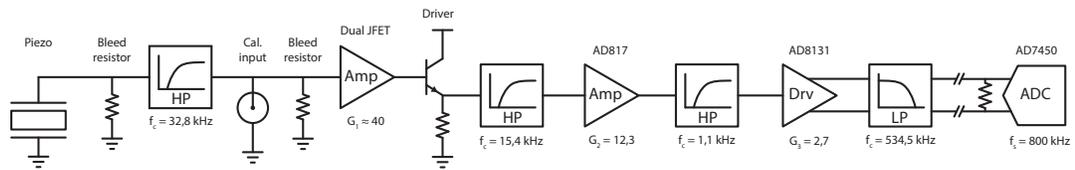


Figure 5.12 – Ce schéma représente un canal d’acquisition acoustique tel qu’implémenté sur la carte mère et les préamplificateurs.

ché dans la figure 5.12. Le circuit électrique complet d’un préamplificateur ou d’une carte mère se retrouve à l’annexe II. Le capteur est tout d’abord relié à une résistance de saignée. Celle-ci permet d’évacuer les charges accumulées sur la céramique et ainsi de protéger le préamplificateur d’une surtension lors d’un branchement. Ensuite, le signal traverse un premier filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est $f_c = 32,8 \text{ kHz}$. L’entrée «Calibration» ayant une impédance de 50Ω est utilisée afin de tester le système sans capteur. Une seconde résistance de saignée se situe avant la première étape d’amplification. Un arrangement de 2 transistors JFET («*Junction Field Effect Transistor*») donne une amplification d’un facteur d’environ $G_1 = 40$. Le transistor BJT («*Bipolar Junction Transistor*») suivant est utilisé comme alimentation en courant de la prochaine section. Suit ensuite un autre filtre passe-haut de fréquence $f_c = 15,4 \text{ kHz}$. La prochaine section est la deuxième étape d’amplification utilisant un amplificateur opérationnel AD817 en mode de rétroaction négative. Le gain peut être ajusté au besoin en modifiant la résistance de rétroaction et est présentement de $G_2 = 12,3$. Un potentiomètre est utilisé pour ajuster le décalage de la tension à zéro. La section suivante est encore une fois un filtre passe-haut de $f_c = 1,1 \text{ kHz}$. Un pilote différentiel AD8131 de gain $G_3 = 2,7$ transforme le signal en un signal symétrique sur deux lignes. Cela permet de transmettre le signal sur de longues distances et, lors de la recombinaison du signal, d’éliminer les bruits électroniques qui auraient pu contaminer le signal. Finalement, le signal passe par un

filtre passe-bas de $f_c = 534,5$ kHz dans le but d'éliminer les fréquences plus élevées que la fréquence de Nyquist et ainsi d'atténuer le repli de spectre. L'assemblage est alimenté en tension CC de + 12 V et ± 5 V. Le gain total d'un canal est d'environ $G = 1330$. Les trois filtres passe-haut permettent d'avoir une très bonne atténuation des basses fréquences et ainsi d'être insensible au bruit acoustique environnant. La gamme de fréquences utiles est alors de 20 kHz et plus, tel qu'on peut le voir à la figure 5.13.

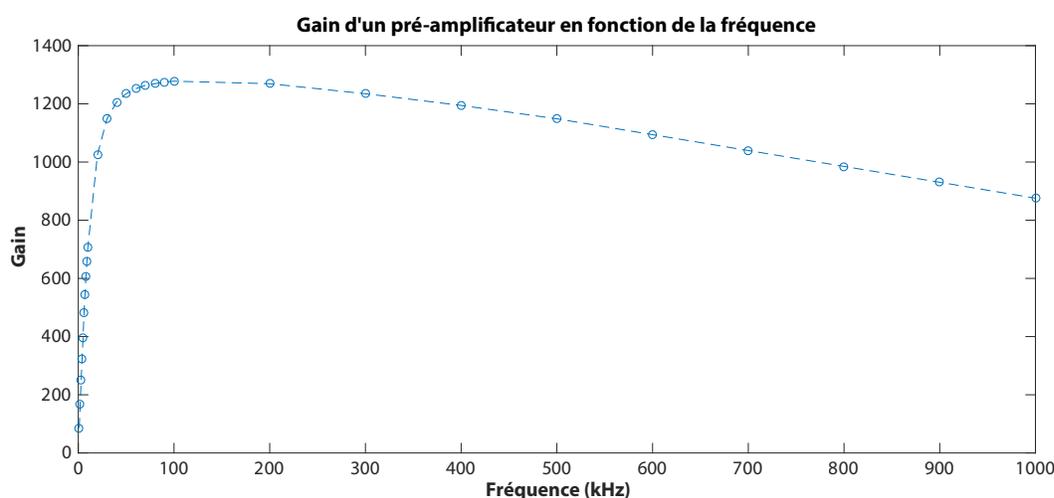


Figure 5.13 – Gain d'un préamplificateur en fonction de la fréquence. Un signal sinusoïdal de différentes fréquences fut injecté à l'entrée du préamplificateur et le ratio entre l'amplitude maximale d'entrée et de sortie donne le gain.

5.4.3 Carte DAQ

À chaque carte mère est connectée une carte d'acquisition DAQ qui numérise les neuf signaux et les formate dans un protocole de communication conçu pour le système. Le signal passe d'abord par un convertisseur analogue-digital ou ADC AD7450. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 800 kéch/s, la résolution est de 12 bits et l'amplitude maximale d'entrée est de $\pm 2,5$ V. La numérisa-

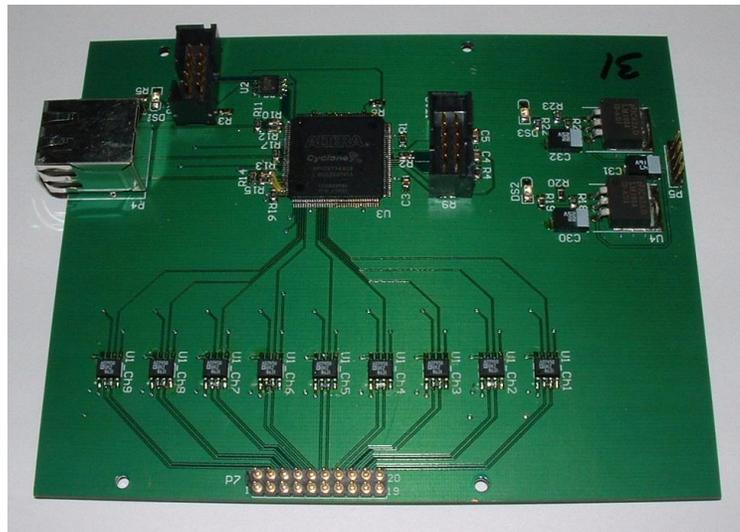


Figure 5.14 – Circuit imprimé d’une carte DAQ Picasso

tion est contrôlée par une puce FPGA (*Field Programmable Gate Array*) Cyclone II EP1C6T144C8 d’Altera qui gère la vitesse d’échantillonnage, la préparation des données et l’envoi de celles-ci vers le module collecteur. Le FPGA possède aussi un module de test à des fins de débogage. Un schéma du fonctionnement de la carte DAQ se retrouve à la figure 5.15. La programmation se fait via le protocole JTAG («*Joint Test Action Group*») et le programme est enregistré dans une puce mémoire externe EPCS4SI8 d’Altera de 4 Mb. La communication entre la carte DAQ et le module collecteur se fait via la norme LVDS (*Low Transfer Differential Signaling*) à l’aide d’un fil réseau Cat 6. Celui-ci comporte 4 canaux LVDS : un pour la propagation de l’horloge provenant du module collecteur, deux pour le transfert de données DAQ -> collecteur et un pour le transfert de commandes collecteur -> DAQ. Le canal d’horloge sert à cadencer les opérations du FPGA. Les deux canaux de transfert sont utilisés simultanément afin de transmettre les données sérialisées au module collecteur. Le protocole de communication représenté à la figure 5.16 décrit une trame de données. L’entête de 40 bits est utilisé afin de synchroniser la trame

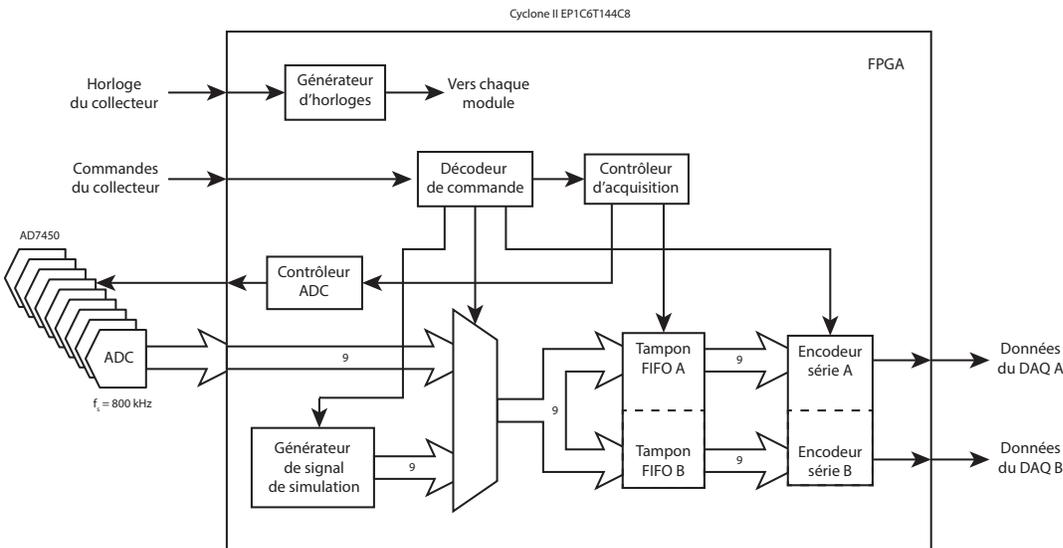


Figure 5.15 – Schéma de fonctionnement d'une carte DAQ

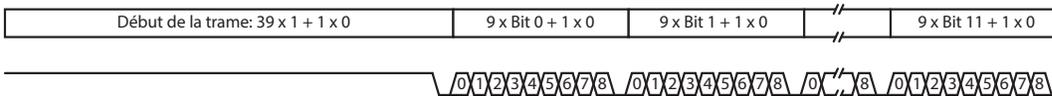


Figure 5.16 – Protocole de transmission des données entre la carte DAQ et le module collecteur. La trame débute par un entête de 40 bits, puis par 12 fois 9 + 1 bits de données. On obtient bien 9 échantillons de 12 bits.

avec le module collecteur. Les 12 bits de données par échantillon des neuf canaux sont regroupés par paquets de 10 bits. Le premier contient le premier bit de chaque canal plus un bit 0, le deuxième contient les deuxièmes bits des neuf canaux et un bit 0 et ainsi de suite. Au total, une trame est alors de 160 bits. Comme la vitesse de transfert par ligne LVDS est de 64 MHz, on obtient une fréquence d'échantillonnage de 400 kéch/s maximum. Deux lignes sont donc requises afin de transférer toutes les données acquises pour neuf canaux à 800 kéch/s. Le canal de commande permet de contrôler les activités du FPGA, comme le mode de test et le redémarrage ainsi que l'échantillonnage. Tel qu'expliqué à la figure 5.17, une trame comporte un entête de 13 bits, une commande de 8 bits + 1 ainsi qu'une valeur associée de 16 bits + 2.

Par exemple, si l'on envoie la commande 0x02 et la valeur 0x0005, la carte DAQ se met en mode simulation et transmettra un train d'impulsions comme données. De plus, l'entête de chaque trame est utilisé afin de synchroniser l'acquisition d'un échantillon. La vitesse de transmission sur la ligne de commande étant de 32 MHz, une trame de 40 bits permet un taux d'échantillonnage de 800 kHz. La liste des commandes ainsi que le circuit complet de la carte DAQ se retrouvent à l'annexe II

Début de la trame: 12 x 1 + 1 x 0	Commande: 8 bit + 1 x 0	Valeur: 16 bit + 2 x 0
--------------------------------------	----------------------------	---------------------------

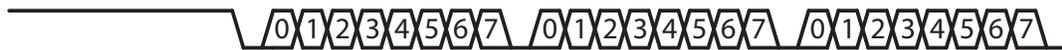


Figure 5.17 – Protocole de transmission des commandes entre le module collecteur et la carte DAQ. La trame débute par un entête de 13 bits, puis par une commande de 8 + 1 bits et une valeur de deux fois 8 + 1 bits. La valeur est alors de 16 bits.

5.4.4 Système central d'acquisition

Le système central d'acquisition à la figure 5.18 est construit sur une architecture VME. Il comporte une paire de cartes VMIVME-7700 et VMIVME-7459 de GEFa-nuc ayant comme système d'exploitation Linux. Il possède ensuite un module collecteur maître et plusieurs modules collecteurs esclaves. Un module est représenté à la figure 5.19 et son circuit est disponible à l'annexe II. Chaque module collecteur comporte principalement 12 + 1 connecteurs RJ-45, un FPGA Stratix EP1S25 d'Altera, un module de mémoire SDRAM 32 MB MT48LC8M32B2 de Micron et un bus VME. Le module collecteur maître possède aussi une horloge qui est propagée à tous les modules collecteurs esclaves via ses 12 connecteurs. Ainsi, tous les modules collecteurs et les cartes DAQ sont synchronisés. Le module collecteur maître peut alors synchroniser un maximum de 12 modules collecteurs esclaves. Chaque

module collecteur esclave peut traiter les données de 12 cartes DAQ. Le treizième connecteur sert à la synchronisation de l'horloge provenant du module collecteur maître, tel que représenté à la figure 5.20. Comme il y a une seule carte DAQ par détecteur, le système peut faire l'acquisition d'un maximum de 144 détecteurs simultanément et de façon synchronisée.

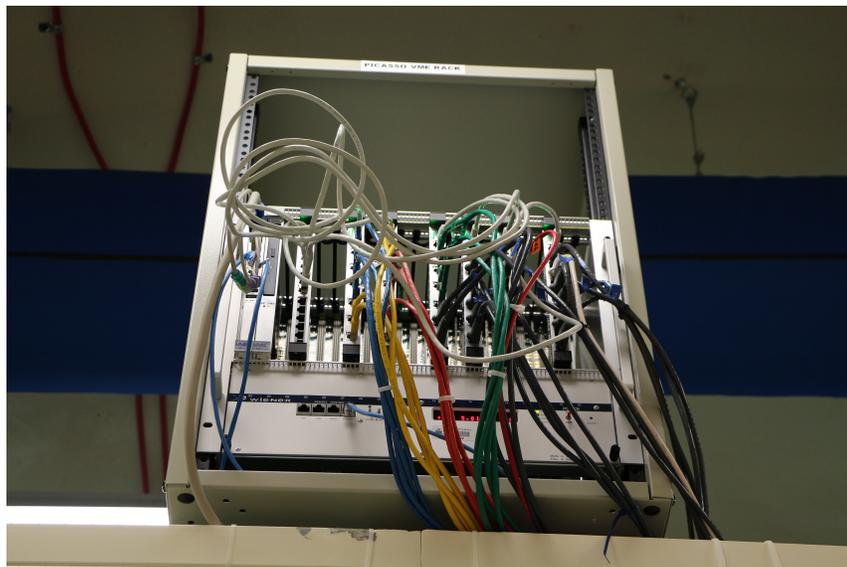


Figure 5.18 – Le système d'acquisition VME installé à SNOLab collecte les données acoustiques des 32 détecteurs Picasso



Figure 5.19 – Circuit imprimé d'un module collecteur Picasso

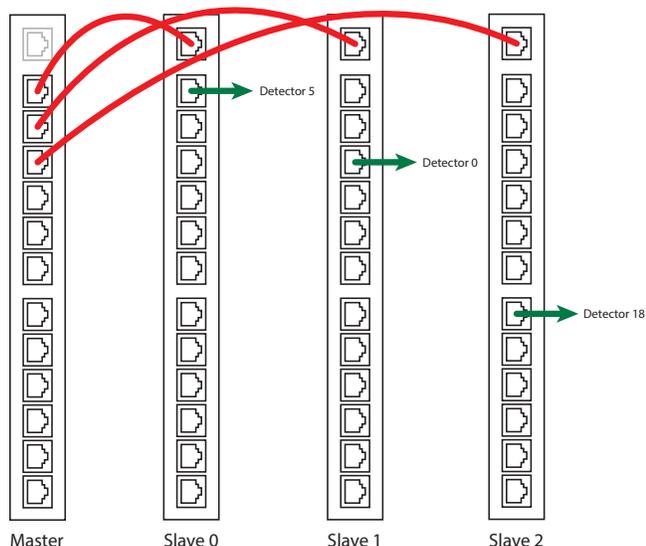


Figure 5.20 – Un module collecteur maitre peut synchroniser jusqu’à 12 collecteurs esclaves, via le treizième connecteur (rouge). Chaque détecteur est branché à un des modules esclaves via un de ses connecteurs. L’association détecteur/numéro de port se fait dans le logiciel.

Un module esclave reçoit les données des détecteurs sur ses 12 connecteurs de façon continue. La représentation schématique du module se retrouve à la figure 5.21. Les données sont tout d’abord désérialisées et passent au travers un algorithme de détection de seuil. Pour chaque capteur piézoélectrique, le signal acquis doit être supérieur à un niveau de seuil défini individuellement afin que le système enregistre l’évènement. Pour qu’un signal soit enregistré, trois lectures consécutives de la tension du capteur doivent être supérieures au seuil. Lorsque ce critère est atteint, le système enregistre le signal pour les neuf capteurs d’un même détecteur donnant neuf ondes de 8192 échantillons. Comme les cartes mères enregistrent en continu le signal dans une mémoire cyclique, 1024 échantillons précédant l’atteinte du critère de seuil sont conservés dans les 8192 échantillons, car il est possible que le signal acoustique ait débuté avant l’atteinte du seuil. Ces neuf ondes sont alors enregistrées dans la mémoire SDRAM (*Synchronous Dynamic Random Access Memory*)

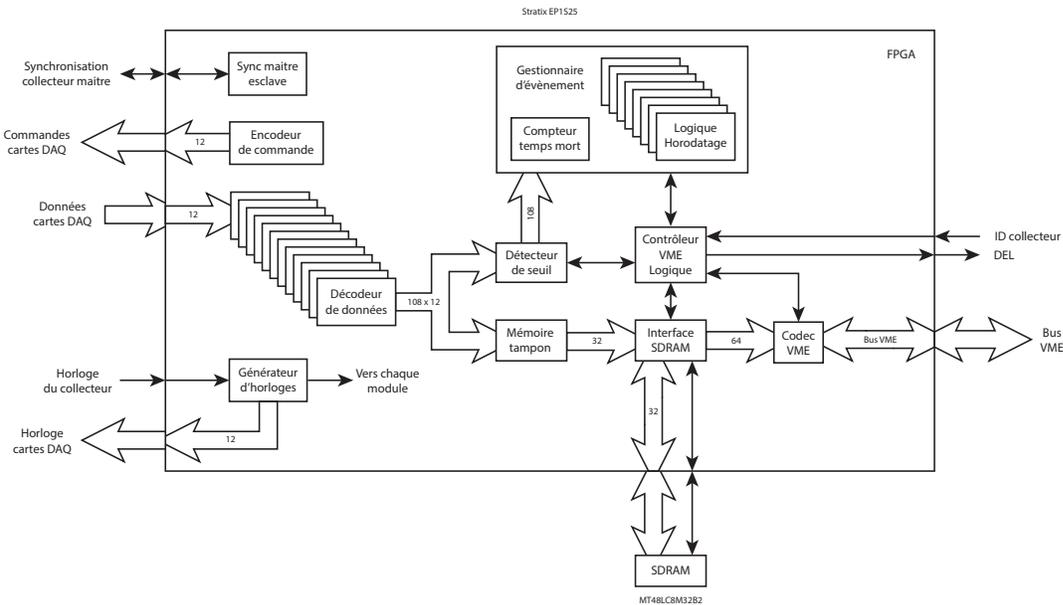


Figure 5.21 – Schéma de fonctionnement d'un module collecteur esclave

en attendant d'être transférées au logiciel d'acquisition. Un maximum de huit événements peuvent être contenus dans la mémoire. Le logiciel questionne en continu les différents modules collecteurs à savoir s'il ont de nouveaux événements. Si c'est le cas, il télécharge alors les neuf ondes d'un événement, l'horodatage ainsi que le temps mort et les enregistre dans le fichier de données sur le disque dur du système. Le module collecteur libère alors l'espace mémoire.

Le logiciel de contrôle fonctionne en lignes de commande sous Linux et peut être utilisé à distance. Il permet de débiter et de mettre fin à une période d'acquisition. Un fichier de configuration est utilisé afin d'informer le logiciel de la topologie du DAQ, des valeurs de seuil ainsi que du nom et de la position des détecteurs. Une interface web a été développée pour suivre en temps réel l'état du système et la période d'acquisition. L'interface web donne aussi accès aux contrôles des systèmes auxiliaires. La figure 5.22 représente la page d'accueil de IPOD ou «*Internet Picasso Online Display*». IPOD permet entre autres de planifier des sessions d'acquisition

à l'avance, de suivre l'état d'une session d'acquisition en cours avec une foule de graphiques générés en temps réel ainsi que d'accéder aux sessions précédentes aux fins d'analyse.

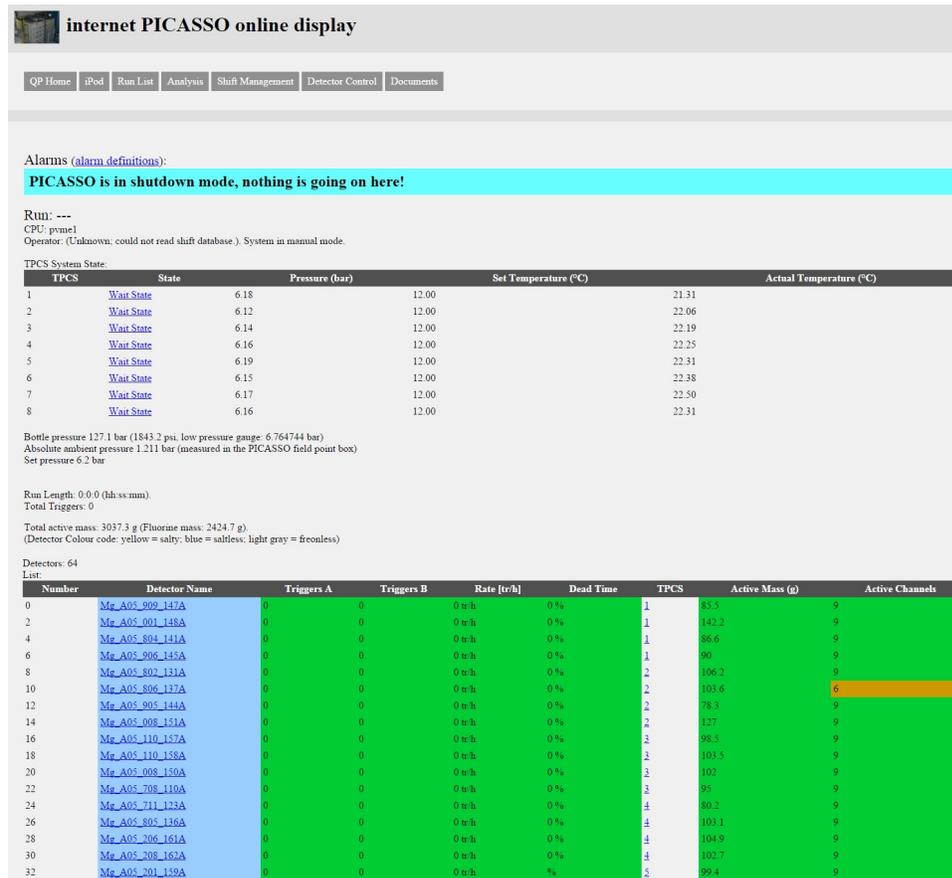


Figure 5.22 – Page d'accueil de l'interface de IPOD.

5.4.5 Mise à jour électronique

Après avoir découvert la discrimination acoustique entre les évènements induits par un neutron et ceux induits par une particule alpha en 2008 [50], le groupe Picasso travailla sur l'optimisation de cette discrimination. On se rendit compte que l'information permettant la discrimination se situait dans une gamme de fréquences allant de 1 kHz à plus de 200 kHz. Cette observation fut corroborée par le groupe

COUPP qui, après avoir ajouté des capteurs piézoélectriques à leur détecteur suite au papier de Picasso, obtint une meilleure discrimination encore que Picasso avec leur système d'acquisition haute fréquence [51]. Une mise à jour du DAQ de Picasso fut alors entreprise en 2011 à l'Université de Montréal afin d'augmenter la fréquence d'échantillonnage du DAQ, ainsi que certains autres ajustements. Premièrement, le gain des préamplificateurs fut réduit afin d'éliminer la saturation des signaux. Le système était conçu à la base pour fonctionner en mode chambre à bulles, c.-à-d. pour détecter le moindre son avec un gain énorme d'environ 4000. Il était alors opéré comme un compteur d'évènements. Le gain fut alors réduit à 1330 afin de préserver la forme d'onde du signal pour en extraire l'information sur la fréquence. Les filtres passe-haut de l'ordre de la centaine de Hz furent augmentés à plusieurs kHz aidant à diminuer l'amplitude des basses fréquences, beaucoup plus fortes que les hautes fréquences. Ces deux modifications ont permis d'aplatir le spectre de fréquences des signaux et d'ajuster l'amplitude du signal, permettant d'optimiser le ratio signal sur bruit. Deuxièmement, la fréquence d'échantillonnage passa de 400 à 800 kéch/s, augmentant ainsi de 200 à 400 kHz la fréquence acoustique maximale que le système peut résoudre. Plusieurs modifications furent requises afin d'arriver à ce résultat. Comme le module collecteur était déjà à pleine vitesse et capacité, il fallut sacrifier la moitié du nombre de détecteurs pouvant être connectés à une même carte. De cette façon, le module collecteur put traiter les données deux fois plus vite. En effet, la programmation du FPGA fut modifiée afin que le module croie servir deux cartes DAQ alors qu'il n'en gère en fait qu'une où la moitié des données arrivent sur un canal et l'autre moitié sur un autre. Cette technique permit une modification minimale du code et de l'électronique. Côté matériel, la quatrième ligne LVDS entre les cartes DAQ et les modules collecteurs est maintenant utilisée comme

une seconde ligne de données avec un minimum de modifications sur les cartes. Côté logiciel, les données de deux détecteurs virtuels sont recombinaées en une seule série de données à fréquence d'échantillonnage doublée provenant du détecteur réel. Il faut alors deux fois plus de modules collecteurs pour gérer le même nombre de détecteurs réels. Troisièmement, quelques modifications mineures furent intégrées à la mise à jour telles que la réassignation de certaines DEL ainsi que de la réparation de toutes les cartes utilisées et de surplus que possède Picasso.

5.5 Systèmes auxiliaires

Les systèmes auxiliaires sont essentiels au fonctionnement de l'ensemble du système. Ce sont eux qui ajustent la pression dans les détecteurs et qui régulent la température des TPCS. Chaque système est indépendant des autres. Un script communique avec les différents systèmes lors du départ et de l'arrêt de l'acquisition de données afin de tout coordonner avec le DAQ. Une description de chacun de ces systèmes sera présentée dans la présente section. Le schéma de la figure 5.23 permet de visualiser l'assemblage des différents systèmes.

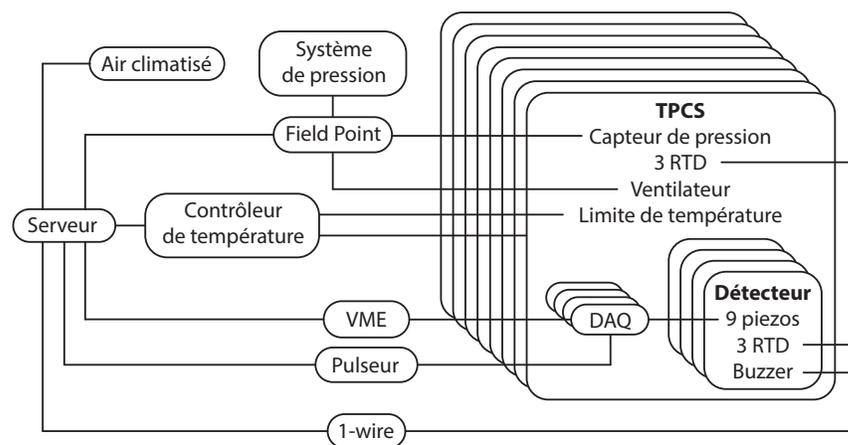


Figure 5.23 – Ce diagramme représente l'interconnexion entre les différents systèmes assurant le fonctionnement de l'expérience Picasso.

5.5.1 Le TPCS et son contrôleur



Figure 5.24 – Le TPCS Picasso peut contenir un maximum de quatre détecteurs. À l'aide de ses 15 capteurs de température et de ses huit résistances chauffantes, il permet de réguler la température des détecteurs avec une précision de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

Le contrôle de la température du détecteur s'effectue à l'aide du TPCS, tel que représenté à la figure 5.24. Le TPCS mesure 58,4 cm de côté à l'intérieur et possède des parois isolées en panneaux de PVC intercalés d'aluminium de 12,4 cm d'épaisseur. Il est chauffé à l'aide de huit résistances réparties uniformément sur la face supérieure et inférieure du TPCS. Un ventilateur à l'intérieur crée une circulation d'air pour mieux uniformiser la température. Chaque TPCS est connecté à un module d'alimentation. Les huit modules visibles à la figure 5.25 sont reliés via un module intermédiaire à un système NI FieldPoint programmable à l'aide du logiciel LabView. La température est mesurée par 15 RTDs («*Resistance Temperature Detector*») placés comme suit : trois répartis sur chacun des quatre détecteurs, un au plafond, un au plancher et un au centre. Tous ces capteurs utilisent le pro-



Figure 5.25 – Tous les modules de contrôle de Picasso se situent dans les deux tours de droite. La première contient les huit alimentations électriques des TPCS ainsi que le contrôleur au bas de la tour. La deuxième tour contient les quatre alimentations électriques pour toutes les cartes mères et les cartes DAQ. Au centre se trouve le serveur Windows duquel sont contrôlés les systèmes auxiliaires via Labview. Au bas se situe le pulseur électronique qui permet de tester le bon fonctionnement du système d'acquisition acoustique. Le cabinet de gauche (gris) contient toutes les jonctions des différents systèmes ainsi que le système FieldPoint.

tole 1-wire, sont échantillonnés une fois par seconde et sont aussi contrôlés par un programme LabView. Ainsi, le système permet de réguler la température via un algorithme PID («*Proportional-Integral-Derivative*») avec une précision de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$. Un commutateur de sécurité permet de couper le chauffage si la température dépasse les 65°C . Un distributeur d'huile situé sur la face supérieure permet d'ali-

menter en huile jusqu'à quatre détecteurs. Le distributeur est relié à un capteur de pression Jumo 40.1001.4, lui aussi monitoré par le système FieldPoint. La partie supérieure du TPCS contient quatre ensembles de préamplificateurs, quatre cartes mères et quatre cartes DAQ pour les capteurs piézoélectriques des quatre détecteurs (figure 5.26).



Figure 5.26 – Le compartiment supérieur du TPCS contient quatre ensembles de préamplificateurs, quatre cartes mères et quatre cartes DAQ pour les capteurs piézoélectriques des quatre détecteurs. De plus, un capteur de pression enregistre la pression dans les quatre détecteurs.

5.5.2 Le système de pression et son contrôleur

Les 32 détecteurs Picasso possèdent un système de recompression central utilisant de l'huile minérale comme fluide hydraulique. À la figure 5.27, on peut voir la représentation schématique du système. La pression est contrôlée par un régulateur de pression Proportion-Air QB1T auquel est connectée une bombonne d'azote. La pression est transmise par le gaz sur la membrane d'un accumulateur Parker de 2,8 L connecté au distributeur d'huile. Ainsi, les détecteurs sont totalement isolés de l'extérieur. Chacune des huit lignes peut être isolée indépendamment du système. Cependant, la pression est ajustée en général sur les 32 détecteurs à la fois. Comme le régulateur de pression mesure la pression relativement à la pression atmosphérique, un capteur de pression absolue est nécessaire pour corriger la pression selon

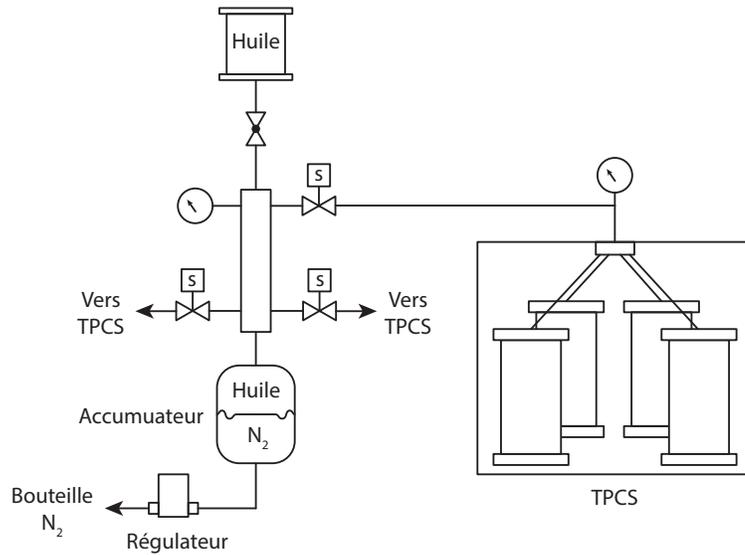
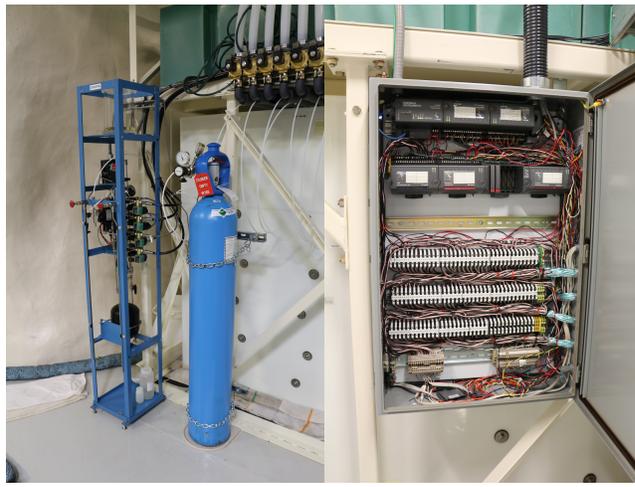


Figure 5.27 – Le système de pression central est composé d’un régulateur de pression, d’un accumulateur, d’un réservoir, d’un distributeur et de huit valves de contrôle. La pression peut être ajustée avec le programme Labview via le système Fieldpoint. Le régulateur modifie alors la pression d’azote sur l’accumulateur qui transmet la pression au distributeur jusqu’aux détecteurs en passant par les huit valves solénoïdes et les TPCS. Chaque TPCS peut être isolé séparément. La pression est mesurée à chaque TPCS ainsi qu’au distributeur. Un réservoir d’huile permet d’ajuster le niveau de fluide dans le système.

les variations de pression atmosphérique. La pression est également mesurée à la sortie de chaque TPCS pour une meilleure précision ainsi qu’au distributeur. Tout le système est contrôlé via FieldPoint et un programme labview. La figure 5.28 montre le système central à SNOlab ainsi que le module FieldPoint.

5.5.3 L’air conditionné

Comme les TPCS possèdent un chauffage résistif seulement, il peut être long de les refroidir. Un système d’air conditionné est connecté à un distributeur pouvant envoyer ou non de l’air refroidi dans la cavité où se trouve chaque TPCS. Un système NI cRIO contrôle le distributeur via un programme LabView. Le système est représenté à la figure 5.29



(a)

(b)

Figure 5.28 – À gauche, le système de pression central tel qu'implémenté à SNOLab et à droite, la boîte de jonction contenant le module FieldPoint



(a)

(b)

(c)

Figure 5.29 – À gauche (a et b), le système de climatisation central tel qu'implémenté à SNOLab et à droite (c), le compartiment refroidi par le système où se retrouve un TPCS

5.6 L'analyse des données

L'analyse des données est un processus semi-automatisé. Les données brutes sont tout d'abord combinées dans un seul fichier de données en format root pour chaque session d'acquisition. Ces fichiers contiennent principalement les différents signaux acoustiques, les valeurs de température et les valeurs de pression pour chaque détecteur. Un programme root fait ensuite automatiquement une pré analyse des données et calcule différentes variables dont nous parlerons plus loin. Comme l'analyse porte essentiellement sur les ondes acoustiques, nous verrons une description brève du processus.

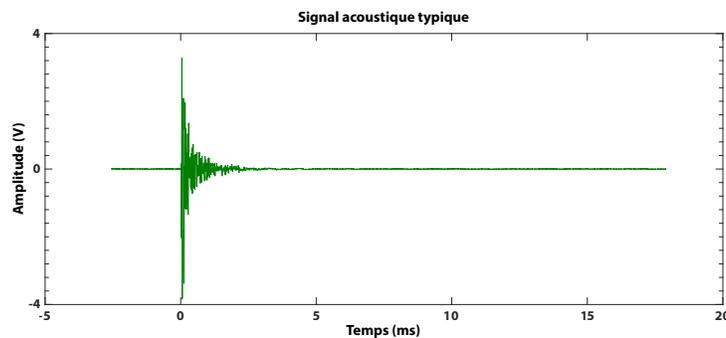


Figure 5.30 – Signal acoustique typique d'un bon évènement

Une onde typique ressemble à la figure 5.30. Toute onde passe par un filtre passe-haut de 18 kHz. Comme un vrai évènement produit une émission acoustique dans les ultrasons, tout signal enregistré dans le registre des fréquences audibles est alors rejeté. La portion pré signal est ensuite analysée. La déviation standard de cette portion de l'onde est calculée et toute onde possédant une valeur trop élevée est enlevée. Cela indique un bruit électronique trop important sur un canal. Une troisième coupure consiste à retirer tous les évènements dont la différence de temps entre un évènement et le précédent est plus petite qu'une certaine valeur, typiquement 10 s.

En effet, une cascade d'évènements rapprochés peut être causée par une fracture dans le polymère ou la migration d'une bulle dans le détecteur par exemple. Il faut noter qu'à chaque fois qu'un évènement est retiré, peu importe la raison, le temps total d'exposition des détecteurs est ajusté en conséquence.

5.6.1 *EVar*

La variable la plus importante lors de l'analyse est *EVar*. Cette variable, conçue à l'origine dans le but de discriminer entre un bon évènement et un bruit électronique, permet aussi de discriminer entre un évènement induit par un neutron et un alpha. Nous y reviendrons par la suite. *EVar* représente en quelque sorte l'énergie acoustique normalisée du signal. Nous savons que la forme typique du signal d'une bulle ressemble à un paquet d'ondes à croissance rapide et décroissance exponentielle, comme représenté à la figure 5.30. Cependant, la plupart des bruits électroniques ayant passé le seuil du DAQ sont oscillatoires à amplitude constante ou sont des évènements ponctuels, c.-à-d. quelques points largement au-dessus du seuil. La variable *EVar* fut alors créée de façon à quantifier l'énergie du signal et à identifier les bruits électroniques typiques. La figure 5.31 montre le processus effectué. Le signal est d'abord mis au carré, puis la somme cumulative est calculée. Chaque point sur le graphique est alors la somme de tous les points précédents. Une droite est ensuite tracée entre le premier et le dernier point de la somme cumulative. Cette droite est utilisée comme normalisation de la somme cumulative. On intègre finalement l'aire sous la courbe de la différence entre la somme cumulative et la droite de normalisation. Le logarithme naturel de cette valeur est *EVar*. La figure 5.32 montre une distribution de *EVar* pour deux séries de données. La bosse de droite représente tous les bons évènements et celle de gauche les mauvais. Une valeur de coupure

est définie pour chaque détecteur par une série de données de calibration à l'aide d'une source de neutrons. Ainsi, tout évènement possédant une valeur de $EVar$ sous le seuil est rejeté. Il faut aussi ajouter que $EVar$ varie en fonction de la pression et de la température. Il faut alors avoir une calibration pour chacun des différents paramètres.

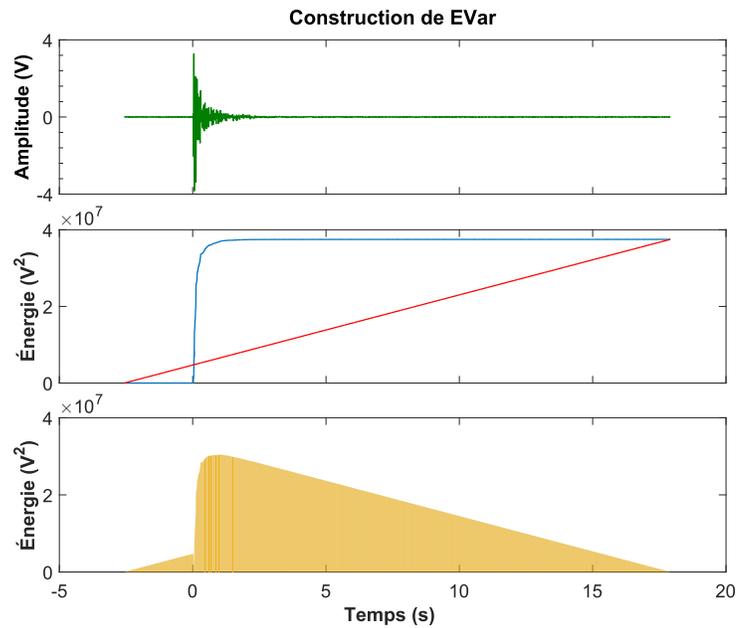


Figure 5.31 – Le graphique du haut montre le signal filtré. Le graphique du milieu représente la somme cumulative du carré du signal (bleu) et la droite de normalisation (rouge). Le graphique du bas est la différence entre les deux signaux précédents. Pour obtenir $EVar$, il faut calculer le logarithme de l'aire sous la courbe orange.

5.6.2 Discrimination alpha/neutron

Comme mentionné précédemment, Picasso publia un papier relatant la découverte d'une discrimination possible entre des évènements provenant d'interactions avec des neutrons versus des évènements provenant d'interactions avec des particules alphas. Lors d'une collision élastique entre un neutron et un atome de fluor, une fraction de l'énergie du neutron est transférée au fluor. Celui-ci transfère à son

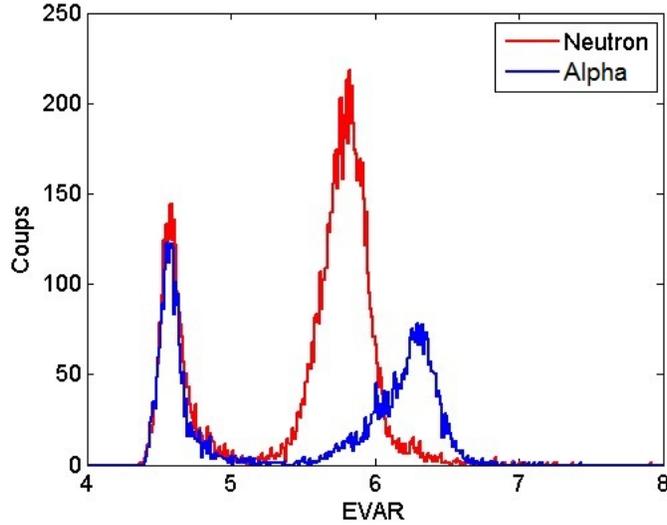


Figure 5.32 – Distribution typique de $EVar$. On peut voir le premier pic représentant les bruits électroniques et mauvais évènements. La position du deuxième pic varie selon la particule incidente, soit un neutron ou un alpha (WIMP).

tour son énergie au milieu sous forme de chaleur. On parle alors d'un dépôt d'énergie de recul. Comme ce dépôt d'énergie se fait à l'intérieur de L_c (10 nm), une seule protobulle sera formée. Si $E_{dep} \geq E_c$, cette protobulle pourra grandir et devenir un vrai événement. Pour ce qui est des particules alphas, le mécanisme est différent. Les particules alphas proviennent de la désintégration d'un atome radioactif. Lors de l'émission d'un alpha, l'atome recule par conservation de la quantité de mouvement et transfère une énergie de recul au fréon sous forme de chaleur. Par contre, la particule alpha dépose aussi de l'énergie au fréon. Comme un alpha est une particule chargée, celle-ci transfère de l'énergie au fréon en ionisant celui-ci. Le transfert se fait principalement au pic de Bragg où le dépôt d'énergie est maximal, tel qu'illustré à la figure 5.33. La particule alpha crée alors le long de sa trace (40 μm) une série de protobulles. Dans le cas où l'énergie déposée à chaque longueur L_c satisfait au critère de Seitz, plusieurs de ces protobulles pourront grandir. Elles se combine-

ront entre elles avec la protobulle du recul de l'atome et le tout produira au final seulement une bulle. L'intensité sonore peut être décrite comme

$$I = \frac{\rho_e \ddot{V}(t)}{4\pi c} \quad (5.1)$$

où $\ddot{V}(t)$ est l'accélération du volume de la protobulle [45]. L'intensité ou l'énergie acoustique émise est alors proportionnelle au nombre de protobulles. L'énergie contenue dans le signal sera plus élevée pour un évènement provenant d'un alpha que d'un neutron. De plus, il est aussi possible que le contenu en fréquence soit différent en fonction du nombre de protobulles.

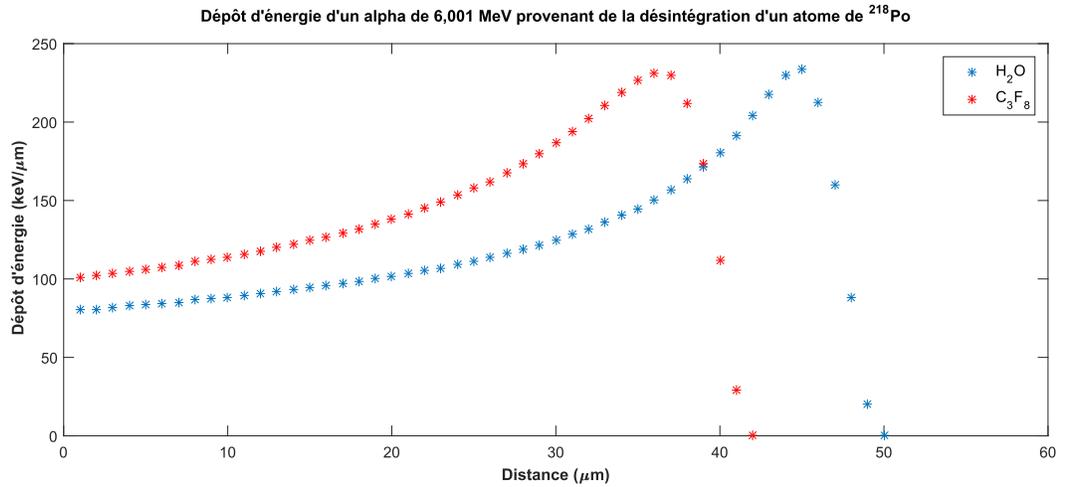


Figure 5.33 – Pic de Bragg d'une particule alpha dans de l'eau et du C₃F₈, provenant d'une simulation TRIM.

À la figure 5.32, on peut voir la distribution de $EVar$ pour une session d'acquisition de neutrons et d'alphas. Dans le deuxième cas, un détecteur ayant été fabriqué avec une faible quantité de ²²⁶Ra fut utilisé. Plusieurs émetteurs d'alphas sont générés lors de la chaîne de désintégration du radium. Lorsque le seuil est suffisamment bas, les alphas peuvent satisfaire au critère de Seitz. L'onde acoustique générée étant

plus puissante, le deuxième pic apparaît à une valeur de $EVar$ plus élevée dans la distribution. Il faut noter que cette discrimination est possible seulement à bas seuil où la plupart des alphas émis peuvent créer des protobulles. Si le seuil est augmenté, une certaine fraction d'alphas ne pourront produire de protobulle et ces événements seront similaires aux neutrons, car seul le recul nucléaire formera une protobulle. Le mécanisme de détection des particules alphas sera expliqué en détail à la section 8.2.

5.6.3 Autres variables acoustiques

D'autres coupures sur le signal acoustique sont aussi effectuées afin d'enlever certains types de mauvais événements. Par exemple, la variable $SCRatio$ est construite à l'aide d'une décomposition en ondelettes du signal. Le ratio de deux bandes de temps du signal pour une certaine bande de fréquence est calculé. Cette variable permet d'identifier les événements «mystères» (voir section 9.1). La variable $TVar$ permet d'identifier les événements où plusieurs bulles apparaissent dans le même signal. La variable $RVar$ analyse le taux de croissance du signal afin de rejeter des événements à fort bruit électronique. Toutes ces coupures permettent d'éliminer les signaux non physiques et d'obtenir une liste d'événements contenant seulement des bulles ayant un bon signal acoustique.

5.6.4 Localisation

L'acquisition de plusieurs signaux acoustiques provenant du même événement offre la possibilité de localiser l'origine du signal dans le détecteur. Comme il y a plusieurs capteurs répartis sur la surface d'un détecteur, le signal acoustique prendra un temps différent pour parvenir à chaque capteur piézoélectrique. Il est possible de positionner un événement avec une précision d'environ 1 cm, en utilisant un

minimum de cinq capteurs. Un algorithme de χ^2 minimise la fonction

$$f(t_{0,R}, x, y, z) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{t_{0,i} - t_{0,R} - \frac{\sqrt{\delta x_i^2 + \delta y_i^2 + \delta z_i^2}}{v}}{\delta t} \right)^2 \quad (5.2)$$

où $t_{0,R}$ est le temps réel où le signal a été émis et v est la vitesse de propagation du son dans le détecteur. En plus de la position dans le détecteur, l'algorithme fournit la valeur de la vitesse v et le χ^2 indiquant la qualité de l'ajustement des données. Cette position est ensuite utilisée lors de la coupure d'évènements en fonction de la position de ceux-ci. Certains types de mauvais évènements se retrouvent en plus grande quantité dans la partie externe du détecteur. Seulement les évènements se situant dans la région centrale du détecteur sont donc gardés. Ce volume de référence est ajusté détecteur par détecteur.

5.6.5 Calcul de limites de détection de la matière sombre

Une fois toutes ces coupures effectuées, on obtient finalement un taux de comptage en fonction du seuil pour chaque détecteur. Les évènements restants sont de bons évènements provenant principalement de particules alphas qui n'ont pu être enlevées par la technique de discrimination acoustique. La réponse des détecteurs aux particules alphas est maximale sur la gamme de seuils étudiés de 1,5 à 40 keV, c.-à-d. que le taux de comptage sera constant. Les rayons gammas et autres particules de faible masse ont un dépôt d'énergie trop faible pour produire des évènements. De plus, grâce au blindage d'eau des détecteurs, les neutrons ont aussi une trop faible énergie. On obtient alors, par exemple, la figure 5.35 qui représente le taux de comptage du détecteur 157. Un algorithme de réduction du χ^2 permet de trouver pour une série de masses de neutralinos définie, le meilleur ajustement des données pour la fonction de réponse

$$f(C_\alpha, M_W, \sigma, \alpha) = C_\alpha + R_{obs}(M_W, \sigma_A, E_{th}, \alpha) \quad (5.3)$$

où C_α est la réponse des alphas et le deuxième terme est la réponse des WIMPs (équation 4.12). L'énergie de seuil E_{th} et le paramètre α proviennent de la calibration au faisceau de l'Université de Montréal. La figure 5.34 représente une simulation Monte-Carlo de la réponse d'un détecteur en fonction du seuil pour différentes masses de WIMPs. Il est alors possible de détecter des WIMPs de masse plus grande que 5 GeV c^{-2} en étudiant la plage de seuil de 1 keV et plus. La figure 5.35 montre le résultat obtenu pour un WIMP de $M_W = 10 \text{ GeV c}^{-2}$. La courbe bleue est le paramètre C_α , la courbe orange représente la réponse $R_{obs}(M_W, \sigma_A, E_{th}, \alpha)$ et la courbe jaune représente la réponse totale $f(C_\alpha, M_W, \sigma, \alpha)$. Si l'on combine toutes les valeurs de masses et de sections efficaces trouvées, on obtient le graphique à la figure 5.36.

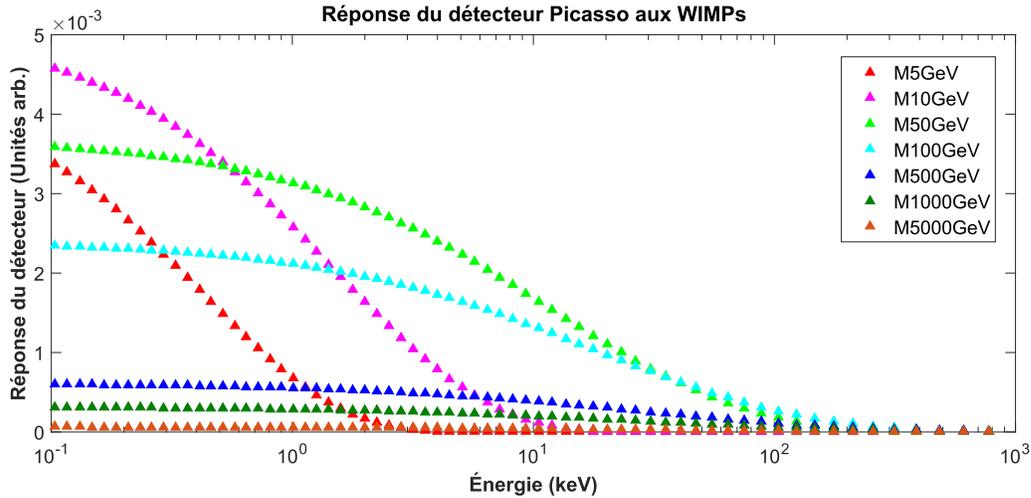


Figure 5.34 – Simulation de la réponse d'un détecteur Picasso aux WIMPs.

L'erreur représentée est de 1σ . Afin d'être conservateur, les sections efficaces retenues sont additionnées de l'erreur. Les 32 détecteurs peuvent ensuite être combinés

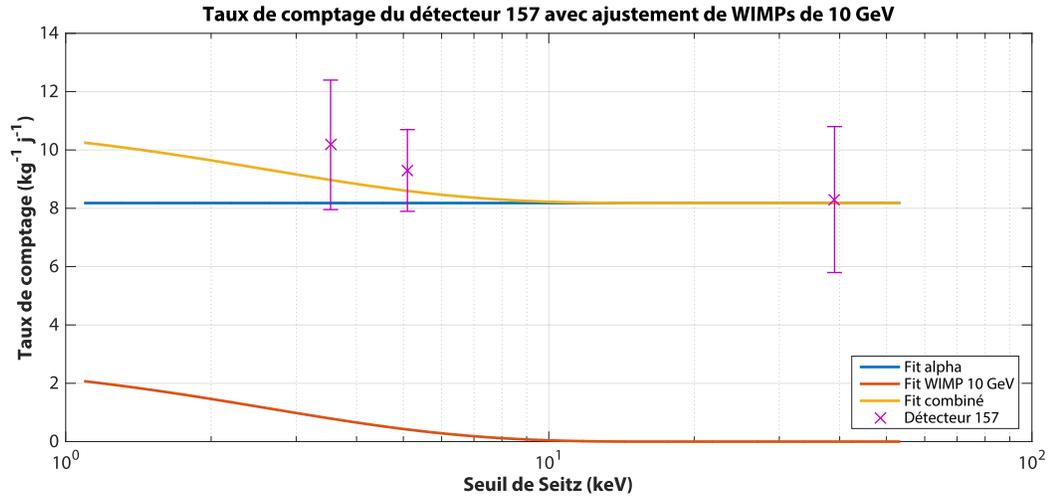


Figure 5.35 – Taux de comptage du détecteur 157. Les trois courbes sont des ajustements faits par un algorithme de réduction du χ^2 . La courbe bleue représente la réponse aux alphas, la courbe orange représente la réponse aux WIMPs de $M_W = 10 \text{ GeV}/c^2$ et la courbe jaune représente la réponse combinée.

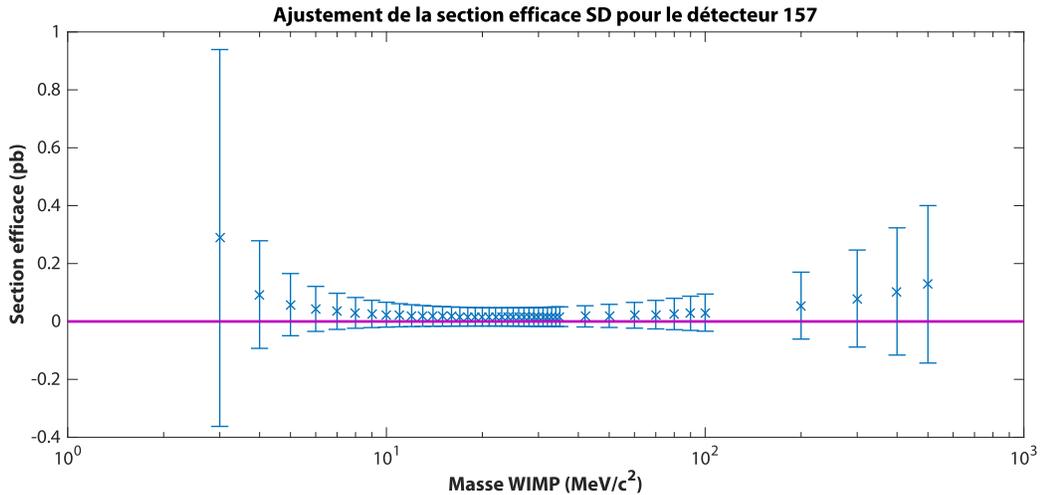


Figure 5.36 – La section efficace obtenue pour différentes masses de WIMPs est représentée ainsi que l'erreur sur l'ajustement (1σ).

en faisant la moyenne arithmétique pondérée par l'erreur des sections efficaces de chaque détecteur. Une seule courbe d'exclusion est alors obtenue. De plus, toujours afin d'être conservateur, on calcule la limite à 90% de niveau de confiance (C.L.), ce qui revient à multiplier la courbe par un facteur de 1,645. La courbe d'exclusion

représente alors la limite supérieure des sections efficaces possibles du neutralino à 90% C.L.

Les résultats obtenus par l'expérience Picasso seront traités dans le chapitre 9, où ils seront comparés avec les autres expériences. L'expérience Picasso fut un pionnier dans le domaine de la détection de la matière sombre. La technique de détecteur à liquide surchauffé fut développée et perfectionnée en grande partie par Picasso. C'est une technique simple, peu onéreuse et très performante pour détecter des événements rares, tels que l'interaction de WIMPs. Nous verrons une variante de cette technique dans le prochain chapitre, où le liquide actif se retrouve en un seul et même volume, permettant ainsi des détecteurs de grande masse active.

CHAPITRE 6

DÉTECTEUR DE TYPE PICO

En 2012, une collaboration s'est formée entre les expériences Picasso et COUPP afin de partager l'expertise des différentes technologies des détecteurs à liquides surchauffés. Cette nouvelle collaboration, appelée PICO (Picasso COupp), décida de combiner le meilleur des deux approches en utilisant le principe du détecteur COUPP et les fréons de Picasso. Ces nouveaux détecteurs PICO seront décrits dans le présent chapitre. Nous décrirons également le système d'acquisition, les systèmes auxiliaires et l'analyse de données. Comme il existe plusieurs formats des détecteurs PICO, le détecteur PICO-0.1 de l'Université de Montréal sera utilisé à titre d'exemple. Le principe de fonctionnement est le même dans tous les cas, mais une brève revue de tous les détecteurs PICO sera tout de même présentée plus loin.

6.1 Les détecteurs

Au fil des années, la collaboration COUPP a développé plusieurs détecteurs de formats variés étant tous basés sur le même type de fonctionnement [51–54]. Comme la probabilité d'interaction avec un neutralino augmente avec la masse active, la stratégie retenue ici fut de construire des détecteurs toujours de plus en plus gros, contrairement à Picasso où une série de détecteurs identiques fut déployée. Au lieu d'utiliser un gel avec des gouttelettes en suspension, où seulement 2% du volume du détecteur est du fréon, les détecteurs PICO utilisent un seul volume en remplissant le contenant de fréon seulement. Cela n'est possible qu'en utilisant un contenant de quartz synthétique dont la paroi est très lisse, pure et avec peu d'émetteurs de par-

ticules alphas. Les trois principaux détecteurs de PICO seront brièvement présentés pour exposer leurs similitudes et leurs différences.

6.1.1 PICO-0.1

Le détecteur PICO-0.1 est le plus petit du groupe. Il fut construit comme plateforme de test et de calibration. Il se situe présentement à l'Université de Montréal. La figure 6.1 représente le détecteur lorsqu'il se trouve devant le faisceau de l'accélérateur d'ions. Le contenant principal ayant la forme d'une éprouvette de 75 mL est fait de quartz synthétique et contient environ 36 g de C_3F_8 . Celui-ci est attaché à un système de soufflets en acier inoxydable. Comme le fréon ne peut être en contact avec autre chose que le quartz, le reste du contenant, ainsi que le système de soufflets, est rempli d'un liquide tampon, le LAB («*Linear AlkylBenzene*»). Ce fluide fut choisi principalement à cause de sa pureté et de sa possible scintillation. De grandes quantités étaient disponibles à SNOlab et une usine de purification existe sur place. Malgré qu'elle ne soit pas utilisée, la scintillation du LAB pourrait être utilisée comme véto contre les particules indésirables. Le système de soufflets est lui-même à l'intérieur d'un contenant pressurisé à l'huile minérale. Le fonctionnement sera expliqué à la prochaine section. Tout ce système se situe à l'intérieur d'un bain à eau distillée où la température est maintenue constante à l'aide d'un bain circulateur. La pression est contrôlée par un système de deux accumulateurs, un pour la pression de fonctionnement et l'autre pour la compression. Deux caméras positionnées à 90°, ainsi que deux capteurs piézoélectriques et plusieurs capteurs de température et de pression enregistrent la formation de bulles. Tout le système est contrôlé via un module NI cRIO et un ordinateur NI PXI.

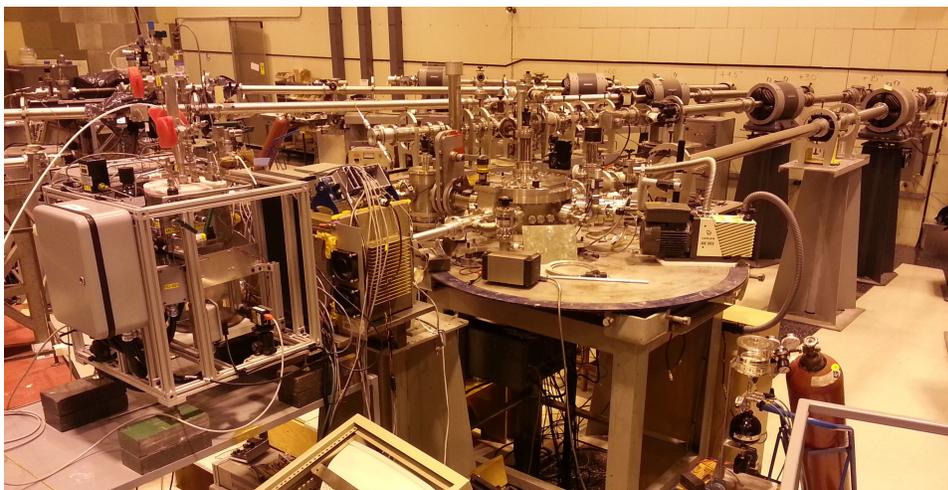


Figure 6.1 – Le détecteur PICO-0.1 (à gauche) devant le faisceau de protons de l'Université de Montréal.

6.1.2 PICO-2L

Le détecteur PICO-2L à la figure 6.2 est le plus récent du groupe et est situé à SNOLab. Il est constitué d'un contenant de quartz synthétique de 2 L ayant reçu un traitement de surface. La jarre est remplie de 2,90 kg de C_3F_8 et de l'eau ultra pure est utilisée comme liquide tampon. Contrairement à PICO-0.1, tous les autres détecteurs se retrouvent à l'intérieur du contenant pressurisé à l'huile minérale avec leur système de soufflets. De cette façon, la pression différentielle sur le contenant de quartz est très faible, ce qui permet d'amincir les parois du contenant et de réduire les coûts. Le fluide de compression est choisi en fonction des interactions chimiques avec le milieu, du coût, de la disponibilité, de la radioactivité et de la propagation de la lumière dans le milieu. Deux caméras CCD («*Charge-Coupled Device*») de résolution VGA («*Video Graphic Array*») 640x480 observent la jarre à une fréquence de 100 images/s. Les caméras sont alors positionnées à l'extérieur du contenant pressurisé, à environ 15° l'une de l'autre dans le même hublot. De cette façon, une pièce tubulaire en «T» a pu être utilisée comme contenant pressurisé afin de réduire grandement les

coûts. Un anneau de diodes électroluminescentes (DEL) rouges est installé dans le hublot afin d'éclairer le détecteur. Ces DEL sont synchronisées avec le diaphragme des caméras et sont allumées seulement lors de l'exposition de l'image. Ainsi, on évite la surchauffe du circuit et on ne modifie pas la température du détecteur. Un rétro réflecteur est situé derrière la jarre pour bien éclairer celui-ci en réfléchissant la lumière des DEL vers les caméras. Trois capteurs piézoélectriques de type PZT sont installés sur le cou du contenant de quartz. La température est contrôlée via un serpentin à l'intérieur du contenant pressurisé connecté à un bain circulateur à l'eau distillée. La pression est régulée par un même type de système de pression que PICO-0.1, seulement à plus grande échelle. Tout le système est aussi contrôlé via un module NI cRIO et un ordinateur NI PXI. Un blindage de 50 cm d'eau est positionné tout autour du détecteur à l'intérieur de réservoirs de HDPE.

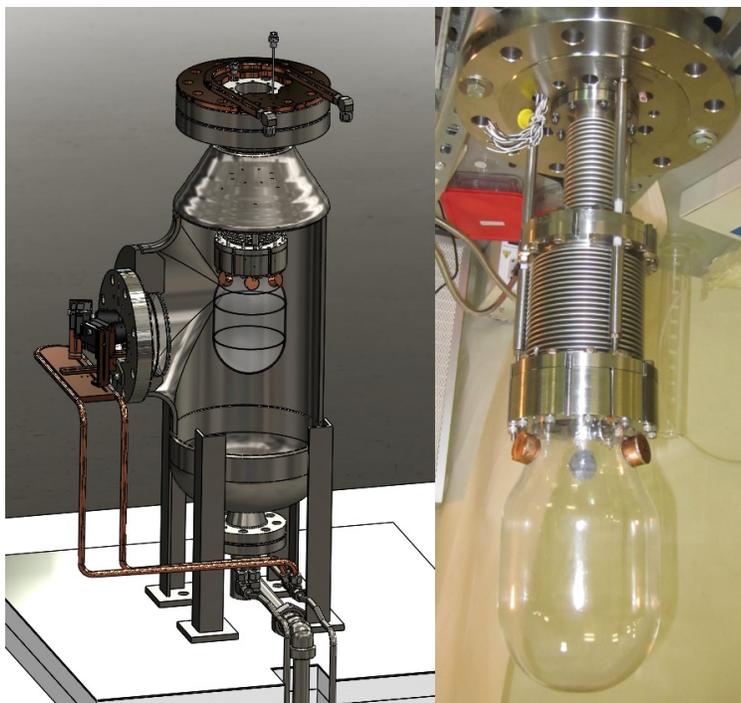


Figure 6.2 – Dessin technique et section intérieure du détecteur PICO-2L.

6.1.3 PICO-60

PICO-60 est le plus gros des détecteurs utilisés par la collaboration. Il se situe à SNOLab près des détecteurs Picasso. On peut voir le détecteur représenté à la figure 6.3. Son contenant de quartz synthétique ayant la forme d'une éprouvette peut accueillir jusqu'à 60 L de fréon. Il contient présentement 36,8 kg de CF_3I et le liquide tampon est de l'eau ultra pure. Son contenant pressurisé possède quatre fenêtres, afin d'y loger les quatre caméras nécessaires pour pouvoir visionner la totalité du contenant de quartz. Comme la jarre est seulement rempli à moitié, seulement deux caméras sont installées. Les caméras CMOS («*Complementary Metal Oxide Semi-conductor*») de résolution 1088x1700 sont positionnées à 60° et leur vitesse d'acquisition est de 50 images/s. Un anneau de DEL est installé autour de la lentille de chaque caméra pour éclairer le détecteur. Chaque anneau de DEL est allumé seulement lorsque la caméra associée est en cour d'exposition pour limiter les points lumineux réfléchis aux différentes interfaces optiques. Un rétro réflecteur est également installé comme pour PICO-2L. 13 capteurs piézoélectriques PZT sont installés le long de la hauteur du contenant. Ils sont regroupés en trois groupes et collés sur la jarre à l'aide de colle époxyde. Le contenant pressurisé est submergé dans un réservoir d'eau de 2 m de diamètre par 3,6 m de hauteur. La température est enregistrée à l'aide de huit RTD («*Resistance Temperature Detector*») répartis dans le bassin d'eau et quatre RTD se trouvant dans le contenant pressurisé. La température est contrôlée via un serpentin submergé dans le bassin d'eau connecté à un bain circulateur, ainsi qu'à l'aide d'un fil chauffant dans le bassin d'eau, pour un contrôle fin de la température. La pression est contrôlée par un piston à air comprimé ainsi qu'un moteur pas à pas pour les ajustements fins. Le système est contrôlé via un PLC («*Programmable Logic Controller*») Beckhoff BX9000 et un ordinateur NI

PXI. Comme le CF_3I est toxique, un système d'évacuation est aussi installé en cas de fuite.

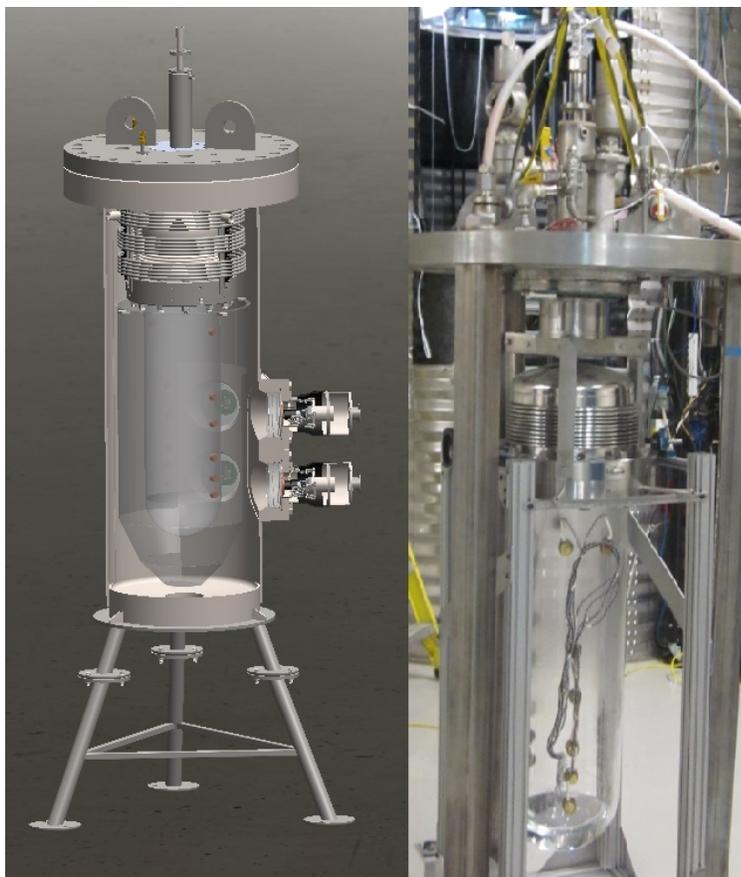


Figure 6.3 – Dessin technique et section intérieure du détecteur PICO-60.

6.2 Principe de fonctionnement

Comme tout détecteur à liquide surchauffé, le principe de fonctionnement du détecteur PICO est similaire aux détecteurs Picasso. Le contenant de quartz est rempli de fréon et est maintenu à température constante. La pression est diminuée afin de créer un état de surchauffe du fréon. Une particule peut alors interagir avec le fréon et une bulle est formée. Les caméras détectent ensuite la bulle et envoient un signal pour amorcer la compression du détecteur. La bulle est alors condensée en

liquide en quelques dizaines de millisecondes avant qu'elle ne quitte le liquide actif en remontant vers le liquide tampon. Le détecteur reste comprimé durant quelques minutes, puis est à nouveau décomprimé. La figure 6.4 montre le profil de pression d'un cycle d'expansion. La pression, la température, le signal acoustique et la vidéo sont enregistrés pour chaque évènement. Pour PICO-0.1, la compression à 200 PSIA dure 30 s et le détecteur est comprimé toutes les 100 s s'il n'y a pas eu d'évènement. Cette compression préventive améliore la stabilité du détecteur. Le seuil d'énergie est généralement varié en modifiant la pression d'opération de 25 à 60 PSIA, ce qui correspond à des seuils entre 1 et 20 keV, dépendant de la température d'opération pouvant être de 10°C à 30°C. La figure 6.5 représente le détecteur en entier.

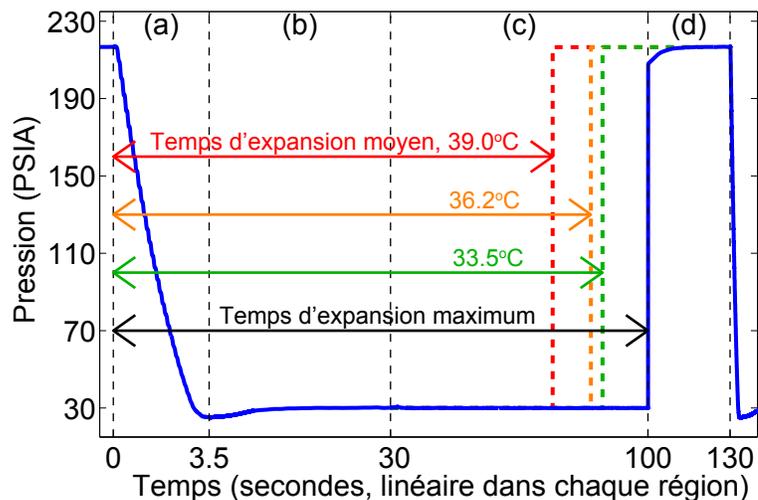


Figure 6.4 – Le cycle complet d'expansion et de compression est représenté en fonction du temps. La section (a) est l'expansion de la chambre. La section (b) est la période de stabilisation de la pression. La section (c) est la durée d'un évènement. La section (d) est le temps de compression.

Afin de transférer la pression au milieu actif, un système de soufflets fut créé. Dans un détecteur à liquide surchauffé, il est important d'éviter tout contact du milieu actif avec un milieu extérieur. Donc, lorsque le milieu actif est rempli de fréon

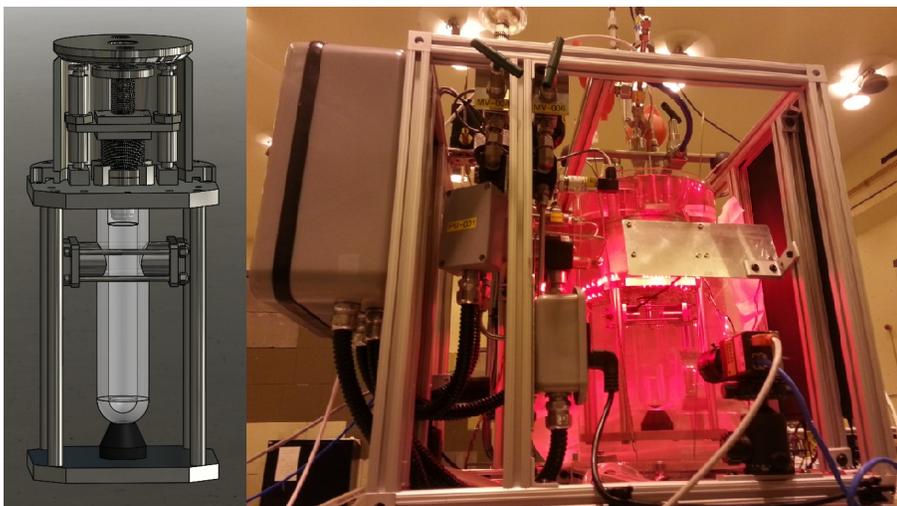


Figure 6.5 – À gauche, la jarre et le système de soufflets de PICO-0.1. À droite, le détecteur complet dans sa structure.

et de liquide tampon, celui-ci est isolé hermétiquement. Le système de soufflets tel d'illustré à la figure 6.6 comporte deux soufflets cylindriques de diamètres différents. La bride supérieure du soufflet supérieur (bleu) ainsi que la bride inférieure du soufflet inférieur (bleu) sont fixes dans l'espace. Les deux brides centrales reliées entre elles (rouge) sont mobiles dans la direction verticale, guidées par deux tiges d'enlignement (vert). Ainsi, lorsque la pression extérieure augmente, le plan rouge se déplace vers le bas réduisant le volume interne et appliquant une pression sur le milieu actif. Lorsque la pression extérieure diminue, le plan rouge peut se déplacer vers le haut, augmentant le volume interne et diminuant la pression sur le milieu actif. Ce système permet de garder la jarre fixe dans l'espace pour les caméras et de garder le port d'accès fixe dans l'espace également.

6.3 Fabrication et assemblage

La fabrication du détecteur est assez simple, puisqu'il n'y a aucun procédé chimique. Toutes les parties étant en contact avec le liquide actif ou le liquide tampon

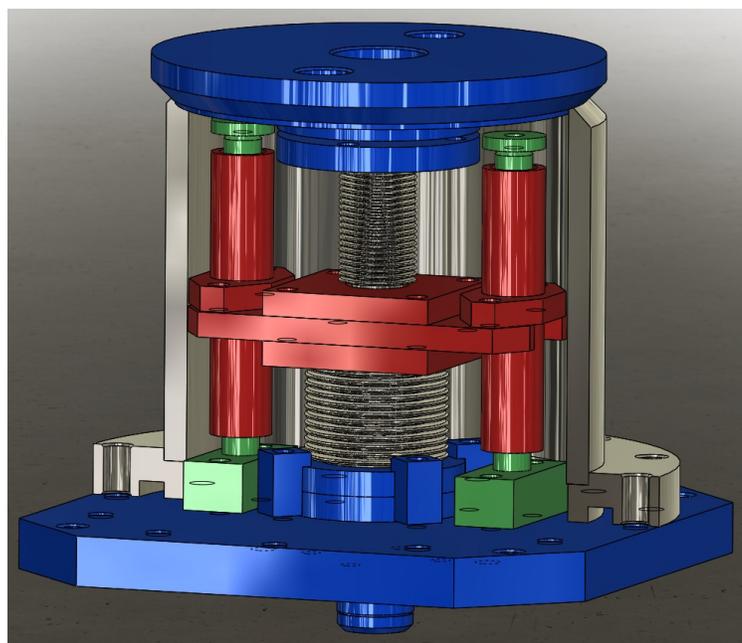


Figure 6.6 – Les sections bleus sont fixes dans l’espace. La section rouge peut bouger verticalement suivant les guides verts. Ainsi, le volume intérieur augmente lorsque la section rouge bouge vers le haut et vice versa.

sont lavées deux fois au bain à ultrasons ; une fois avec RadiacWash et eau ultra pure et l’autre fois seulement à l’eau ultra pure. Le détecteur est alors assemblé en entier en salle blanche et mis sous vide afin de dégazer les parois. Il est tout d’abord rempli de fluide tampon en entier avec le système de soufflets en position médiane ou neutre. Puisque le détecteur est sous vide, le liquide tampon est aspiré à l’intérieur. Un réservoir de C_3F_8 est ensuite attaché au détecteur et la valve est ouverte afin de condenser le fréon à l’intérieur, celui-ci étant maintenu à environ $5^{\circ}C$. Une valve de saignée est à peine ouverte pour laisser doucement du fluide tampon sortir de la chambre et faire de la place pour accueillir le fréon. Le transfert se fait automatiquement, puisque le fréon est sous pression dans sa bouteille. Une fois la quantité désirée introduite, toutes les valves sont refermées et la chambre est mise sous pression. La masse active est calculée en fonction de la différence de poids du contenant

de fréon avant et après remplissage. La figure 6.7 représente les branchements entre les différents composants.

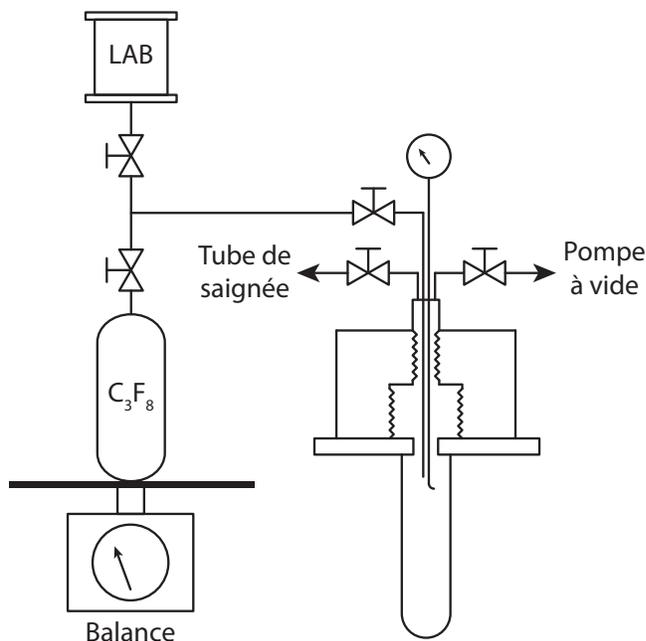


Figure 6.7 – Schéma de remplissage de PICO-0.1.

6.4 DAQ

Tout le détecteur est contrôlé par un module maître NI PXI-8115 dans un boîtier NI PXI-1044. Un programme LabView installé sous Windows 7 gère le fonctionnement du détecteur. Au boîtier sont connectés un module PXI-6221 utilisé pour la synchronisation, un module PXI-6115 utilisé pour l'acquisition des signaux acoustiques et de pression haute fréquence et 2 modules FireWire PXI-8252 auquel est connectée une caméra Basler A602f par module. Un PLC («Programmable Logic Controller») NI cRIO-9074 est relié via réseau au module maître. Le PLC contrôle les fonctions du système de pression, l'acquisition de la température et de la pression et la gestion du contrôleur DEL. Pour ce faire, un module NI 9217 lit la température

des quatre RTD répartis dans le bain d'eau distillée autour du détecteur, un module NI 9201 lit les différents capteurs de pression, un module NI 9263 contrôle le régulateur de pression et deux modules NI 9403 fournissent les différents I/O nécessaires au contrôle du système. Le contrôleur DEL est composé d'un module Mightex capable d'alimenter les 32 DEL et de les synchroniser avec les deux caméras. Un serveur Linux sert de portail entre internet et le PXI ainsi que d'espace de stockage de données du détecteur, le tout via réseau. Un bain circulateur NESLAB RTE-111 fonctionne de façon indépendante du système et assure le maintien de la température de l'eau du bain d'acrylique du détecteur. L'interaction des différents systèmes est affichée à la figure 6.8.

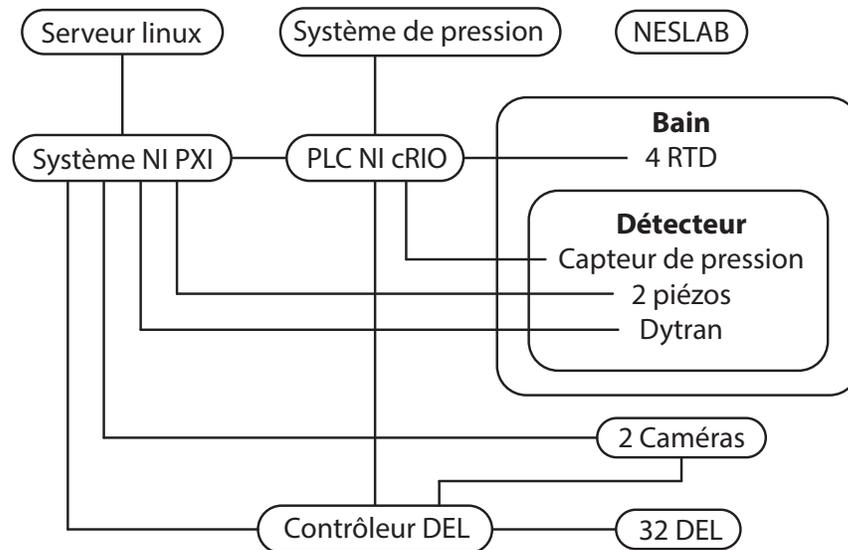


Figure 6.8 – Schéma d'interaction des composants de PICO-0.1.

Lors d'un évènement, le système fonctionne comme suit. Le détecteur est tout d'abord décomprimé à la pression d'opération pour cet évènement. L'acquisition des pressions, températures et autres variables d'état du système est démarrée à une fréquence de 5 kéch/s. L'acquisition de l'acoustique et du capteur de pression rapide est démarrée à une fréquence de 1 Méch/s. L'acquisition optique est aussi démarrée

à une fréquence de 150 images/s. Le système compare chaque image avec la précédente et détermine la quantité de pixels ayant changé entre les deux images. Si ce nombre de pixels est supérieur à 12 (valeur empirique), le système considère qu'il y a une bulle et active la compression rapide. Le système analyse aussi la pression du liquide tampon comme deuxième déclencheur. Au-delà d'un certain seuil de pression, le détecteur est comprimé. Dans les deux cas, la compression est déclenchée dans un délai de 20 ms après le critère de seuil, pour un total de 30 ms entre le début de l'évènement et le début de la compression. Finalement, le détecteur est aussi comprimé si la durée de l'expansion est plus grande qu'un certain seuil. Le système sauvegarde pour cet évènement toutes les données de pression, température et variables d'états pendant la durée de l'expansion. 30 images pour chaque caméra sont sauvegardées dont six proviennent d'avant le critère de seuil. 100 000 échantillons des capteurs piézoélectriques ainsi que du capteur de pressions rapides sont enregistrés, dont 40 000 précédant le critère de seuil. Le détecteur est alors comprimé durant 100 secondes à environ 200 PSIA afin de condenser la bulle. Le détecteur est décomprimé par la suite afin de recommencer le cycle.

6.4.1 Système de pression

Le système de pression est illustré à la figure 6.9. Il comporte deux sections, une à basse pression et une à haute pression. La section à haute pression comporte un accumulateur Parker de 160 mL rempli à 200 PSIA d'air. Celui-ci est relié au détecteur via deux valves, une à grand débit (rapide) et l'autre à faible débit (lente). La valve de compression rapide est utilisée lors d'un évènement et permet une compression en 100 ms, empêchant ainsi la bulle de remonter dans le liquide tampon. La vitesse de compression est importante, car la bulle pourrait rester prise dans un

orifice de la tuyauterie ou dans un plie de soufflet et ne pas redescendre dans le liquide actif lors de la compression. La valve de compression lente est utilisée lors de panne de courant ou de compression sans bulle afin de conserver le détecteur dans un état stable sans surchauffe et d'éviter le coup de bélier du fluide de compression. Effectivement, les chocs répétés de la compression rapide pourraient éventuellement endommager une pièce du détecteur, alors on évite la compression rapide, lorsque possible. La valve de compression lente étant ouverte sans alimentation (NO), le détecteur est automatiquement mis dans un état sécuritaire en cas de panne.

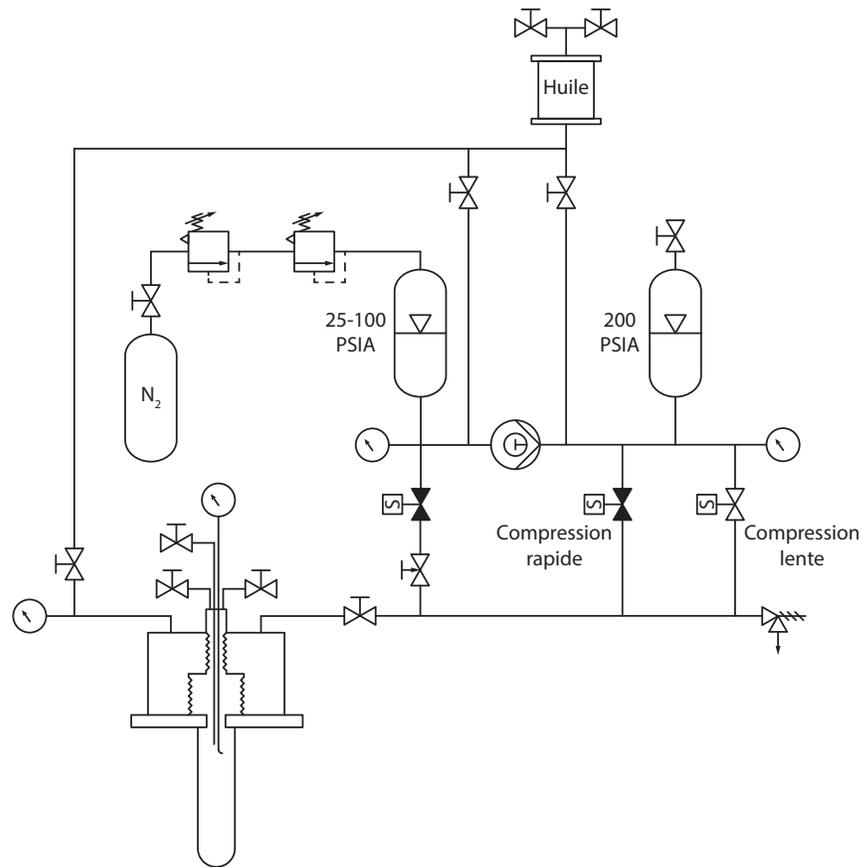


Figure 6.9 – Schéma hydraulique de PICO-0.1.

La section à basse pression est constituée d'un réservoir d'air comprimé, d'un régulateur de pression électronique Proportion-Air 0-120 PSIA, d'un accumulateur

Parker de 75 mL, d'une valve et d'une valve pointeau. Le régulateur de pression est ajusté à chaque décompression pour maintenir un seuil d'opération. Un système de rétroaction lit la pression dans la chambre et ajuste la pression du régulateur pour la maintenir constante et à la valeur d'opération. La pression d'air est transmise via l'accumulateur à l'huile minérale. La valve d'expansion est ouverte lors de la décompression et la valve pointeau est ajustée afin de contrôler le débit. Les sections sont reliées entre elles par des valves manuelles à un réservoir d'huile. Comme le détecteur peut être opéré à différentes températures, une quantité d'huile doit être ajoutée ou enlevée du système dû à l'expansion thermique. À chaque cycle, une quantité d'huile quitte l'accumulateur haute pression vers le détecteur et une quantité d'huile quitte le détecteur vers l'accumulateur basse pression. Ce mouvement net d'huile de l'accumulateur haute pression vers l'accumulateur basse pression finirait par vider le premier et remplir le second. C'est pourquoi une pompe relie les deux sections et pompe de l'huile du second vers le premier périodiquement. De cette façon, le niveau d'huile est maintenu en tout temps. La pompe s'active automatiquement lors d'une période de compression. Une valve de surpression est installée sur le détecteur en cas de défaillance d'un soufflet. Dans un tel cas, le fréon gazeux s'échapperait dans la pièce sans produire d'explosion qui pourrait endommager encore plus le détecteur.

6.4.2 Système acoustique

Deux capteurs piézoélectriques conçus à Montréal sont installés sur la paroi du contenant de quartz. Il sont maintenus en place par friction, car ils sont attachés ensemble et installés face à face de part et d'autre de l'éprouvette, tel qu'indiqué à la figure 6.10. Les capteurs utilisés sont faits en acier inoxydable, puisqu'ils sont sub-

mergés dans le bain d'eau distillée. La base du capteur épouse la forme de l'éprouvette et une graisse acoustique est utilisée entre les deux pour une meilleure transmission sonore. L'élément piézoélectrique est maintenu en place dans l'enceinte par friction. Deux électrodes sont situées de part et d'autre de l'élément et reliées à une paire de fils torsadés blindés qui sortent du couvercle. Un scellant de silicone scelle le couvercle au point de pénétration du fil et un joint torique scelle le couvercle à l'enceinte.

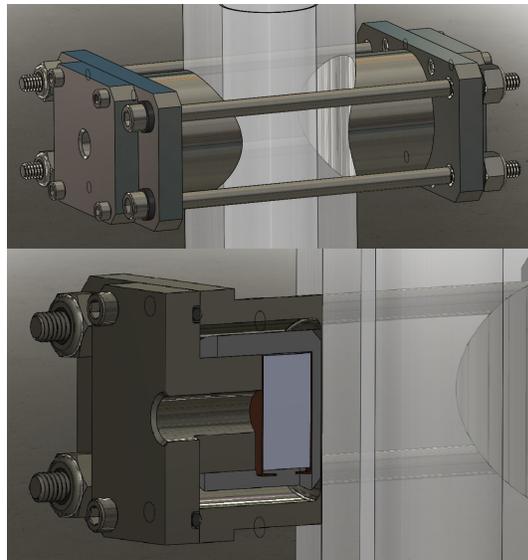


Figure 6.10 – Capteurs piézoélectriques de PICO-0.1.

Deux préamplificateurs de Picasso sont connectés au capteur piézoélectrique et au module NI PXI-6115. Le gain a été modifié à $G = 12500$ pour produire un signal de maximum ± 10 V. Le gain est énorme en raison de l'épaisse paroi rigide de la jarre en quartz. Le module étant configuré pour un échantillonnage de 1 Méch/s, la fréquence maximale d'acquisition est de 500 kHz. Une onde typique est montrée à la figure 6.11. Comme la puissance du signal est inversement proportionnelle à la pression d'opération, le signal est utilisable seulement pour des pressions en dessous de 40 PSIA.

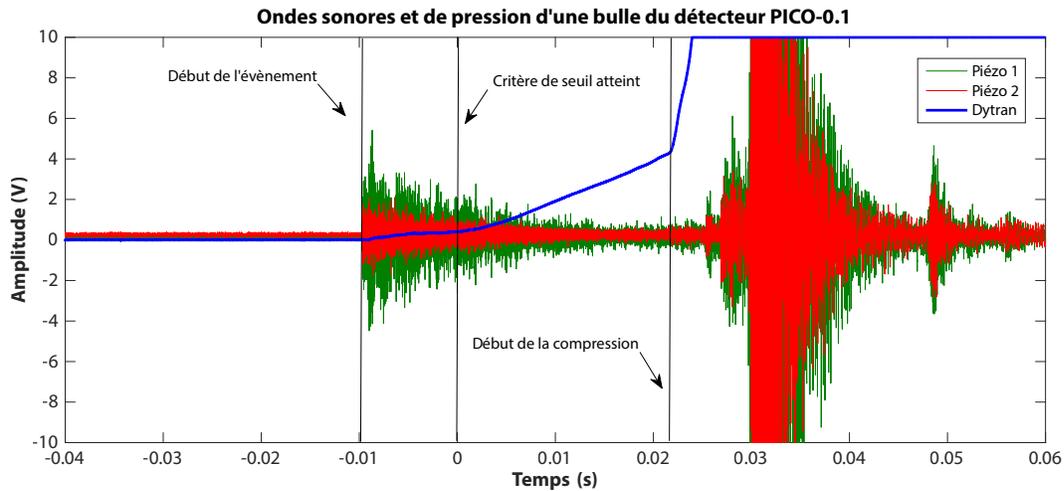


Figure 6.11 – En rouge et en vert sont illustrées les ondes sonores d’un évènement provenant des deux capteurs piézoélectriques du détecteur PICO-0.1. La courbe bleue représente l’onde de pression mesurée par le capteur Dytran.

6.4.3 Système Dytran

Un capteur de pression particulier est installé pour lire la pression à l’intérieur du milieu actif. Le capteur 2005V de la compagnie Dytran peut lire un changement de pression jusqu’à 40 Kéch/s. Ceci permet de suivre l’expansion d’une bulle et d’établir un profil d’expansion. Comme on peut voir à la figure 6.12, le profil d’expansion d’une bulle est différent selon la position de la bulle dans la jarre. On peut alors discriminer entre un évènement provenant du milieu du contenant par rapport à un évènement provenant de la paroi d’un contenant ou de l’interface fréon/tampon. Lorsque la bulle est créée près de la paroi ou de l’interface, son expansion est limitée, car une partie de sa surface n’est plus en contact avec le fréon, mais avec ladite paroi. De cette façon, la pression augmente de façon différente d’une bulle provenant du milieu. Cet effet est utilisé afin d’éliminer tous les évènements créés par les parois ou la surface. Ceux-ci proviennent en général de nucléations aux parois ou de particules alphas. Il est intéressant de noter aussi que le profil d’expansion varie

aussi en fonction de la quantité de bulles produites. En effet, si un évènement produit deux bulles, dans le cas où un neutron ferait plus d'une collision avec le fréon, la pente sera deux fois plus importante que pour une seule bulle. Il est donc possible de déterminer la multiplicité des bulles à partir du Dytran.

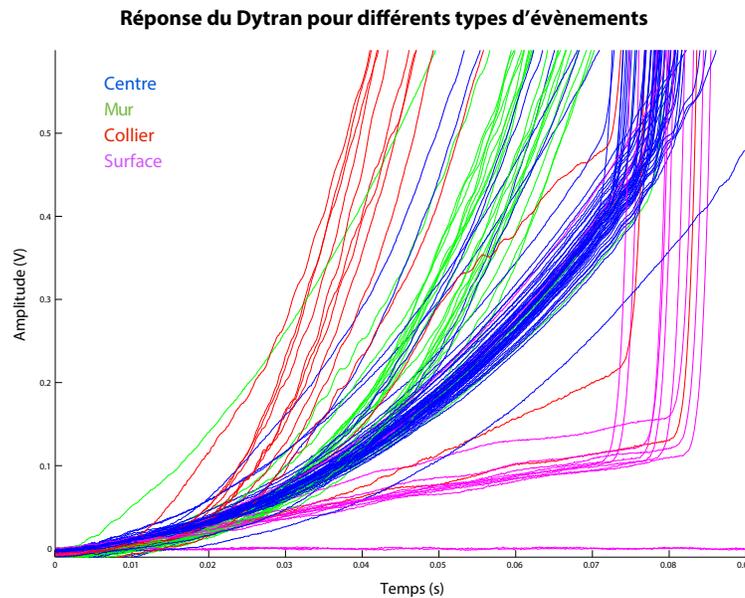


Figure 6.12 – Profil d'expansion de différents évènements.

6.4.4 Système optique

Le système optique comporte deux caméras Basler A602f monochrome de capteur CMOS 1/2". Ces caméras de résolution VGA 640x480 possèdent une lentille Tamron M12VM412. Elles sont configurées à une fréquence d'échantillonnage de 150 images/s en alternance, c.-à-d. que les caméras prennent une image chacun leur tour. La communication entre la caméra et le boîtier PXI se fait via une interface IEEE 1394 FireWire. Les caméras sont positionnées à 90° l'une de l'autre. Un panneau de 16 DEL rouges est fixé au-dessus de chaque caméra et est alimenté par un contrôleur Mightex. Celui-ci est configuré de façon à synchroniser l'exposition

de chaque caméra avec le panneau de DEL de l'autre caméra. Lorsqu'une caméra prend une image, elle envoie un signal au contrôleur pour qu'il allume le panneau de DEL de l'autre caméra. Lorsque l'exposition est terminée, elle signale au contrôleur d'éteindre le panneau. Ensuite, la deuxième caméra commande l'allumage du panneau de la première caméra et ainsi de suite. De cette façon, on évite la réflexion directe des DEL sur la surface du bain, tel que représenté à la figure 6.13. L'image reste claire sans artéfacts qui pourrait obstruer une région du détecteur. De plus, comme ces DEL demandent beaucoup de puissance, on évite la surchauffe du panneau. La température du bain demeure aussi plus stable, sans source de chaleur externe.

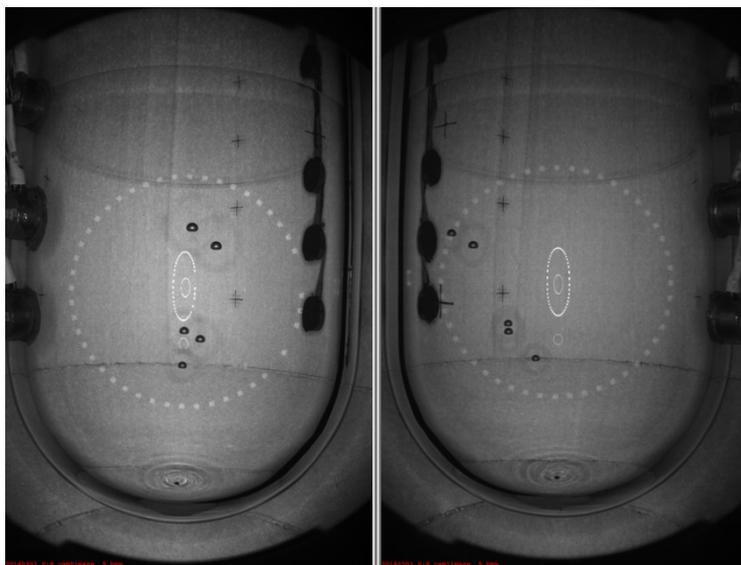


Figure 6.13 – L'image représente un évènement du détecteur PICO-60. On peut y voir les réflexions multiples des anneaux de DEL (points blanc) sur les différentes interfaces. Les cinq petits ronds noir sont des bulles provenant de l'interaction multiple d'un neutron. Les gros ronds noir sont les capteurs piézoélectriques.

6.4.5 Logiciel d'acquisition

Un programme Labview a été développé afin de contrôler tout le système. Il consiste en quatre sous-modules gérant chacun une partie du système, soit les caméras, l'acquisition rapide comme les capteurs piézoélectriques et le Dytran, l'acquisition lente comme la température et la pression et le PLC (système de pression). Ces sous-modules sont intégrés au module principal qui gère l'interface utilisateur, la communication entre les sous-modules, la gestion de l'état du détecteur et la configuration du système. L'interface utilisateur que l'on peut apercevoir à la figure 6.14 permet de configurer le système, de monitorer tous les capteurs et caméras en temps réel et de gérer les sessions d'acquisition. Les données sont enregistrées sous un format texte conçu pour le système et transférées automatiquement au serveur de FermiLab. Une routine de pré analyse produit un fichier contenant tous les évènements ainsi que les variables nécessaires à l'analyse, telles que la position de l'évènement, le seuil du détecteur ou la puissance acoustique du signal.

6.5 L'analyse des données

L'analyse de données est simplifiée avec ces détecteurs, car chaque évènement est nécessairement une bulle. Le code d'analyse est écrit en format MatLab et fonctionne sur les serveurs de FermiLab. Il suffit de se connecter à distance au serveur afin d'avoir accès à toutes les données et routines de l'expérience. Un visualisateur d'évènements permet de vérifier manuellement les différentes sessions d'acquisition afin de s'assurer de la qualité des données. Comme à la figure 6.15, il est possible de voir la pression, la température de chaque évènement, ainsi que les images, traces acoustiques et autres données du détecteur ou de la pré analyse. Il est possible aussi de commenter chaque évènement et d'ajouter certaines informations manuellement,

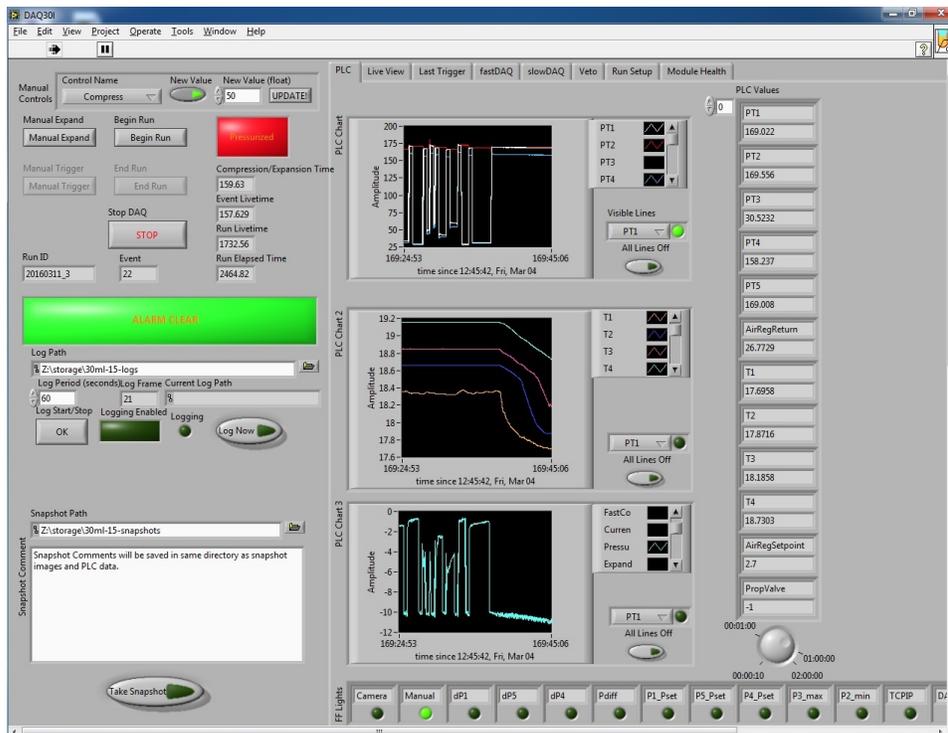


Figure 6.14 – Interface du système d’acquisition du détecteur PICO-0.1.

telles que le nombre de bulles ou la position de celles-ci, si la pré analyse fait une erreur.

La première étape de l’analyse consiste à enlever tout évènement provenant des parois de la jarre ou de l’interface fréon/tampon. Une combinaison de deux techniques est utilisée. La première consiste à utiliser la position XYZ de la bulle telle que calculée par un algorithme utilisant les images des deux caméras. La deuxième technique utilise le profil de pression lors de l’expansion de la bulle mesurée par le capteur de pression rapide Dytran. Comme mentionné à la section 6.4.3, les bulles étant près des parois ont un taux d’expansion plus faible que les bulles au centre et celles provenant de la surface ont un taux d’expansion plus élevé. Il est alors possible de configurer des valeurs de coupure sur le profil d’expansion. La deuxième étape de l’analyse utilise la variable acoustique AP afin de discriminer entre un évènement

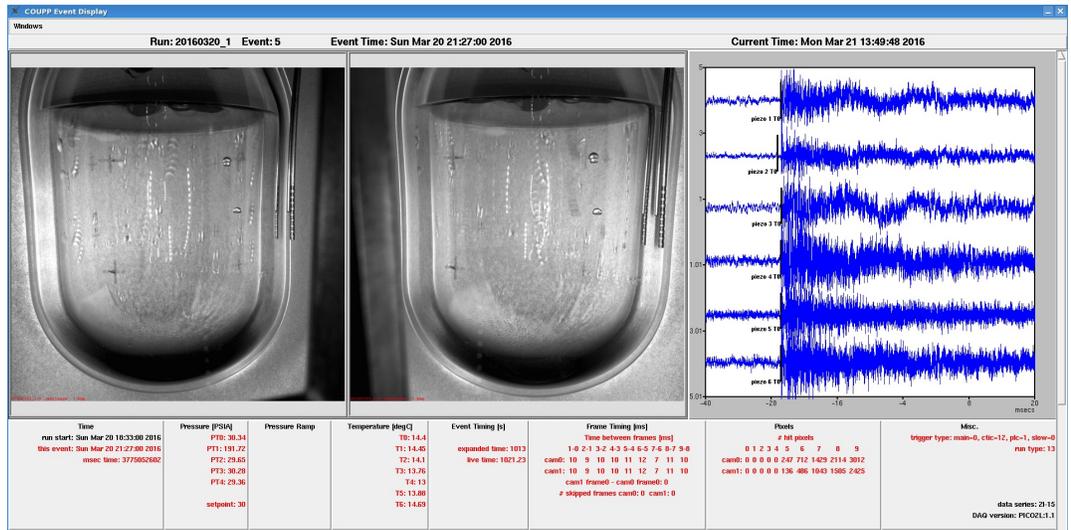


Figure 6.15 – Interface du visualisateur d'évènements.

provenant d'un neutron ou d'un alpha. Cette technique fut inspirée des résultats de Picasso. La variable AP est définie selon la formule suivante

$$AP = A(T) \sum_j G_j \left(\sum_n C_n(\vec{x}) \left(\sum_{f_{min}}^{f_{max}} f \times PSD_f^j \right) \right) \quad (6.1)$$

et représente la puissance acoustique d'un évènement incluant plusieurs facteurs de correction. La figure 6.16 montre le spectre de puissance acoustique pour différents types d'évènements. Le premier terme $A(T)$ est une correction de l'amplitude du signal dépendante de la température. La puissance du signal augmente avec la température et $A(T)$ sert à normaliser AP pour les différentes sessions d'acquisition. La variable G_j est un facteur de correction du gain pour chaque canal acoustique j , puisque chaque capteur piézoélectrique et chaque préamplificateur ont un gain légèrement différent. Le paramètre $C_n(\vec{x})$ est calculé en fonction de la position de la bulle, pour chaque tranche de fréquence n , \vec{x} étant la position de l'évènement. Quatre bandes de fréquences ont été définies comme 1,5 - 12 kHz, 12 - 35 kHz, 35 - 150 kHz et 150 - 250 kHz. Aucune information acoustique n'a été trouvée au-delà de 250

kHz. La variation de la puissance du signal en fonction de la position étant dépendante de la fréquence, ces quatre bandes ont été choisies afin d'obtenir le meilleur résultat. Le dernier terme PSD_f^j est finalement la somme de la puissance acoustique du signal sur la bande de fréquence f_{min}^n à f_{max}^n multipliée par la fréquence centrale f de la bande en question. Cela engendre une plus grande importance de la puissance aux hautes fréquences qu'aux basses. Au final, on obtient une distribution comme à la figure 6.17 où le pic provenant des neutrons est normalisé à la position $AP = 1$. On peut y voir clairement la séparation entre le pic produit par les particules alphas et celui de neutrons. Des valeurs de coupures dans la région de $AP = 1$ sont ensuite utilisées afin de sélectionner seulement les neutrons. La figure 6.18 démontre aussi la relation entre AP et la multiplicité déterminée par le Dytran. On remarque alors que la valeur de AP représente aussi la multiplicité des bulles. Ainsi, trois bulles produiront une valeur de AP aux alentours de 3.

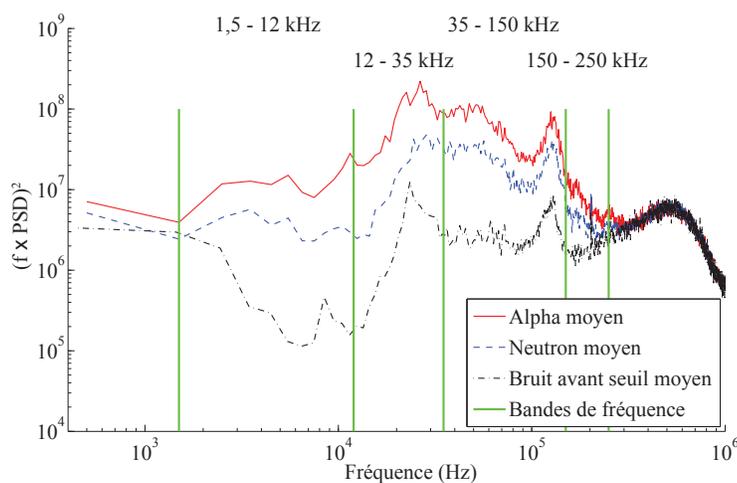


Figure 6.16 – Le spectre de puissance acoustique moyen est démontré pour un neutron, un alpha et le bruit de fond.

Quelques autres coupures sont effectuées pour enlever entre autres, les événements dont le signal acoustique contient trop de bruit électronique ou les événements

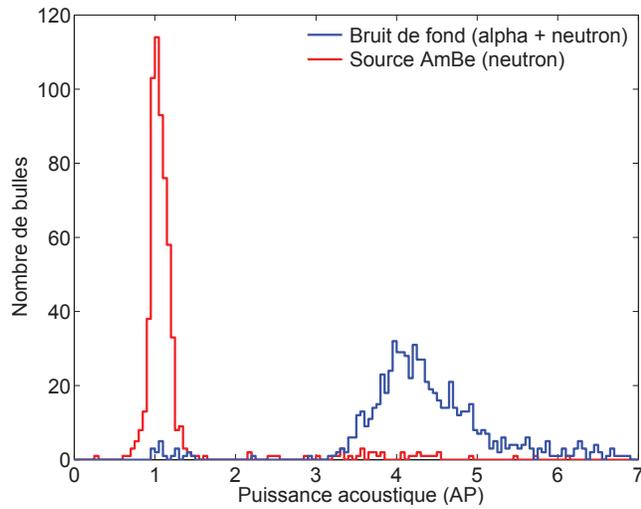


Figure 6.17 – Les données en bleu proviennent d’une session d’acquisition de bruit de fond où les évènements sont majoritairement des alphas et quelques neutrons. La courbe rouge provient d’une session d’acquisition où une source de neutrons AcBe a été utilisée.

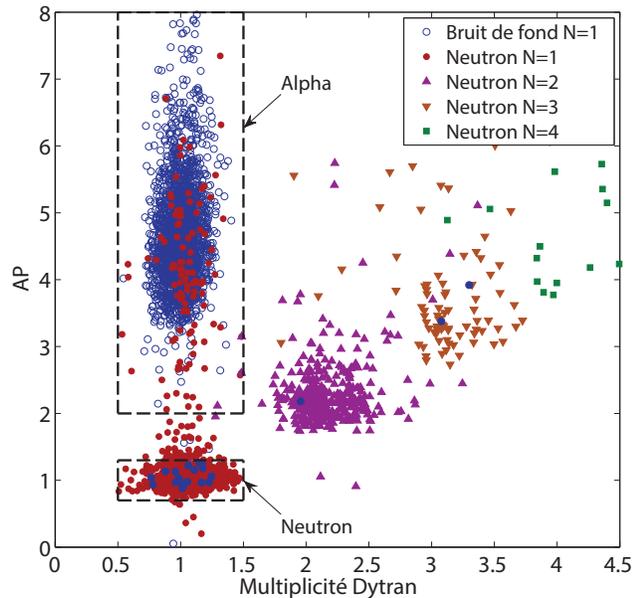


Figure 6.18 – Les données de bruit de fond sont essentiellement des alphas. Les données de neutron produites par une source de calibration ont été identifiées manuellement afin de déterminer la multiplicité.

dont la pression n’a pas eu le temps de se stabiliser. Au final, on obtient un taux de comptage pour chaque seuil de Seitz. Il est alors possible, en utilisant une méthode

similaire à Picasso comme à la section 5.6.5, de calculer une courbe d'exclusion. Les résultats obtenus par les détecteurs PICO-60 et PICO-2L seront présentés au chapitre 9. Quant aux résultats de PICO-0.1, ils seront présentés dans le chapitre 8. Les détecteurs PICO sont simples, peu coûteux et très performants pour la détection de la matière sombre. Le prochain chapitre présentera un nouveau type de détecteur, la chambre à bulles à condensation ou CBC. Cette technique a pour avantage de s'auto comprimer sans aucun système de régulation de la pression, ce qui simplifie la conception et l'opération du détecteur.

CHAPITRE 7

LA CHAMBRE À BULLES À CONDENSATION

La chambre à bulles à condensation (CBC) est apparue dans un papier de 1974 intitulé «*The geyser, a new detector for nuclear recoils*» [55]. Ce détecteur fut utilisé à l'époque afin d'observer la fission spontanée de noyau ^{238}U . Cet isotope ayant une demi-vie de $4,5 \times 10^9$ ans, le geyser avait été conçu pour la détection d'évènements rares. Un ballon de verre était rempli d'alcool en surchauffe. Lors d'une fission de l'uranium, une bulle d'alcool est créée et procède à une expansion rapide vers le haut, provoquant une sorte de geyser. Un système optique comptait le nombre d'évènements provenant des transitions de phases afin d'en extraire un taux de fission. Comme l'énergie déposée lors de la fission est relativement grande (~ 500 keV), seulement une surchauffe modérée était nécessaire à la détection d'évènements. La surface du verre n'était pas aussi critique au bon fonctionnement du détecteur. Avec les développements de Picasso et de PICO en matière de surface, il est aujourd'hui possible de songer à fabriquer une chambre à bulles à condensation pour des surchauffes beaucoup plus élevées et de s'en servir comme détecteur à matière sombre.

7.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement sera expliqué à l'aide des figures 7.1 et 7.2. La partie supérieure A est la région gazeuse du détecteur à une température T_A et pression P_A . Elle contient seulement des vapeurs du liquide actif. La partie inférieure B contient le liquide actif en surchauffe à la température T_B et à la pression P_B . Entre la partie A et B se retrouve un liquide tampon prévenant l'évaporation du liquide actif.

La pression de vapeur du fluide tampon est choisie la plus faible possible. Ainsi, seulement des vapeurs de fréon se retrouvent dans la partie A. Comme A et B sont en contact, $P_A = P_B = P$. Cependant, $T_A < T_B$ à l'aide d'un système de chauffage du réservoir B et d'un système de refroidissement de la section A. En contrôlant la température T_A , il est possible de contrôler la pression de vapeur P_A et ainsi P_B , ce qui contrôle l'état de surchauffe. Lors d'une interaction, du fréon s'évapore de la partie B et monte jusqu'à la partie A. Le fréon évaporé passe de l'état 1 à l'état 2. Cette évaporation s'arrête soit lorsque la bulle sort complètement du fréon et se retrouve dans le liquide tampon ou lorsque la pression $P = P_{vap}(T_B)$. La pression d'équilibre est alors atteinte (état 2). Ensuite, les vapeurs de gaz sont refroidies et condensées dans la section A. Le fréon dans le condenseur passe alors de l'état 2 à 3. Des gouttelettes retombent alors dans la section B, diminuant la pression P_B jusqu'à ce que $P = P_{vap}(T_A)$ (état 3). Les gouttelettes se thermalisent ensuite dans le fréon liquide et passent de l'état 3 à l'état 1. Le détecteur est de nouveau en surchauffe et prêt pour une nouvelle interaction (état 1).

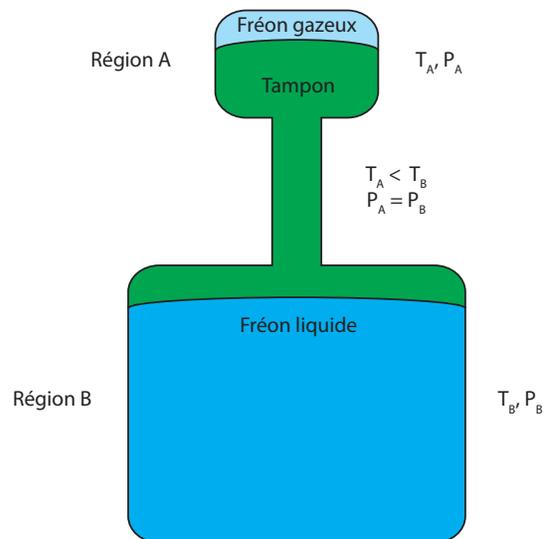


Figure 7.1 – Schéma d'un détecteur CBC

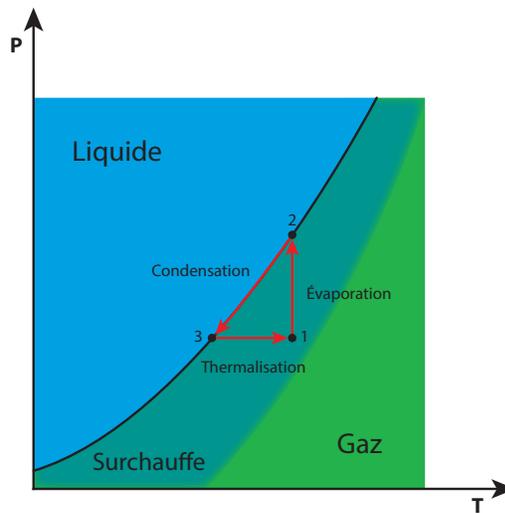


Figure 7.2 – Le cycle du détecteur CBC sur un diagramme de phase. Ce diagramme fait référence au fréon qui s'évapore lors d'un évènement en suivant son parcours.

7.2 Le détecteur

Le dernier prototype de CBC est illustré aux figures 7.3 et 7.4. C'est le sixième prototype du genre élaboré à l'Université de Montréal. Le réservoir de fréon de 200 mL est fait d'acrylique (PMMA) à l'intérieur duquel est appliqué un enrobage hydrophobe. L'acrylique a été choisi afin de démontrer qu'il est possible d'obtenir une surface lisse et propre avec ce matériel. Il a l'avantage d'être beaucoup moins cher que le quartz synthétique, d'être plus facile à fabriquer et à obtenir et d'être facile à purifier. Il est alors possible de fabriquer un contenant à très faible radioactivité. L'enrobage provient de la compagnie Diamon-Fusion International et est appliqué par vaporisation et séchage consécutifs en salle blanche sur la surface intérieure du contenant. Le fréon utilisé pour ce prototype est le C_5F_{12} (environ 300 g), car il est liquide à la température de la pièce (Annexe I). Il est donc facile de remplir le détecteur et la température et pression de surchauffe sont assez faibles (5 PSIA et 60-80 °C). Le contenant est assemblé sous une section intermédiaire remplie de LAB

comme liquide tampon. Trois capteurs piézoélectriques sont installés sur le pourtour de la section répartis également à 120° . Ces capteurs sont de construction similaire à ceux de PICO-0.1. L'élément piézoélectrique est monté contre une mince membrane de 0,5 mm soudée à la surface de la section, diminuant ainsi la perte acoustique au travers de la paroi. Un capteur de pression haute fréquence est aussi monté sur la paroi afin de mesurer la pression dans le liquide. Un tube est relié à un réservoir extérieur de liquide tampon, isolé par une valve. Ceci permet d'ajouter ou d'enlever du liquide tampon afin d'ajuster la hauteur du niveau de l'interface liquide/gaz. La section supérieure consiste en un tube d'acrylique reliant la section intermédiaire et le condenseur. C'est à cet endroit que l'interface liquide/gaz se retrouve. Le condenseur comporte un circuit de refroidissement interne connecté à un bain circulateur. Le contenant de fréon se retrouve dans un bain chaud connecté aussi à un bain circulateur. Une webcam observe les évènements via un PC sous Windows XP. Un programme Labview enregistre la pression et un DAQ Picasso enregistre les ondes acoustiques. Tout le système est fait d'acier inoxydable et de PMMA.

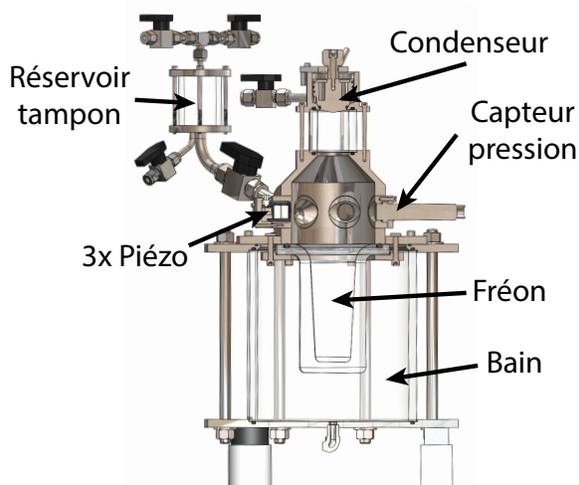


Figure 7.3 – Dernier prototype de détecteur CBC version 6. À titre de référence, le bain inférieur cylindrique mesure 20 cm de hauteur par 20 cm de diamètre.



Figure 7.4 – Photos du détecteur CBC version 6

Lors d'un évènement, une bulle de fréon est créée et monte verticalement vers le condenseur. L'expansion de la bulle se termine lorsque celle-ci passe du fréon liquide au LAB. La pression dans le détecteur est maintenant à une valeur plus élevée qu'au départ. Il faut noter que la surchauffe du C_5F_{12} peut toujours être présente, si $P < P_{vap}(T_B)$. Comme $P \propto n/v$, plus le volume de la section gazeuse est petit, moins il y aura d'évaporation de fréon. Il est avantageux de réduire le volume gazeux au maximum. D'une part, cela réduit l'agitation et le mélange de l'interface fréon/LAB. Cette agitation peut causer des nucléations spontanées et augmente la durée nécessaire au retour à l'état initial du détecteur. Une série de gouttelettes de fréon/LAB peuvent apparaître à l'interface et prennent un certain temps à se résorber. D'autre part, une plus grande évaporation nécessite plus de temps de condensation. Comme il y a plus de gaz dans le condenseur, il faut plus de temps afin de condenser tout le gaz en liquide. C'est pourquoi le condenseur est conçu afin d'avoir la plus grande surface de contact possible ainsi que le plus petit volume de gaz possible. Le niveau de l'interface liquide gaz est alors ajusté juste en deçà du condenseur. Une

légère pente est donnée au condenseur afin que les gouttelettes de C_5F_{12} condensées glissent vers le centre, fusionnent entre elles et tombent dans le LAB. À cause de l'affinité du fréon avec la surface du condenseur, seules les gouttelettes d'une certaine masse réussissent à se détacher de la paroi. Il y a donc du fréon liquide en tout temps sur le condenseur. Le condenseur est conçu aussi de façon à obstruer le port extérieur, toujours dans le but de réduire le volume de gaz. La tête de condensation est fabriquée de manière similaire à un piston. En tournant la poignée, la tête monte et descend. En position haute, le volume intérieur devient accessible par le port extérieur. En position basse, la tête scelle le condenseur et obstrue le port. On peut apercevoir le mécanisme du piston à la figure 7.5

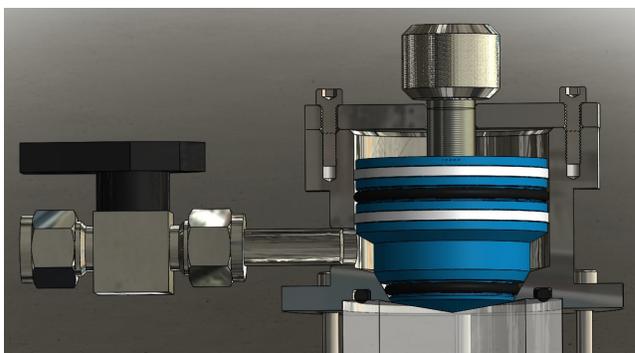


Figure 7.5 – Le piston représenté en bleu peut monter et descendre en tournant la poignée sur le dessus de celui-ci. Il est alors possible d'isoler le volume interne du CBC et ainsi, de réduire le volume de gaz dans le condenseur.

Le liquide tampon possède plusieurs utilités dans ce détecteur. Premièrement, comme dans les autres détecteurs, le fréon ne peut être en contact avec autre chose qu'une paroi lisse. Il est alors nécessaire de remplir le reste du détecteur avec un liquide tampon. Deuxièmement, il sert de médium de propagation acoustique. Comme les capteurs piézoélectriques sont directement dans le liquide tampon, celui-ci permet la bonne transmission des signaux sonores du fréon aux capteurs. Troisièmement, le liquide tampon limite l'évaporation du fréon. Comme le fréon est très vo-

latile et que ce détecteur contient une section gazeuse, il serait difficile de maintenir une basse pression dans le condenseur. Les vapeurs chaudes et abondantes provenant du fréon viendraient réchauffer le condenseur et augmenter la pression gazeuse. Celui-ci verrait son efficacité diminuée. L'ajout d'un tampon dont la pression de vapeur est très faible permet au condenseur d'extraire la chaleur du fréon provenant de bulles seulement.

7.3 Assemblage

Tous les composants sont d'abord lavés au bain à ultrason, à l'eau ultra-pure et au RadiacWash. Ils sont ensuite rincés à l'eau ultra-pure seulement et séchés à l'air environnant. Toutes ces opérations sont faites en salle blanche. Le détecteur est ensuite assemblé et mis sous vide afin de dégazer les parois. Un contenant de LAB est relié au réservoir de liquide tampon via un filtre en acier inoxydable de $0,5 \mu\text{m}$ dont le schéma est à la figure 7.6. Comme le détecteur est toujours connecté à une pompe à vide par le condenseur, le LAB est aspiré au travers du filtre, puis dans le réservoir externe et finalement dans le contenant d'acrylique du détecteur. Le détecteur est rempli jusqu'à la mi-hauteur du tube d'acrylique supérieur. Le détecteur est ensuite isolé de la pompe. Un contenant de C_5F_{12} est connecté au port du condenseur et est chauffé à 50°C . Le condenseur étant refroidi à 5°C , le gaz est évaporé du contenant de fréon et condensé à l'intérieur du détecteur. Du liquide tampon est retiré à plusieurs reprises par le réservoir extérieur afin de maintenir le niveau de l'interface liquide/gaz constant. La quantité de gaz dans le détecteur est mesurée par le poids perdu du réservoir de fréon ainsi que par la hauteur du niveau de l'interface fréon/LAB. Toutes les valves sont alors refermées et le détecteur est prêt à être utilisé.

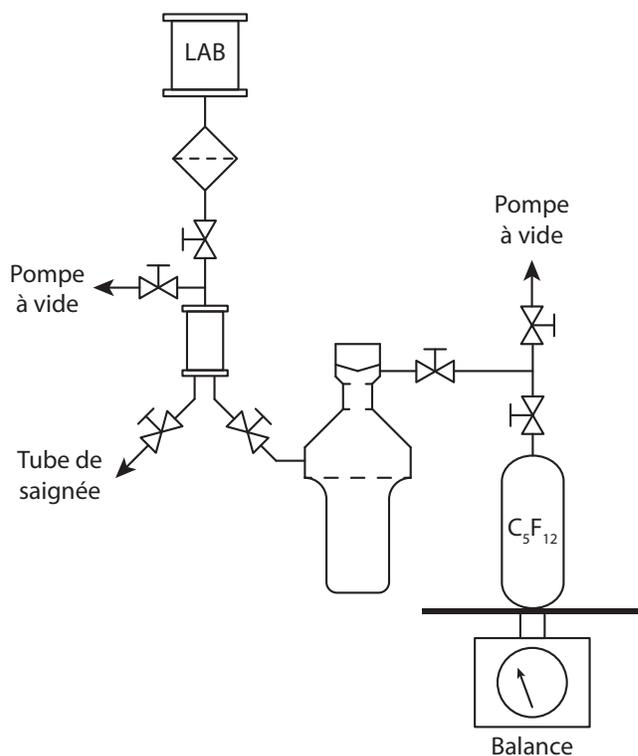


Figure 7.6 – Schéma de remplissage du CBC.

7.4 Opération

Les deux bains sont démarrés afin de descendre en température le condenseur et de monter en température le contenant de fréon. À mesure que le fréon et le tampon se réchauffent, le niveau de l'interface liquide/gaz augmente à cause de la dilatation thermique. Il faut alors ajuster le volume de tampon afin de garder l'interface le plus près possible du condenseur. Il ne faut pas que liquide touche le condenseur, sans quoi il y aurait un grand transfert de chaleur du tampon vers le condenseur. Lorsque les températures des deux sections sont stables et que le niveau de l'interface est stable, on démarre l'enregistrement de la caméra, des capteurs piézoélectriques et de la pression. La caméra enregistre continuellement l'activité du détecteur. Le signal acoustique est enregistré seulement lorsqu'il dépasse un certain seuil (~ 25 mV),

comme pour les détecteurs Picasso. La pression est enregistrée à basse fréquence (1 Hz) en continu et à haute fréquence (1 kHz) lors d'un évènement.

La détection de particules se fait de façon continue. Lors d'un évènement, une bulle se forme et monte vers le condenseur. Arrivé en haut, le gaz se refroidit et se liquéfie sur la paroi du condenseur. Les gouttelettes glissent vers le centre et tombent dans le tampon. En redescendant vers le fréon liquide, elles se réchauffent et finissent par se dissoudre dans le fréon. Le cycle complet dure environ 20 à 30 s jusqu'à ce que la pression finale soit égale à la pression initiale. Ainsi, le détecteur peut fonctionner par lui-même en continu avec un très faible temps mort. Aucune action physique n'est requise, le détecteur s'auto régule. Contrairement aux deux types de détecteurs précédents, où un système de pression actif était nécessaire, ce détecteur nécessite seulement une régulation de la température.

7.5 DAQ

Comme ce détecteur est encore sous forme de prototype, le système d'acquisition est rudimentaire (figure 7.7). Le système monitore et contrôle quatre éléments, soit la pression, la température, l'image et l'acoustique. L'interconnexion des différents systèmes est représentée à la figure 7.8. La pression est mesurée via un capteur de pression Omega PX103U à diaphragme externe. Il est monté de façon à ce que le diaphragme mesure directement la pression du tampon, comme à la figure 7.9. Ce capteur peut aussi lire la pression jusqu'à une fréquence de 1 kHz. Ainsi, il est possible de savoir précisément la pression au moment de l'évènement et le profil de pression de l'évènement. Il est alimenté par un module NIM (*Nuclear Instrumentation Module*) et connecté à une carte d'acquisition NI PCI-6034E. Un programme LabView enregistre la pression à une vitesse de 1 éch/s. Lorsque la différence entre

deux échantillons ΔP est plus grande qu'une certaine valeur de pression, le logiciel enregistre une onde de pression de 5 s à 1 kéch/s dont la première seconde de l'onde se situe avant le déclenchement de l'enregistrement. De cette manière, il est possible d'associer un profil de pression avec chaque événement. La figure 7.10 montre le profil de pression de quelques événements.



Figure 7.7 – Photo du système d'acquisition du CBC.

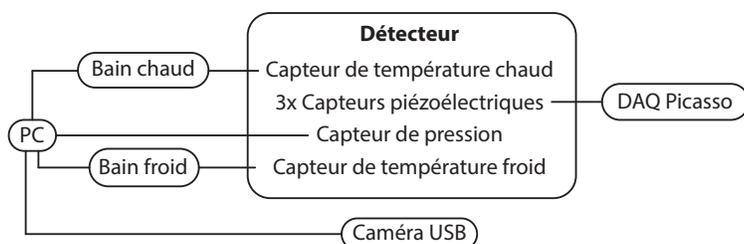


Figure 7.8 – Diagramme du système d'acquisition du CBC.

La température est contrôlée par les bains circulateurs. Le bain chaud de PolyScience PD15H200 ainsi que le bain froid de PolyScience PD15R-40 possèdent une sonde de température externe permettant une régulation de l'ordre de $\pm 0,01^\circ\text{C}$. La sonde du bain chaud est insérée dans le réservoir d'eau chaude dans lequel le CBC est assis. La sonde du bain froid est située à l'arrivée du liquide de refroidissement,

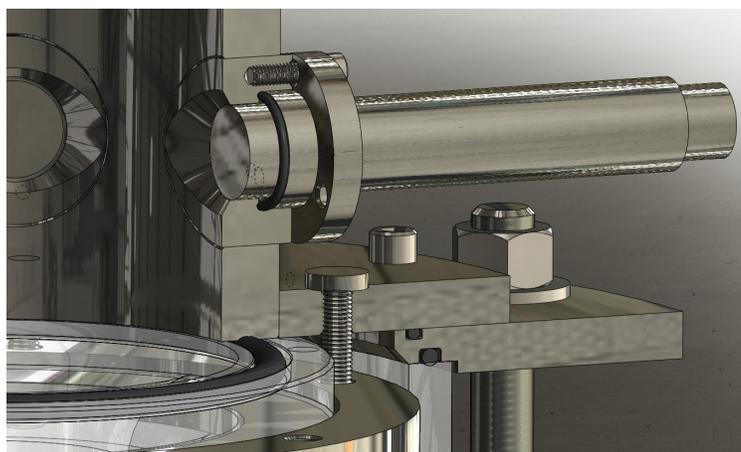


Figure 7.9 – Vue de coupe du capteur de pression du CBC.

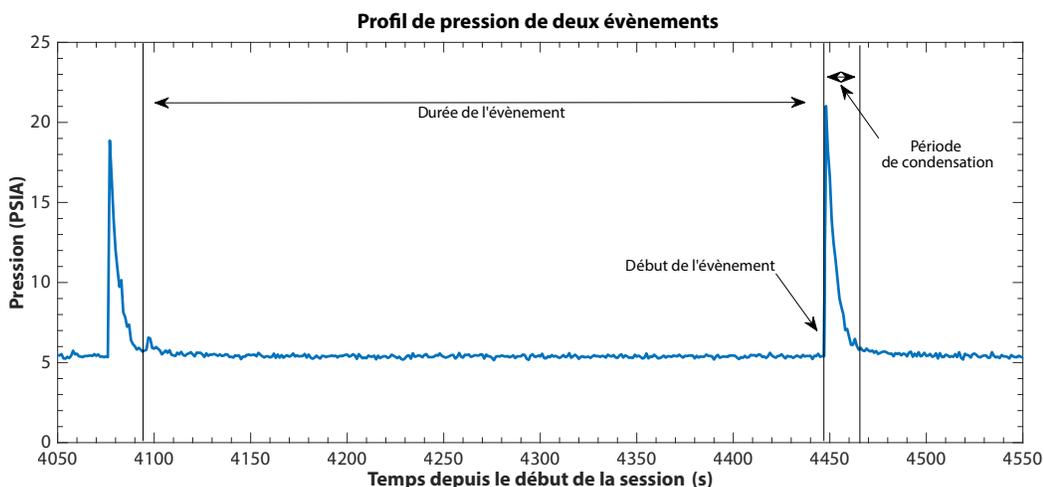


Figure 7.10 – Profil de pression d'un évènement du CBC. On peut voir que le temps moyen de condensation est d'environ 20 à 30 s.

dans la tête du condenseur. Les deux bains fonctionnent de façon autonome, mais sont tout de même reliés via réseau au PC d'acquisition. Un programme affiche la température des bains et permet de la changer à distance. Les bains peuvent être vus à la figure [7.11](#)

L'acquisition d'images est le système le plus embryonnaire. Ce système est composé d'une caméra USB Microsoft VX-3000 reliée au PC d'acquisition. Le pro-



Figure 7.11 – Bains circulateurs du CBC.

gramme VirtualDub enregistre l'image à une vitesse de 30 image/s à la résolution maximale de 640 x 480. Comme il n'y a qu'une seule caméra, il est impossible d'avoir une reconstruction de la position d'un événement. On peut voir une bulle se former à la figure 7.12.



Figure 7.12 – Formation d'une bulle dans le CBC

Le détecteur possède trois capteurs piézoélectriques, dont un est représenté à la figure 7.13. Ils sont fabriqués à même la section intermédiaire afin que la membrane du boîtier du capteur soit en contact direct avec le liquide tampon. Les pertes acoustiques en sont diminuées. Les deux céramiques de type PZT par capteur, identiques à celles de Picasso, sont maintenues en place contre la membrane par friction entre trois électrodes. Un cylindre de téflon (PTFE), section en blanc sur la figure, isole

électriquement les céramiques et les électrodes du boîtier, afin de permettre l'acquisition d'un signal flottant si nécessaire. Le cylindre permet aussi de maintenir tous les éléments en place lors de l'assemblage. Les deux céramiques étant positionnées avec leur polarité inversée l'une de l'autre, le signal électrique de sortie en est doublé. Les trois capteurs sont connectés à un système central d'acquisition de type Picasso avec trois modules d'amplification, une carte mère, une carte DAQ et un module collecteur. Un signal acoustique est illustré à la figure 7.14

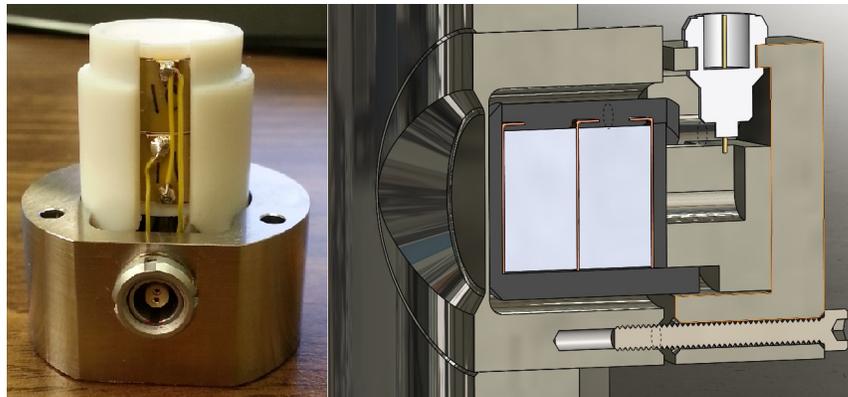


Figure 7.13 – Un des trois capteurs piézoélectriques du CBC. Il contient deux céramiques PZT afin de doubler le signal électrique de sortie du capteur. L'image de droite montre la façon dont il est installé sur le détecteur.

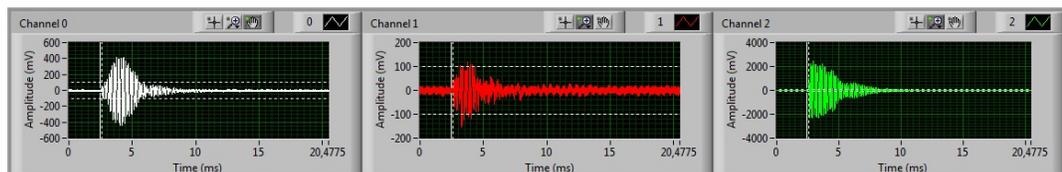


Figure 7.14 – Ondes acoustiques provenant d'un bon évènement du CBC.

7.6 L'analyse des données

Comme le détecteur est toujours en mode de développement, l'analyse de données n'est pas très poussée jusqu'à maintenant. Il y a un fichier de pression, un fichier

acoustique et une vidéo pour chaque session d'acquisition. Il faut alors identifier les bulles dans la vidéo et trouver les trois ondes acoustiques associées ainsi que le profil de pression. Cela est accompli en utilisant la différence de temps Δt entre les événements ainsi qu'à l'aide de l'horodatage de ceux-ci. Chaque événement est analysé visuellement afin de détecter un bruit électronique trop grand sur le profil acoustique ou un problème avec le profil de pression. Une banque de bons événements est alors constituée, avec leur seuil de Seitz calculé à partir de la pression précédant la création de la bulle et la température du bain mesurée par la sonde. On obtient alors un taux de comptage en fonction du seuil de Seitz. Cette analyse simpliste est effectuée dans le but de vérifier le bon fonctionnement du détecteur ainsi que pour démontrer la validité du concept du CBC. Aucune discrimination acoustique ou coupure en fonction de la position n'est encore effectuée. Les résultats du CBC version 6 seront présentés dans le chapitre 9. Ce nouveau concept de détection permet de simplifier le fonctionnement du détecteur à liquide surchauffé. Le volume actif peut être agrandi à volonté sans avoir à modifier le condenseur. Ainsi, le détecteur demeure simple et peu onéreux. De plus, avec l'utilisation du PMMA comme contenant, il est possible de produire facilement de grandes géométries plus ou moins complexes et à faible coût. Une étude de faisabilité produite par Picasso démontre que l'on peut assez facilement produire un détecteur de l'ordre de 500 kg de masse active [56]. L'expérience MOSCAB, au Laboratori Nazionali del Gran Sasso, est en train d'installer un détecteur de type CBC de 40 kg qui entrera en fonction cet automne. Le prochain chapitre présentera les différents bruits de fond des détecteurs à liquides surchauffés et les calibrations effectuées pour bien comprendre ces bruits de fond.

CHAPITRE 8

BRUIT DE FOND ET CALIBRATION

Comme l'interaction de WIMPs avec un détecteur est un phénomène rare, il est important de bien comprendre le comportement d'un détecteur par rapport à toutes les sources de bruit de fond possibles. Il faut être capable de les identifier et de les éliminer si possible, sinon de les discriminer. Il faut alors s'assurer de bien étalonner les détecteurs à l'aide de mesures précises avec des sources calibrées. La réponse des détecteurs pour différentes espèces de particules sera présentée en détail dans les prochaines sections

8.1 Les neutrons

L'étude de la réponse des détecteurs aux neutrons est la plus importante des calibrations, car ceux-ci interagissent de la même façon que les neutralinos, soit par diffusion élastique sur le noyau. Ainsi, si la réponse du détecteur aux neutrons est connue, la réponse de celui-ci aux neutralinos l'est aussi. Il faut alors produire des neutrons de différentes énergies pour étalonner la plage d'énergie sensible au neutralino.

Les neutrons peuvent interagir avec le carbone ou le fluor du fréon afin de créer une transition de phase [57]. Trois différents types d'interactions peuvent se produire, soit une collision élastique, une collision inélastique ou une absorption dans le noyau. Nous allons nous intéresser aux collisions élastiques seulement, car les deux autres types d'interactions sont négligeables, comme il sera démontré plus loin dans la section. L'énergie de recul d'une collision élastique peut être exprimée comme

$$E_R = \frac{2m_n m_A}{(m_n + m_A)^2} (1 - \cos \theta) E_n \quad (8.1)$$

où m_n est la masse du neutron, m_A est la masse du noyau de carbone ou de fluor, θ est l'angle de diffusion du neutron et E_n l'énergie du neutron incident. Le transfert d'énergie maximal survient lorsque $\theta = \pi$. On trouve pour le carbone et le fluor

$$E_{R,Cmax} = 0,28E_n \quad (8.2)$$

$$E_{R,Fmax} = 0,19E_n \quad (8.3)$$

On obtient alors un spectre d'énergie en forme de boîte, tel qu'à la figure 8.1, considérant que l'angle de diffusion des neutrons dans le centre de masse est isotrope au premier ordre. La probabilité d'avoir une énergie de recul E_R pour le carbone ou le fluor est uniforme de 0 à $E_{R,max}$. Comme nous utilisons des détecteurs à seuil, les premiers neutrons qui causeront une transition de phase sont ceux déposant une énergie $E_{R,max}$. Ensuite, à mesure que le seuil E_{th} est diminué, de plus en plus de neutrons déposeront suffisamment d'énergie pour satisfaire au critère de Seitz. Le taux de comptage en fonction du seuil E_{th} augmente ainsi de façon linéaire avec la diminution du seuil, comme à la figure 8.1. Ce taux de comptage représente la situation parfaite où l'efficacité de détection est de 100% au-dessus du seuil. Cependant, même si l'énergie de recul satisfait au critère de Seitz E_c , il faut que cette énergie soit déposée dans la longueur critique L_c . Ce n'est pas toujours le cas et le mécanisme est étudié présentement en détail. En utilisant la fonction de probabilité (équation 4.11), il est possible de définir l'efficacité de détection comme le spectre intégré des reculs ayant une énergie supérieure au seuil normalisé par le spectre intégré de tous

les reculs, soit

$$\varepsilon(E_{th}, \alpha) = \frac{\int_{E_{th}}^{E_{R,max}} \frac{dR}{dE_R} P(E_R, E_{th}, \alpha) dE_R}{\int_0^{E_{R,max}} \frac{dR}{dE_R} dE_R} \quad (8.4)$$

Puisque nous avons posé une diffusion isotrope, $\frac{dR}{dE_R} = 1$. On obtient alors l'équation suivante

$$\varepsilon(E_{th}, \alpha) = 1 - \frac{E_{th}}{E_{R,max}} - \frac{E_{th}}{\alpha E_{R,max}} \left(1 - \exp \left(-\alpha \left(\frac{E_{R,max}}{E_{th}} - 1 \right) \right) \right) \quad (8.5)$$

Pour de faibles valeurs de α , la réponse sera molle et le taux de comptage augmentera lentement. Pour de grandes valeurs α , l'efficacité se rapprochera de la valeur théorique et le taux de comptage se rapprochera d'une droite. La figure 8.2 démontre l'effet du paramètre alpha sur l'efficacité.

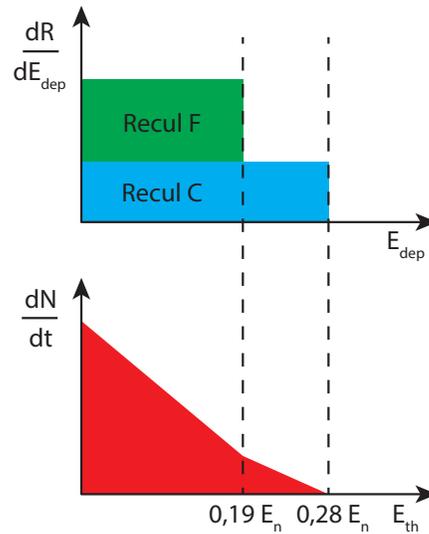


Figure 8.1 – Le spectre d'énergie de recul (premier graphique) est constant pour le carbone et de fluor. Le taux de comptage $R = dN/dt$ (deuxième graphique) varie linéairement avec l'énergie de seuil E_{th} . La pente change seulement au moment où le fluor contribue en plus du carbone.

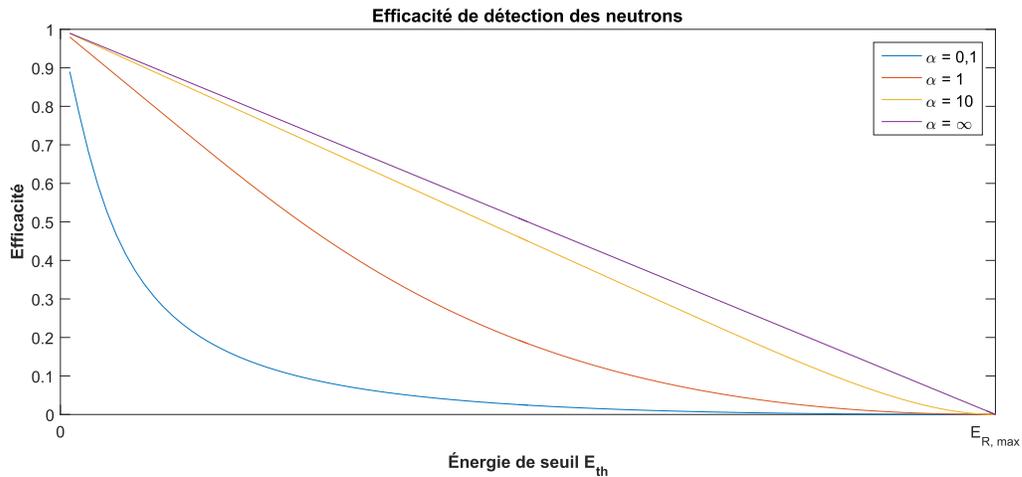


Figure 8.2 – L’effet du paramètre alpha sur l’efficacité de détection des neutrons est représenté par les quatre courbes du graphique. Avec un paramètre $\alpha = \infty$, on retrouve l’efficacité théorique.

Sachant que la plage de seuil de sensibilité aux collisions élastiques des neutralinos se situe entre 1 et 100 keV, on obtient une plage d’énergie de neutrons incidents intéressante allant de 3,6 à 526 keV. Comme le seuil d’énergie pour les collisions inélastiques avec le fluor est 1,5 MeV et le carbone 4,3 MeV et que le seuil d’absorption du neutron dans le noyau est de 2,1 MeV [58], on constate qu’en deçà de 500 keV, les neutrons interagissent seulement par collisions élastiques.

À la figure 8.3, la section efficace élastique pondérée des neutrons sur le carbone et le fluor indique que les collisions se feront principalement avec le fluor [59]. De plus, comme la portée de recul du fluor est plus courte que la portée de recul du carbone, le fluor pourra satisfaire plus facilement le critère de Seitz. Ceci est avantageux, puisque c’est exactement cette interaction qui est recherchée. Les neutralinos ayant une section efficace maximale sur le fluor, la calibration avec des neutrons permet de reproduire les mêmes conditions.

Connaissant maintenant l’efficacité et la section efficace, il est trivial de définir

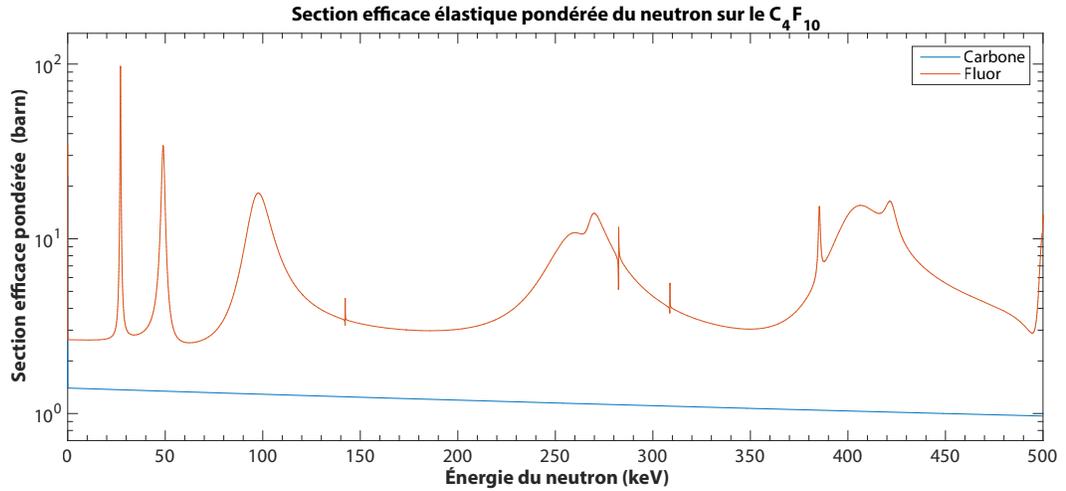


Figure 8.3 – La section efficace élastique a été pondérée par le ratio stoechiométrique de carbone et de fluor dans le C_4F_{10}

le taux de comptage du détecteur comme

$$R(E_n, E_{th}, \alpha) = \phi(E_n) V_l \rho_A \sigma_{n,A}(E_n) \varepsilon(E_{th}, \alpha) \quad (8.6)$$

où $\phi(E_n)$ est le flux de neutrons du faisceau, V_l est le volume de fréon, ρ_A est la densité d'atome et $\sigma_{n,A}(E_n)$ est la section efficace du neutron. À l'aide des données expérimentales, il est alors possible d'extraire une valeur du paramètre α et de l'énergie de seuil E_{th} pour une énergie de neutron donnée. Dans les prochaines sections, nous verrons le fonctionnement de l'accélérateur d'ions lourds de l'Université de Montréal utilisé pour produire un faisceau de neutrons mono énergétiques à l'aide d'une cible de vanadium.

8.1.1 Accélérateur tandem Van de Graaff

L'Université de Montréal possède un accélérateur d'ions de type tandem Van de Graaff depuis 1966. Cet accélérateur fut utilisé à l'époque de la recherche en phy-



Figure 8.4 – Accélérateur tandem Van de Graaff EN-1 de l’Université de Montréal

sique nucléaire. Il est aujourd’hui principalement utilisé en physique des matériaux. Le principe de fonctionnement consiste à créer une grande différence de potentiel entre 2 sections du tube d’accélération afin d’accélérer des ions à haute énergie. La figure 8.4 illustre l’accélérateur et la figure 8.5 montre un schéma de l’accélérateur. Le tube d’accélération sous vide est contenu dans une grande chambre (en bleu) reliée à la terre remplie d’un gaz isolant, le SF₆ et maintenu à une pression de 180 PSIG. Le terminal au centre de la chambre, quant à lui, peut soutenir une tension de 6 MV à pleine capacité. Le tube d’accélération est constitué d’anneaux de verre isolant intercalés d’anneaux d’acier. À l’aide d’un réseau de résistances, la tension est diminuée graduellement à partir du terminal central, d’un anneau de métal à l’autre afin de créer un champ électrique uniforme d’un bout à l’autre du tube d’accélération. L’assemblage du terminal, du tube d’accélération et du diviseur de potentiel est maintenu en suspension en porte-à-faux au centre de la chambre par une force de 20 tonnes appliquée par un énorme ressort. Les ions négatifs entrent donc par la gauche dans le tube d’accélération et sont accélérés graduellement jusqu’au

terminal. À l'intérieur du terminal est injecté de l'oxygène O_2 gazeux qui entre en collision avec les ions négatifs. Une partie des ions perdent ainsi plusieurs électrons et deviennent chargés positivement. Ils sont alors accélérés une deuxième fois dans la seconde moitié du tube d'accélération où le champ électrique est inversé par rapport à la première moitié. C'est pourquoi ce type d'accélérateur est nommé tandem. L'énergie maximale transférée à des protons est alors de 12 MeV. Le tableau 8.I liste quelques-unes des autres propriétés de l'accélérateur.

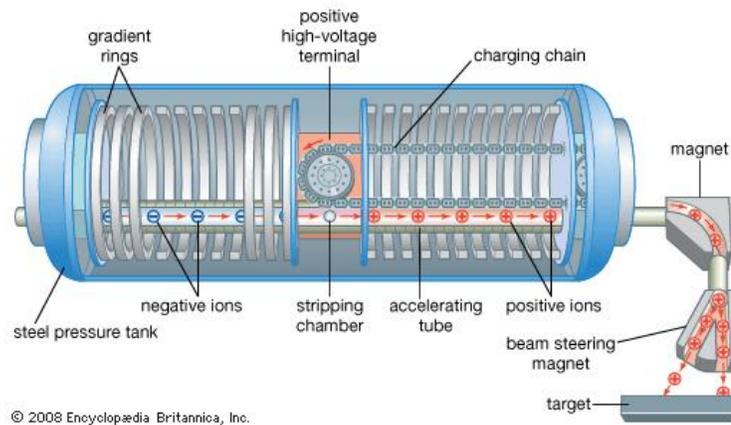


Figure 8.5 – Schéma interne de l'accélérateur. Crédit photo : Encyclopædia Britannica

Model	EN-1 de HVEE
Tension maximale	6 MV
Énergie maximale théorique	12 MV/q
Courant maximal	$10 \mu A$
Diamètre de faisceau	2 mm^2
Variation d'énergie	1 keV

Tableau 8.I – Propriétés de l'accélérateur tandem Van de Graaff

Le potentiel au terminal est maintenu par deux systèmes de type Pelletron de la compagnie NEC, tel qu'illustré à la figure 8.6. Ce système remplace la courroie Van de Graaff par une chaîne à maillons d'acier inoxydable liée par des maillons en nylon

isolants. Une des deux poulies se trouve au terminal et l'autre au début ou à la fin du tube d'accélération. Un générateur de tension induit des charges sur les maillons d'acier inoxydable qui sont transportées par le mouvement de la chaîne jusqu'au terminal où les charges y sont transférées également par induction. À mesure que les charges sont accumulées au terminal, la tension de celui-ci augmente jusqu'à ce qu'un équilibre s'établisse entre la perte de charge, via le diviseur de potentiel, et le gain de charge, par la chaîne. En contrôlant la tension du générateur, on contrôle la tension au terminal et, par le fait même, l'énergie des ions.

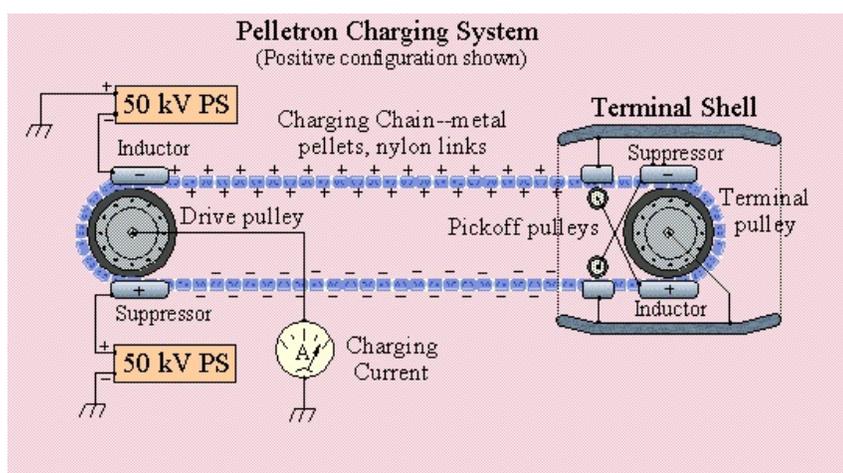


Figure 8.6 – Schéma du système de charge du terminal Pelletron. Crédit photo : NEC

8.1.2 Injecteur

Un injecteur double de la compagnie HVEE alimente en ions le tandem. La première source utilise des ions de césium afin de créer un faisceau d'ions négatifs par pulvérisation cathodique. Un réservoir de césium est chauffé afin de créer une atmosphère de césium gazeux dans la source. Le césium est ionisé par l'ionisateur chaud et accéléré par le champ électrique de la source vers la cathode froide. Celle-

ci contient une poudre contenant l'ion à accélérer. Par exemple, on peut utiliser une poudre de TiH_2 afin de créer un faisceau de protons (H^-). Lors de la collision, des ions préférentiellement négatifs sont éjectés de la cathode et accélérés vers le tandem. Cette source peut produire presque tous les éléments possibles. Lorsque la cathode ne contient plus de poudre, il suffit de la remplir afin de recommencer. La figure 8.7 représente schématiquement une source d'ions par pulvérisation cathodique.

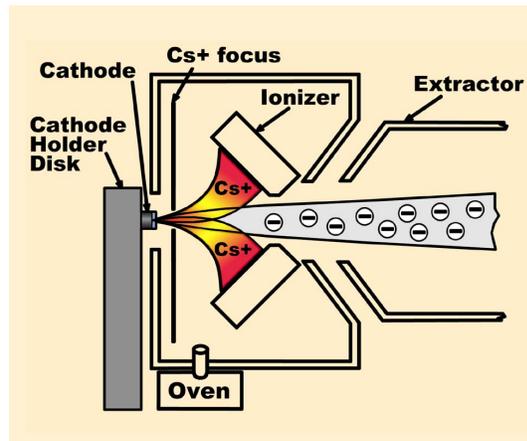


Figure 8.7 – Source d'ions par pulvérisation cathodique telle qu'à l'injecteur du tandem. Crédit photo : NEC

La deuxième source est de type Duoplasmatron, illustrée à la figure 8.8. Un gaz de l'ion à accélérer est injecté dans la chambre de la source où un plasma est créé. Un filament de tungstène produit les électrons nécessaires à l'entretien du plasma. Les ions sont extraits par le champ électrique afin de produire un faisceau d'ions négatifs. Par exemple, un gaz de H_2 permet de créer un faisceau de protons (H^-). Cette source permet d'obtenir un flux d'ions beaucoup plus important que la première et peut fonctionner aussi longtemps qu'il y a du gaz dans la bonbonne. Cependant, seuls les éléments gazeux dont il est possible de produire un plasma peuvent être utilisés. Cette source permet aussi de produire des ions d'hélium ou particules alphas. Il faut alors utiliser un canal d'échange, car les ions d'hélium produits sont positifs.

Le canal d'échange contient du lithium gazeux évaporé d'un réservoir qui cède des électrons aux particules alphas lors de collisions. Ainsi, les alphas deviennent chargés négativement afin de parcourir le circuit de l'accélérateur avec la bonne polarité.

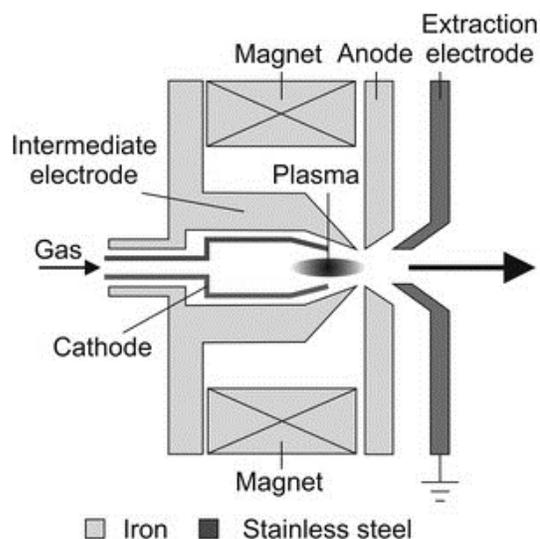


Figure 8.8 – Source d'ions Duoplasmatron telle qu'à l'injecteur du tandem.

8.1.3 Parcours d'accélération

Que l'on utilise l'une ou l'autre des sources de l'injecteur, les ions négatifs sont focalisés à l'aide de 2 lentilles Einzels et sont enlignés à l'aide d'un déflecteur dans la direction Y (verticale), comme démontré à la figure 8.9. Le faisceau passe ensuite à l'intérieur d'un aimant d'analyse de 90° afin de sélectionner seulement le type d'ion voulu. Le rayon de courbure d'une particule chargée dans un champ magnétique constant et perpendiculaire au plan du faisceau est défini comme

$$R = \frac{mv}{qB} \quad (8.7)$$

Il sera alors différent pour une particule de masse ou charge différente, puisque la vitesse initiale est la même. Alors, seulement l'ion choisi pourra sortir de l'aimant.

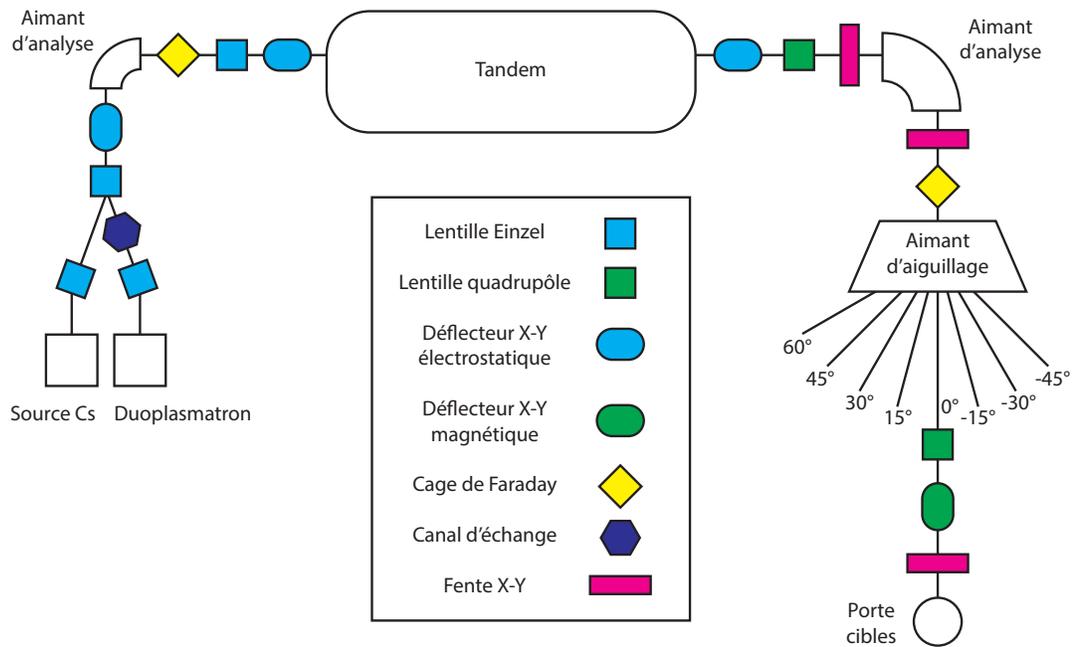


Figure 8.9 – Schéma de l'accélérateur de l'Université de Montréal.

Le faisceau est encore une fois focalisé par une lentille Einzel et enligné par une paire de déflecteurs X-Y avant d'entrer dans l'accélérateur tandem. À la sortie de l'accélérateur, le faisceau passe par une paire de déflecteurs X-Y, une lentille de type quadrupôle magnétique et par un deuxième aimant d'analyse. Cette fois-ci, l'aimant sert à sélectionner seulement les ions ayant la bonne énergie (vitesse) et la bonne charge. L'équation 8.7 peut être réécrite comme

$$E = \frac{(qRB)^2}{2m} \quad (8.8)$$

ce qui permet de calculer l'énergie des ions en fonction du champ magnétique de l'aimant d'analyse. Le faisceau rencontre ensuite l'aimant d'aiguillage. Celui-ci sert à diriger le faisceau vers l'expérience désirée. Plusieurs expériences sont installées sur différentes lignes du faisceau. Chaque ligne possède une lentille quadrupôle et une paire de déflecteurs X-Y pour l'ajustement final. Sur la ligne à 0°, un porte-cible

contenant une cible de lithium et une cible de vanadium est installé à la toute fin.

Afin de contrôler avec précision l'énergie du faisceau, un système de rétroaction sur la tension du terminal est installé. Ce système comporte deux éléments, soit la corona et une fente horizontale. La corona est une série de fines aiguilles assemblées sur un dôme, lui-même monté sur une tige à la hauteur du terminal. La corona est fixée sur la chambre du tandem pointant radialement vers le terminal. La distance entre les aiguilles et le terminal est ajustée à l'aide d'un moteur. La corona est positionnée de façon à recueillir une petite fraction des charges du terminal, par effet corona, due au grand champ électrique à la pointe des aiguilles. Elle est connectée à un transistor, permettant de contrôler la quantité de charges collectées. Une paire de plaques est installée après l'aimant d'analyse. Si le tandem est à la bonne tension au terminal, le faisceau tournera à 90° et passera entre les plaques de la fente, dans le tube d'accélération. Si le faisceau touche à une des deux plaques, cela veut dire que la tension est trop élevée ou trop basse. Un circuit mesure alors le courant sur les deux plaques et ajuste la quantité de charges collectées sur la corona afin de modifier la tension au terminal et ainsi, de ramener le faisceau au centre de la fente à la bonne énergie. Il faut noter aussi que l'aimant d'analyse permet de régler le champ magnétique avec une précision de 0,05 G, mesurée par une sonde à résonance magnétique nucléaire (NMR). Cette sonde de haute précision (0,001 G) fut installée expressément pour la production de neutrons pour les calibrations de Picasso. On obtient alors une précision pour des protons par exemple, de 0,1 keV sur l'énergie.

8.1.4 Production de neutrons mono énergétiques

Afin de mesurer la réponse du détecteur en fonction de l'énergie d'un neutron incident, l'accélérateur tandem est utilisé pour créer un faisceau de neutrons mono

énergétiques à l'aide de la réaction suivante



Un faisceau de protons d'environ 1,6 MeV est préparé et focalisé sur une cible de vanadium. La cible mesure environ 3 cm x 3 cm et est composée d'un substrat de platine sur lequel est déposée une couche de vanadium de 16 nm d'épaisseur. Elle est montée sur le porte cible de la figure 8.10 permettant de sélectionner différentes cibles.

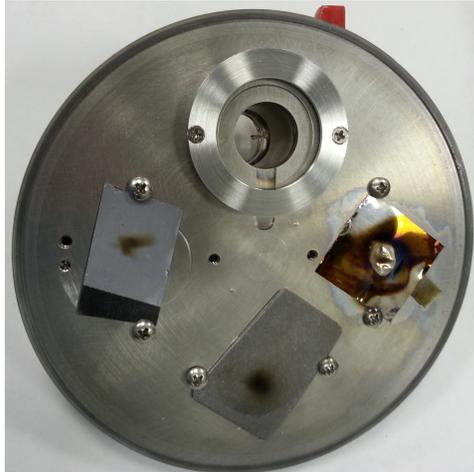


Figure 8.10 – Porte-cible du tandem. En commençant par le haut, à sens horaire, on retrouve un quartz permettant l'alignement du faisceau, une cible de vanadium, une plaque de tantale et une cible de lithium.

À cette énergie, le spectre du vanadium contient une forêt de résonances très bien définie produisant des neutrons entre 5 et 120 keV. Ainsi, en sélectionnant une énergie précise de protons incidents, il est possible de produire des neutrons ayant une énergie définie à l'intérieur de 0,1 keV. Le spectre de résonance se trouve à la figure 8.11 et la conversion entre l'énergie du proton et celle du neutron se retrouve au tableau 8.II.

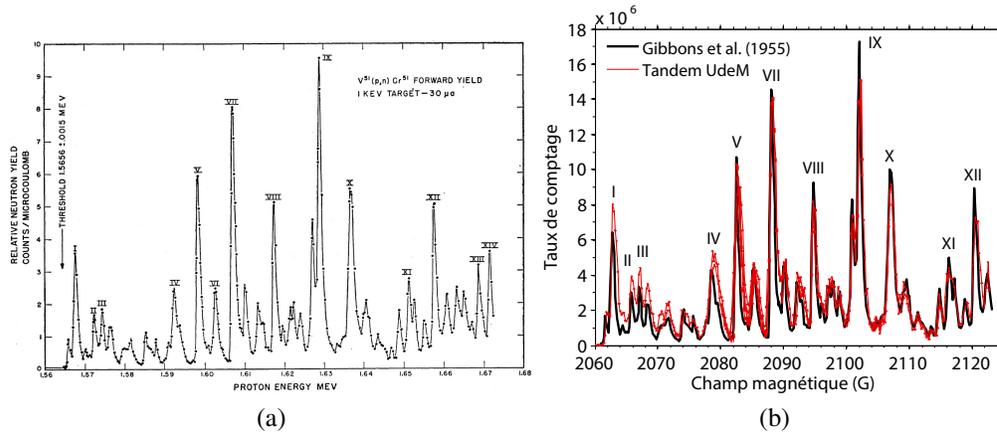


Figure 8.11 – À gauche (a), le spectre de résonances du ^{51}V original [60] et à droite (b), le spectre de résonances mesuré au tandem à l’Université de Montréal.

Numéro de résonance	Énergie des protons (MeV)	Énergie des neutrons 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	95
XII	1,658	104
XIII	1,669	116
XIV	1,672	119

Tableau 8.II – Énergie des neutrons pour chacune des résonances du vanadium.

Comme les paramètres du faisceau peuvent changer pour une même énergie de proton, due au champ rémanent des aimants, il faut calibrer le faisceau chaque session d’acquisition. Un faisceau de protons d’environ 4 μA est tout d’abord focalisé en un point au centre de la cible d’un diamètre maximum de 2 mm. Un compteur

de neutrons à ^3He dans un modérateur de paraffine est positionné en permanence près du porte-cible. On balaie ensuite une plage de champ magnétique sur l'aimant d'analyse afin de trouver une résonance sur le compteur à neutrons. Selon l'amplitude de la résonance (nombre de neutrons normalisés par le courant de protons), il est possible de savoir de quelle résonance il s'agit. Le champ magnétique est alors calculé et changé afin de tomber sur une deuxième résonance. S'il y a bien une résonance à cet endroit, le faisceau est calibré avec la position des deux résonances, car la distance entre deux résonances est unique. Le champ magnétique est finalement ajusté pour produire des neutrons d'une résonance sélectionnée. Un balayage fin du pic de la résonance permet de s'assurer de la production de neutrons au maximum du pic et de réduire l'erreur sur l'énergie des neutrons.

La calibration du seuil d'un détecteur consiste à placer un détecteur de calibration devant le faisceau, comme celui de la figure 8.12. Ce détecteur doit être conçu pour ne pas modifier l'énergie des neutrons incidents. En général, le contenant de fréon est de forme cylindrique et placé à l'horizontal ou à la vertical. Le diamètre ne doit pas dépasser 5 cm, car l'énergie des neutrons diminue avec la profondeur de pénétration dans le détecteur. Les neutrons perdent de l'énergie via les collisions élastiques avec l'eau du gel. Sa longueur ne doit pas dépasser 10 cm, car l'énergie des neutrons diminue plus on s'éloigne de l'axe du faisceau. La figure 8.13 illustre la variation de l'énergie des neutrons pour différentes résonances. Dans un cône de 20° , l'erreur est négligeable. Le but est d'avoir un faisceau le plus mono énergétique possible. Il faut tout de même effectuer une simulation Monte-Carlo afin d'obtenir le spectre d'énergie réel des neutrons arrivant au fréon. La figure 8.14 montre le spectre d'énergie de neutrons de 40 keV une fois arrivés au liquide actif. Comme le seuil n'est pas étudié en deçà de 5 keV (ligne rouge) pour cette calibration, les

données acquises proviennent majoritairement de neutrons de 40 keV.

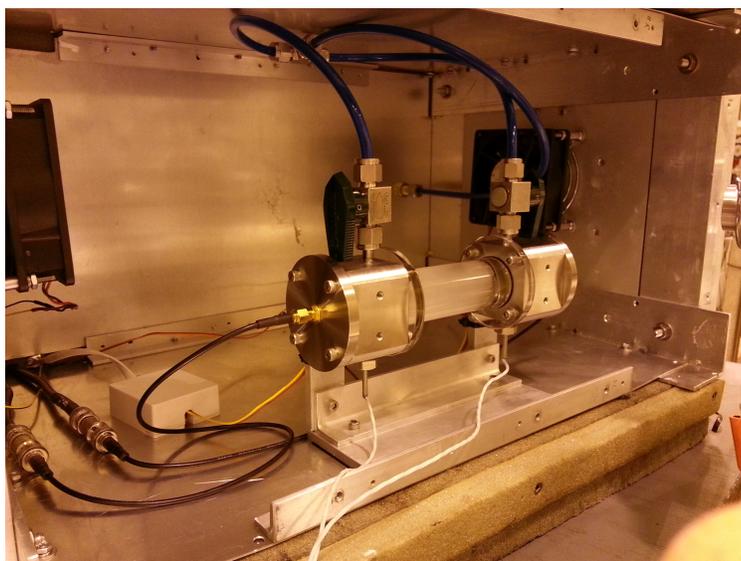


Figure 8.12 – Dernière version du détecteur de calibration de Picasso. Contenant des gouttelettes de C_4F_{10} , il possède deux sondes de température dans le gel et deux capteurs piézoélectriques.

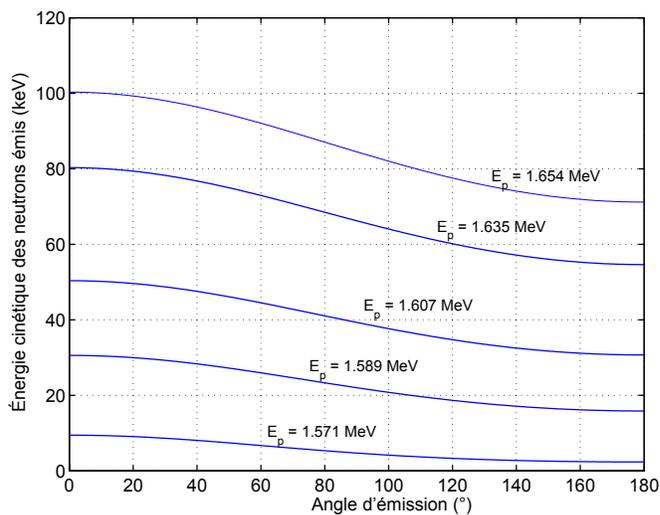


Figure 8.13 – L'énergie des neutrons émis varie en fonction de leur angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau. Dans un cône de 20° , les neutrons sont pratiquement mono énergétiques. [61]

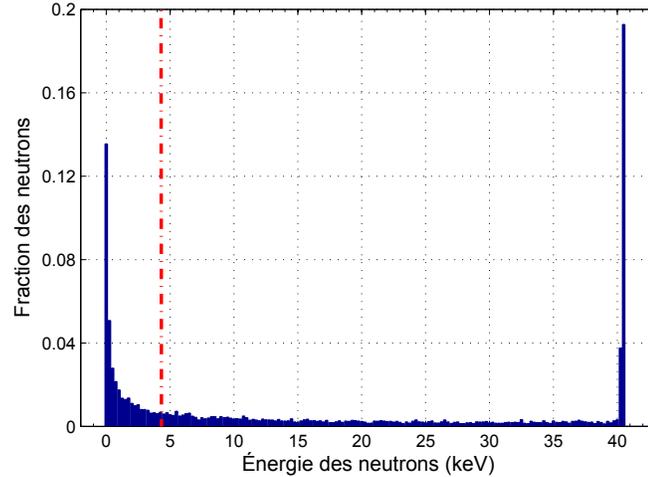


Figure 8.14 – Le spectre d’énergie de neutrons de 40 keV arrivés au détecteur a été simulé. Comme la plage de seuils d’un détecteur ne va pas en deçà de 5 keV (ligne rouge) lors d’une calibration, la calibration est effectuée avec une grande majorité de neutrons de 40 keV pour cette énergie. [58]

Pour une énergie de neutrons donnée, plusieurs sessions d’acquisition sont effectuées avec le détecteur en variant la température ou la pression, ce qui varie le seuil du détecteur. L’objectif est de trouver la température ou pression de seuil où le détecteur commence à détecter les neutrons d’une énergie donnée. En effectuant ce processus pour plusieurs résonances, on obtient plusieurs courbes de taux de comptage, comme à la figure 8.15. Dans cette calibration, la pression est gardée constante à 1 ATM et la température est variée afin de refléter les mêmes conditions d’opération que dans la mine. Un ajustement de données est alors effectué pour chacune des courbes afin d’extraire la température de seuil expérimental. En combinant les températures de seuils trouvés, on obtient alors la figure 8.16 dans le cas du C_4F_{10} où l’on retrouve la relation entre l’énergie des neutrons et la température de seuil du détecteur Picasso. Il est ensuite trivial d’extraire une relation entre l’énergie de seuil et la température, puisque l’énergie de seuil $E_{th} = 0,19E_n$. On obtient la relation expérimentale [62]

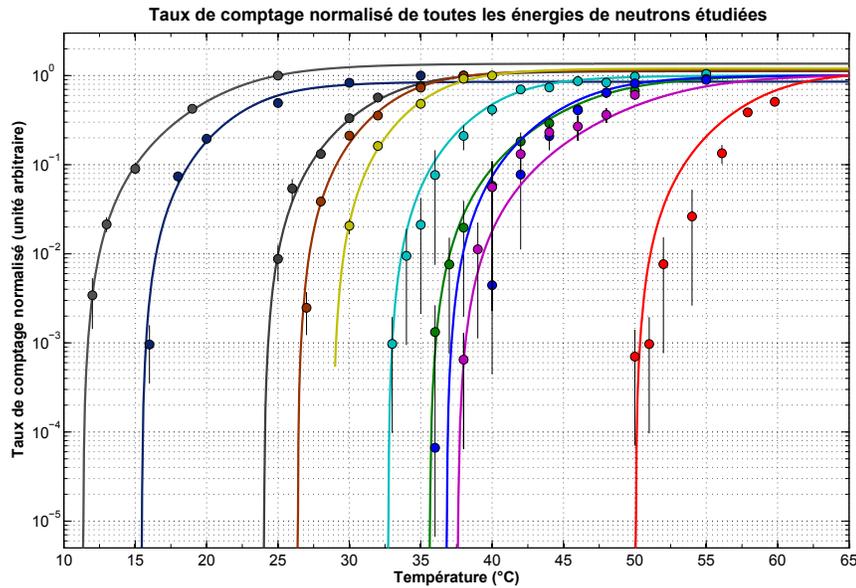


Figure 8.15 – Calibration d’un détecteur Picasso au C_4F_{10} pour différentes énergies de neutrons au tandem de Montréal. De gauche à droite, les courbes représentées correspondent à des énergies de neutrons incidents de 4 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4,8 keV respectivement. Les neutrons ayant une énergie supérieure à 100 keV ont été produits avec une cible de 7Li et les autres par une cible de ^{51}V .

$$E_{th} = (4,93 \pm 0,15) \times 10^3 \exp(-0,173T[^\circ C]) \text{ [keV]} \quad (8.10)$$

Il est aussi possible de comparer cette courbe expérimentale avec la courbe théorique de Seitz. On en conclut que la description de la théorie de Seitz fonctionne assez bien, mais qu’à haute température, des corrections sont nécessaires. Cependant, afin de faciliter la comparaison entre les différents détecteurs calibrés et non calibrés, l’énergie de Seitz sera utilisée. Cette approximation est justifiée par les données de calibrations en cours du C_3F_8 . Par exemple, la figure 8.17 compare la réponse d’un détecteur au C_3F_8 et au C_4F_{10} pour un faisceau de neutrons de 61 keV. L’énergie de Seitz a été utilisée afin de comparer les deux courbes et les résultats sont en accord pour les deux fluides.

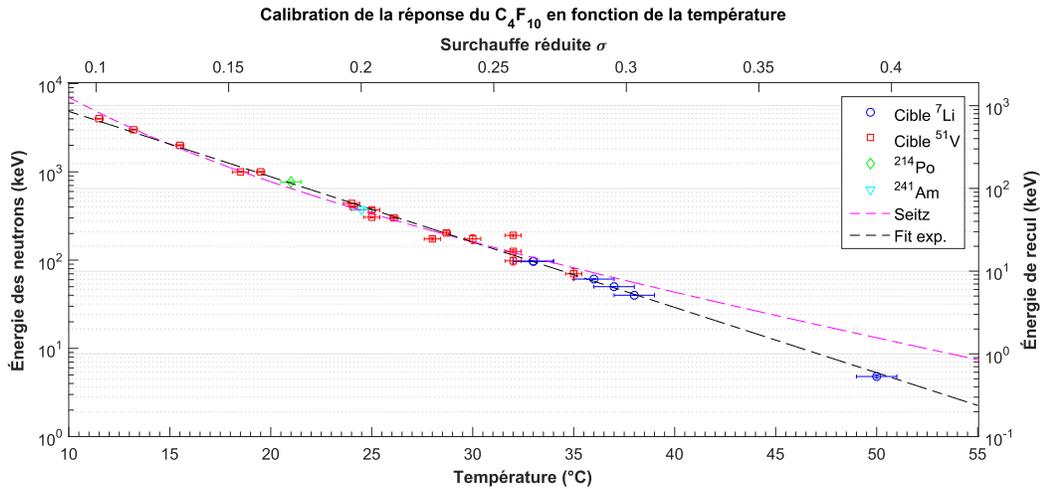


Figure 8.16 – Calibration de l'énergie de seuil en fonction de la température dans le C_4F_{10} . Les données du ^{210}Pb proviennent de l'injection de $^{226}RaCl$ dans le détecteur, produisant éventuellement, via plusieurs désintégrations, un alpha de 7,7 MeV. Les données du ^{241}Am proviennent de l'injection de $^{241}AmCl$ lors de la fabrication du détecteur, produisant un alpha de 5,5 MeV. [62]

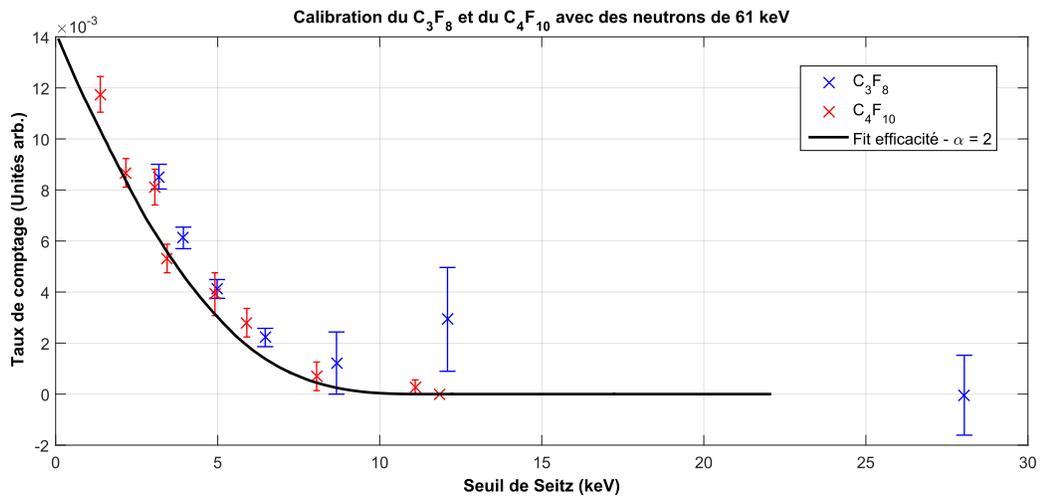


Figure 8.17 – Comparaison de la réponse du C_3F_8 et du C_4F_{10} pour des neutrons de 61 keV. Calculées avec l'énergie de Seitz, les deux courbes sont en accord. Le meilleur ajustement du taux de comptage est obtenu avec un paramètre $\alpha = 2$.

8.2 Les particules alphas

Les particules alphas constituent la principale source de bruit de fond. Elles proviennent en majeure partie des séries de désintégration de ^{238}U , ^{235}U et ^{232}Th , isotopes présents dans la nature. Ce qu'il y a de particulier dans ces trois chaînes est qu'elles passent toutes par le radon. Principalement, le ^{222}Rn produit dans la chaîne de ^{238}U à la figure 8.18 a une demi-vie de 3,8 jours, ce qui donne au gaz amplement de temps pour se propager au travers des matériaux. Comme ce gaz s'infiltré partout, il peut se loger dans les parois du contenant, par exemple, et s'y désintégrer. Les filles de désintégration sont cependant non gazeuses et demeurent captives de la paroi. Il est ainsi primordial de limiter l'exposition au radon autant que possible. Comme le radon se retrouve principalement en surface, une couche de matériel peut être enlevée afin de réduire la quantité de filles de désintégration logées sur la paroi. Comme mentionné au chapitre 4, une filtration des matériaux liquides est possible à l'aide du HZrO afin d'éliminer les composés d'uranium et de thorium. Malgré les meilleurs efforts, il en restera toujours une faible quantité. C'est pourquoi il faut bien comprendre la réponse du détecteur face à ces particules.

Avec les particules alphas, il y a deux mécanismes de création de protobulles. Premièrement, l'atome éjectant la particule alpha effectuera un recul par conservation de la quantité de mouvement. Cet atome étant la plupart du temps très lourd, sa portée de recul sera très courte. De plus, l'énergie de recul de l'atome de masse m_A

$$E_R = \frac{m_\alpha}{m_A} E_\alpha \quad (8.11)$$

sera toujours la même, puisque la particule alpha éjectée est mono énergétique. Ces deux effets impliquent un seuil de détection franc, comme on peut le voir à la

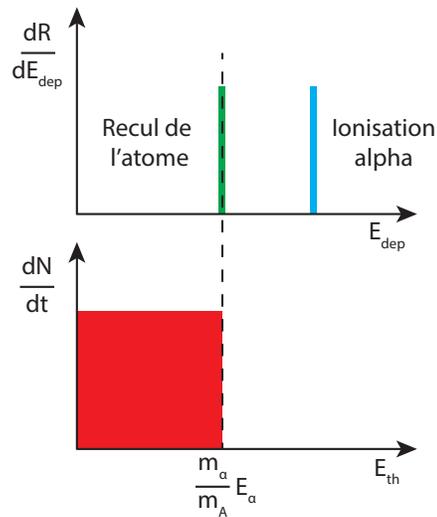
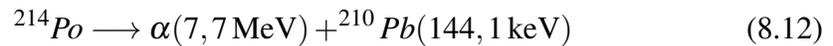


Figure 8.19 – Le spectre d’énergie déposée par une désintégration alpha (premier graphique) est constitué de deux pics. Le premier provient du recul de l’atome émettant une particule alpha et le deuxième de la particule alpha émise. Ce sont des pics, car l’énergie de la particule alpha est toujours la même. Le taux de comptage en fonction du seuil (deuxième graphique) est alors une boîte. Il faut noter que même si l’alpha dépose plus d’énergie, son dE/dx est beaucoup plus faible et ne répond pas au critère de Seitz.

près d’une interface fréon/contenant, fréon/gel ou fréon/impureté, on retrouve deux autres situations. La première situation est lorsque le recul se produit dans le fréon, mais que la particule alpha est émise à l’extérieur du fréon. Dans ce cas, aucune discrimination acoustique n’est possible, car seulement le recul cause une protobulle, comme pour le neutron. Ces évènements sont alors indistinguables des neutrons, peu importe le seuil. La deuxième situation est lorsque le recul se produit en dehors du fréon, par une impureté dans la paroi par exemple, et que seulement la particule alpha est éjectée dans le fréon. La discrimination pourra fonctionner à cause de la trace de l’alpha, mais le seuil de détection sera différent, puisque le dE/dx est plus faible.

8.2.1 Contamination au $^{226}\text{RaCl}$

Afin d'étudier la réponse des détecteurs aux particules alphas lorsque la contamination se situe dans le fréon, un petit détecteur de type Picasso de 1,5 L fut activé par injection dans le polymère de $^{226}\text{RaCl}$ dissout dans de l'eau. Le radium, d'une activité d'environ 10 Bq, restant à la surface du détecteur se désintègre en ^{222}Rn avec une demi-vie de 1600 ans. C'est suffisant pour produire une quantité de radon constante dans le détecteur qui, au bout de 14 jours, se retrouvera uniformément dans le contenant. La série produit trois alphas de 5,5, 6,0 et 7,7 MeV de façon rapprochée. C'est donc la désintégration la plus énergétique



qui produira la transition de phase en premier, comme on peut le voir à la figure 8.20. Lorsque le seuil atteint l'énergie de recul du ^{210}Pb , le détecteur devient sensible à ces évènements. Cependant, on remarque que l'on voit seulement un plateau et non trois. En effet, en diminuant le seuil du détecteur, les reculs des alphas de 5,5 et 6,0 MeV devraient aussi contribuer au taux de comptage, ce qui devrait se refléter en trois plateaux distincts pour les trois énergies de recul. Cela peut être expliqué par le fonctionnement du détecteur Picasso. Lorsqu'une bulle se crée par le recul d'une des trois désintégrations, elle vaporise la gouttelette entière. Cette gouttelette devenue alors inactive ne peut plus créer d'évènement. En comprimant le détecteur seulement au bout de 2000 évènements, le détecteur devient alors aveugle aux autres reculs. Ce ne serait pas le cas dans le détecteur PICO-0.1 par exemple où la compression est effectuée pour chaque évènement. Il serait alors possible de voir les trois reculs de la même chaîne de désintégration, donnant ainsi trois plateaux.

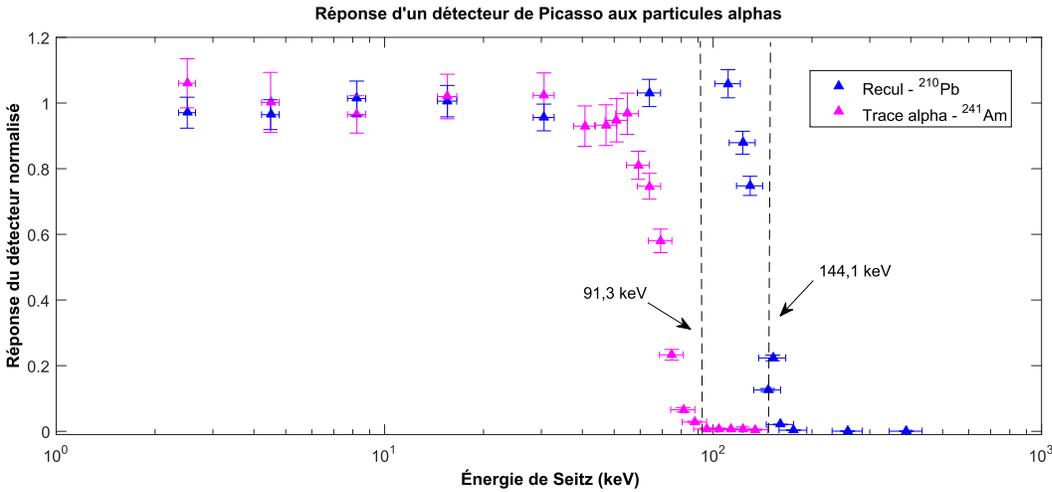
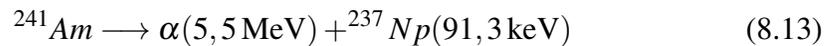


Figure 8.20 – Calibration d’un détecteur Picasso aux particules alpha à l’Université de Montréal. La courbe bleue provient d’une calibration avec du $^{226}\text{RaCl}$ où, après plusieurs désintégrations, du ^{214}Po s’est retrouvé dans les gouttelettes. Le recul du ^{210}Pb crée les événements. La courbe rose provient d’une calibration au $^{241}\text{AmCl}$ où le ^{241}Am se retrouve dans le gel seulement. Seules les particules alphas peuvent atteindre une gouttelette et créer des événements.

8.2.2 Contamination au $^{241}\text{AmCl}$

Pour étudier la contamination aux parois, un détecteur Picasso de 1,5 L a été construit en ajoutant une solution de $^{241}\text{AmCl}$ de 6,4 Bq dans la solution de monomère lors de la polymérisation. L’ion $^{241}\text{Am}^+$ étant polaire, l’américium s’est retrouvé dissout dans le gel seulement. Il fut alors possible d’étudier la réaction



où le recul du ^{237}Np se situe à l’extérieur des gouttelettes et seulement la trace de la particule alpha se retrouve dans la gouttelette de fréon. On remarque à la figure 8.20 que le seuil de détection de la particule alpha est plus faible que l’énergie de recul du ^{237}Np , tel qu’attendu.

8.2.3 Discrimination

Comme mentionné précédemment, l'énergie acoustique d'un évènement peut nous permettre de distinguer entre une bulle créée par un neutron et une bulle créée par une particule alpha. En fait, la discrimination permet de distinguer entre un évènement où seul le recul nucléaire satisfait au critère de Seitz et un évènement où la particule alpha et le recul satisfont au critère. On peut voir à la figure 8.21 trois distributions de l'énergie acoustique des évènements à des seuils différents. Ce détecteur Picasso standard possède une activité alpha supérieure à la moyenne produite par le ^{222}Rn . À 105,2 keV, la particule alpha ne satisfait pas au critère de Seitz et seul le recul du ^{210}Pb cause une transition de phase. Lorsque le seuil est diminué à 57,9 keV, une fraction des alphas peuvent créer des protobulles et forment un deuxième pic à une énergie acoustique supérieure. Le premier pic en est alors diminué de la même proportion. Éventuellement, au seuil de 5,1 keV, presque tous les alphas créent des protobulles et le premier pic disparaît. C'est dans cette situation où l'on obtient la meilleure discrimination. Les neutrons se situent à la position du premier pic et les alphas se retrouvent seulement dans le deuxième pic. En utilisant une simple valeur de coupure, il est possible d'éliminer les alphas. La figure 8.22 montre l'évolution du premier pic et du deuxième en fonction du seuil. Il est alors possible de trouver le seuil où les particules alphas commencent à satisfaire au critère de Seitz. Le profil est aussi compatible avec le fait que la contribution des alphas se fait de façon graduelle avec la diminution du seuil.

Dans un détecteur de type PICO, la discrimination peut être poussée encore plus loin. Il est même possible de discriminer entre les alphas de différentes énergies. Dans un détecteur PICO, la compression est effectuée à chaque évènement, ce qui permet d'identifier les alphas de la chaîne de désintégration du radon ^{222}Rn . En effet,

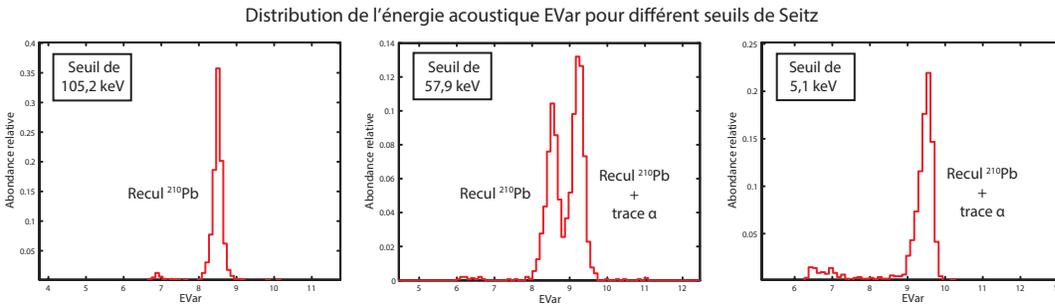


Figure 8.21 – Chaque graphique représente la distribution de l'énergie acoustique $EVar$ pour un seuil de Seitz différent. Avec la diminution du seuil, l'énergie acoustique des évènements migre du pic des reculs (premier pic) au pic des alphas (deuxième pic), puisqu'il y a création de plusieurs protobulles lorsque la particule alpha aussi satisfait au critère de Seitz. Il faut aussi noter que $EVar$ a été corrigé pour le changement de température.

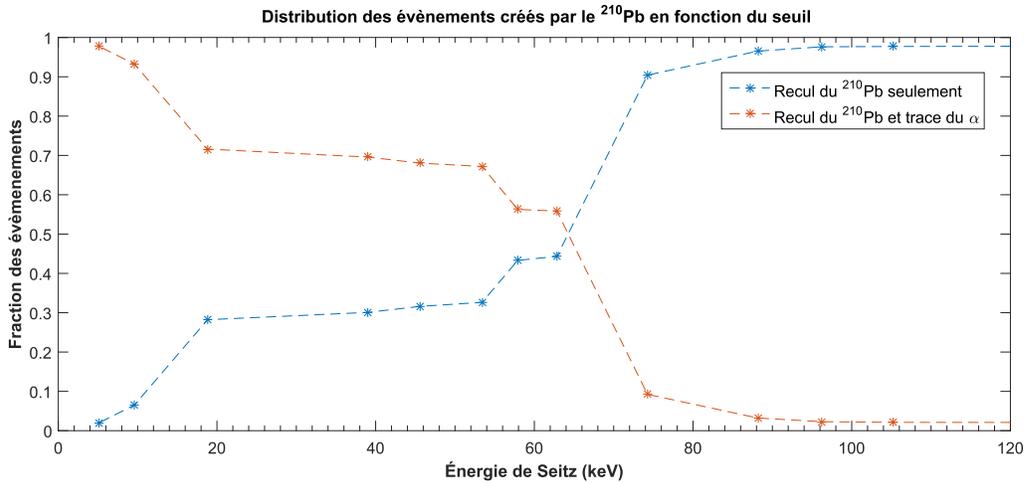


Figure 8.22 – À haut seuil, tous les évènements sont créés par le recul du ^{210}Pb . Leur énergie acoustique est alors comme celle du neutron. À mesure que le seuil est diminué, la fraction de particules alphas déposant assez d'énergie pour satisfaire au critère de Seitz augmente et l'énergie acoustique de ces évènements est supérieure aux autres. Il est alors possible de discriminer les évènements alphas à bas seuil.

il est possible de corrélérer en temps trois évènements de type alpha provenant de la même chaîne. Avec le détecteur PICO-2L, il a été possible d'identifier 18 triplets d'évènements, avec un temps Δt compatible avec le ^{222}Rn . À la figure 8.23, on peut voir l'énergie acoustique AP en fonction de la fréquence pour les trois alphas émis,

soit 5,5, 6,0 et 7,7 MeV. On remarque alors que plus l'énergie de la particule est élevée, plus l'énergie acoustique l'est aussi. Cela peut être expliqué par le fait que plus l'énergie de l'alpha est élevée, plus longue est sa trace d'ionisation et plus de protobulles seront créées. Ainsi, le signal acoustique en sera plus puissant. La figure 8.24 montre la distribution de AP pour tous les évènements d'une série de données de PICO-2L. On peut voir clairement le pic des neutrons, celui des deux alphas de 5,5 et 6,0 MeV dont l'énergie est rapprochée et celui de l'alpha de 7,7 MeV.

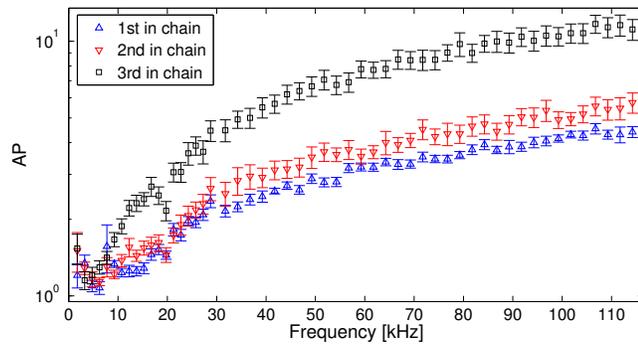


Figure 8.23 – Spectre en fréquence du paramètre AP . La valeur de AP est représentée pour les alphas de 5,5 (bleu), 6,0 (rouge) et 7,7 MeV (noir). L'énergie acoustique est alors proportionnelle à l'énergie de la particule alpha.

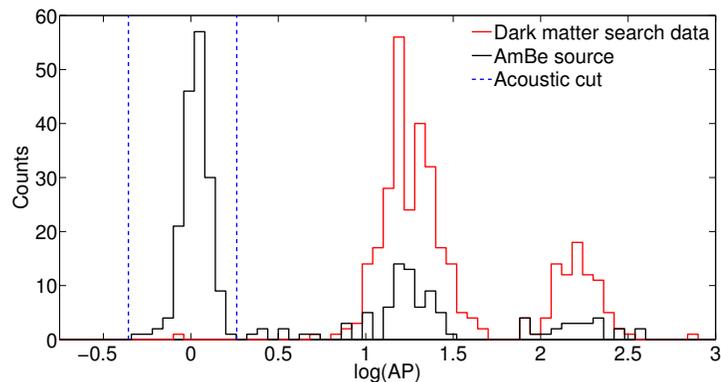


Figure 8.24 – La distribution de AP comprend trois pics. Le premier est celui des neutrons, le deuxième est celui des alphas de 5,5 et 6,0 MeV et le troisième, celui de l'alpha de 7,7 MeV.

8.3 Les rayons gammas

Un deuxième bruit de fond commence à apparaître à faible seuil. Les rayons gammas provenant de différents isotopes radioactifs présents dans le détecteur interagissent principalement via diffusion Compton sur les électrons des noyaux du liquide cible. Un pourcentage de ces électrons sont assez énergétiques pour produire des ionisations secondaires. Ces électrons sont alors appelés rayons deltas. Les rayons deltas de l'ordre de quelques keV typiquement peuvent amorcer une transition de phase s'ils déposent suffisamment d'énergie selon le critère de Seitz en ionisant le milieu. Ainsi, si l'on veut opérer un détecteur à faible seuil, il est impératif de connaître la réponse du détecteur aux rayons gammas.

Une série de calibrations ont été effectuées avec différents détecteurs ainsi que différents liquides actifs. Les plus récentes données proviennent du détecteur PICO-0.1 à Montréal. Le détecteur positionné dans une grande pièce que l'on peut voir à la figure 8.25 est fixé à un rail auquel un chariot contenant une source de gammas peut être attaché. Pour chaque source et chaque seuil, la distance entre le chariot et le détecteur a été optimisée afin d'obtenir un bon taux de comptage d'environ 0,05 Hz ou un évènement aux 20 secondes. Quatre sources énumérées dans le tableau 8.III ont été étudiées. Le taux de comptage est alors compilé pour chaque seuil de Seitz et est affiché à la figure 8.26. Ce graphique représente le taux de rejets de rayons gammas pour toutes les sources utilisées jusqu'à présent. Le taux de rejet est le rapport entre le nombre de bulles obtenues divisé par le nombre d'interactions de rayons gammas avec le fréon pour un même laps de temps. Ce nombre d'interactions provient d'une simulation Monte-Carlo. On observe que le taux de rejet ne dépend pas de l'énergie des rayons gammas. Cependant, il dépend du liquide actif. Ainsi, le C_3F_8 ou le C_4F_{10} permettent de descendre plus bas en seuil avant d'avoir un bruit

de fond non négligeable de gammas qu'avec le CF_3I .

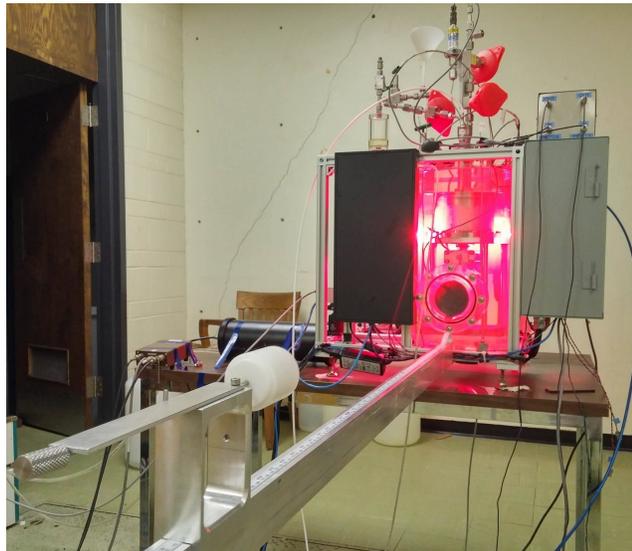


Figure 8.25 – Installation de PICO-0.1 pour les calibrations gamma à Montréal.

Source	Activité (μCi)	Date de fabrication	Demi-vie	Énergie des gammas (keV)
^{60}Co	1000	Mars 1975	1925,28 j	1173 et 1332
^{124}Sb	25	10 février 2015	60,20 j	603 et 1691
^{137}Cs	10000	Octobre 1982	30,08 a	662
^{241}Am	9,4	Novembre 1984	432,6 a	60

Tableau 8.III – Propriétés des sources de calibration gamma.

8.4 Réponse complète d'un détecteur

Après avoir effectué toutes ces calibrations, il est possible d'assembler un portrait complet de la réponse d'un détecteur à liquide surchauffé. On peut voir une telle compilation à la figure 8.27. Ce graphique de la réponse d'un détecteur Picasso combine tout ce que nous savons sur ce détecteur. Tout d'abord, l'énergie représentée provient de la calibration au faisceau de neutrons mono énergétiques. Ensuite, la

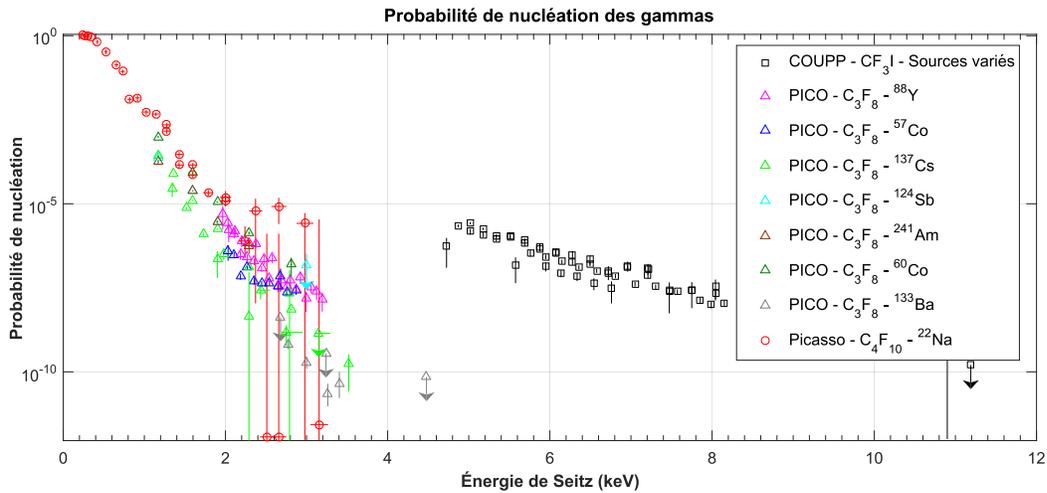


Figure 8.26 – Probabilité de nucléation des gammas. Les données ont été prises avec différents détecteurs.

la courbe bleue représente le seuil de détection du ^{210}Po provenant du radon, le principal bruit de fond du détecteur. La courbe rose représente le seuil de détection d'une particule alpha provenant d'une paroi, autre bruit de fond majeur du détecteur. La courbe verte est la réponse du détecteur à une source de neutrons poly énergétiques AcBe. C'est dans cette région que le détecteur est sensible aux WIMPs. La courbe bleu pâle est une simulation Monte-Carlo de la réponse du détecteur à un WIMP de masse de $10 \text{ GeV } c^{-2}$. Enfin, la courbe rouge représente le seuil de détection des gammas.

Connaissant maintenant la réponse du détecteur, il est possible de faire plusieurs optimisations afin de réduire au minimum le bruit de fond. Premièrement, malgré l'utilité des neutrons lors de la calibration, ils deviennent indésirables lors des sessions d'acquisition. C'est pourquoi les détecteurs PICO sont situés dans une mine à 2 km sous la surface et entourés d'un blindage d'eau afin de réduire le flux de neutrons environnants à un niveau négligeable. Le flux de neutrons à SNOLab étant de $4 \pm 2 \times 10^3 \text{ neutrons } m^{-2} j^{-1}$, un blindage d'eau de 50 cm comme pour Picasso

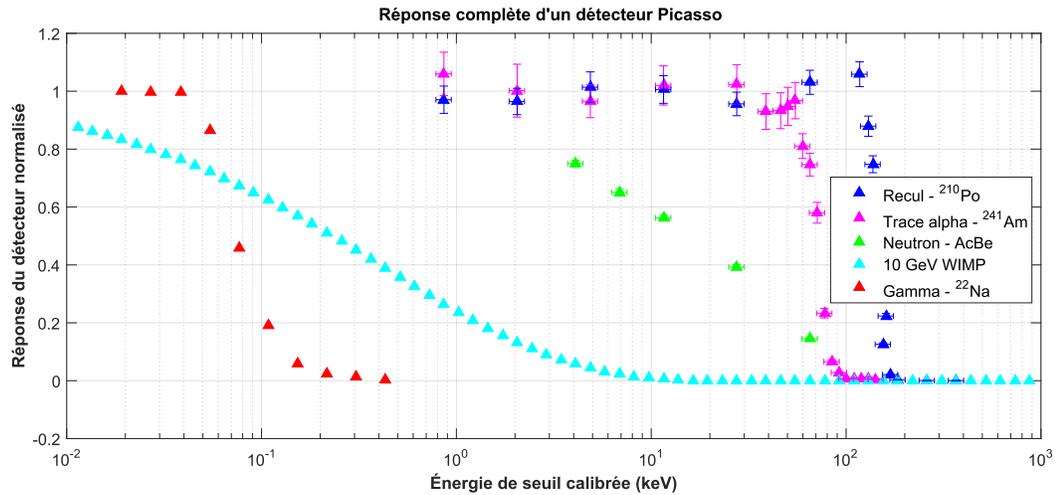


Figure 8.27 – Réponse d’un détecteur Picasso à différentes particules. Les barres d’erreur non visibles sont trop petites pour être affichées proprement.

permet d’enlever $99,66 \pm 0,01\%$ des neutrons au-dessus de 5 keV [63]. Deuxièmement, en limitant le seuil de détection à 1 keV minimum, on s’assure que les gammas ne pourront créer d’évènements. Troisièmement, il y a plusieurs façons de réduire le bruit de fond alpha. Il faut limiter l’exposition du détecteur au radon, filtrer les liquides au HZrO et enlever une couche de matériel aux parois. Pour les évènements dans le fréon, il est possible de les identifier à l’aide de la discrimination. Pour ceux en dehors du fréon, ils peuvent être enlevés par la localisation d’évènements dans le cas de PICO. Puisque ces évènements proviennent principalement des parois du contenant et que la portée des alphas est de quelques dizaines de micromètres, ils peuvent être enlevés par une coupure sur la position de l’évènement. Toutes les bulles près des parois sont systématiquement rejetées. Avec toutes ces mesures d’optimisation, il ne reste que des évènements provenant de neutralinos. Le prochain chapitre portera sur les résultats obtenus par les différents détecteurs Picasso et PICO.

CHAPITRE 9

RÉSULTATS DES DIFFÉRENTS DÉTECTEURS

9.1 Picasso

Pendant plus de 20 ans d'existence, l'expérience Picasso a su produire les meilleurs résultats de détection de matière sombre dans le domaine dépendant du spin. La technologie de détecteurs à gouttelettes ayant été poussée à son maximum, les 32 détecteurs de Picasso ont effectué leur dernière session d'acquisition de mars 2012 à janvier 2014. Au total, les $3,2 \pm 0,1$ kg de C_4F_{10} ont servi à accumuler 5552 ± 167 kg · j d'exposition à une plage de seuils entre 1,1 et 52,4 keV, mais la majorité des données ont été prises entre 1,1 et 2,8 keV. Les données ont alors été prises à une température entre 25 et 50 °C et à une pression de 17,7 PSIA. Les périodes d'expansion étaient de 40 à 50 heures et les compressions de 12 heures à 90 PSIA.

Plusieurs coupures ont été effectuées afin de sélectionner les bons évènements. Une coupure sur le temps $\Delta t < 3$ s entre deux évènements consécutifs permet d'enlever les évènements trop rapprochés provenant principalement de fractures dans le gel ou de mouvements mécaniques du gel. La variable $EVar$ représentant l'énergie acoustique d'un signal a été utilisée afin d'enlever les évènements contenant trop de bruits électroniques. La variable $RVar$ liée au taux de croissance du signal acoustique a permis d'enlever des évènements ayant un fort bruit de fond électronique, mais aussi majoritairement les évènements «mystères» dont il sera discuté plus loin. La variable $SCRatio$ provient d'un ratio entre différentes sections du signal acoustique analysé en fréquence à l'aide d'une décomposition en ondelettes. Elle permet d'enlever les évènements «mystères» restants. Enfin la variable $ELoc$ représente la

position de chaque évènement dans le détecteur. En effet, pour certains détecteurs, le taux de comptage est plus élevé sur le dessus du détecteur, comme à la figure 9.1. Comme cet effet n'est pas présent lors de la calibration, il peut être attribué à un bruit de fond alpha plus important. Il est alors possible de couper ces évènements.

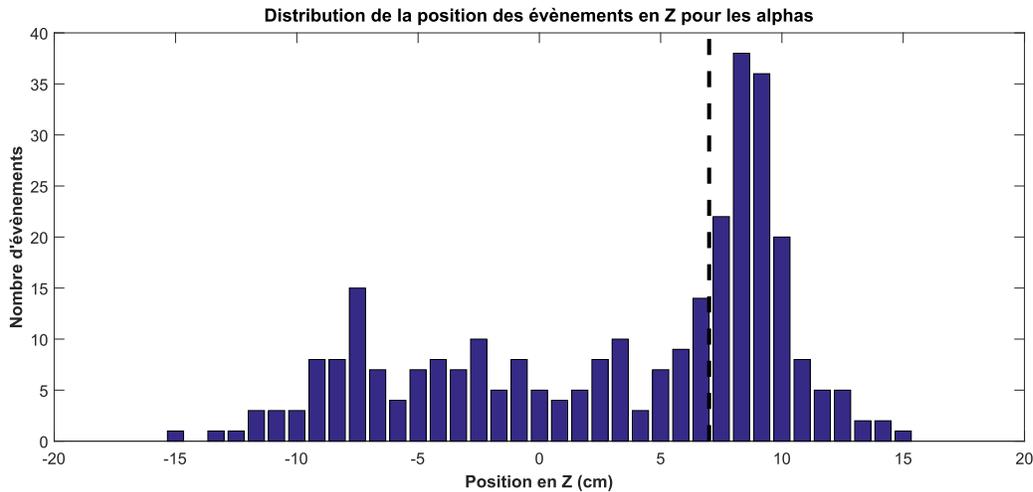


Figure 9.1 – Distribution de la position des évènements provenant de particules alphas. Ces évènements ont tendance à se produire à la surface du détecteur ($Z \geq 8$).

De plus, à haut seuil, un nouveau type d'évènement commence à augmenter le taux de comptage, les évènements «mystères». Ils sont présents seulement dans certains détecteurs et leur taux de comptage est inconsistant et différent d'un détecteur à l'autre. Malgré l'augmentation graduelle du taux de comptage en fonction du seuil comme il serait le cas avec les neutrons ou les WIMPs, ces évènements sont localisés seulement sur les parois du contenant et aux surfaces supérieure et inférieure du gel. Une coupure de $r < 6$ cm et de $|z| < 8$ cm permet d'enlever à la fois le bruit de fond alpha de la surface et les évènements «mystères». Au final, on obtient un niveau d'acceptance entre 80 et 90 % en fonction du détecteur et de la température.

Le taux de comptage de chaque détecteur est normalisé par la masse active de celui-ci. La procédure afin d'en extraire une limite est décrite à la section 5.6.5.

La paramétrisation standard du halo de matière sombre à été utilisée, avec comme valeurs $\rho_D = 0,3 \text{ GeV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$, $v_0 = 220 \text{ km/s}$ et $v_{terre} = 232 \text{ km/s}$. Pour chaque nouveau détecteur conçu, on observe une amélioration de l'erreur sur la section efficace. Cela est dû aux nouvelles techniques de fabrication de détecteurs Picasso. Les détecteurs les plus récents sont alors les plus performants. On obtient finalement les limites à 90% C.L. de la section efficace dépendante de spin (SD) WIMP/proton et de la section efficace indépendante du spin (SI) WIMP/nucleon aux figures 9.2 et 9.3. On peut voir une nette amélioration de la limite SD par rapport aux résultats de 2012. Aussi, grâce au très bas seuil de détection (1 keV), Picasso est en tête dans le secteur SI pour les très faibles masses de WIMPs. Un article démontrant les résultats finaux sera publié sous peu. Cet article se retrouve à l'annexe III.

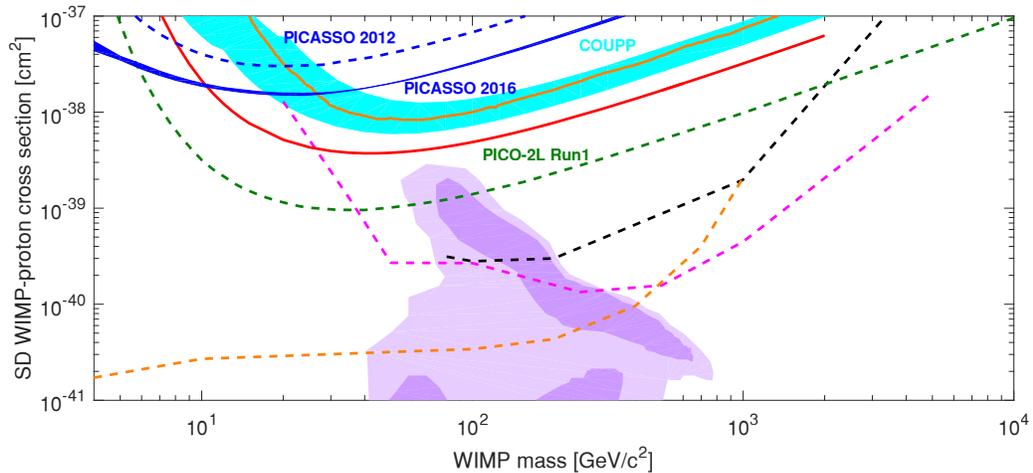


Figure 9.2 – La limite à 90% C.L. de la section efficace SD WIMP/proton de Picasso est en bleu, avec les limites de Picasso 2012 (bleu pointillé), PICO-2L Run 1 (vert pointillé), COUPP (région bleu pâle), SIMPLE (rouge), XENON100 (orange), IceCube (rose pointillé), SuperK (noir pointillé) et CMS (orange pointillé). Pour les résultats de IceCube et SuperK, les lignes pointillées assument l'annihilation de paires de bosons W. La limite de CMS provient de la recherche de mono-jets. La région mauve représente l'espace des paramètres de la théorie CMSSM.

Le détecteur de type Picasso fut le premier détecteur à liquide surchauffé à s'at-

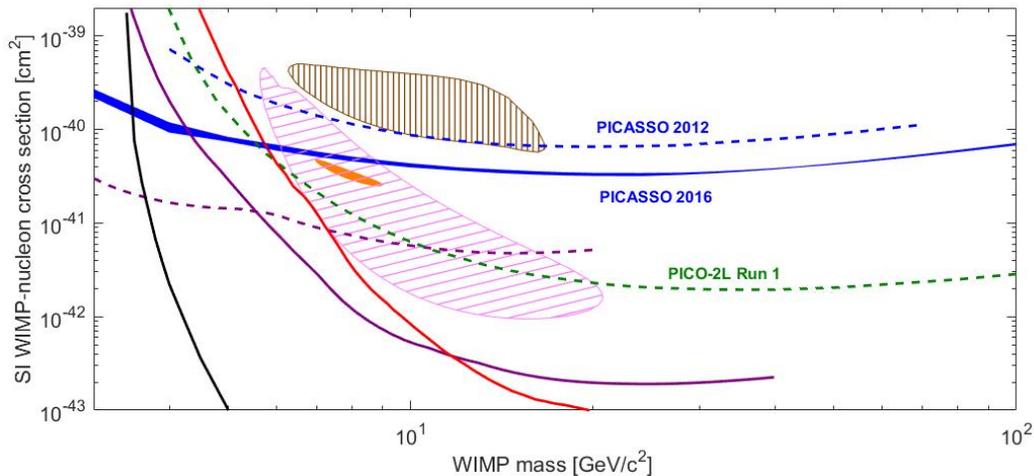


Figure 9.3 – La limite à 90% C.L. de la section efficace SI WIMP/nucleon de Picasso est en bleu, avec les limites de Picasso 2012 (bleu pointillé), PICO-2L Run 1 (vert pointillé), LUX (noir), CDMSlite (mauve pointillé), SuperCDMS (mauve), Edelweiss-III (rouge). Les régions permises par DAMA (brun hachuré), CoGeNT (orange plein) et CDMS-II Si (rose hachuré) sont aussi montrées.

taquer à la recherche de la matière sombre. Il fut le chef de file dans le domaine dépendant du spin. C'est aussi grâce à ce détecteur que la discrimination acoustique des évènements alphas fut trouvée. Cependant, il est difficile d'augmenter la masse active d'un détecteur à gouttelettes avec les techniques de fabrication actuelles (au-delà de 2% de masse active). De plus, la discrimination acoustique fonctionne beaucoup mieux avec un détecteur ayant un seul gros volume actif. C'est pourquoi le détecteur Picasso a atteint la limite de la technologie et est aujourd'hui remplacé par les détecteurs de type PICO.

9.2 PICO-60

Le détecteur PICO-60 est le plus gros des détecteurs à liquides surchauffés. Depuis son installation à SNOLab, il a accumulé 3415 kg · j d'exposition à la matière sombre entre juin 2013 et mai 2014. Pendant cette période, le détecteur contenant

$36,8 \pm 0,2$ kg de CF_3I a été opéré à trois températures de $31,5 \pm 0,5$, $34,5 \pm 1,5$ et $37,5 \pm 0,5$ °C et sept pressions de 23,5, 26,4, 28,5, 30,3, 33,4, 38,3, 43,2, 48,2 et 53,2 PSIA. On obtient alors un continuum de seuils de Seitz distribués entre 7 et 20 keV, comme le démontre l’histogramme à la figure 9.4. La durée de compression a été ajustée à 30 s et 300 s à tous les dix évènements. De plus, le temps d’expiration a été fixé à 500 s et a été augmenté graduellement à 2000 s afin de réduire les temps morts puisque le détecteur était stable. La session d’acquisition fut interrompue à trois reprises aux fins de maintenance. Comme la discrimination acoustique fonctionne bien seulement en dessous de 35 PSIA, seules les données de 33,4 PSIA et moins ont été utilisées pour l’analyse, ce qui donne une exposition totale de 92,8 jours.

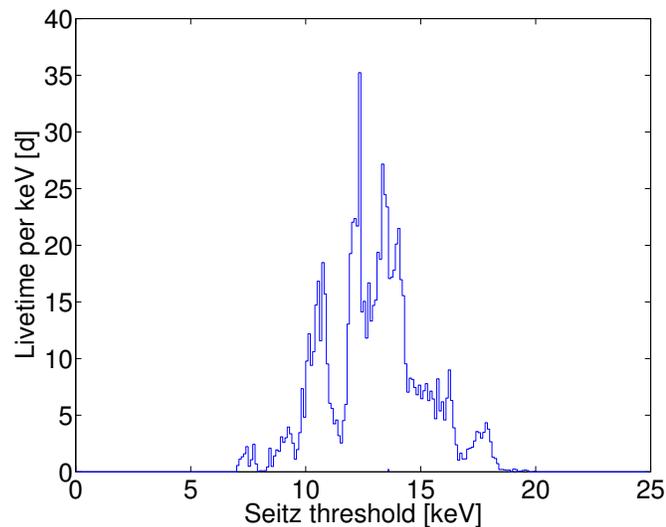


Figure 9.4 – Distribution de la durée d’acquisition en fonction du seuil de Seitz de PICO-60.

Différentes coupures ont été définies pour l’analyse des données. Une coupure sur la position des bulles à moins de 5 mm de la paroi et 6 mm de l’interface fréon/tampon permet d’enlever une partie du bruit de fond alpha. Une coupure de

qualité enlève les évènements où la reconstruction de la position est mauvaise, due à l'image. Une autre coupure de qualité filtre les bulles dont le signal acoustique contient trop de bruit électronique. Deux versions de AP ont été définies, une à basse fréquence de 7 à 63 kHz (AP_{low}) et une à haute fréquence de 63 kHz à 110 kHz (AP_{high}). On peut voir leur distribution à la figure 9.5. AP_{low} est utilisé afin d'éliminer une autre partie du bruit de fond alpha, avec une coupure de $AP_{low} > 2,9$.

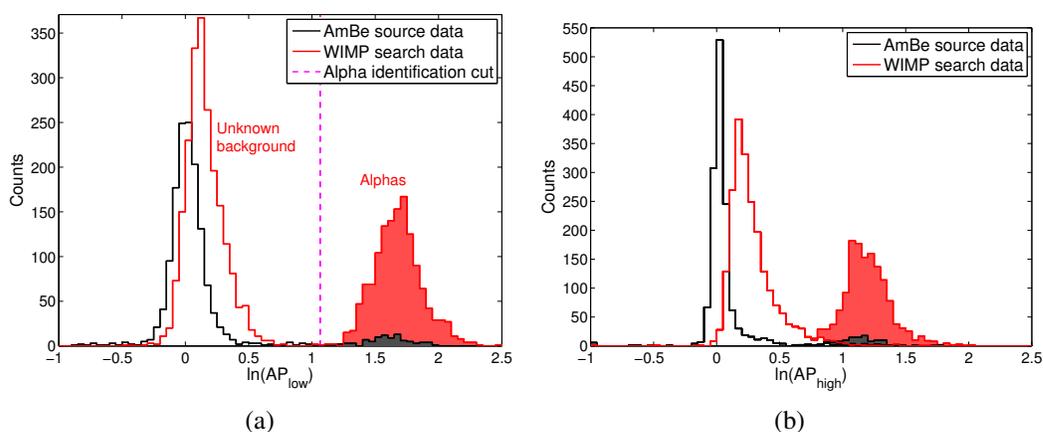


Figure 9.5 – À gauche, la distribution de AP_{low} et à droite, la distribution de AP_{high} .

Une catégorie d'évènements inconnus est présente à toutes les températures et pressions, mais leur quantité augmente en diminuant le seuil. Ces évènements ne sont pas des neutrons ou des gammas puisque, selon les simulations, il ne devrait y avoir que 1,2 évènement attendu provenant principalement de neutrons cosmogéniques produits dans la paroi rocheuse de la caverne de SNOLab. Ce ne sont pas des alphas aux parois, à la surface ou dans le fréon, puisqu'ils ont été coupés précédemment. Ils ont trois caractéristiques principales. Tout d'abord, ils ont une valeur de AP_{high} supérieure aux neutrons. Ensuite, ils sont corrélés en temps, c.-à-d. qu'un fort pourcentage de ces évènements ont une faible durée d'expansion, comme à la figure 9.6. Enfin, ces évènements se produisent majoritairement près de l'interface et de la

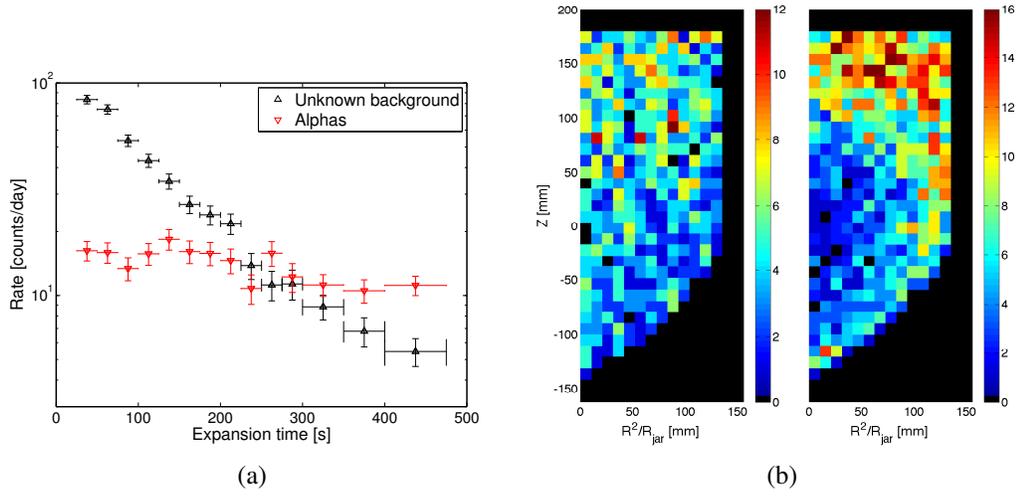


Figure 9.6 – À gauche, la distribution de la durée d’expansion des évènements et à droite, la distribution des évènements dans le liquide actif.

paroi, comme à la figure 9.6. De plus, ces trois variables sont corrélées entre elles. Afin d’enlever ces évènements, les coupures suivantes ont été effectuées.

- $0,7 < AP_{high} < 1,020$
- Durée d’expansion $> 45,7$ s
- Distance de l’interface $> 67,8$ mm
- Distance de la paroi $> 5,4$ mm

Au final, après toutes les coupures, il ne reste que 48,5% des évènements pour une exposition de 1335 kg · j. Le niveau d’acceptance des différentes coupures est indiqué au tableau 9.I. Les limites sont calculées en utilisant le modèle modifié du halo de matière sombre Maxwell-Boltzmann avec les paramètres suivants : $\rho_D = 0,3 \text{ GeV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$, $v_0 = 220 \text{ km/s}$ et $v_{terre} = 232 \text{ km/s}$. On obtient alors les limites à 90% C.L. de la section efficace dépendante du spin (SD)

WIMP/proton et de la section efficace indépendante du spin (SI) WIMP/nucleon aux figures 9.7 et 9.8 [64]. Ces limites ont mené à une publication dans «*Physical Review D*» que l'on peut voir à l'annexe IV.

Coupure	Niveau d'acceptance
Position	$0,90 \pm 0,01$
Qualité optique	$0,95 \pm 0,01$
Qualité acoustique	$0,89 \pm 0,02$
AP	$0,63 \pm 0,09$
Total	$0,48 \pm 0,09$

Tableau 9.I – Acceptance des différentes coupures de l'analyse de PICO-60 qui permet de retenir au final 48,5% des événements.

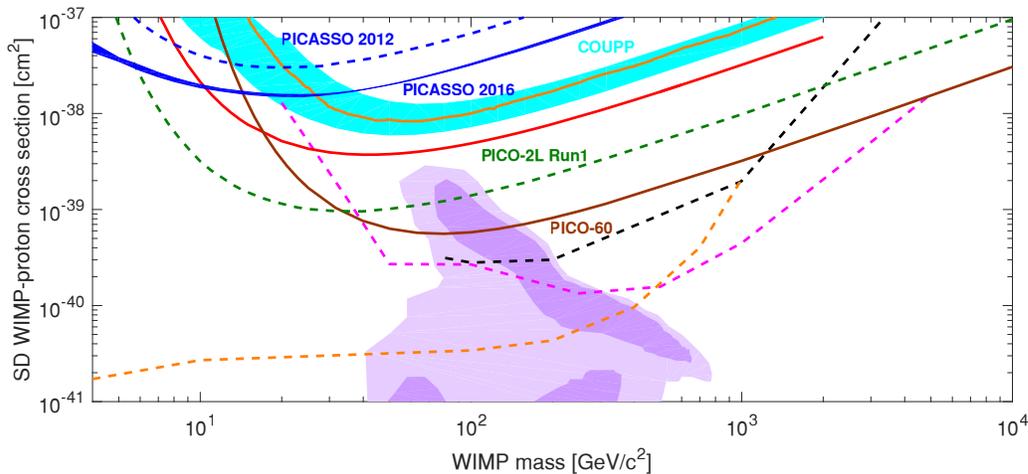


Figure 9.7 – La limite à 90% C.L. de la section efficace SD WIMP/proton de PICO-60 est en brun, avec les limites de Picasso 2016 (bleu), Picasso 2012 (bleu pointillé), PICO-2L Run 1 (vert pointillé), COUPP (région bleu pâle), SIMPLE (rouge), XENON100 (orange), IceCube (rose pointillé), SuperK (noir pointillé) et CMS (orange pointillé). Pour les résultats de IceCube et SuperK, les lignes pointillées assument l'annihilation de paires de bosons W. La limite de CMS provient de la recherche de mono-jets. La région mauve représente l'espace des paramètres de la théorie CM-SSM.

Malgré un bruit de fond d'origine inconnue, le taux de comptage du détecteur n'est compatible avec aucun candidat de matière sombre. La performance du détec-

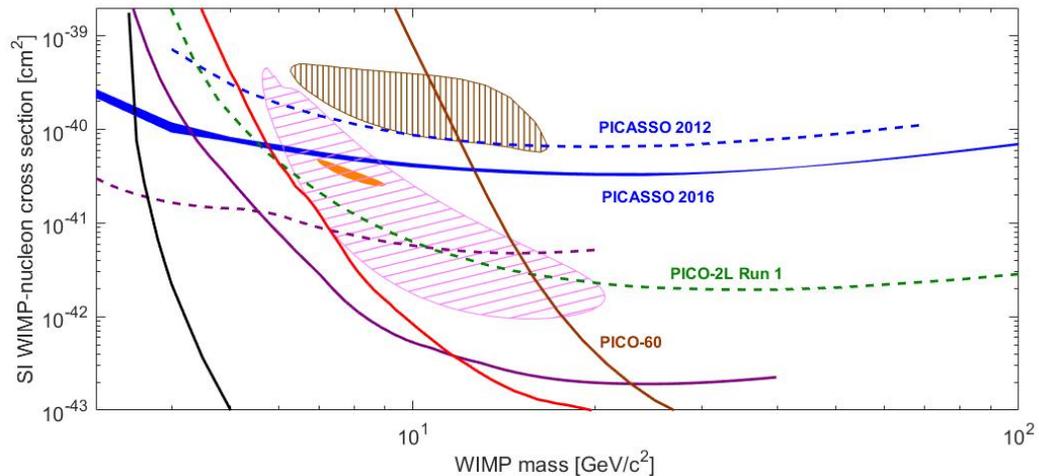


Figure 9.8 – La limite à 90% C.L. de la section efficace SI WIMP/nucleon de PICO-60 est en brun, avec les limites de Picasso 2016 (bleu), Picasso 2012 (bleu pointillé), PICO-2L Run 1 (vert pointillé), LUX (noir), CDMSlite (mauve pointillé), SuperCDMS (mauve), Edelweiss-III (rouge). Les régions permises par DAMA (brun hachuré), CoGeNT (orange plein) et CDMS-II Si (rose hachuré) sont aussi montrées.

teur demeure inégalée pour des masses de $40 \text{ GeV } c^{-2}$ et plus dans le secteur SD. L'hypothèse principale quant au bruit de fond inconnu implique des particules en suspension dans le fréon. Celles-ci proviendraient des parois d'acier inoxydable ou de quartz du détecteur, des o-ring, des valves ou autre. Ces particules contiendraient des émetteurs alphas où le recul serait dans la particule et l'alpha serait émis dans le fréon, concordant avec une valeur de AP légèrement supérieure aux neutrons. De plus, les impuretés ont tendance à s'agglomérer aux parois et à l'interface, comme pour ce bruit de fond inconnu. Une analyse du liquide dans la chambre a identifié plusieurs types de particules, dont un taux élevé de thorium.

9.3 PICO-2L

Le détecteur PICO-2L a été construit afin de tester le C_3F_8 comme liquide actif. Il a été installé à SNOLab en octobre 2013 et a fonctionné jusqu'en mai 2014

avec succès. Après l'analyse des données que l'on peut voir à l'annexe V et suite au bruit de fond anormal du détecteur PICO-60, il a été décidé d'effectuer une seconde série de données avec une attention particulière aux particules en suspension pouvant être la cause de ce bruit de fond. Pour ce faire, le contenant de quartz a été remplacé par un nouveau dont la bride est aussi faite de quartz synthétique. En plus d'être moins radioactif, il contient moins d'impuretés et de défauts de surface pouvant causer un stress au niveau de la bride, réduisant ainsi les chances d'émettre des particules de quartz dans le liquide actif. La procédure d'assemblage a été modifiée afin d'effectuer un meilleur rinçage et un séchage plus propre pour réduire les chances de création de particules. Les conditions d'opération comme l'expansion et la compression ont été ajustées afin de réduire le brassage de fluide dans la chambre, ce qui pourrait réémettre dans le liquide des particules déposées sur les parois du contenant. Certaines mises à jour des systèmes auxiliaires comme l'ajout de piézos et de RTDs ou l'augmentation de la résolution des caméras ont été faites afin de rendre le système plus robuste, stable et précis.

La deuxième série de données de PICO-2L a donc été effectuée de juin à septembre 2015, avec une masse active de $2,91 \pm 0,01$ kg de C_3F_8 . La température et la pression ont été ajustées à $15,8^\circ C$ et $37,2$ PSIA, ce qui donne un seuil de Seitz de $3,3 \pm 0,2$ (exp) $\pm 0,2$ (th) keV. Un total de 129 kg · j d'exposition ont été acquis pour une durée de $66,3$ jours. Plusieurs coupures ont été effectuées lors de l'analyse. Une coupure sur la qualité des évènements enlève les signaux acoustiques trop bruyants ou les images de mauvaise qualité. La coupure sur l'énergie acoustique est de $0,7 < AP < 1,3$. La coupure sur la position est effectuée de façon à ce que maximum 1% des évènements proviennent des parois ou de l'interface. L'acceptance finale de toutes les coupures combinées est de $67 \pm 3\%$. On peut voir le détail

de cette valeur au tableau 9.II.

Coupure	Niveau d'acceptance
Qualité	$0,85 \pm 0,02$
AP	$0,94 \pm 0,02$
Position	$0,84 \pm 0,01$
Total	$0,67 \pm 0,03$

Tableau 9.II – Acceptance des différentes coupures de l’analyse de PICO-2L, pour retenir au final 67% des évènements.

On obtient alors au total une seule mono bulle de type recul nucléaire pour la durée de l’exposition. Cette valeur est compatible avec le bruit de fond de neutron. Les limites sont alors calculées comme étant la section efficace où la probabilité d’obtenir un évènement ou moins est de 10% pour toute la durée de l’exposition. La paramétrisation standard du halo de matière sombre à été utilisée, avec comme valeurs $\rho_D = 0,3 \text{ GeV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$, $v_0 = 220 \text{ km/s}$ et $v_{terre} = 232 \text{ km/s}$. On obtient alors les limites à 90% C.L. de la section efficace dépendante de spin (SD) WIMP/proton et de la section efficace indépendante du spin (SI) WIMP/nucleon aux figures 9.9 et 9.10 [65]. Ces limites ont mené à une publication dans «*Physical Review D*» que l’on peut voir à l’annexe VI.

Malgré la courte exposition et la faible masse de PICO-2L, ce détecteur possède les meilleures limites à ce jour dans le domaine SD. Il n’est surpassé qu’à grande masse par PICO-60. Ces résultats démontrent aussi que le fait de porter une attention spéciale aux particules a porté fruit, puisqu’aucun bruit de fond inconnu n’est apparu lors de cette session d’acquisition. PICO-2L est aujourd’hui le meilleur détecteur à liquide surchauffé.

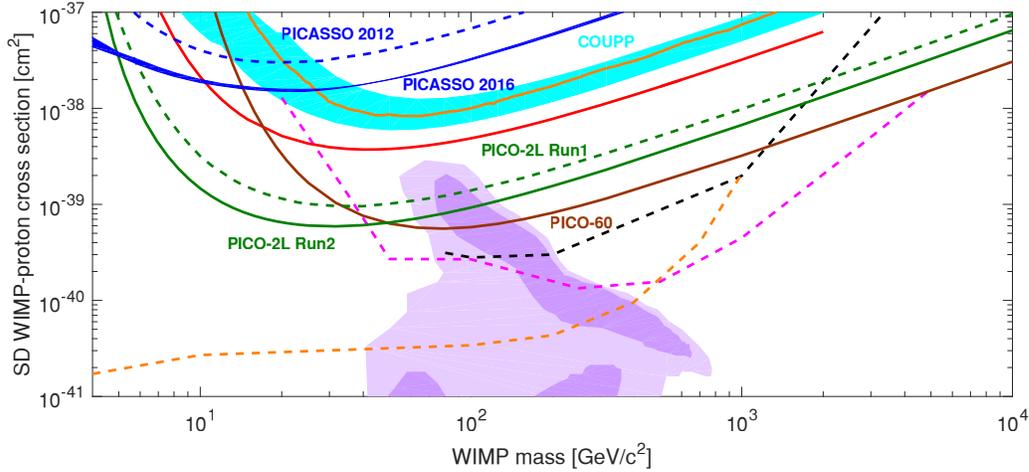


Figure 9.9 – La limite à 90% C.L. de la section efficace SD WIMP/proton de PICO-2L Run 2 est en vert, avec les limites de PICO-60 (brun), Picasso 2016 (bleu), Picasso 2012 (bleu pointillé), PICO-2L Run 1 (vert pointillé), COUPP (région bleu pâle), SIMPLE (rouge), XENON100 (orange), IceCube (rose pointillé), SuperK (noir pointillé) et CMS (orange pointillé). Pour les résultats de IceCube et SuperK, les lignes pointillées assument l’annihilation de paires de bosons W. La limite de CMS provient de la recherche de mono-jets. La région mauve représente l’espace des paramètres de la théorie CMSSM.

9.4 CBC

La conception du CBC en est rendue à un point où il est possible de faire fonctionner le CBC à hauts seuils de Seitz (50 keV et plus) sans problèmes. Il a été alors possible d’effectuer des sessions d’acquisitions de neutrons et de bruits de fond à différents seuils. Une source de ^{241}Am dans un contenant d’aluminium fut utilisée comme premier test. Cette source est en fait une source de particules alphas de 5,5 MeV qui émet aussi un faible flux de neutrons. La réaction la plus probable menant à l’émission de neutrons est



Malgré la relativement faible section efficace ($\sim 10^{-2}$ b), la forte activité de la

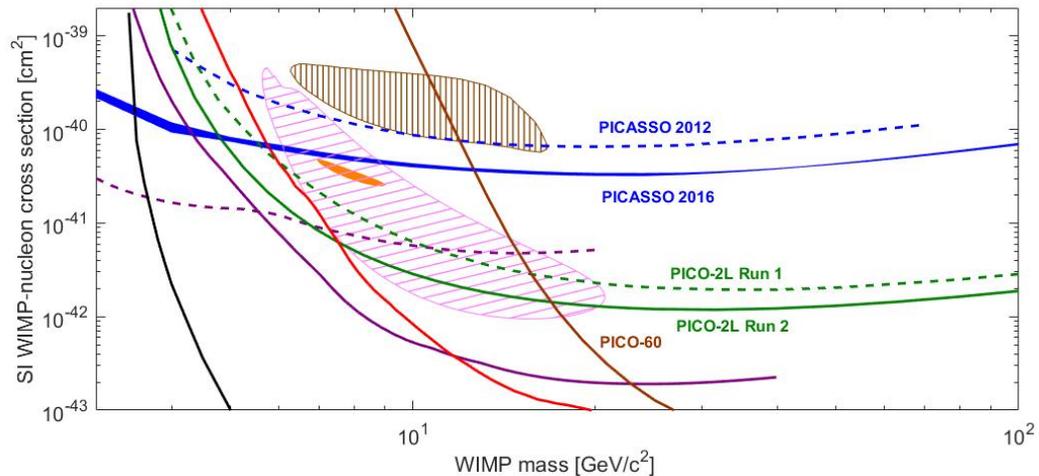


Figure 9.10 – La limite à 90% C.L. de la section efficace SI WIMP/nucleon de PICO-2L Run 2 est en vert, avec les limites de PICO-60 (brun), Picasso 2016 (bleu), Picasso 2012 (bleu pointillé), PICO-2L Run 1 (vert pointillé), LUX (noir), CDM-Slite (mauve pointillé), SuperCDMS (mauve), Edelweiss-III (rouge). Les régions permises par DAMA (brun hachuré), CoGeNT (orange plein) et CDMS-II Si (rose hachuré) sont aussi montrées.

source (93 mCi) permet une production de neutrons suffisante. Le spectre d'énergie des neutrons est centré à 1 MeV et s'étale de 0 à 2 MeV [66].

Plusieurs seuils entre 50 et 160 keV ont été étudiés. Pour chacun des seuils, plusieurs sessions de bruits de fond et de neutrons ont été acquises. Aucune coupure n'a été appliquée. Les bons évènements ont été identifiés par la vidéo et le temps de vie a été calculé par le Δt entre deux pics du profil de pression. Le taux de comptage normalisé par le bruit de fond est représenté à la figure 9.11. L'équation 8.5 de l'efficacité a été utilisée afin de comparer la réponse attendue à des neutrons de $E_n = 1$ MeV. Un paramètre $\alpha = 2$ a été utilisé. Les données expérimentales suivent assez bien la courbe de réponse. Cependant, cette courbe est une approximation, car en réalité, les neutrons étaient poly énergétiques et ne provenaient pas tous de la réaction sur l'aluminium.

Ces premiers résultats démontrent la faisabilité d'un détecteur de type CBC. II

reste tout de même plusieurs choses à mettre point. La principale chose à travailler est le seuil minimum d'opération. L'enrobage du contenant de PMMA n'est pas parfait et en deçà de 50 keV, le fréon commence à bouillir aux parois. La solution la plus simple serait d'utiliser un contenant de quartz comme les détecteurs PICO. Par contre, un des buts du CBC était d'utiliser du PMMA comme matériel. Plusieurs autres techniques d'enrobage n'ont pas encore été essayées. Par exemple, la déposition par évaporation (CVD) d'un composé comme pour l'expérience DEAP-3600 pourrait être utilisé [67]. Une fois ce problème réglé, les autres problèmes relèvent de l'ingénierie. Par exemple, un système NI PXI comme PICO-0.1 pourrait améliorer grandement l'efficacité et la précision des systèmes auxiliaires.

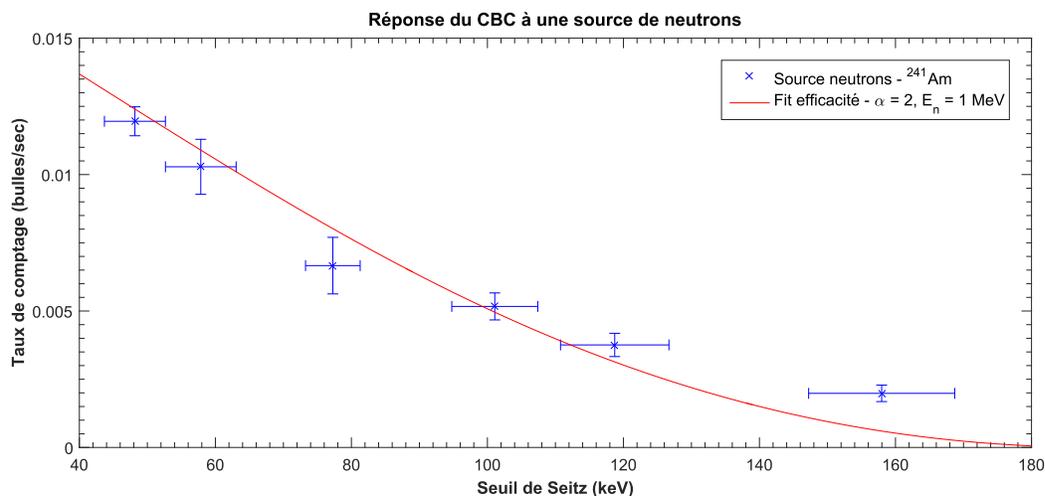


Figure 9.11 – Réponse du CBC à une source de neutrons. La courbe rouge provient de la formule empirique de l'efficacité avec comme paramètres $\alpha = 2$ et $E_n = 1$ MeV

CHAPITRE 10

CONCLUSION

Les détecteurs à liquides surchauffés sont d'excellents détecteurs de matière sombre. Depuis les premiers détecteurs Picasso de seulement 10 mL, la conception et les techniques de fabrication se sont raffinées pour produire des détecteurs parmi les plus performants dans le domaine. Les détecteurs de type Picasso ont, pendant plusieurs années, produit parmi les meilleurs résultats dans le secteur SD. La discrimination acoustique du bruit de fond provenant des désintégrations alphas a été une des plus grandes découvertes de ce type de détecteur. Les détecteurs améliorés de PICO utilisent maintenant le bagage de Picasso et sont encore plus performants. La discrimination acoustique étant encore plus sensible qu'auparavant, il est même possible d'effectuer de la spectroscopie alpha. Les derniers résultats de PICO-60 et PICO-2L démontrent clairement l'efficacité de la technologie et sont en tête de file dans le secteur SD. La deuxième session d'acquisition de PICO-2L prouve que nous maîtrisons maintenant très bien le bruit de fond des détecteurs. Les mesures de calibration gamma prises avec les différents détecteurs ont permis d'établir avec précision la réponse du fréon aux rayons gammas jusqu'à un taux de réjection de 10^{-10} . Le prototype de CBC est en constante évolution et se rapproche d'un détecteur autonome, diminuant ainsi les coûts et la complexité du système. De plus, les derniers tests montrent qu'il est possible de produire un détecteur avec un contenant d'acrylique, ouvrant la porte vers une multitude de géométries. L'espace de phase des paramètres de la matière sombre est encore grand à explorer et grâce aux détecteurs à liquides surchauffés, il sera possible de le faire encore longtemps. En effet, les détecteurs sont en train de devenir tellement sensibles qu'il sera possible d'ob-

server le bruit de fond de neutrinos. Comme démontré à la figure 10.1, le fréon aura l'avantage d'atteindre ce bruit de fond beaucoup plus tard que les cibles de grandes masses, permettant d'explorer plus loin que les autres expériences.

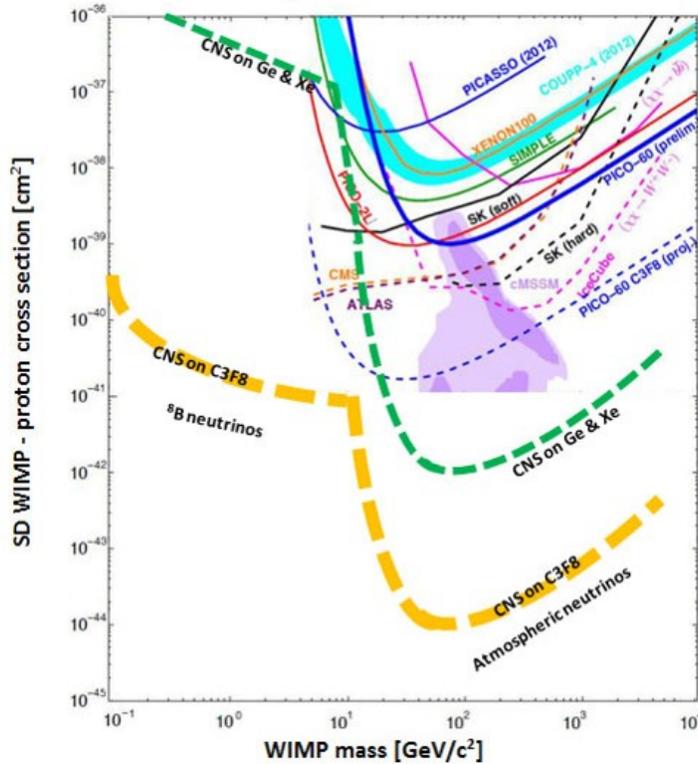


Figure 10.1 – Bruit de fond de neutrinos par rapport à différentes cibles. Le bruit de fond sera atteint beaucoup moins rapidement par les détecteurs au fréon que les autres.

Plusieurs développements sont à venir dans le secteur des détecteurs à liquides surchauffés. La prochaine étape de l'expérience PICO est de produire un détecteur de 250 L de fréon sous le nom PICO-250L. La technologie utilisée est celle du détecteur PICO-2L avec un contenant pressurisé similaire à PICO-60. La conception est maintenant bien avancée et on peut voir un dessin technique à la figure 10.2.

Un autre prototype est en cours de conception afin d'essayer d'éliminer le liquide tampon, en plus de prévenir le dépôt de particules dans le contenant de fréon. Le dé-

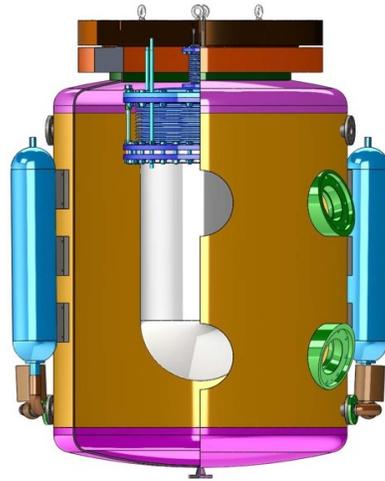


Figure 10.2 – Schéma de conception du futur détecteur PICO-250L.

tecteur PICO-60-RSU sera de même dimension que PICO-60 et pourra réutiliser le même contenant pressurisé ainsi que les bains d'eau et les systèmes auxiliaires. Le détecteur RSU pour «*Right Side Up*» consiste en deux jarres concentriques assemblés la tête en bas, comme à la figure 10.3. La portion chaude serait en haut et la portion froide en bas. De cette façon, le fréon en surchauffe serait en contact seulement avec le quartz du haut. Le fréon se trouvant entre les deux jarres et en contact avec le métal du système de soufflets ne pourrait causer d'évènements, puisque la section du bas serait refroidie (sans surchauffe). On élimine ainsi le besoin d'un liquide tampon. Le faible espace entre les deux jarres élimine la convection et toute particule présente dans le fréon précipiterait vers le bas où il n'est pas possible de créer de bulles. De plus, sans interface tampon/fréon, on élimine une bonne partie du bruit de fond.

Le groupe PICO travaille aussi sur une chambre au LXe de 30 mL (figure 10.4). Ce détecteur de type RSU est conçu pour utiliser le LXe comme liquide actif. Il sera équipé des capteurs standards en plus de 2 PMT afin de capter la lumière de scintilla-

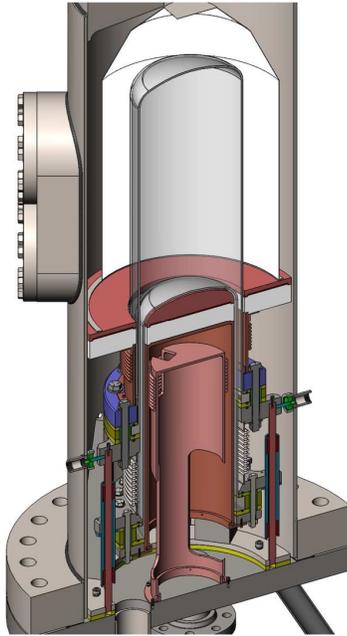


Figure 10.3 – Schéma de conception du futur détecteur PICO-60-RSU.

tion dans le LXe. De cette façon, il sera possible d'étudier un liquide scintillateur en surchauffe, en plus d'avoir une autre façon de discriminer les particules alphas et les gammas. Le xénon permet aussi d'entrer dans la compétition du secteur SI.

Plusieurs autres améliorations sont à venir, comme la calibration avec des neutrons à basse énergie, la calibration aux neutrons du C_3F_8 , l'utilisation de $C_2H_2F_4$ afin d'améliorer la sensibilité aux WIMPs de basses masses ($< 10 \text{ GeV c}^{-2}$), un enrobage par déposition pour les contenants en PMMA... Le détecteur à liquide surchauffé est certainement l'avenir de la recherche de la matière sombre.

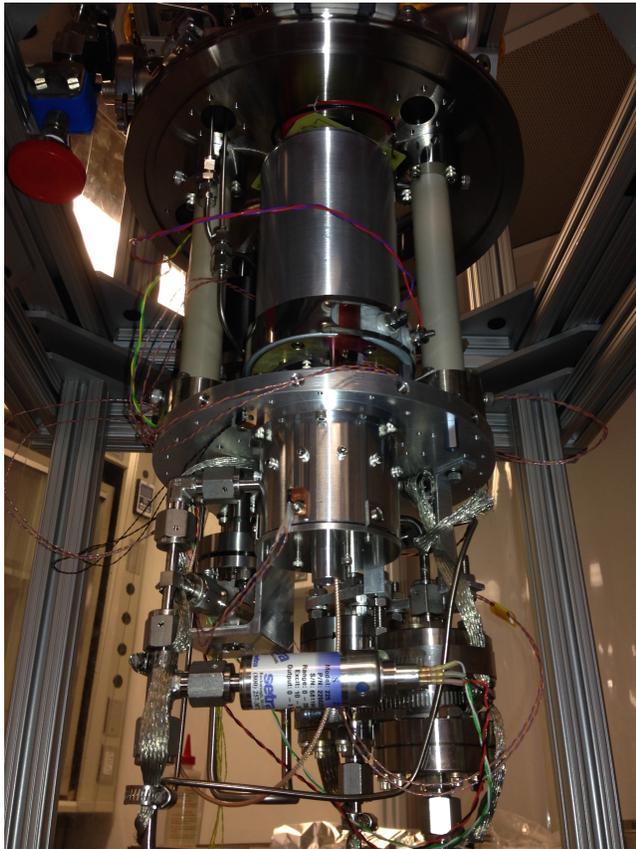


Figure 10.4 – Photo de l'assemblage du prototype de détecteur au LXe.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.B. Hartle. *Gravity : An Introduction to Einstein's General Relativity*. Addison-Wesley, 2003. ISBN 9780805386622. URL <https://books.google.ca/books?id=ZHgpAQAAMAAJ>.
- [2] S. Weinberg. *Gravitation and cosmology : principles and applications of the general theory of relativity*. Wiley, 1972. ISBN 9780471925675. URL <https://books.google.fr/books?id=XLbvAAAAAMAAJ>.
- [3] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014.
- [4] F. Zwicky. Spectral displacement of extra galactic nebulae. *Helv. Phys. Acta*, 6:110–127, 1933.
- [5] F. Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Astrophysical Journal*, page 86 :217, 1937.
- [6] V. Rubin et K. Ford. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *The Astrophysical Journal*, 159:379–403, 1970.
- [7] Universe Today. Astronomy without a telescope, 2016. URL <http://www.universetoday.com/91520/astronomy-without-a-telescope-could-dark-matter-not-matter/>. [Online].
- [8] Luxorion. La théorie de la relativité, 2016. URL <http://www.astrosurf.com/luxorion/relativite-generale-ex4.htm>. [Online].
- [9] M. Bradac et al. Strong and weak lensing united iii : measuring the mass dis-

- tribution of the merging galaxy cluster 1e0657-56. *The Astrophysical Journal*, 652:937–947, 2006. arXiv :astro-ph/0608408.
- [10] NASA/CXC/CfA/ M.Markevitch et al.; NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/ D.Clowe et al.
- [11] ESA. Planck and the cosmic microwave background, 2016. URL http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Planck/Planck_and_the_cosmic_microwave_background. [Online].
- [12] P. A. R. Ade et al. Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood. *Astron. Astrophys.*, 571:A15, 2014.
- [13] M. Migrom. A modification of the newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical journal*, 270:365–370, 1982.
- [14] Katherine Garrett et Gintaras Duda. Dark Matter : A Primer. *Adv. Astron.*, 2011:968283, 2011.
- [15] J. Primack. Whatever happened to hot dark matter? 2001. arXiv :astro-ph/0112336v1.
- [16] M. Srednicki. Axions : Past, present, and future. 2002. arXiv :hep-th/0210172v1.
- [17] P. Sikivie; D. Tanner; K. Van Bibber. Resonantly enhanced axion-photon regeneration. *Physical Review Letters*, 98 (17):172002, 2007. arXiv :hep-ph/0701198.
- [18] URL <http://www.phys.washington.edu/groups/admx/home>.

- [19] Rouven Essig et al. Working Group Report : New Light Weakly Coupled Particles. Dans *Community Summer Study 2013 : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*, 2013. URL <https://inspirehep.net/record/1263039/files/arXiv:1311.0029.pdf>.
- [20] M. Battaglieri et al. Dark matter search in a Beam-Dump eXperiment (BDX) at Jefferson Lab. 2014.
- [21] G. Frising. *Rare Phenomena and W Production in Electron-Proton Scattering at HERA*. Thèse de doctorat, RWTH Aachen, 2003.
- [22] Robert Foot. Implications of the DAMA and CRESST experiments for mirror matter type dark matter. *Phys. Rev.*, D69:036001, 2004.
- [23] Hsin-Chia Cheng, Jonathan L. Feng et Konstantin T. Matchev. Kaluza-Klein dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 89:211301, 2002.
- [24] Yonit Hochberg, Eric Kuflik, Tomer Volansky et Jay G. Wacker. Mechanism for Thermal Relic Dark Matter of Strongly Interacting Massive Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 113:171301, 2014.
- [25] Kalliopi Petraki et Raymond R. Volkas. Review of asymmetric dark matter. *Int. J. Mod. Phys.*, A28:1330028, 2013.
- [26] Alexander Kusenko et Leslie J. Rosenberg. Working Group Report : Non-WIMP Dark Matter. Dans *Community Summer Study 2013 : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*, 2013. URL <https://inspirehep.net/record/1262786/files/arXiv:1310.8642.pdf>.

- [27] S. P. Martin. A supersymmetry primer. 2006. arXiv :hep-ph/9709356v4.
- [28] D. Hooper G. Bertone et J. Silk. Particle dark matter, evidence, candidates and constraints. 2004. arXiv :hep-ph/0404175v2.
- [29] Viktor Zacek. Dark Matter. Dans *Proceedings, 22nd Lake Louise Winter Institute : Fundamental Interactions (LLWI 2007)*, 2007. URL <https://inspirehep.net/record/754834/files/arXiv:0707.0472.pdf>.
- [30] M. Drees et G. Gerbier. Dark matter. *Particle Data Group*. URL <http://pdg.lbl.gov/>.
- [31] Stefano Profumo. Astrophysical Probes of Dark Matter. Dans *Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics : Searching for New Physics at Small and Large Scales (TASI 2012)*, pages 143–189, 2013. URL <https://inspirehep.net/record/1209480/files/arXiv:1301.0952.pdf>.
- [32] Annapaola de Cosa. LHC results for dark matter from ATLAS and CMS. Dans *12th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2015) Vail, Colorado, USA, May 19-24, 2015*, 2015. URL <https://inspirehep.net/record/1396320/files/arXiv:1510.01516.pdf>.
- [33] Benjamin Zitzer. Search for Dark Matter from Dwarf Galaxies using VERITAS. Dans *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015. URL <https://inspirehep.net/record/1391628/files/arXiv:1509.01105.pdf>.
- [34] M. G. Aartsen et al. Improved limits on dark matter annihilation in the Sun with the 79-string IceCube detector and implications for supersymmetry. 2016.

- [35] J. D. Lewin et P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart. Phys.*, 6:87–112, 1996.
- [36] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski et Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, 267:195–373, 1996.
- [37] D. R. Tovey, R. J. Gaitskell, P. Gondolo, Yorck Alexander Ramachers et L. Roszkowski. A New model independent method for extracting spin dependent (cross-section) limits from dark matter searches. *Phys. Lett.*, B488: 17–26, 2000.
- [38] D. S. Akerib et al. Results on the spin-dependent WIMP-nucleon cross section from LUX Run 3 data. 2016.
- [39] R. Agnese et al. New Results from the Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with the CDMS Low Ionization Threshold Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 116(7):071301, 2016.
- [40] Donald A. Glaser. Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids. *Phys. Rev.*, 87:665–665, Aug 1952.
- [41] F. Seitz. On the theory of the bubble chamber. *Physics of Fluids. Physics of Fluids 1*, pages 2–13, 1958.
- [42] National Institute of Standards et Technology. Reference fluid thermodynamic and transport properties database, 2016. URL <http://www.nist.gov/srd/nist23.cfm>. [Online].
- [43] S. Archambault et al. New Insights into Particle Detection with Superheated Liquids. *New J. Phys.*, 13:043006, 2011.

- [44] Harper M. J. et Rich J. C.
- [45] A. Plante. Analyse et modélisation de la réponse des détecteurs du projet picasso pour la recherche de la matière sombre. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, 2014.
- [46] W. J. Bolte et al. Development of bubble chambers with enhanced stability and sensitivity to low-energy nuclear recoils. *Nucl. Instrum. Meth.*, A577:569–573, 2007.
- [47] Marie-Cécile Piro. Fabrication et caractérisation de détecteurs à gouttelettes en surchauffé à bas bruit de fond au sein du projet picasso. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, 2008.
- [48] Jacques Farine. Procédure de fabrication d’un détecteur picasso. Rapport technique, Laurentian University, 2009.
- [49] R. Gornea, J. P. Martin, C. Mercier et N. Starinski. Data acquisition system for picasso experiment. Dans *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, volume 1, pages 115–119, Oct 2007.
- [50] F. Aubin et al. Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids. *New J. Phys.*, 10:103017, 2008.
- [51] E. Behnke et al. Improved Limits on Spin-Dependent WIMP-Proton Interactions from a Two Liter CF₃I Bubble Chamber. *Phys. Rev. Lett.*, 106:021303, 2011.
- [52] E. Behnke et al. Spin-dependent wimp limits from a bubble chamber. *Science*, 2008.

- [53] E. Behnke et al. Direct Measurement of the Bubble Nucleation Energy Threshold in a CF₃I Bubble Chamber. *Phys. Rev.*, D88:021101, 2013.
- [54] E. Behnke et al. First Dark Matter Search Results from a 4-kg CF₃I Bubble Chamber Operated in a Deep Underground Site. *Phys. Rev.*, D86(5):052001, 2012. [Erratum : *Phys. Rev.*D90,no.7,079902(2014)].
- [55] B. Hahn et H. W. Reist. THE GEYSER, A NEW DETECTOR FOR NUCLEAR RECOILS. (TALK). 1973.
- [56] E. Behnke et al. Proposal for a 0.5 ton dark matter experiment at snolab. Rapport technique, The Picasso Collaboration, 2012.
- [57] Yuan-Chyuan Lo et Robert E. Apfel. Prediction and experimental confirmation of the response function for neutron detection using superheated drops. *Phys. Rev.*, A38:5260–5266, 1988.
- [58] R. Faust. Études monte carlo des mesures d'étalonnage aux neutrons et aux particules alpha du détecteur picasso. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, 2008.
- [59] Brookhaven National Laboratory. Experimental nuclear reaction data, 2016. URL <http://www.nndc.bnl.gov/>. [Online].
- [60] J. H. Gibbons, R. L. Macklin et H. W. Schmitt. V⁵¹(p, n)Cr⁵¹ Reaction as a 5- to 120-kev Neutron Source. *Physical Review*, 100:167–168, octobre 1955.
- [61] M.-H. Genest. *Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et Picasso*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, 2007.

- [62] M. Auger. Caractérisation de la réponse de détecteurs aux neutrons de très basses énergies. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, 2008.
- [63] A. Kamaha. *Improved Limits On The Existence Of Dark Matter*. Thèse de doctorat, Queen's University, 2015.
- [64] C. Amole et al. Dark matter search results from the PICO-60 CF₃I bubble chamber. *Phys. Rev.*, D93(5):052014, 2016.
- [65] C. Amole et al. Improved dark matter search results from PICO-2L Run 2. *Phys. Rev.*, D93(6):061101, 2016.
- [66] E. Shores. Neutron production in several americium compounds. Rapport technique, Los Alamos National Laboratory, 2004.
- [67] T. Bromwich. Tpb evaporations and sensitivity plots for the deep-3600 dark matter detector. Mémoire de maîtrise, University Of Sussex, 2014.

Annexe I

Propriétés physiques des fréons

Fréon	T_b (TPN) [°C]	T_c [°C]	ρ_l (1 atm et B.P.) [kg/m ³]	ρ_g (1 atm et B.P.) [kg/m ³]
CF ₃ I	-22,5	396,4	2252	9,9
C ₃ F ₈	-36,6	72,0	1601	10,3
C ₄ F ₁₀	-1,7	113,3	1594	11,2
C ₅ F ₁₂	29,3	148,8	1630	12,5

Tableau I.I – Quelques propriétés de différents fréons [42].

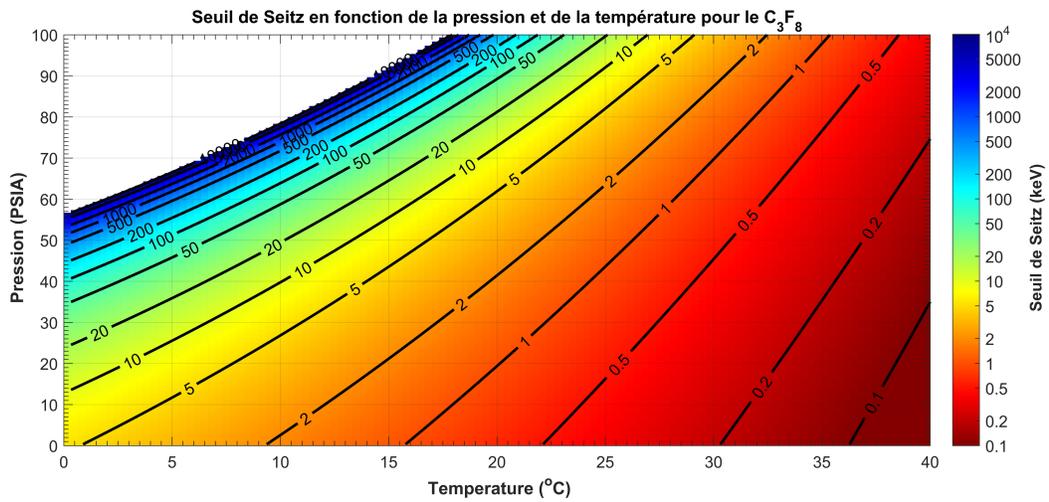


Figure I.1 – Seuil de Seitz en fonction de la pression et de la température pour le C₃F₈.

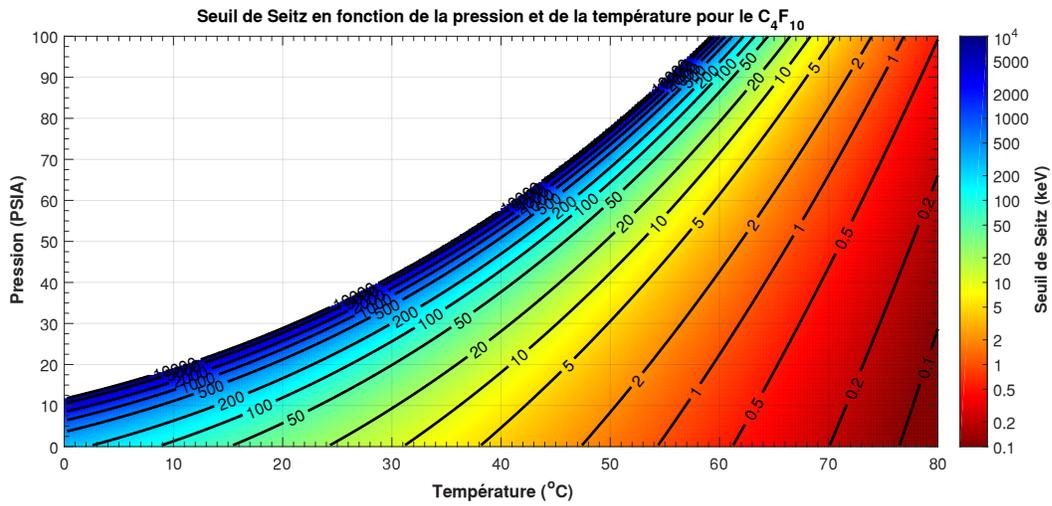


Figure I.2 – Seuil de Seitz en fonction de la pression et de la température pour le C_4F_{10} .

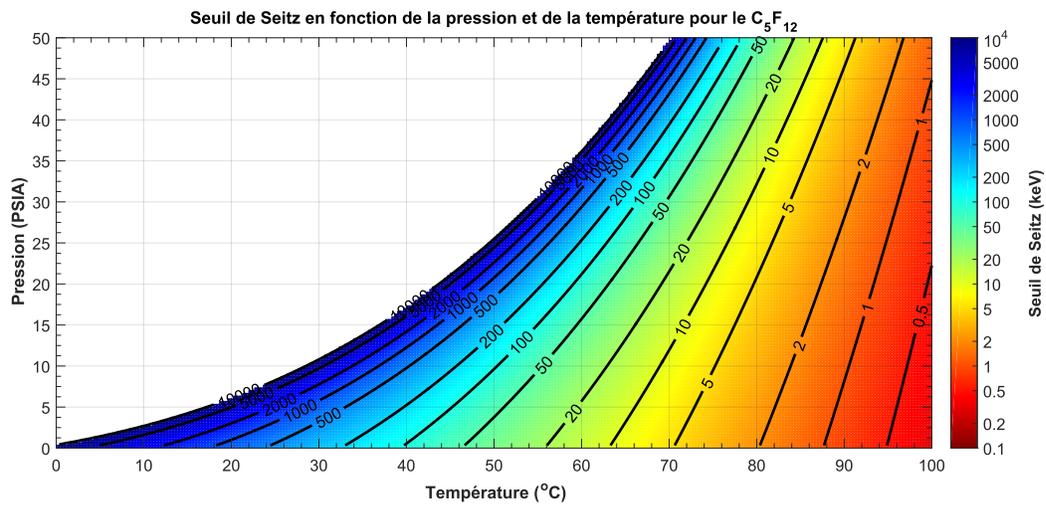


Figure I.3 – Seuil de Seitz en fonction de la pression et de la température pour le C_5F_{12} .

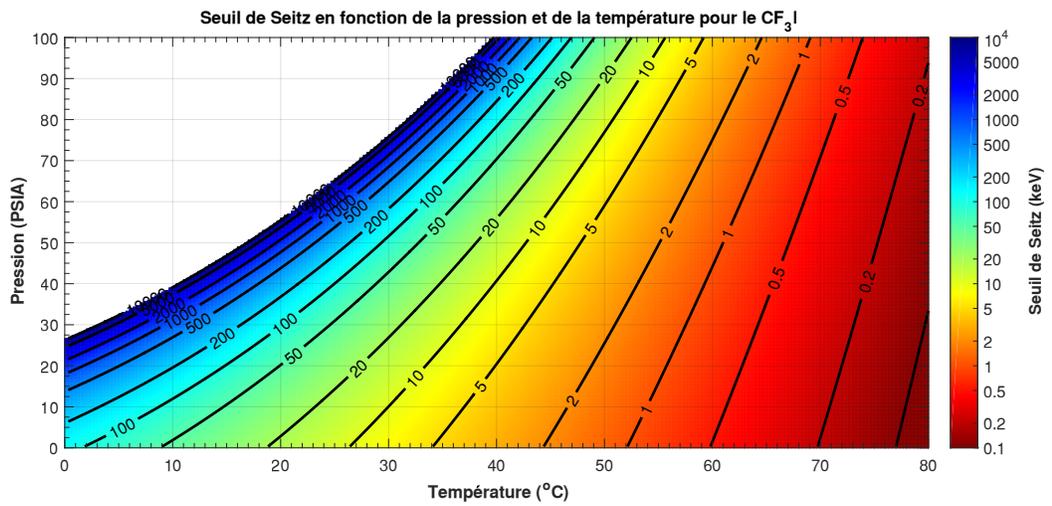


Figure I.4 – Seuil de Seitz en fonction de la pression et de la température pour le CF₃I.

Annexe II

Circuits électroniques du DAQ Picasso

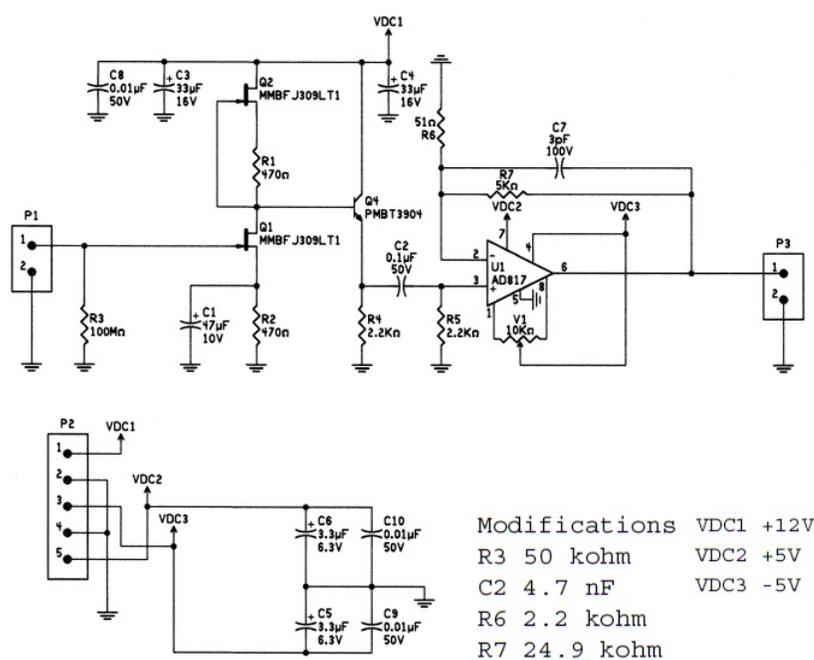


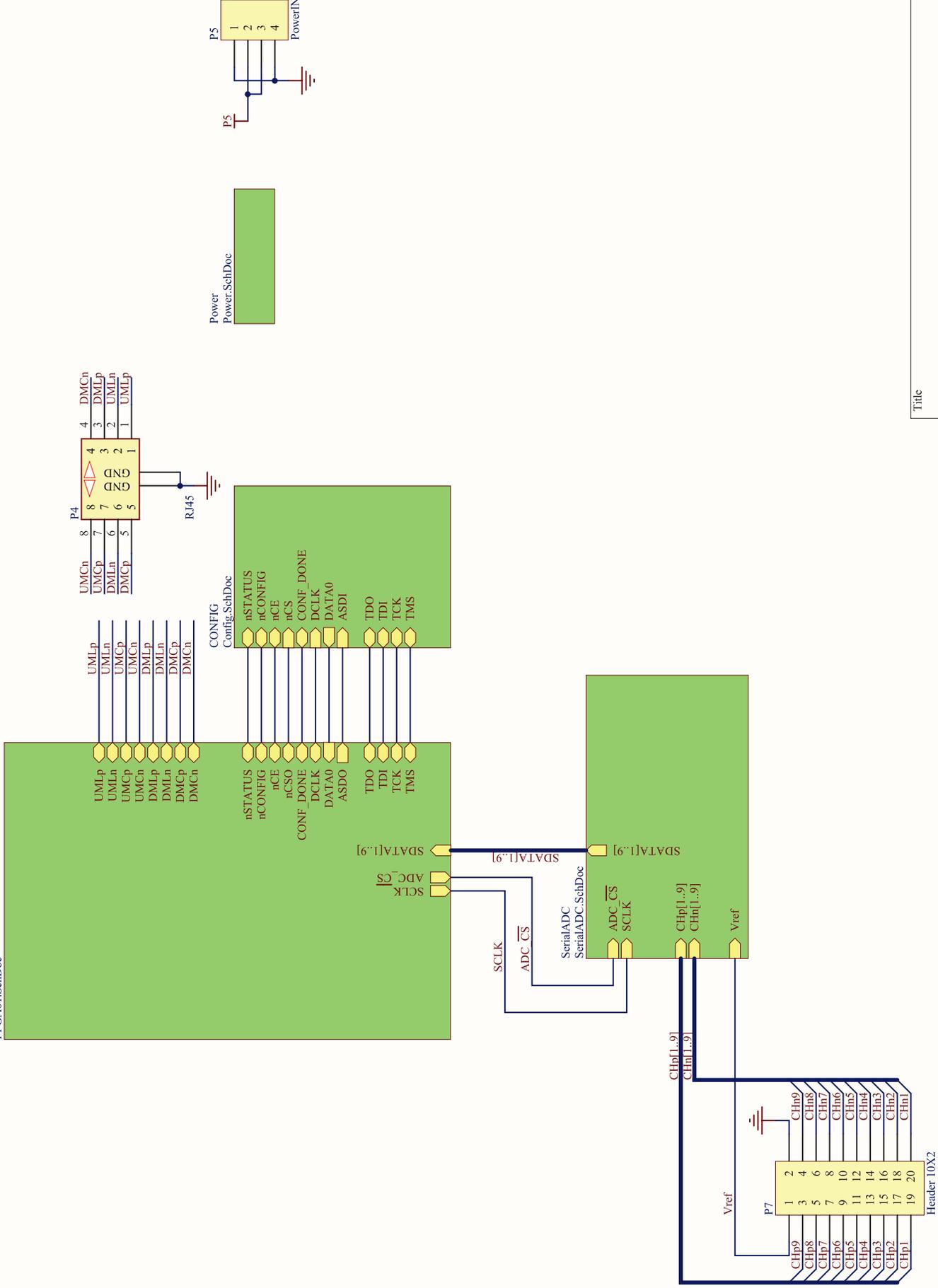
Figure II.1 – Circuit d'un préamplificateur avec les modifications de la mise à jour.

Nom	Adresse	Valeur
Reset	0x01	0x0000
ADC data	0x02	0x0000
All low data	0x02	0x0001
All high data	0x02	0x0002
Chess pattern data	0x02	0x0003
Pulse data	0x02	0x0004
Pulse train data	0x02	0x0005
Rising slope data	0x02	0x0006
Simulation period	0x03	0x0000
Single speed sample	0x04	0x0000
Double speed sample	0x05	0x0000

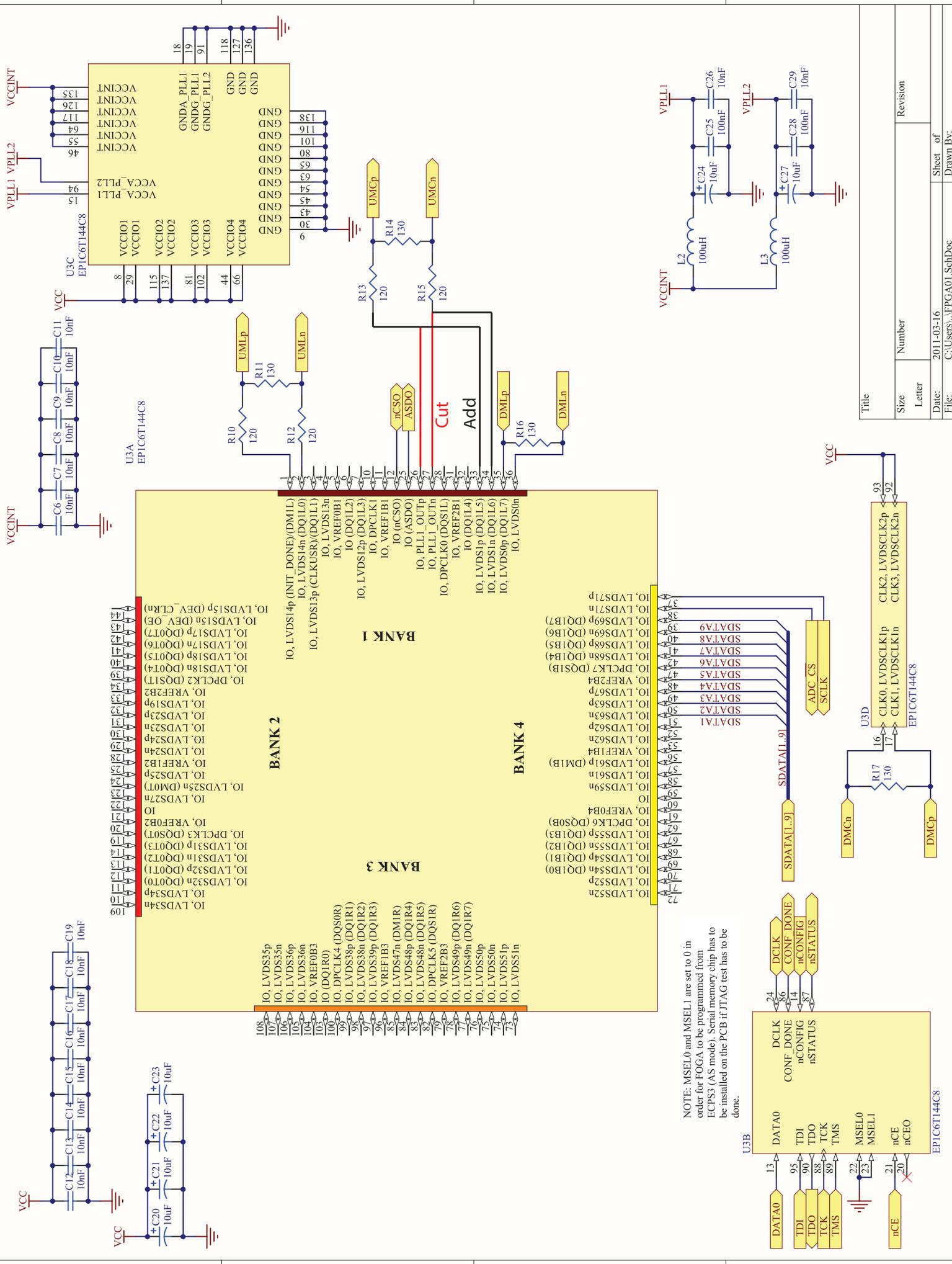
Tableau II.I – Liste des commandes de contrôle de la carte DAQ.

Les prochaines pages contiennent le schéma électronique de la carte DAQ et du module collecteur.

U_FPGA01
FPGA01.SchDoc



Title	
Size	Number
Letter	Revision
Date:	2011-03-16
File:	C:\Users\...\TopPage.SchDoc
Sheet of 4	
Drawn By:	



Title		Revision	
Size	Number		
Letter			
Date:	2011-03-16	Sheet of	
File:	C:\Users\... \FPGA01_SchDoc	Drawn By:	

4

3

2

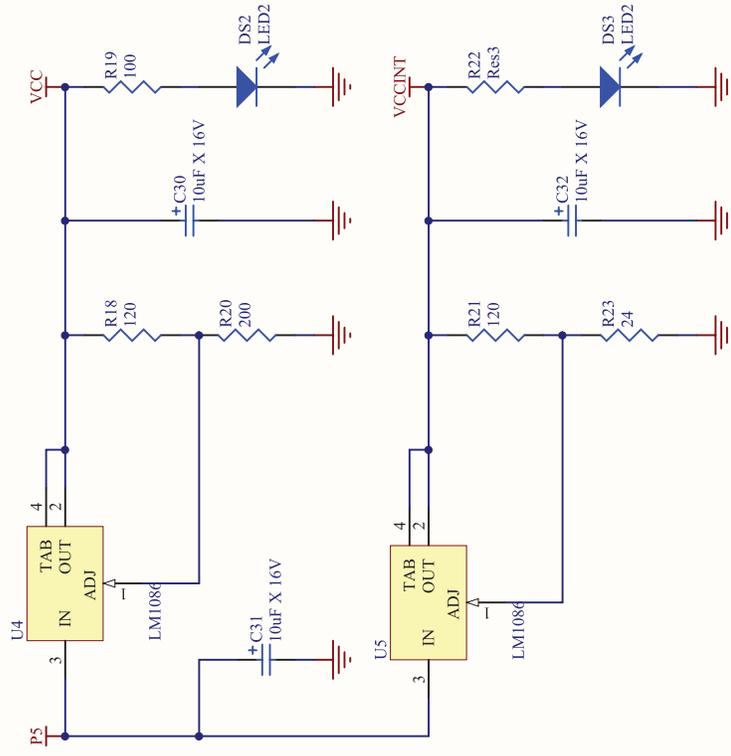
1

4

3

2

1



Modification
R22 -> 20 ohm

Title

Size
Letter

Number

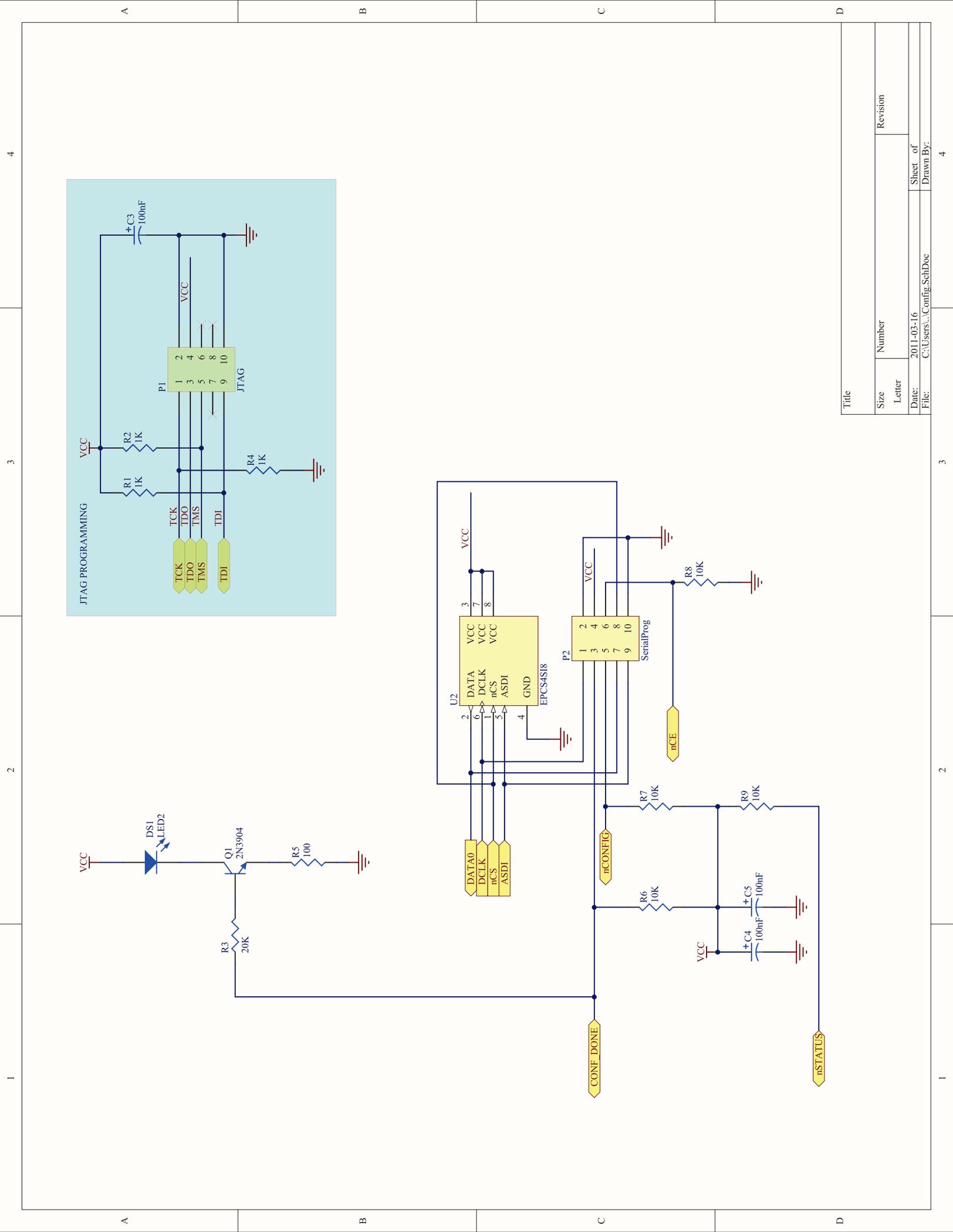
Revision

Date: 2011-03-16

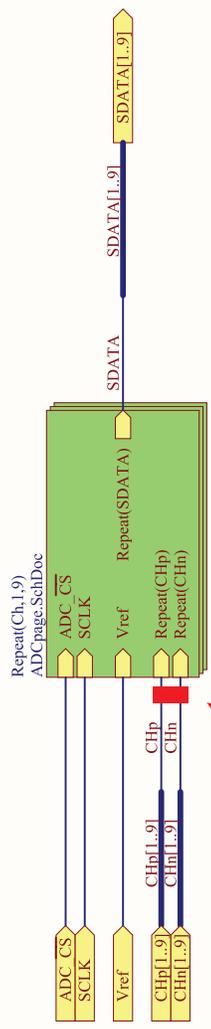
Sheet of

Drawn By:

File: C:\Users\...\PowerSetDoc

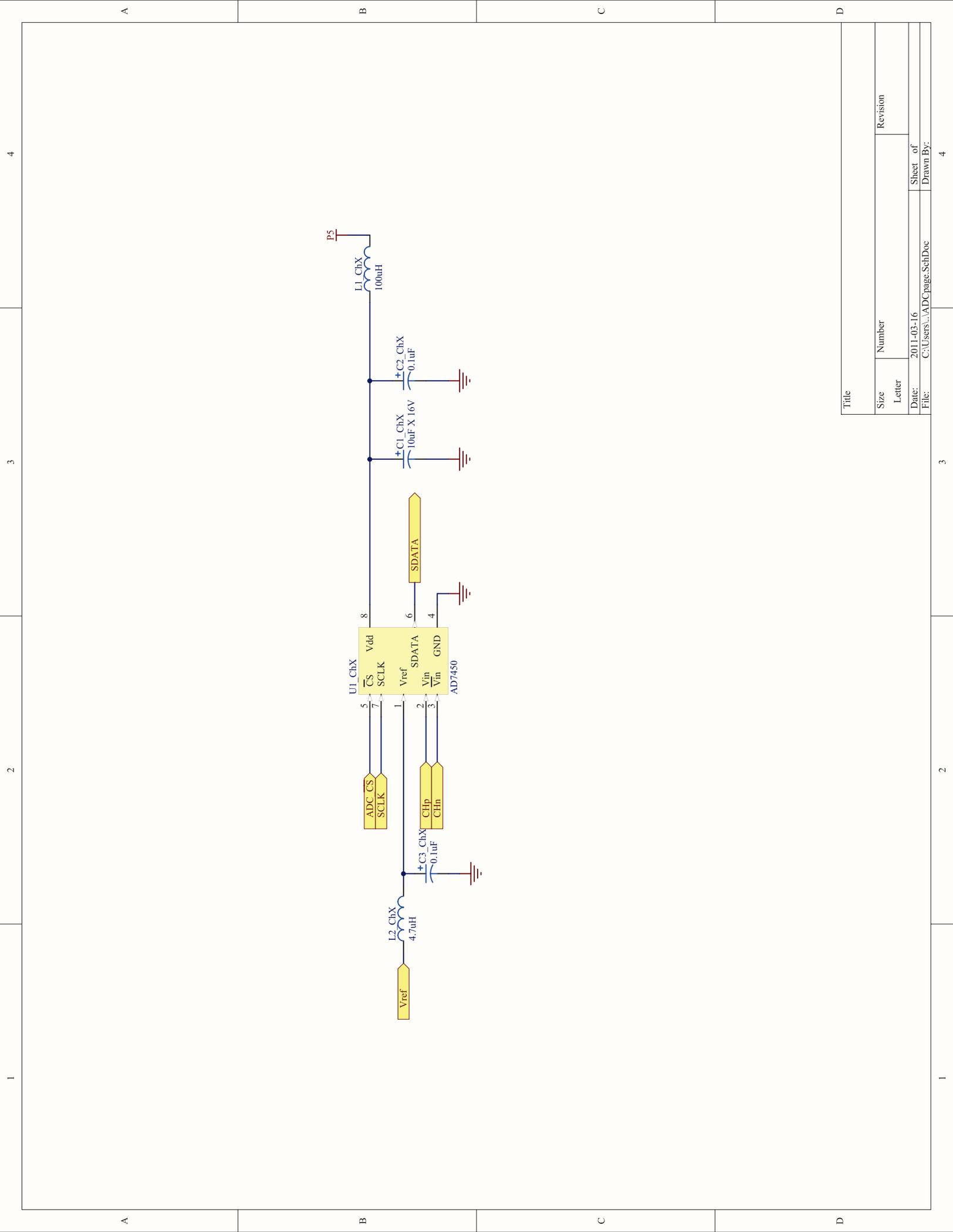


Title	
Size	Number
Letter	Revision
Date:	2011-03-16
File:	C:\Users\...\Config_Sel\Doc
Sheet of 4	
Drawn By: 4	



Add resistor 453 ohm 9 times

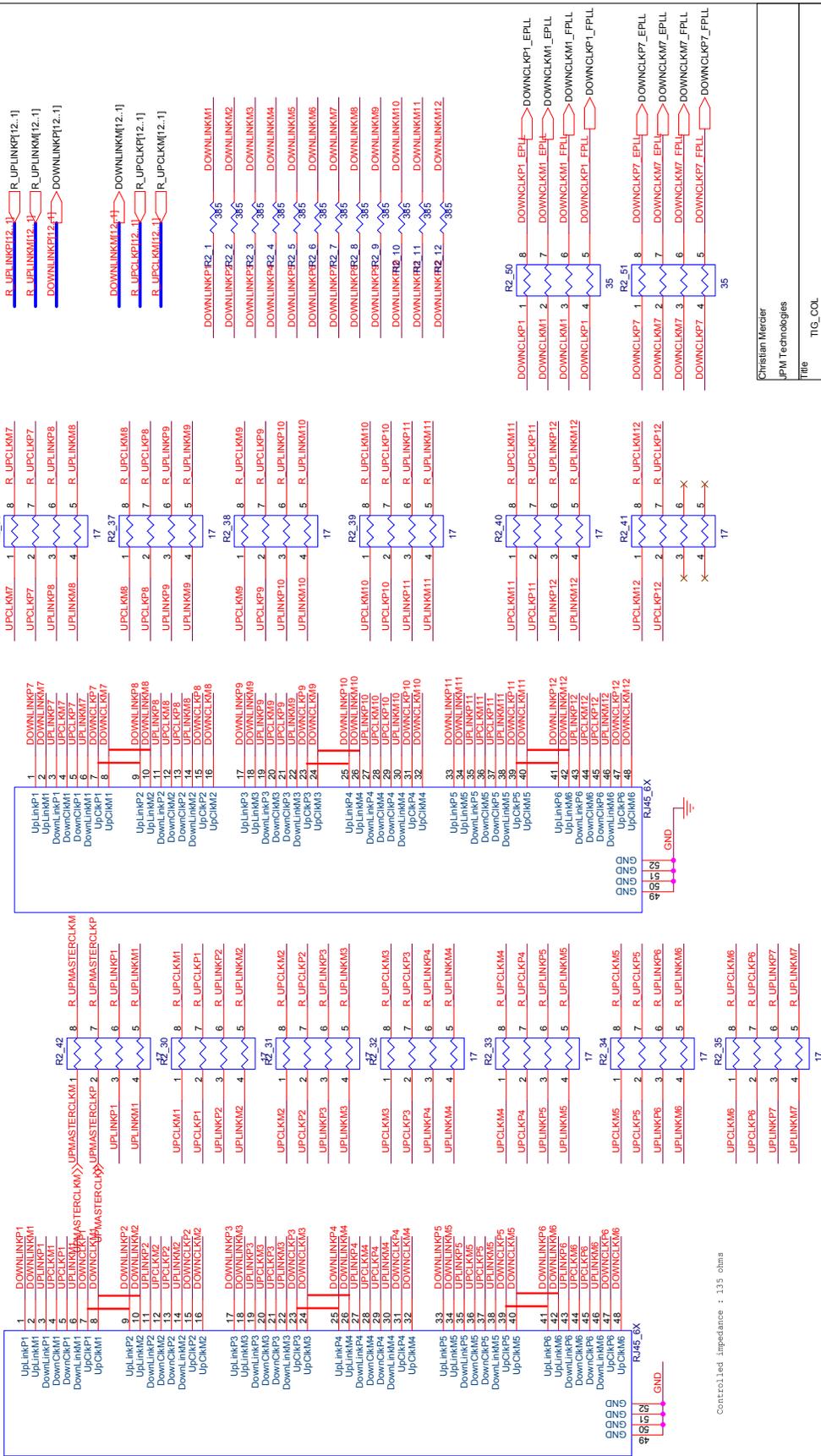
Title		Revision	
Size	Number		
Letter			
Date:	2011-03-16	Sheet of	4
File:	C:\Users\...SerialADC.SchDoc	Drawn By:	



Title		Revision	
Size	Number		
Letter			
Date:	2011-03-16	Sheet of	4
File:	C:\Users\...\ADCpage.SchDoc	Drawn By:	

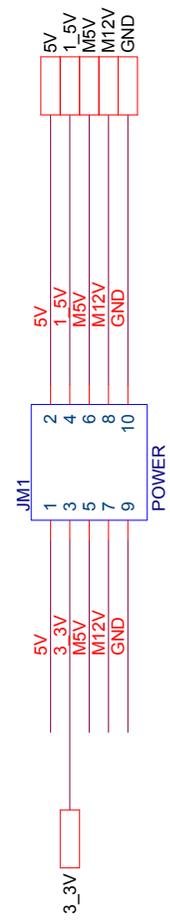
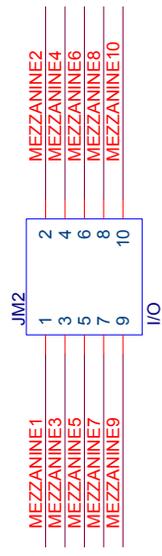
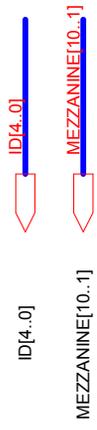
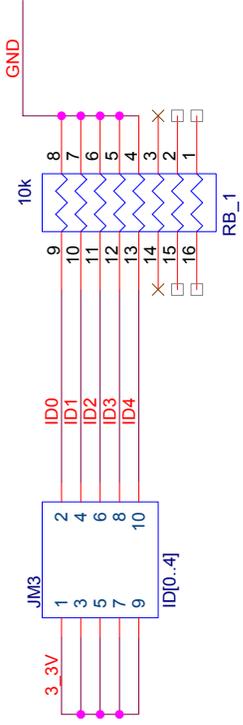
FRONT PANEL CONNECTORS - RJ45

12 CONNECTOR RJ45



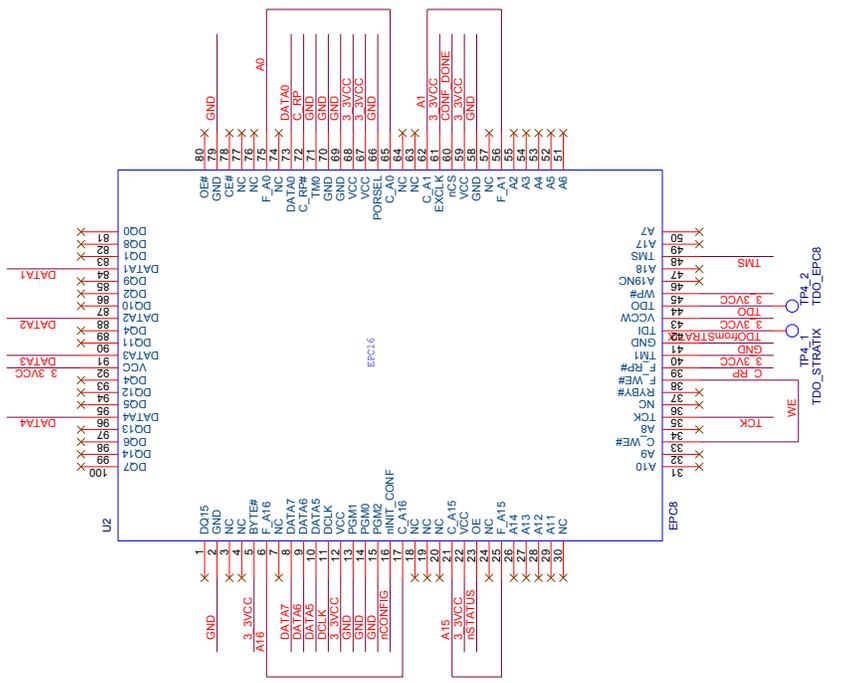
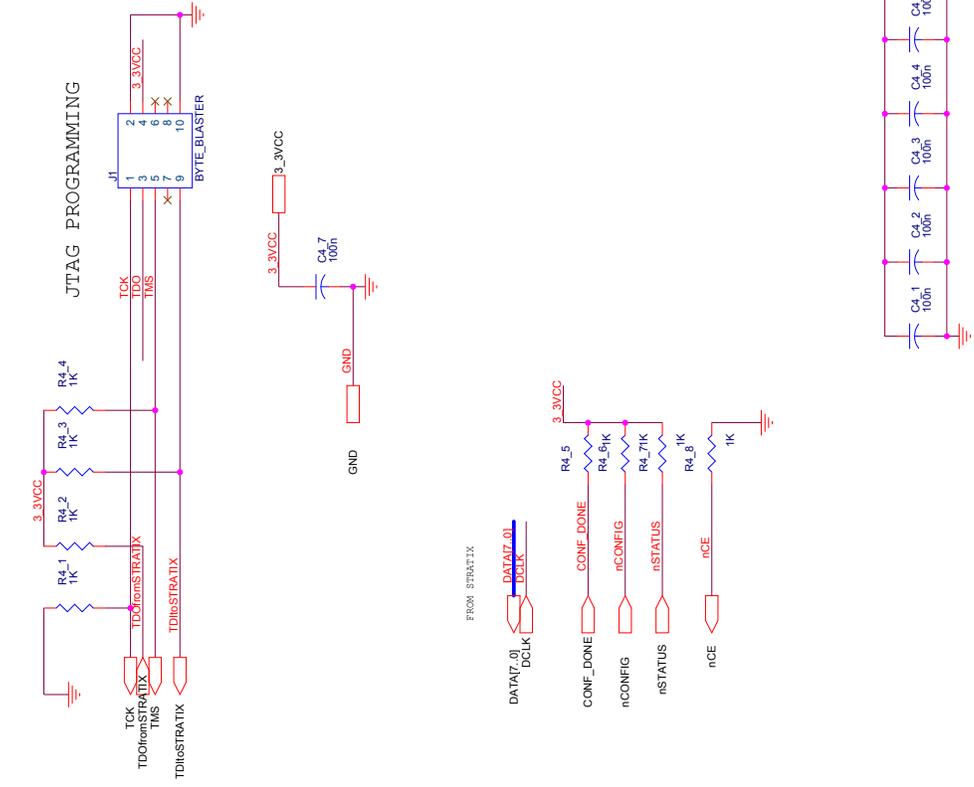
Controlled Impedance : 135 ohms

Christian Mercer	
JPM Technologies	
Title TIG_COOL	
Size B	Document Number front_Panel
Date: Wednesday, April 12, 2005	Rev 0
Sheet 3	of 9



Title		<Title>	
Size	A	Document Number	<Doc>
Date:	Wednesday, April 12, 2006	Sheet	1 of 1
Rev	<Rev/Code>		

JTAG PROGRAMMING AND STRATIX CONFIGURATION



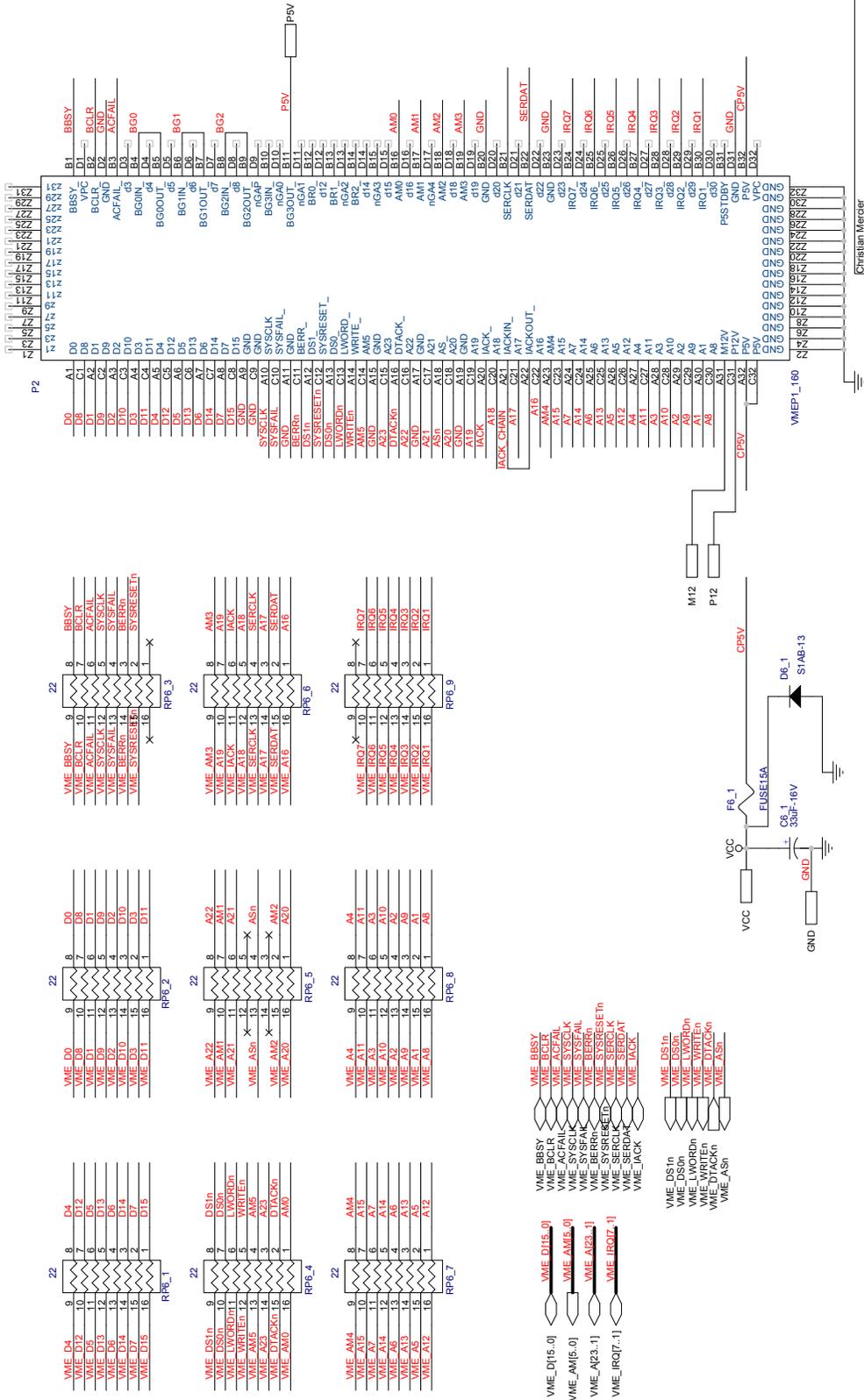
Christian Mercer
TECHNOLOGIES GROUPS

Title: TIGRESS

Size: B
Document Number: CONF16
Rev: 0

Date: Wednesday, April 12, 2005
Sheet: 2 of 9

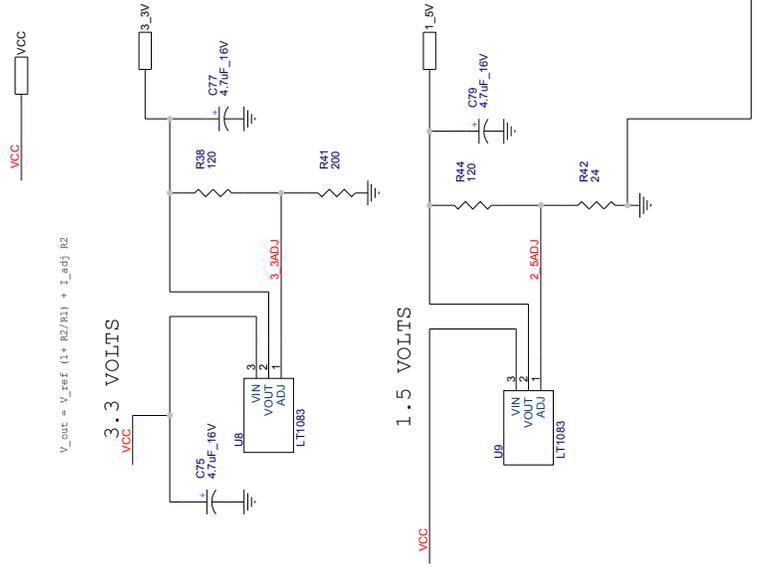
VME P1 CONNECTION



Christian Mercer
TECHNOLOGY GROUP

Title	
Tigriss	
Size	Document Number
B	VME64_1_1
Rev	0
Date	Wednesday, April 12, 2005

POWER REGULATORS

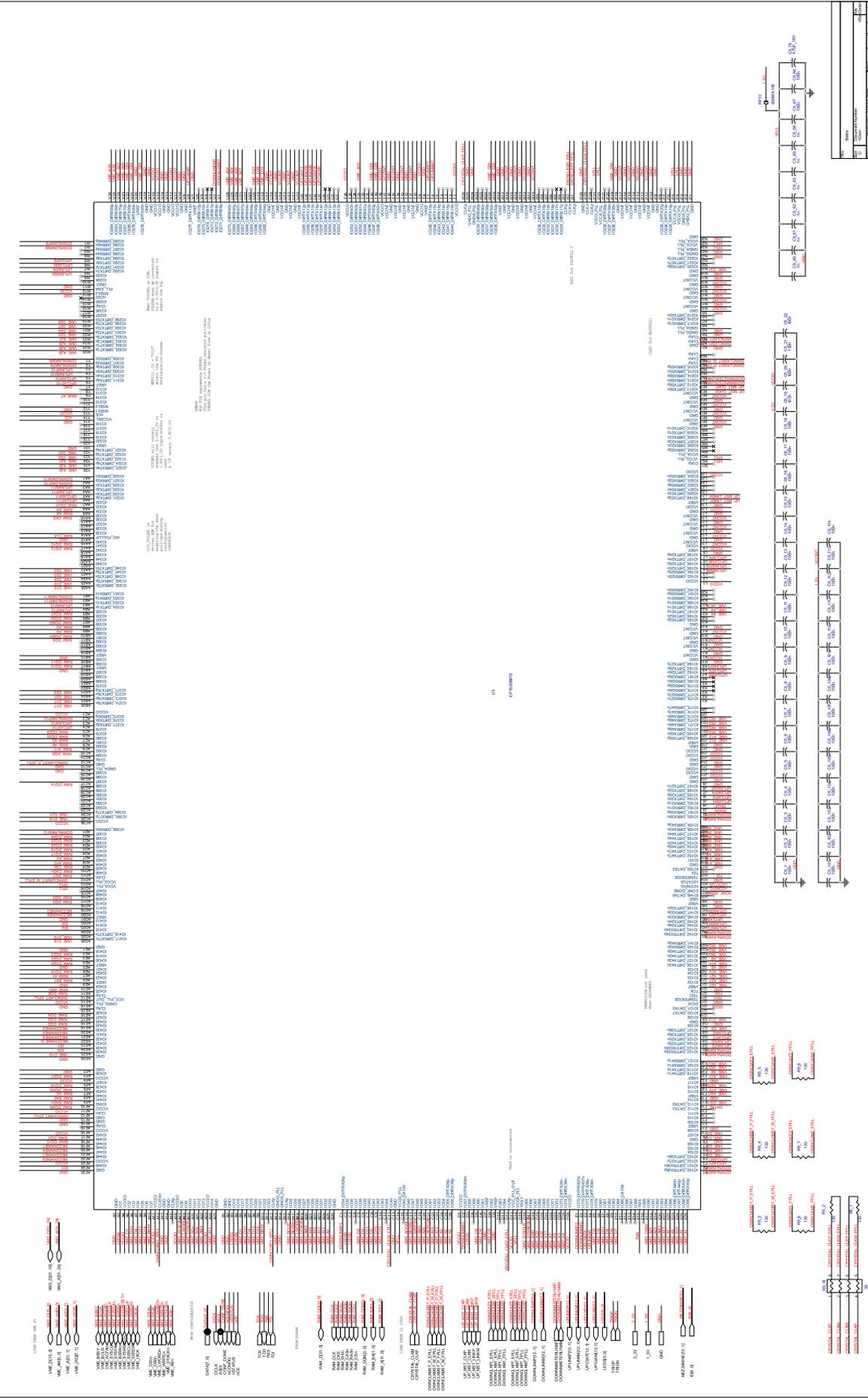


$$V_{out} = V_{ref} (1 + R2/R1) + I_{adj} R2$$

3.3 VOLTS

1.5 VOLTS

Title	<Title>
Size	B
Document Number	POWER
Rev	<Rev Code>
Date	Wednesday, April 12, 2006
Sheet	5 of 9

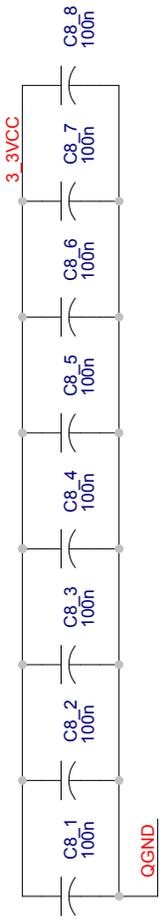
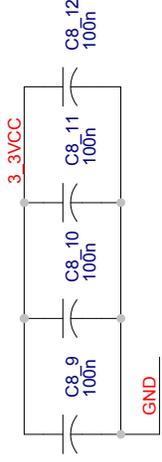
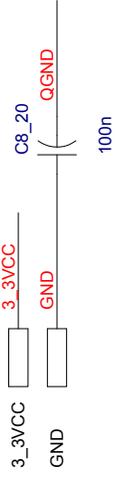
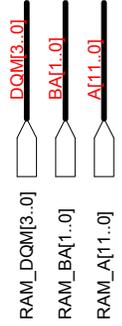
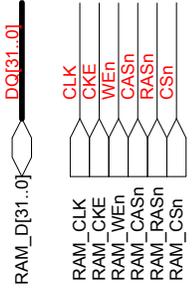


REV	DATE	BY	CHKD
1			
2			
3			
4			
5			
6			
7			
8			
9			
10			

SDRAM CONNECTION

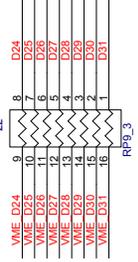
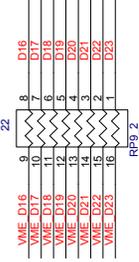
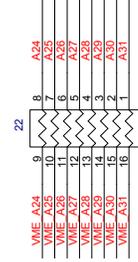
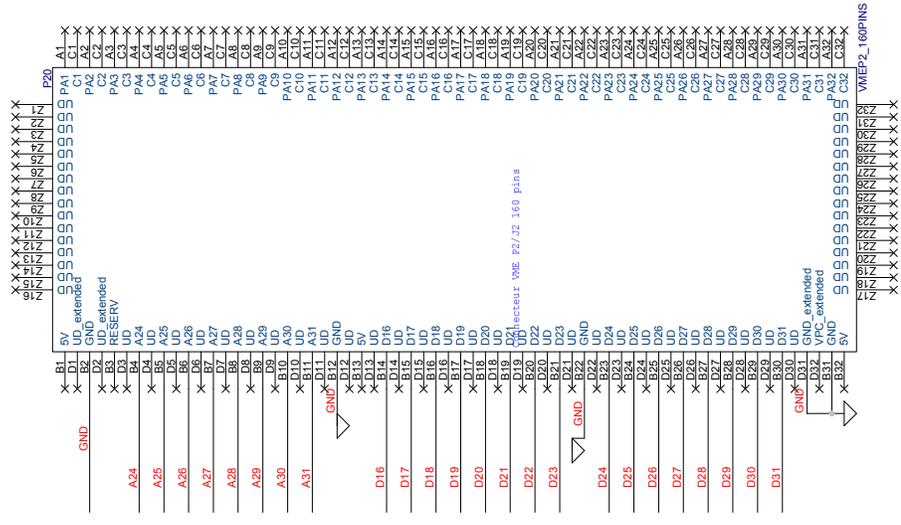
U1	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86		
	3_3VCC	DQ0	3_3VCC	DQ1	DQ2	OGND	DQ3	DQ4	3_3VCC	DQ5	DQ6	OGND	DQ7	NC	3_3VCC	DQM0	WE#	CASn	RASn	CS#	A1#	BA0	BA1	A10	A0	A1	A2	DQM2	3_3VCC	DQ16	OGND	DQ17	DQ18	3_3VCC	DQ19	DQ20	OGND	DQ21	DQ22	3_3VCC	DQ23	3_3VCC	DQ24	VSS	DQ25	OGND	DQ26	3_3VCC	DQ27	OGND	DQ28	DQ29	OGND	DQ30	VDDQ	DQ31	NC	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
	VDD	DQ15	VSSQ	DQ14	DQ13	VDDQ	DQ12	DQ11	VSSQ	DQ10	DQ9	VDDQ	DQ8	NC	VSS	DQM1	NC	CAS#	RAS#	CS#	A1#	BA0	BA1	A10	A0	A1	A2	DQM2	VSS	DQ16	VDDQ	DQ17	DQ18	VSSQ	DQ19	DQ20	VDDQ	DQ21	DQ22	VSSQ	DQ23	VDD	DQ24	VSS	DQ25	VSSQ	DQ26	VDDQ	DQ27	VSSQ	DQ28	DQ29	VSSQ	DQ30	VDDQ	DQ31	NC	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86

MT64LC2M32B2



SDRAM CONNECTION

Title	SDRAM CONNECTION	
Size	Document Number	Rev
A	<Doc>	<Rev/Code>
Date:	Wednesday, April 12, 2006	Sheet 6 of 9



Groupe technologique	
Christian Menier	
Titre Tigrès Collector	
Size B	Document Number VMEP2
Date: Wednesday, April 12, 2006	Sheet 9 of 9
Rev 4 (Real Code)	

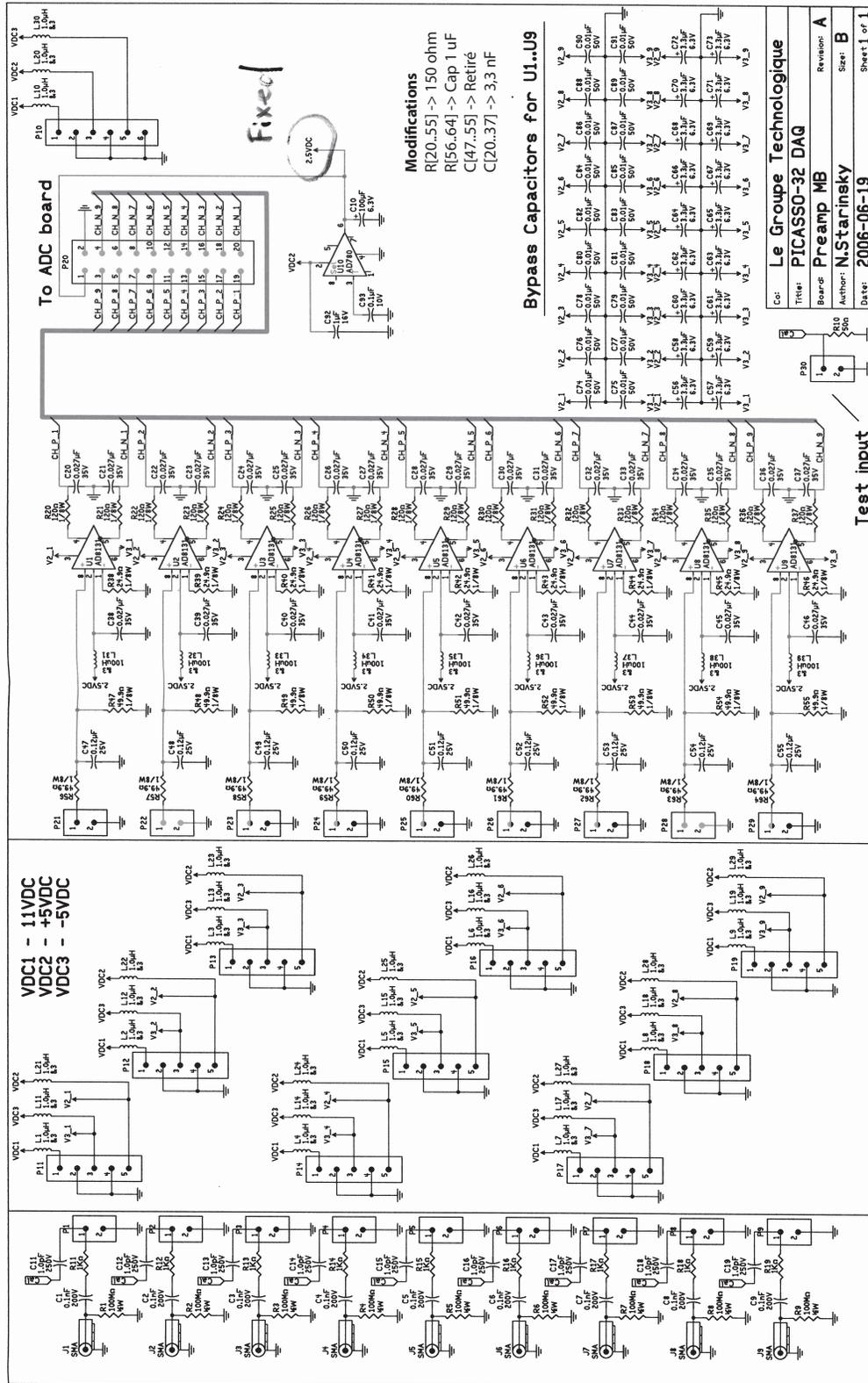


Figure II.2 – Circuit d’une carte mère avec les modifications de la mise à jour.

Annexe III

Résultats finaux de Picasso

Les résultats finaux de Picasso seront publiés sous peu. Voici l'article qui sera publié.

Final Sensitivity Results of the PICASSO Dark Matter Search Experiment

S. Archambault^{a,1}, F. Aubin^{a,2}, E. Behnke^b, M. Besnier^d, P. Bhattacharjee^c,
X. Dai^{d,3}, M. Das^c, A. Davour^d, F. Debris^a, N. Dhungana^e, J. Farine^e,
M. Fines-Neuschild^a, S. Gagnebin^f, G. Giroux^d, E. Grace^b,
C. M. Jackson^{a,4*}, A. Kamaha^d, C. B. Krauss^f, S. Kumaratunga^a,
M. Lafrenière^a, M. Laurin^a, I. Lawson, L. Lessard^a, I. Levine^b, C. Levy^d,
D. Marlisov^f, J.-P. Martin^a, P. Mitra^f, A. J. Noble^d, M. -C. Piro^a,
A. Plante^a, R. Podviyanuk^e, S. Pospisil^h, O. Scallion^d, 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, Lively ON, P3Y 1N2, Canada*

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

The PICASSO dark matter experiment has operated an array of 32 superheated droplet detectors containing 3.2 kg of C₄F₁₀ and collected an exposure of 546.7 kg days at SNOLAB between March 2012 and January 2014. We report on the analysis of the complete data set which includes for the first time acoustic localization to allow fiducialization 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 $\sigma_{SD} = 0.014$ pb (90% C.L.) at a WIMP mass of 20 GeV/c². In the spin-independent sector we exclude cross sections larger than $\sigma_{SI} = 6 \times 10^{-5}$ pb (90% C.L.) in the region around 7 GeV/c². Despite its success, several shortcomings of the droplet technique became apparent, favoring the use of bulk superheated liquids in next generation experiments.

*Corresponding author: jackson@lps.umontreal.ca

¹Present address: Department of Physics, McGill University, Montreal, H3A 2T8, Canada

²Present address: Univ. of Minnesota, Minneapolis, MN 55455, USA

³Present address: AECL Chalk River Laboratories, Chalk River, K0J 1J0, Canada

⁴Present address: Univ. of California, Berkeley, CA 94720, USA

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 could not be established so far. The class of particles best justified theoretically is usually referred to as WIMPs, or Weakly Interacting Massive Particles [1-3]. The experimental signature of such particles can be searched for indirectly by looking for annihilation products from zones of high dark matter density 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 PICASSO experiment at SNOLAB uses 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 high natural isotopic abundance ($\sim 100\%$) [4,5]. The low mass number also leads to peak sensitivity in the low WIMP mass range of tens of GeV/c^2 , an area of much recent interest in dark matter experiments [6-8]. In this region also a competitive spin independent search can 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 [9-12]. Since the detector captures phase transitions it performs as a threshold device, which can be controlled by setting the temperature and/or pressure. The explosive bubble nucleation is accompanied by an acoustic signal in the audible and ultrasonic frequency range and gives information on the nature of underlying event [13,14]. Since each temperature corresponds to a defined recoil 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 were converted into energy thresholds. At the normal operating thresholds of PICASSO above 1 keV, γ rays and electrons do not deposit

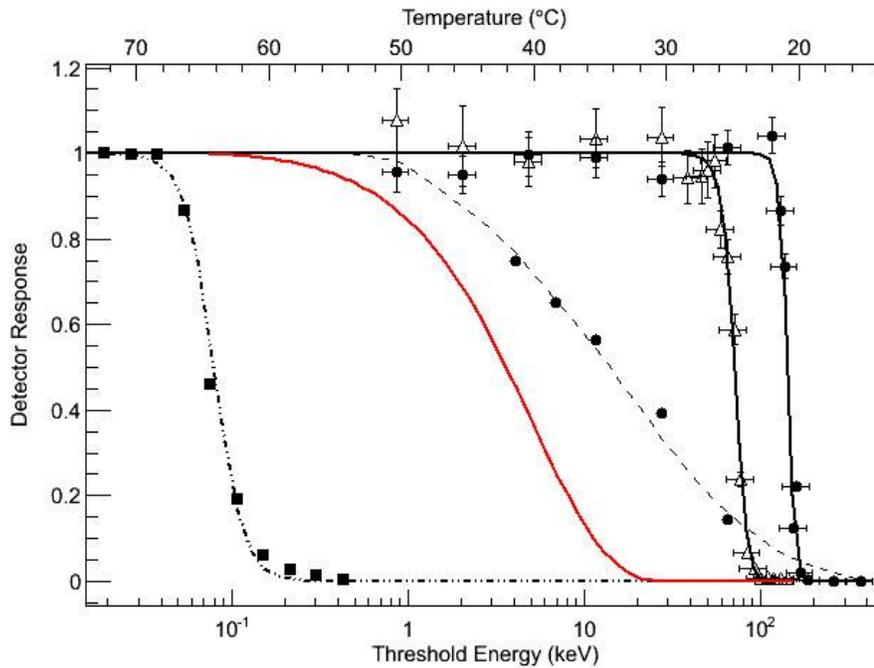


Figure 1: Response to different kinds of particles in superheated C_4F_{10} . From left to right: 1.75 MeV γ -rays and MIP's (dot-dashed; ^{19}F recoils modeled assuming the scattering of a $50 \text{ GeV}/c^2$ WIMP (red); poly-energetic neutrons from an AcBe source (dotted); α -particles at Bragg peak from ^{241}Am decays (open triangles); ^{210}Pb recoil nuclei from ^{226}Ra spikes (full dots).

sufficient energy to cause a phase change and these events are suppressed by a factor 10^{-9} . Only alpha particles and neutrons can contribute particle induced backgrounds to the WIMP searches in this detector. Since α - particles induce phase transitions over the entire range of the WIMP sensitivity, they are the most important background for this kind of detector in dark matter searches. However the shapes of the WIMP response (essentially exponentially falling) and of the α -response (constant) differ substantially, such that they can be separated by fitting the two contributions. A detailed discussion of the detector response is given in [14]. Other experiments using the superheated liquid technique for dark matter searches are COUPP, PICO, SIMPLE, and MOSCAB [15–19].

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 [20, 21]. Data

taking with 32 detector modules started in March 2012 and concluded in January 2014 with a total exposure of 5467.4 ± 164 kg days. This last data taking period was enhanced by lower background rates in newer and cleaner detectors and an optimization of the data taking, concentrating on low energy threshold measurements between 0.9 - 2 keV.

The PICASSO detectors and their operation principle have been described in detail in [14, 21]. The set-up of the experiment accommodates 32 detectors, where each detector is filled with 4.5L of a water saturated polyacrylamide emulsion and loaded with ~ 200 μm diameter droplets of C_4F_{10} . With a boiling temperature of $T_b = -1.7^\circ \text{C}$ at a pressure of 1.013 bar, the droplets can be kept at temperatures from $25^\circ - 50^\circ \text{C}$ in a moderately superheated state with thresholds in the range between 0.9 - 60 keV. The precise relation between energy threshold and operating temperature in C_4F_{10} has been determined by extensive measurements using mono-energetic neutron beams and alpha emitters of known energies [14, 21, 22]. The active mass of each detector is known with a precision of 1% from weighing during fabrication, but additional uncertainties might arise due to losses during polymerization or diffusion into the gel matrix. Therefore the active detector masses and sensitivities are verified and monitored by measurements with a calibrated AmBe source. The total mass of C_4F_{10} in the set-up is 3.2 ± 0.1 kg, corresponding to 2.46 ± 0.07 kg of ^{19}F .

Each detector is read out by 9 piezoelectric transducers (Ferroperm P27) mounted at three different heights on the container wall; this arrangement allows localisation of events by triangulation and the definition of fiducial volumes, avoiding higher background regions near the container walls. Triggering of any of the nine transducers causes all channels to acquire data. The trigger is fully sensitive over the entire threshold range [23].

The detectors are typically operated for 40-50 hours before they are compressed by a hydraulic system to prevent damage to the gel matrix due to slowly continuing bubble growth. A compression phase which reduces bubbles to the original droplet state lasts 12 hours at a pressure of 6.2 bar. The complete system of the 32 detectors is housed in eight groups of four in thermally isolated boxes and is temperature controlled to roughly $1/10^\circ \text{C}$ to have a well-defined detection threshold. All 32 detectors have met the data quality requirements and are used in the analysis.

The entire installation is surrounded by 50 cm of water, contained in polyethylene tanks of dimensions 180 x 51 x 178 cm³ each, and which serve as neutron moderator and shielding. At the SNOLB 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⁻¹y⁻¹ was found from the relative abundance of isotopes in the surrounding Norite rock by computations using the SOURCES code [24,25]. These neutrons were further propagated by a Geant-4 simulation through the rock, the cavern and the water shielding to the detector location. The performance of the simulation and the effectiveness of the shielding were checked by measurements with several ³He counters (SNO NCDs) which were surrounded by a dedicated polyethylene neutron moderator [24]. Measurements and simulations with and without water shielding showed that 99.66 ± 0.01% of the incoming neutrons with energies above 5 keV were removed. Using the estimate of the fast neutron flux underground of $4 \pm 2 \times 10^3$ neutrons m⁻²d⁻¹ in the cavern [26] and an average sensitivity of PICASSO detectors to neutrons of 0.1 cts per neutron g⁻¹cm⁻² [22], the expected event rate induced by fast neutrons was determined to 0.14 cts kg⁻¹d⁻¹. This rate is still more than a factor ten smaller than the sensitivities of the best detectors in the set up.

The definition of a good event is determined by cut parameters on a couple of acoustic variables described below. To determine these cuts the array of detectors was calibrated with a weak poly-energetic Am/Be neutron source (68.71 ± 0.74 ns⁻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 variation of the event selection parameters. A total of 53.8 kg days' worth of neutron data was acquired for the calibrations.

4. Acoustic Background Discrimination

Calibrations with neutron test beams and fast neutrons from AcBe, AmBe sources showed that the waveforms associated with particle induced acoustic signals have typical frequency spectra (FFT) and characteristic time dependences [22]. The signals have a short rise time, reaching a maximum after 20 - 40 μ s and 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 are not droplet size dependent and concentrate in a well-defined peak. These features and others are used to construct variables which allow the discrimination of particle induced events from non-particle background events. Since all event selection variables are dependent on the detector module and the operating temperature, all variables and cut values were calculated from the neutron calibration event distributions (averaged over all piezoelectric transducers) and were defined at the 95% level of the fitted neutron peak. A polynomial function was fitted to cut values obtained from all temperatures and used as the cut definition.

Event localisation by acoustic triangulation provides another powerful background discrimination especially against local alpha contaminations and non-particle events happening at the container walls. 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 adding a $500 \mu\text{s}$ time window (starting $125 \mu\text{s}$ before the event trigger). This primarily removes electronic noise [24].

The signal rise time variable (RVAR) is calculated by taking the standard deviation of the signal in the first $100 \mu\text{s}$ following the signal start time [24]. The variable resolution was also improved from the previous publication by adding a $500 \mu\text{s}$ time window. This primarily removes electronic noise and so-called “mystery” events, described later.

A *wavelet based* frequency and time variable (*WFLVAR*) was constructed by taking ratios of parts of the decomposed wavelet signal of the acoustic traces [24]. It replaced the older variable (*FVAR*) used in the previous publication which took ratios of a Fourier transformed signal.

Event localization (*ELOC*) is a new feature introduced in this analysis. The time differences between sound signals by different piezoelectric sensors are used to reconstruct the position of the bubble. First an event time for each piezoelectric sensor is found on raw and 18 kHz filtered signals from each piezoelectric sensor. Two methods were developed to find the event time: a comparison between two moving signal averages; and a cumulative

shape indicator. These arrival times are fitted using a multiparameter fit to obtain the localization point separately, giving four measurements of the bubble position. The results are then combined using a weighting that is inversely proportional to the fit quality χ^2 [27]. 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.

Applying *ELOC* in data taking runs, a peaked increase in events was observed in seven modules at the top of the detectors, close to the interface between emulsion and 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. An example is given in Fig. 2 which shows the vertical profile of the count rate in one of the detector modules (# 145). For these modules a tighter fiducial cut was implemented, reducing substantially the background rate.

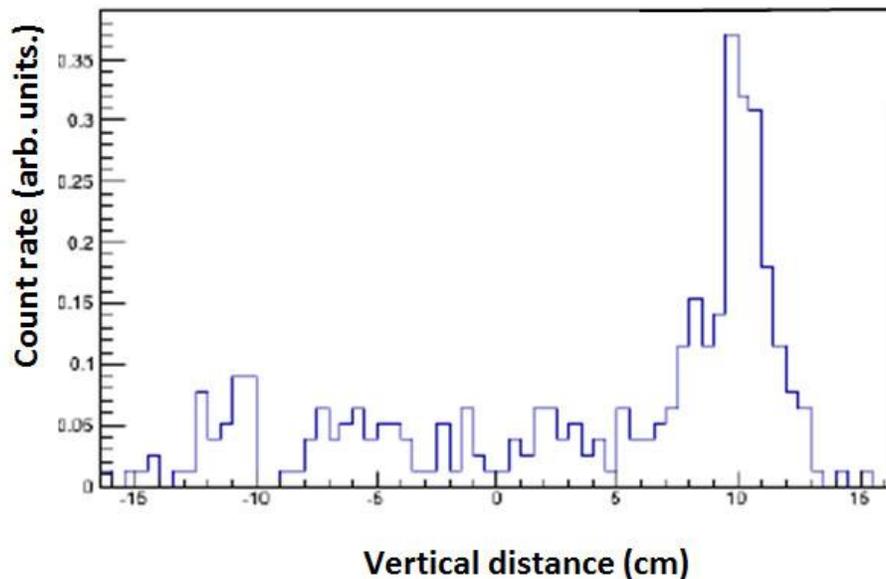


Figure 2: Event localisation by acoustic triangulation provides a new powerful tool for background discrimination. Shown here is the vertical profile of the count rate in one of the detector modules (# 145) with a peaked increase in α - decay events at the top of the detector, close to the interface between the droplet emulsion and the mineral oil buffer.

Event localization and wavelet analysis were particularly useful for the discrimination of so called “mystery events”: for high temperature runs $> 45^{\circ}\text{C}$ (i.e. low recoil threshold) a new type of background was observed in the data especially for seven detectors with decreased intrinsic alpha-background ($< 10 \text{ cts kg}^{-1}\text{d}^{-1}$). This background was characterized by an increasing 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°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 the emulsion interfaces. A fiducial cut of typically $r < 6 \text{ cm}$ and $|z| < 8 \text{ cm}$ around the center of the detector, together with the wavelet analysis was able to remove the mystery events altogether allowing the inclusion of the 0.9 keV threshold data for the first time. The active mass contained within the fiducial volume was measured using the Am/Be calibration source runs, and it was found that each detector had its fiducial mass reduced by about 30 %.

5. Analysis

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

A list of golden runs is established for each detector. In order to be a good run at least six working acoustic readout channels are required; the duration of a run must exceed 15 h and the gauge pressure in the detector has to be within 0.1 bar with respect to ambient pressure. The first hour is removed for each run to allow for detector stabilisation after decompression.

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 caused by

mechanical disturbances in the gel generated by fractures, deformation or gas bubble migration. The value used is 3s during data taking runs and 0.1 s during calibration runs. The run exposure is corrected to account for dead time.

A fiducial volume cut was applied as described in Section 3. The active mass was corrected to account for the reduction in exposure.

Finally the events had to pass the selections on *EVAR*, *RVAR* and *WFLVAR*, with cut values chosen such to yield 95% acceptance on calibration data. The event selection cuts efficiency was estimated by accounting for variable correlations. The correlation matrix was measured from the 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 fitted value was used as the efficiency correction and was typically (detector and temperature dependent) in the range of 80-90 %.

After correcting for cut acceptances and dead time the event rates for each detector at each temperature are normalized with respect to the respective active mass (^{19}F) and data taking time. The count rates of all detectors show a flat plateau in the range from 0.9 to 60 keV (50 – 25 $^{\circ}\text{C}$), similar to that observed in the presence of α -emitters (Fig.1) in the droplets. The count rates averaged over the plateau range are indicative of the level of α -contamination in the individual detectors and range from 60 cts $\text{kg}^{-1}\text{d}^{-1}$ for earlier modules to 5 cts $\text{kg}^{-1}\text{d}^{-1}$ for the last couple of detectors.

The progressive reduction in background was achieved by adding N_2 cover gas during all operations, adding an 0.2 μm filtration stage for the monomer solution, by additional purification of the polymerizing agent (TEMED) and finally, for detectors 150 onwards, by a doubling of all purification steps. The origin of the remaining α - background is uncertain, but the acoustic signature of the events suggests that the activity is located primarily within the droplets. Taking Det.164 with the lowest background rate, one would expect then a contamination at the level of $1 \times 10^{-11} \text{ gU g}^{-1}$ in the C_4F_{10} droplets.

In order to combine for illustrative purposes the data of all detectors in a single plot, we adopt the following procedure: for each detector the average count rate over the entire temperature range is calculated ($28^{\circ}\text{C} < T < 50^{\circ}\text{C}$); 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 somewhat elevated mine pressure (1.2 bar) the measured temperature at the location of the experiment corresponds to temperatures at surface (where the calibration was performed), reduced by 2°C .

The resulting threshold energy spectrum is shown in Fig. 3, where errors are dominated by statistics and reflect the time spent at respective temperatures. 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 28° to 50°C the dynamic range in threshold energy sensitivity is large and covers the region from 0.9 keV up to 60 keV;

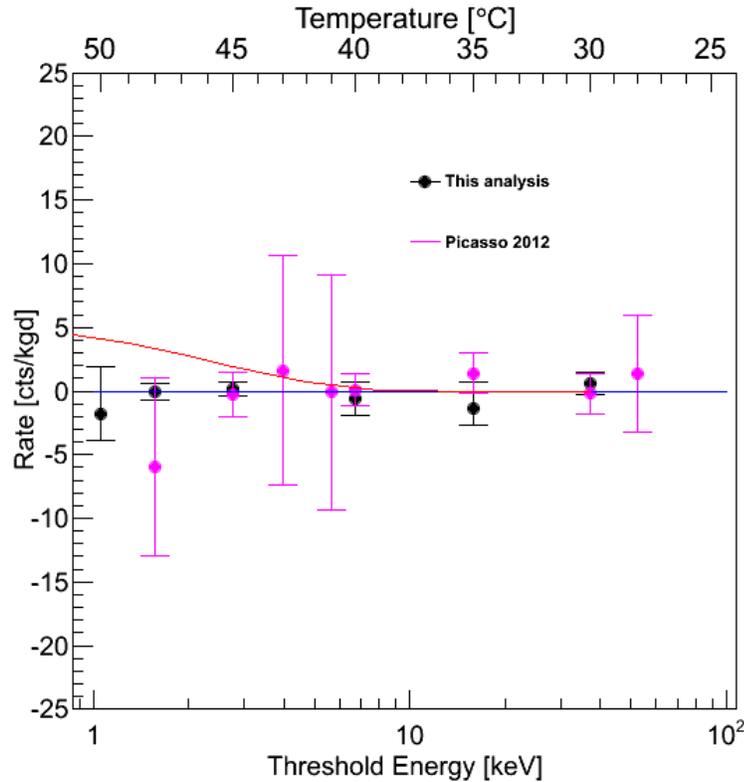


Figure 3: Combined data from all detectors for WIMP runs for the present analysis. For each detector the average count rate is calculated over the entire temperature/energy range ($28^{\circ} < T < 50^{\circ}\text{C}$) and subtracted from the individual data points at different temperatures. Data for each detector and temperature are then combined in a weighted average. A hypothetical WIMP with $M_W = 7 \text{ GeV}c^{-2}$ and $\sigma_{\text{SI}p} = 1.2 \times 10^{-4} \text{ pb}$ is shown by the red curve. PICASSO 2012 results are shown for comparison.

6. Results

To search for a dark matter signal the measured rates as 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 the detector. We use the formalism described in [28] which approximates the recoil energy spectrum by an exponentially falling distribution and we use the standard halo parameterization with $\rho_D = 0.3 \text{ GeVc}^{-2}\text{cm}^{-3}$, $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ and $v_{\text{Earth}} = 232 \text{ km s}^{-1}$. Still following [28] 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 detector operates as a threshold device the observed rate at a given recoil energy threshold $E_{\text{Rth}}(T)$ is given by

$$R_{\text{obs}}(M_W, \sigma_F, E_{\text{Rth}}(T)) = \int_0^{E_{\text{Rmax}}} P(E_R, E_{\text{Rth}}(T)) \frac{dR}{dE_R} dE_R \quad (1)$$

where dR/dE_R is the WIMP induced recoil energy spectrum and $P(E_R, E_{\text{Rth}}(T))$ describes the effect of a finite resolution at threshold; 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 [22]:

$$P(E_R, E_{\text{Rth}}(T)) = 1 - \exp \left[a(T) \left(1 - \frac{E_R}{E_{\text{Rth}}(T)} \right) \right] \quad (2)$$

The parameter $a(T)$ describes the steepness of the energy threshold. It is related to the intrinsic energy resolution of the detector and reflects the statistical nature of the energy deposition and its conversion into heat. The larger is a , the steeper is the threshold. Our measurements with α -emitters with well defined, mono-energetic recoil nuclei (^{210}Pb) indicate a threshold that can be described with $a > 10$ at 146 keV. Test beam measurements at lower energies with mono-energetic neutrons from 5 to 100 keV are compatible with $1 < a < 5$, and poly-energetic neutron responses can be fit

best with $a \sim 5$. As in [21] we adopt a principal value of $a = 5$ and let the parameter vary within the interval $2.5 < a < 7.5$.

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 and by fitting the WIMP response curve and a flat alpha background an upper bound on 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. The result for each detector is shown in Fig. 4 for a WIMP mass of $M_W = 20 \text{ GeV}c^{-2}$, the mass region of highest sensitivity.

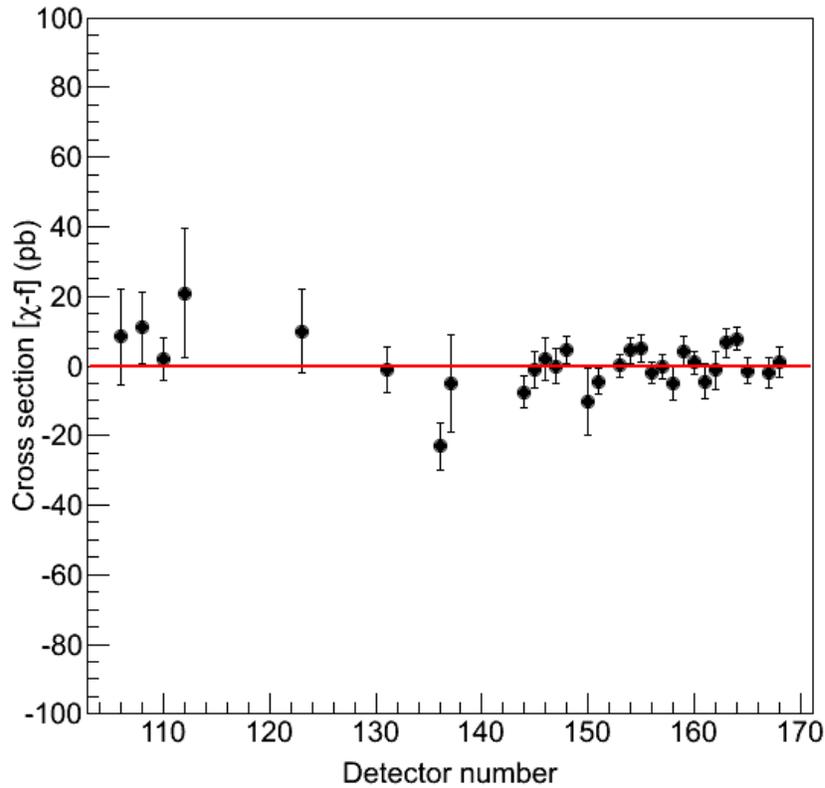


Figure 4 : Summary of the performance of all 32 detectors used in this analysis. Cross section values in pb for WIMP interactions on ^{19}F are quoted for a resolution parameter $a = 5$ and for a WIMP mass of $20 \text{ GeV}/c^2$, which is close to maximum sensitivity. Systematic uncertainties are included as listed in the text. The detector number follows the time of fabrication and the increasing sensitivity reflects the reduction in alpha background achieved by various improvements in purification of the detector ingredients.

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. Combined in a weighted average, maximum sensitivity occurs for WIMPs in the mass region around $M_W = 10 \text{ GeV}c^{-2}$ and with a cross section of $\sigma_F = 0.12 \pm 0.73 \pm 0.12 \text{ pb}$ (1σ). The systematic error contribution was estimated as: a 3 % uncertainty in recoil detection efficiency inferred from the α particle response; a 5% uncertainty in the determination of the active mass; a 1 % uncertainty from energy scale shifts due to temperature uncertainties during neutron beam calibrations; <1 % from atmospheric pressure change uncertainties; <1 % due to hydrostatic pressure uncertainty in the detector, an average of 3 % (30⁰ C) to 4 % (48⁰ C) cut efficiency uncertainty calculated for individual detectors and temperatures by varying run selection criteria; To be added: Fiducial volume cut uncertainty;

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:

$$\sigma_p^{\text{SD}} = \sigma_F \left(\frac{\mu_p}{\mu_F} \right)^2 \frac{C_p^{\text{SD}}}{C_{p(\text{F})}^{\text{SD}}} \quad (3)$$

Here $\mu_{p,\text{F}}$ are the WIMP-proton (fluorine) reduced masses, C_p^{SD} is the enhancement factor for scattering on the free proton and $C_{p(\text{F})}^{\text{SD}}$ is the corresponding quantity for scattering on protons in the ^{19}F nucleus with the ratio $C_p^{\text{SD}}/C_{p(\text{F})}^{\text{SD}} = 1.23$ [29,30]. The result for σ_F is then converted into a cross section on protons of $\sigma_p^{\text{SD}} = 0.004 \pm 0.011 \pm 0.002 \text{ pb}$, yielding a best limit of $\sigma_p^{\text{SD}} = 0.017 \text{ pb}$ (90% C.L.) for WIMP masses around 20 GeV^{-2} . Adding the 114 kgd exposure of our 2012 data improves this limit slightly to $\sigma_p^{\text{SD}} = 0.014 \text{ pb}$ (90% C.L.). The resulting exclusion curve for the WIMP cross section on protons as a function of WIMP mass is shown in Fig. 5 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.

Similarly the limits on σ_F can be translated into an upper bound on the WIMP proton cross section in the spin independent sector with a maximum sensitivity at $M_W = 20 \text{ GeV}c^{-2}$ and $\sigma^{SI} = 3 \times 10^{-5} \text{ pb}$ (90% C.L.). A summary of allowed regions and exclusion limits is shown in Fig. 6.

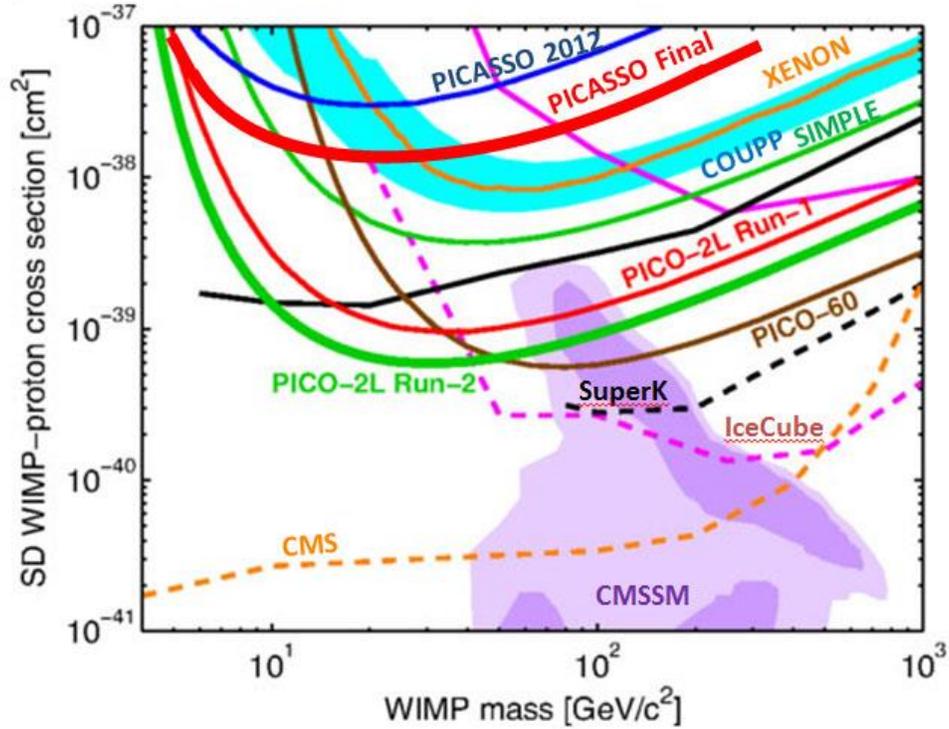


Figure 5: Upper limits at 90% C.L. on SD-WIMP proton interactions. The final PICASSO limits are shown as full red lines along with limits from PICO2L (green [16]), PICO 60 (brown [31]), COUPP-4 (light blue) [32], SIMPLE (green[18]) and Xenon (orange [33]). Indirect searches are represented by Ice-Cube (pink[34]), SuperK (black[35,36]) with comparable limits by ANTARES, Baikal and Baksan [37,38,39]. Limits from accelerator searches by CMS are shown in (orange [40]). Comparable limits are set by ATLAS [41]. The purple region represents predictions in the framework of the CMSSM [42].

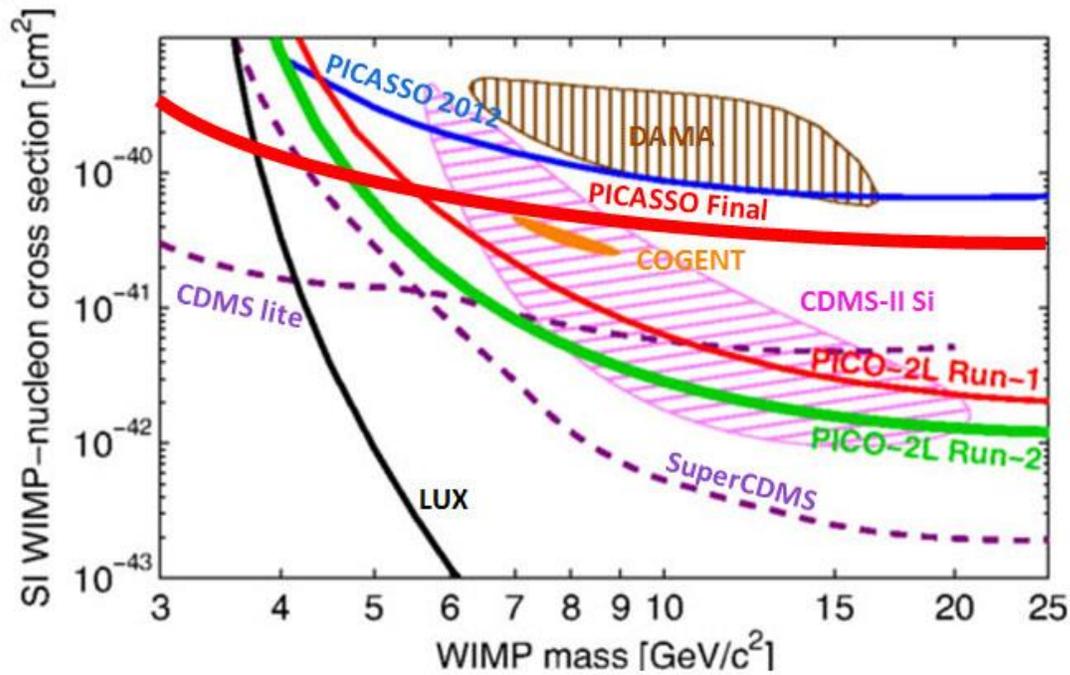


Figure 6: Upper limits at 90% C.L. in the spin-independent sector. Only a region of interest in the range of low WIMP masses is shown. The closed contours are the allowed regions of DAMA (brown), COGENT (orange) and CDMS-II Si (pink) [6-8]. The final PICASSO limits are shown in full red, along with PICO-2L (green[31]), LUX (black[43]), CMS-lite and SuperCDMS (dashed purple[44,45]). Similar limits (not shown) are set by XENON10, XENON100 and CRESST [46-48].

7. Conclusion and Outlook

PICASSO has operated a system of 32 superheated droplet detectors at SNOLAB with a combined exposure 546.7 kg days. No indication of a WIMP signal was observed and a spin dependent limit of 0.014 pb at $M_W = 20 \text{ GeV}c^{-2}$ was set at a 90% confidence limit. In the spin independent sector a limit of 6×10^{-5} pb (90% C.L.) at 7 GeV 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 0.9 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 and 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 only be efficiently applied in bulk superheated liquids. PICASSO will therefore no longer pursue the research and development of superheated droplet detectors and instead will focus on Freon based superheated liquids in more traditional bubble chambers as part of the PICO collaboration [4] [5].

Acknowledgements

We wish to thank SNOLAB and its staff for its hospitality and for providing help and competent advice whenever needed. 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 the members of the PICO collaboration for inspiring discussions and for providing the templates for the updated exclusion plots.

References

- [1] K.A. Olive et al.(Particle Data Group), Chinese Phys.C38, 090001 (2014).
- [2] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, Phys.Rep.267, 195 (1996).
- [3] M.W. Goodman and E. Witten, Phys. Rev.D31, 3059 (1985).
- [4] J. Ellis, R. Flores, Phys.Lett.B 263 (1991)
- [5] V. Bednyakov et al., Phys. Rev. D55 (1997) 503
- [6] R. Bernabei et al., Eur. Phys. J.C56, 333 (2008)
- [7] C. E. Aalseth et al., Phys. Rev.D88, 012002 (2013)
- [8] R. Agnese et al., Phys. Rev.D88, 031104 (2013)
- [9] D.A. Glaser, Phys.Rev. 87(1952) 665
- [10] R. Apfel Nucl. Inst. Meth 162 (1979) 603
- [11] H. Ing et al.; Radiat. Meas. 27 (1997) 1
- [12] V. Zacek, Il Nuovo Cimento A 107 (1994) 1247
- [13] F. Aubin et al., New J. of Physics 10 (2008) 103017
- [14] S. Archambault et al., New J. of Physics 13 (2011) 043006
- [15] E. Behnke et al, Phys. Rev. D 88, 021101(R) (2013)
- [16] C. Amole et al Phys. Rev. D 93, (2016) 061101
- [17] C. Amole et al., Phys. Rev. D93 (2016) 052014
- [18] M. Felizardo et al., Phys. Rev. D89, 072013 (2014).
- [19] R. Bertoni et al.; Nucl. Inst. Meth. A744 (2014) 61
- [20] S. Archambault et al.,Phys. Lett. B 682 (2009) 185
- [21] S. Archambault et al., Phys. Lett. B 711(2012) 153
- [22] M. Bernabé-Heider et al.; Nucl. Inst. Meth. A 555 (2005) 184
- [23] J.P. Martin and N. Starinski, *Designing the Data Acquisition System for the PICASSO Experiment*, Data Acquisition, (2010) M. Vadursi (Ed.), ISBN: 978-953-307-193-0
- [24] A. C. Kamaha, *Improved Limits On The Existence Of Dark Matter. The Final Results From The PICASSO Experiment*, PhD Thesis, Queen's University, March 2015
- [25] W. Charlton; Prog. in Nucl. Energy, 51: (2009) 608-613
- [26] W. Davidson et al.; *Background Measurement in the Creighton Mine*; SNO

collaboration, internal report

- [27] F. Aubin; *Localisation spatiale des événements dans les détecteurs PICASSO*, MSc Thesis, Université de Montréal, May 2005
- [28] L.D. Lewin and P.F. Smith, *Astropart. Phys.* 6 (1996) 87
- [29] D. R. Tovey et al.; *Phys.Let.B* 488 (2000) 17
- [30] F. Giuliani, *Phys.Rev. Lett.* 93 (2004) 161301
- [31] C. Amole et al.; *Phys. Rev. D*93, (2106) 052014
- [32] Behnke et al; *Phys. Rev. D*86, (2012) 052001
- [33] E. Aprile et al.; *Phys. Rev. Lett.* 111, (2013) 021301
- [34] M.G. Aartsen et al.; *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 131302
- [35] T. Tanaka et al.; *Astroph. J.* 742 (2011) 78
- [36] K. Choi et al.; *Phys.Rev. Lett.* 114 (2015) 141301
- [37] S. Adrià-Martinez et al.; *J. Cosmol.Astropart.Phys.* 1311 (2013) 032
- [38] S. Demidv and O. Suvorova, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 1006 (2013) 018
- [39] A. D. Avorin et al.; *Astrop. Phys.* 62 (2015) 12
- [40] CMS Collaboration, *Eur. Phys. J. C.*75 (2015) 235
- [41] ATLAS Collaboration, *Eur, Phys. J. C* 75, 299 (2015)
- [42] L. Roszkowski, et al; *J. High Energy Phys.* 2007 (2007) 075
- [43] D.S. Akerib et al.; arXiv : 1512.03506
- [44] R. Agnese et al.; arXiv : 1509.02448
- [45] R. Agnese et al.; *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014) 241302
- [46] J. Angle et al.; *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 051301
- [47] E. Aprile et al.; *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 181301
- [48] G. Angloher et al.; arXiv :1509.01515

Annexe IV

Résultats du détecteur PICO-60

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 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 S. Fallows,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. Scallon,^{11,10} S. Seth,⁶ P. Simon,⁷ A. Sonnenschein,⁷ I. Štekl,¹² E. Vázquez-Jáuregui,^{17,18,11} J. Wells,⁵ U. Wichoski,¹¹ V. Zacek,¹⁰ and J. Zhang⁴
(PICO Collaboration)

I. A. Shkrob¹⁹

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, Alberta 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*SNOLAB, Lively, Ontario, P3Y 1N2, Canada*

¹⁹*Chemistry Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA*

(Dated: March 4, 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.

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

* harriso@iusb.edu

† hugh@fnal.gov

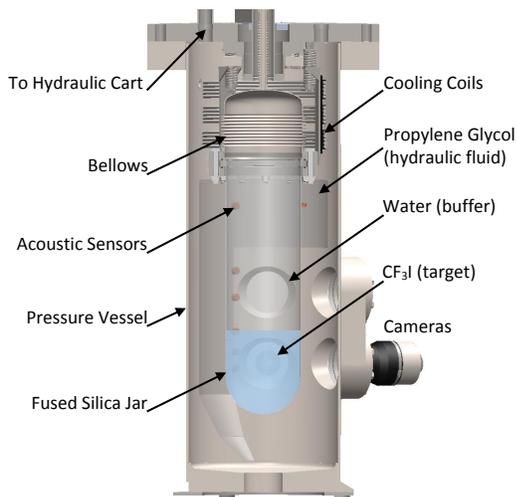


FIG. 1. A schematic of the PICO-60 bubble chamber.

the acoustic emission of bubble formation, and the ability to 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 SNO-LAB [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 resistance 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 x 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 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

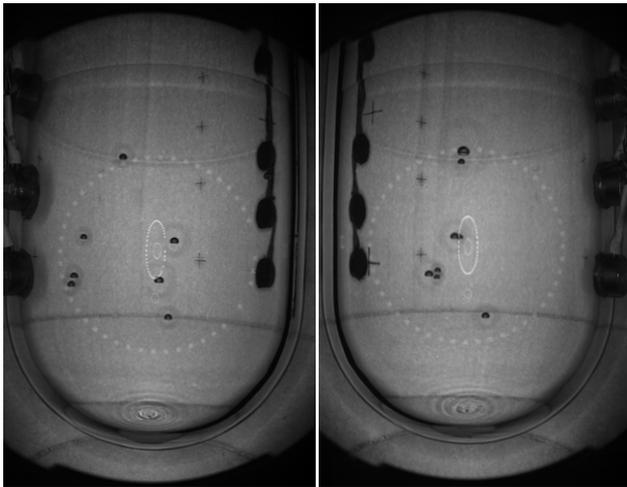


FIG. 2. Images of a multiple scattering neutron event from the two PICO-60 cameras. Reflection of the LED rings used for illumination are clearly visible on the front and back of the jar. The two vertical strings of acoustic sensors are visible running up the sides of the jar.

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 live days 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 $34.5 \pm 1.5^\circ\text{C}$ (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 ($37.5 \pm 0.5^\circ\text{C}$) and lower ($31.5 \pm 1.5^\circ\text{C}$) temperature running to explore bubble rates as a function of temperature, with around 6.6 days of $< 30^\circ\text{C}$ 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 live days 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 total amount of exposure vs Seitz threshold, with a total of 92.8 livedays in the dark matter search data.

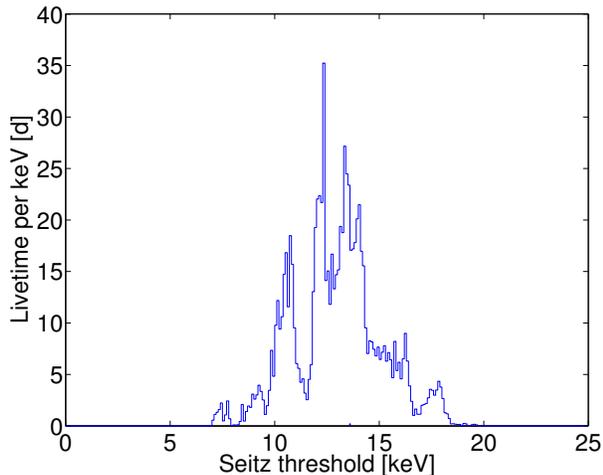


FIG. 3. Total livetime in the dark matter search data vs. Seitz threshold. Because of the temperature variations and the many pressure set points, the data sample a continuum of Seitz thresholds between 7 and 20 keV. There are a total of 92.8 livedays in the dark matter search data.

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 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 cali-

bration 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 are 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 compo-

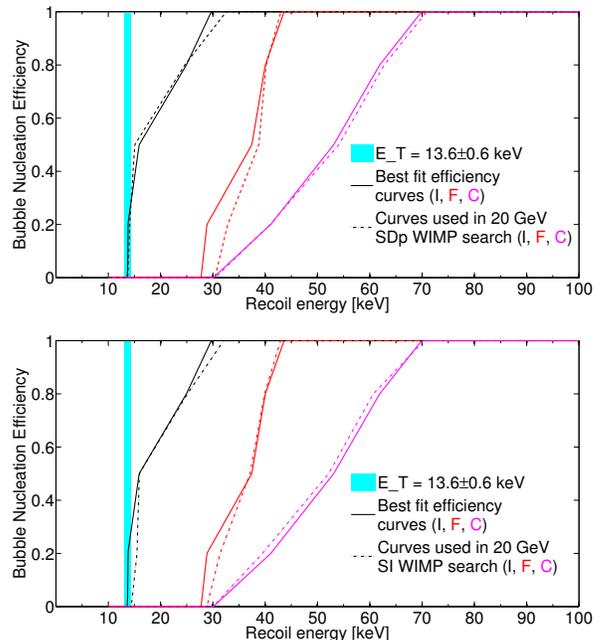


FIG. 4. The best fit iodine (black), fluorine (red), and carbon (magenta) efficiency curves for $E_T = 13.6$ keV data are shown by the solid lines, and the light blue band shows the calculated Seitz threshold with the experimental and theoretical uncertainties (the solid curves are the same in both the 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.

nents. 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 nucle-

ation events during the entire physics run, dominated by the 1.2 live days 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 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 $\text{AP}_{\text{low}} > 2.9$. 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 this dependence, so the AP is calculated separately in bins of size 1-3 kHz be-

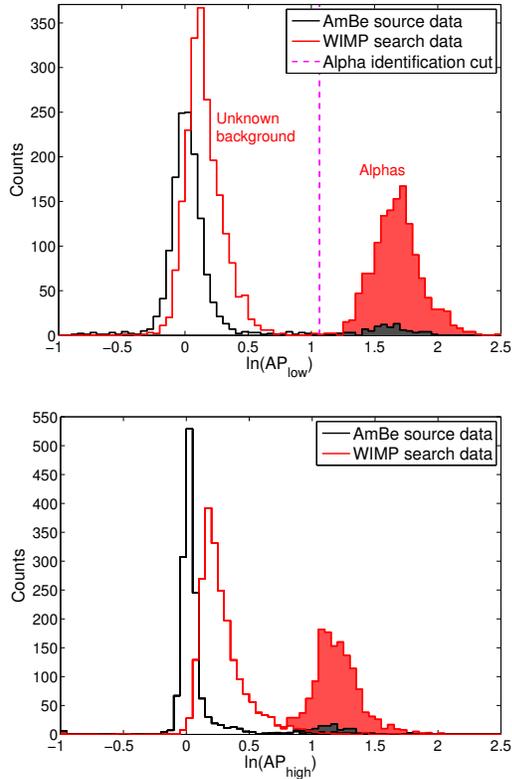


FIG. 5. AP distributions for neutron calibration (black) and WIMP search data (red) for all WIMP search data. The top figure shows AP_{low} for frequency bands between 7 and 63 kHz and the bottom figure shows AP_{high} for frequencies between 63 and 110 kHz. Events with $AP_{\text{low}} > 2.9$ are identified as alpha-decay events and shaded in both histograms. The rate of observed alpha decays is consistent between WIMP search data and calibration runs.

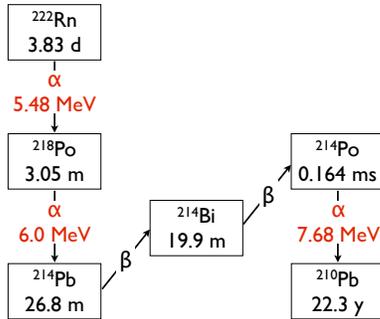


FIG. 6. The decays of ^{222}Rn and its daughters ^{218}Po and ^{214}Po , produce alphas with energies 5.48, 6.0, and 7.68 MeV, respectively, with the half-lives shown.

tween 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 .

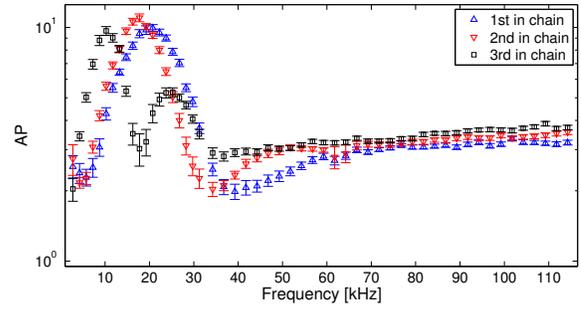


FIG. 7. The mean AP as a function of frequency bin for the first, second, and third decays of 82 triplets of consecutive alpha events whose timing is consistent with the fast radon decay chain. The data are normalized in each frequency bin to the neutron calibration data; i.e., the mean AP for neutron calibration data would appear flat at a value of 1.

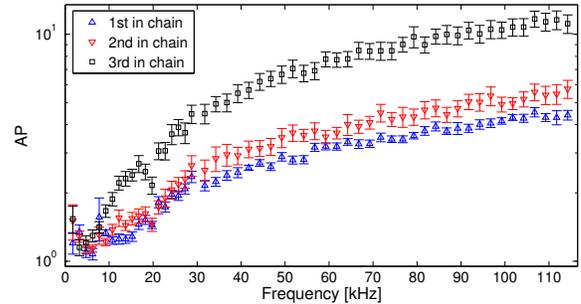


FIG. 8. The mean AP as a function of frequency bin in C_3F_8 [14] for the first, second, and third decays in 18 triplets of consecutive alpha events whose timing is consistent with the fast radon decay chain.

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).

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 alpha events do appear uniform in space, although we do observe correlations between events in a given decay chain, with daughter nuclei moving upward relative to the previous decay. Low AP events, 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, dis-

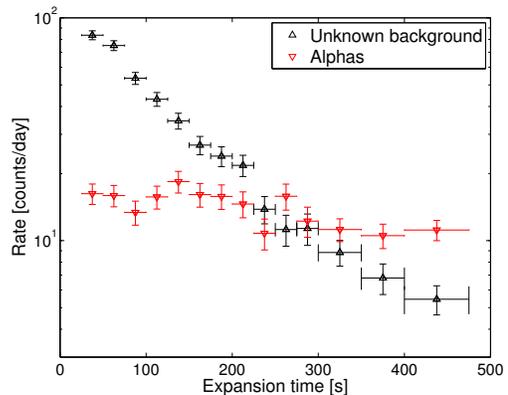


FIG. 9. Event rate of the nonalpha background events (black) and alpha events (red) as a function of the length of time the chamber was in an expanded state. The rate is calculated for intervals of expansion time indicated by the horizontal error bars; the rates measured in neighboring bins are uncorrelated. 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.

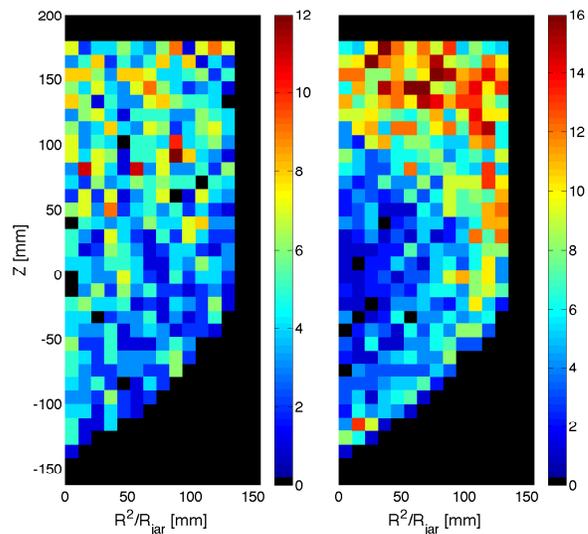


FIG. 10. Two-dimensional histogram of bubble location (R^2/R_{jar} vs Z). The left-hand plot shows all alpha events while the right-hand plot shows the background events. A dark matter signal would be isotropic in these units. As a proxy for a dark matter signal, the alphas are more uniformly distributed in the jar than the background events, which are concentrated along the walls and near the interface.

tance 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:

- $0.7 < \text{AP}_{\text{high}} < 1.020$
- Expansion time > 45.7 s
- Distance to the surface, $Z_{\text{surf}} > 67.8$ mm ($Z < 118.2$ mm)
- 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.

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 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 ef-

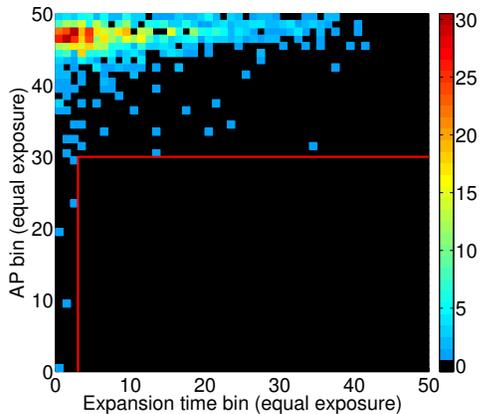


FIG. 11. A two-dimensional histogram of AP_{high} and expansion time after applying the optimum fiducial cuts, divided into bins of equal exposure to dark matter (i.e. a dark matter signal would appear uniform in the histogram). All the background events populate the left and top of the histogram. The optimum cuts are represented by the red rectangle.

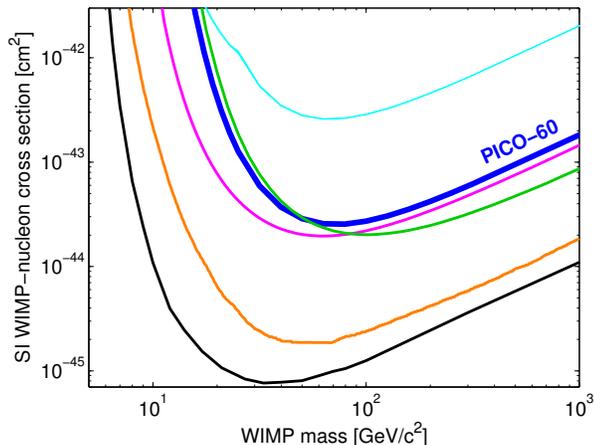


FIG. 12. The 90% C.L. limit on the SI WIMP-nucleon cross section from PICO-60 is plotted in blue, along with limits from COUPP (light blue), LUX (black), XENON100 (orange), DarkSide-50 (green), and the reanalysis of CDMS-II (magenta) [10, 41–44].

efficiency curves described in Sec. IIIB 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

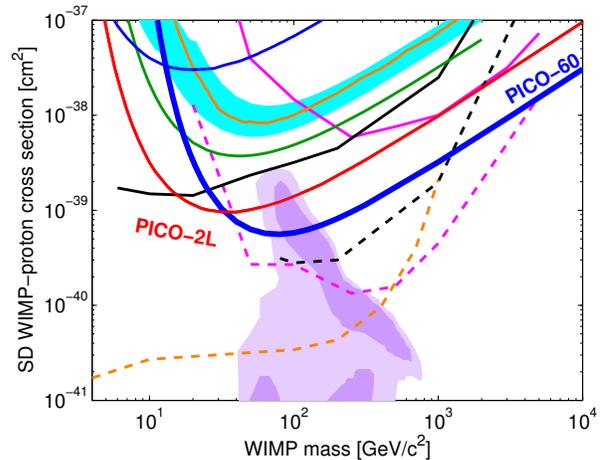


FIG. 13. The 90% C.L. limit on the SD WIMP-proton cross section from PICO-60 is plotted in blue, along with limits from PICO-2L (red), COUPP (light blue region), PICASSO (dark blue), SIMPLE (green), XENON100 (orange), IceCube (dashed and solid pink), SuperK (dashed and solid black) and CMS (dashed orange), [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].

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 interac-

tions 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]. Al-

though 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 Multi-Dark 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 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.

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

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.

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 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}

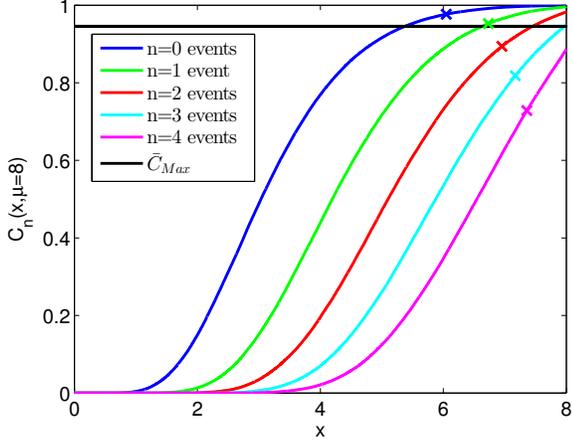


FIG. 14. $C_n(x, \mu)$ for $n = 0, 1, 2, 3, 4$ for simulations with $\mu = 8$. For each n , the maximum value of x for the restricted data set is indicated by an “x”. Over all n , the maximum of $C_n(x, \mu)$ for the restricted data set is 0.978 for $n = 0$. For $\mu = 8$, $\bar{C}_{\max} = 0.946$, indicated 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.

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% 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).

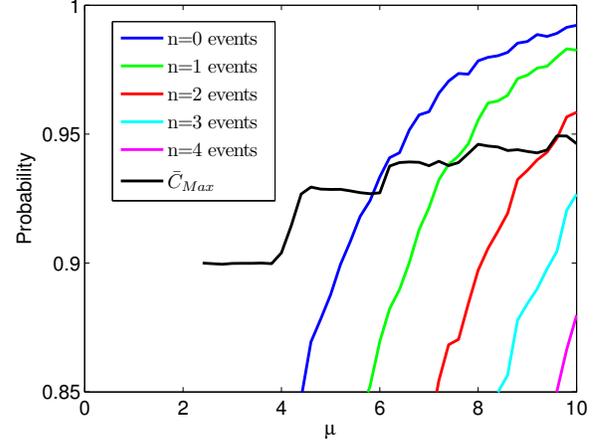


FIG. 15. Maximum of $C_n(x, \mu)$ for the restricted data set for $n = 0, 1, 2, 3, 4$, compared to \bar{C}_{\max} . Over the range of μ shown C_{\max} is always taken from the $n = 0$ curve. All WIMP couplings corresponding to $\mu \geq 5.4$, where $C_{\max} > \bar{C}_{\max}$, are excluded at the 90% C.L.

- [1] S. Ritz *et al.*, Particle Physics Projects Prioritization Panel Report, 2014.
- [2] P. Cushman *et al.*, arXiv:1310.8327 (2013).
- [3] E. Komatsu *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **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**, 496 (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. Broemmelstieg, 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, 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. S.* **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.*, 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.*, *Rad. Prot. Dosim.* **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-4kg 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, 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 (2015).
- [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.*, *Astrop. 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.* **01** (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).

Annexe V

Résultats de la première série de données du détecteur PICO-2L

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. Podvianiuk,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*

(Dated: June 30, 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.

PACS numbers: 29.40.-n, 95.35.+d, 95.30.Cq, FERMILAB-PUB-14-456-AE-E

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 meters of water equivalent depth. Here we report results from that run.

The bubble chamber (called PICO-2L) deployed in this experiment was very similar to the 2 liter chambers de-

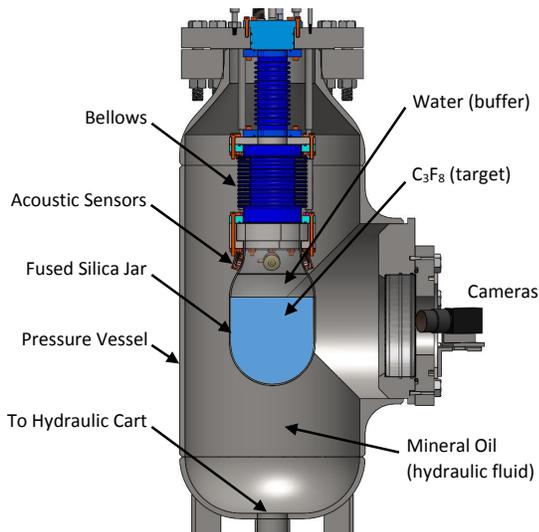


FIG. 1: A schematic of the PICO-2L bubble chamber.

scribed 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/L at $12^\circ C$ 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) piezoelectric 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 VGA 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 [16] in which the particle interaction must provide the energy necessary to produce a critically-sized bubble. We follow the method described in [12] 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 [12].

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 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 bub-

T (°C)	P (psia)	Seitz threshold, E_T (keV)	Livetime (d)	WIMP exposure (kg-d)	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

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).

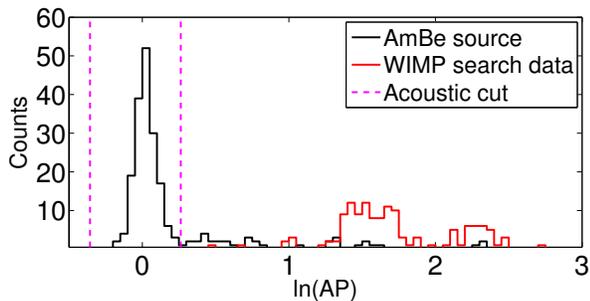


FIG. 2: AP distributions for neutron calibration data (black) and WIMP search data (red) at 4.4 keV threshold. Note that the x-axis shows $\ln(AP)$. As discussed in the text, alphas from the ^{222}Rn decay chain can be identified by their time signature and populate the two peaks in the WIMP search data at high AP , with higher energy alphas from ^{214}Po producing larger acoustic signals.

ble, 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 [13] 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 [14], 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, 15]. 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 MeV, 6.0 MeV, 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 [16] 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 been shown to more closely match the Seitz model predictions [12]. Simulations of nuclear recoil track geometries using the Stopping Range of Ions in Matter (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.

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 keV 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 observed at 4.4 and 8.1 keV. All 12 can-

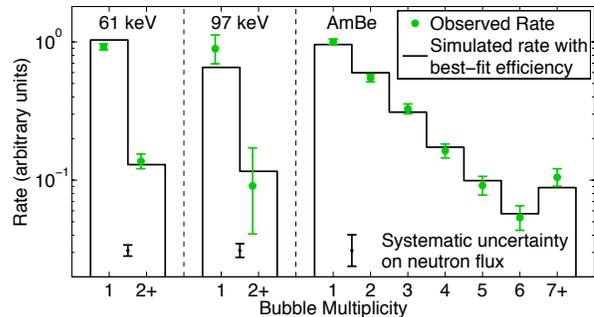


FIG. 3: The green points show the observed rates of single and multiple bubbles for the calibration sources at a thermodynamic threshold of 3.2 keV. Green error bars indicate statistical uncertainties, and the black error bars at the bottom show the systematic uncertainty on the neutron flux (a flat percent uncertainty that is common to all multiplicities in a given data set at the 10%, 12%, and 30% level 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.

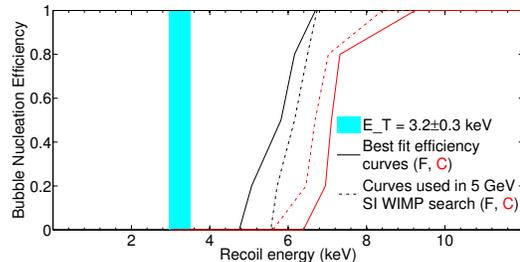


FIG. 4: The best-fit fluorine (black) and carbon (red) efficiency curves for 3.2 keV data are shown by the solid lines. The dashed lines show the curves used to determine sensitivity for a 5 GeV SI WIMP. The light blue band shows the calculated Seitz threshold with the experimental and theoretical uncertainties from Table I added in quadrature.

didate 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 mat-

ter signal but instead as an unknown background. Studies are now underway to test hypotheses for the source of these events.

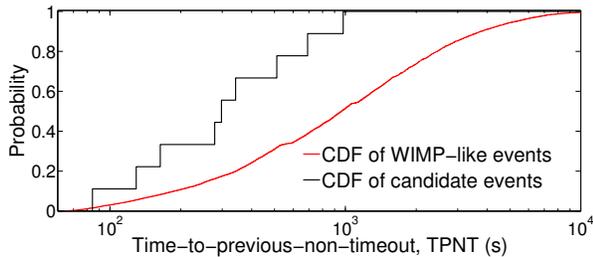


FIG. 5: The CDF of the time to previous non-timeout (TPNT) for events with random timing (simulated WIMP-like events) and the 3.2 keV candidate events. The two distributions are not consistent with each other.

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 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 [30]).

The PICO Collaboration would like to thank SNO-LAB 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

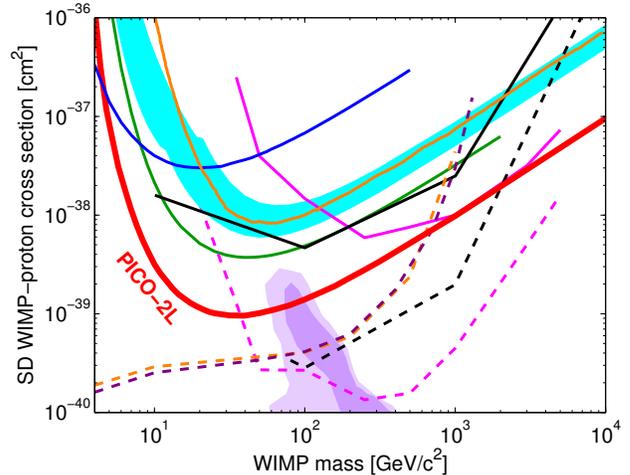


FIG. 6: The 90% C.L. limit on the SD WIMP-proton cross section from PICO-2L is plotted in red, along with limits from COUPP (light blue region), PICASSO (dark blue), SIMPLE (green), XENON100 (orange), IceCube (dashed and solid pink), SuperK (dashed and solid black), CMS (dashed orange), and ATLAS (dashed purple) [7, 9, 10, 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 [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 CMSSM model of [30].

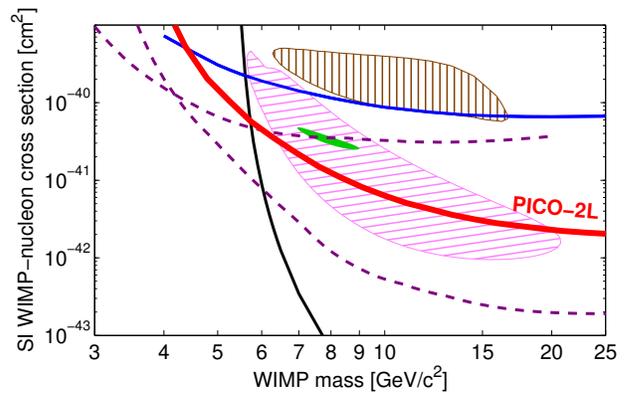


FIG. 7: The 90% C.L. limit on the SI WIMP-nucleon cross section from PICO-2L is plotted in red, along with limits from PICASSO (blue), LUX (black), CDMS-lite and SuperCDMS (dashed purple) [9, 34–36]. Similar limits that are not shown for clarity are set by XENON10, XENON100 and CRESST-II [37–39]. Allowed regions from DAMA (hashed brown), CoGeNT (solid green), and CDMS-Si (hashed pink) are also shown [40–42].

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 at 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.*, Particle Physics Projects Prioritization Panel Report, <http://www.usparticlephysics.org/p5/> (2014).
- [2] P. Cushman *et al.*, Snowmass CF1 Summary: WIMP Dark Matter Direct Detection, arXiv:1310.8327 (2013).
- [3] E. Komatsu *et al.*, *Astroph. J. Suppl.* **180**, 330 (2009) and refs. 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, *Ann. Rev. Astr. Astroph.*, **48**, 496 (2010).
- [6] M.W. Goodman and E. Witten, *Phys. Rev.* **D31**, 3059 (1985).
- [7] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev.* **D86**, 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.* **D89**, 072013 (2014).
- [11] D.A. Glaser and D.C. Rahm, *Phys. Rev.* **97**, 474 (1955).
- [12] E. Behnke *et al.*, *Phys. Rev.* **D88**, 021101 (2013).
- [13] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 506** 250-303 (2003); J. Allison *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** No. 1, 270-278 (2006).
- [14] 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 SNO-LAB, 2012 (unpublished).
- [15] F. Aubin *et al.*, *New J. Phys.* **10**, 103017 (2008).
- [16] F. Seitz, *Phys. Fluids* **1**, 2 (1958).
- [17] A. Robinson, Identification of Dark Matter 2012, <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 (1985).
- [19] S. Archambault *et al.*, *New J. Phys.* **13**, 043006 (2011).
- [20] S.A. Pozzi, E. Padovani and M. Marseguerra, *Nucl. Instr. Meth.* **A 513**, 550 (2003).
- [21] A. E. Robinson, *Phys. Rev.* **C89**, 032801 (2014).
- [22] S. Yellin, *Phys. Rev.* **D66** 032005 (2002).
- [23] J.D. Lewin and P.F. Smith, *Astrop. Phys.* **6**, 87 (1996).
- [24] D.R. Tovey *et al.*, *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.*, *Astroph. J.* **742**, 78 (2011).
- [28] S. Chatrchyan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 261803 (2012).
- [29] ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C**, 75 (2015).
- [30] L. Roszkowski, R. R. de Austri, and R. Trotta, *J. High Energy Phys.* **2007**, 075 (2007).
- [31] S. Adrián-Martínez *et al.*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2013** 11 032 (2013).
- [32] S. Demidov and O. Suvorova, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **1006** 018 (2010).
- [33] A. D. Avrorin *et al.*, *Astrop. 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* **C74**, 3184 (2014).
- [40] R. Bernabei *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C56**, 333 (2008).
- [41] C. E. Aalseth *et al.*, *Phys. Rev.* **D88**, 012002 (2013).
- [42] R. Agnese *et al.*, *Phys. Rev.* **D88**, 031104 (2013).

Annexe VI

Résultats de la deuxième série de données du détecteur PICO-2L

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. Podviianiuk,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, 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*

(Dated: March 29, 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.

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 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].

* Corresponding author; camole@owl.phy.queensu.ca

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 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 (491x656) used in [8] were replaced with higher-resolution (1280x1024) 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 tempera-

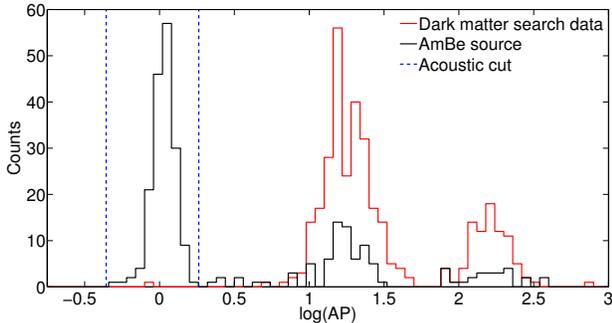


FIG. 1. AP distributions (in log scale) of the single-bubble events originating within the optical fiducial volume for neutron calibration data (black) and WIMP search data (red). The signal region in AP for single nuclear recoils is indicated between the dashed blue lines. In both the calibration and 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.

ture (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 Ref. [8, 10, 11] was

adopted. The AP distributions for WIMP search and calibration data are shown in Fig. 1. The 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

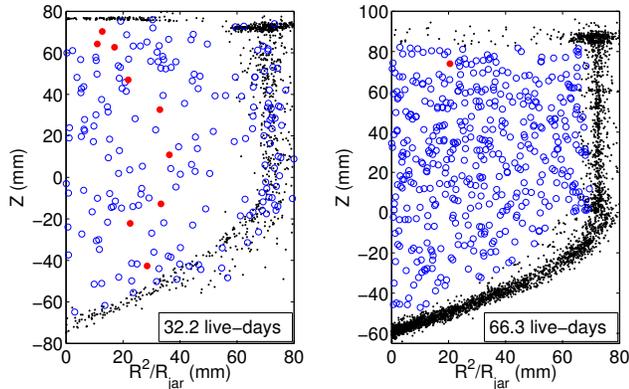


FIG. 2. Spatial distribution of bubble events in the 3.3 keV WIMP search data for Run-1 [8] (left, 32.2 live-days) and Run-2 (right, 66.3 live-days). Z is the reconstructed vertical position of the bubble, R is the distance from the center axis and R_{jar} the nominal inner radius of the silica jar (72.5 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 non-bulk 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.

data show the absence of the anomalous background events observed in the first run [8] of PICO-2L (Fig. 2). The 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.

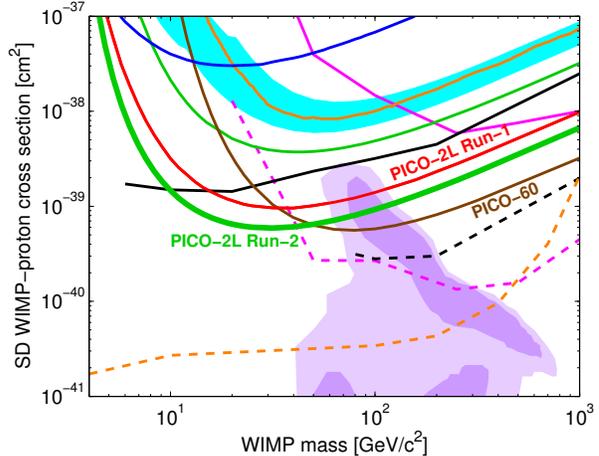


FIG. 3. The 90% C.L. limit on the SD WIMP-proton cross section from Run-2 (Run-1 [8]) of PICO-2L is plotted in green (red), along with limits from PICO-60 (brown), COUPP-4 (light blue region), PICASSO (dark blue), SIMPLE (thin green), XENON100 (orange), IceCube (dashed and solid pink), SuperK (dashed 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].

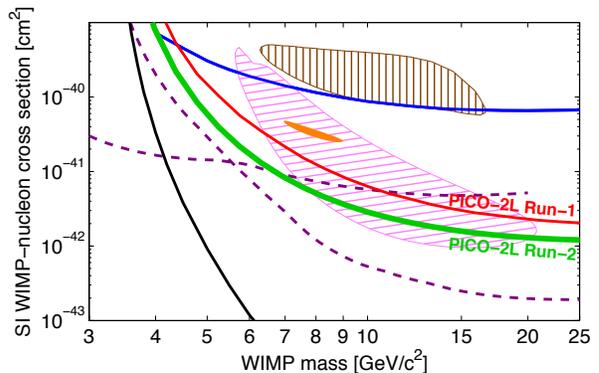


FIG. 4. (Color Online) The 90% C.L. limit on the SI WIMP-proton cross-section from Run-2 (Run-1 [8]) of PICO-2L is plotted in green (red), along with limits from PICASSO (blue), LUX (black), CDMSlite and SuperCDMS (dashed purple) [12, 38–40]. Similar limits that are not shown for clarity are set by XENON10, 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].

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.

IX. 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 PHY-1242637, PHY-0919526, PHY-1205987 and PHY-1506377, and by the U.S. Department of Energy under award 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 LM2015072); the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad, Consolider MultiDark (Grant CSD2009-00064) and DGAPA-UNAM through grant PAPIIT No. IA100316.

-
- [1] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys.* **C38**, 090001 (2014).
- [2] E. Komatsu *et al.*, *Astroph. J. Suppl.* **180**, 330 (2009) and refs. 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 [hep-ex], (2013).
- [7] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rep.* **405**, 279, (2005); J.L. Feng, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **48**, 496 (2010).
- [8] C. Amole *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 231302 (2015).
- [9] C. Amole *et al.*, arXiv:1510.07754v2 [hep-ex], (2015) *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. Dorns 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. Instr. Meth.* **A 506** 250-303 (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 *et al.*, *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] CMS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* **75**, 235 (2015).
- [30] S. Adrián-Martínez *et al.*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11** (2013) 32.
- [31] S. Demidov and O. Suvorova, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **06**, (2010) 18.
- [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) 25.
- [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) 75.
- [38] D. S. Akerib *et al.*, arXiv:1512.03506v2 [astro-ph], (2015).
- [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).