

Université de Montréal

**Étude et optimisation de l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées  
pour la détection de la matière sombre**

par  
Roxanne Guénette

Département de Physique  
Faculté des arts et des sciences

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

Avril, 2006

© Roxanne Guénette, 2006.



dc

3

054

2006

v.013

## AVIS

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

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

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

## NOTICE

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

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

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

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Étude et optimisation de l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées  
pour la détection de la matière sombre**

présenté par:

Roxanne Guénette

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Georges Azuelos,	membre du jury

**Mémoire accepté le: 11 avril 2006**

## RÉSUMÉ

La théorie de l'existence d'une matière sombre dans l'univers est aujourd'hui bien acceptée. Les derniers résultats expérimentaux montrent que la masse de l'univers doit vraisemblablement comporter une composante de matière sombre froide, non-baryonique. Les modèles théoriques suggèrent plusieurs particules candidates pour constituer cette matière. La particule candidate favorite, le neutralino, a pour origine la supersymétrie. L'expérience PICASSO tente de détecter cette particule de manière directe. Cette expérience utilise des détecteurs particuliers, des détecteurs à gouttelettes surchauffées. Ces détecteurs comportent plusieurs avantages et permettent à l'expérience PICASSO d'être compétitive dans le domaine de la détection directe de matière sombre.

Ces détecteurs nécessitent une étude complète afin de bien comprendre leur fonctionnement. Plusieurs calibrations ont été réalisées avec différentes particules : alphas, neutrons, gammas. La réponse des détecteurs à ces différentes particules a pu être mesurée. Plusieurs études sur la distribution des gouttelettes dans les détecteurs de la phase précédente de l'expérience ont été effectuées afin de déterminer la taille des gouttelettes ainsi que leur dispersion dans les détecteurs. Les conclusions de ces études ne sont cependant pas directement applicables à la nouvelle génération de détecteurs qui sont fabriqués de manière différente. Toutefois, ces études ont permis de comprendre les résultats obtenus de la phase précédente.

L'analyse des données recueillies par l'expérience PICASSO n'est pas simple. Le fait que les statistiques de cette expérience soient extrêmement faibles rend le travail plus délicat. Des simulations numériques de l'expérience ont montré que la façon de prendre les mesures affecte la sensibilité de l'analyse finale. En effet, il est possible, en utilisant des paramètres de l'expérience judicieusement choisis, d'optimiser la précision statistique. Ces paramètres ont été identifiés et seront utilisés dans les prochaines phases. Ces mêmes simulations ont aussi permis de simuler les phases futures de l'expérience PI-

CASSO et de calculer les résultats qu'on attend de ces phases.

Les simulations de l'expérience ont aussi permis d'étudier la capacité de l'expérience PICASSO à observer, dans le futur, une modulation annuelle dans le taux de comptage, due au mouvement de rotation de la terre autour du soleil. Une telle observation a été réalisée par une autre expérience de détection de matière sombre, DAMA, mais les résultats de cette expérience sont controversés. Les simulations numériques effectuées pour l'expérience PICASSO montrent qu'on sera en mesure d'observer cette modulation dans une phase future avec une sensibilité similaire à l'autre expérience, confirmant ou infirmant ainsi les résultats de cette dernière.

Mots clés : Matière sombre froide, particules, WIMP, neutralino, supersymétrie, détecteurs à gouttelettes surchauffées, modulation annuelle.

## ABSTRACT

The evidence of the presence of the dark matter in the universe is now well accepted. The latest experimental results show that the mass of the universe must have a non-baryonic cold dark matter component. Theoretical models suggest many candidates for this type of matter. The most popular candidate is a supersymmetric particle, the neutralino. The PICASSO experiment aims at detecting this particle in a direct way. This experiment uses particular detectors, superheated droplet detectors. These have many advantages and allow the PICASSO experiment to be competitive in the dark matter detection field. These detectors need a complete study to be well understood. Many calibrations have been performed for different particles : alphas, gammas and neutrons. The response of the detectors to these different particles has been measured. Many studies on the droplet distributions in the last generation detectors have been performed to evaluate the droplet diameter distribution and to see if there is non-uniform dispersion of the droplets in detectors. The conclusions of these studies are not really usable for the next detector generation, since they are made in a different manner. Nevertheless, these studies have permitted to understand the last phase results.

Since statistics are very low in the PICASSO experiment, data analysis is not easy. Numerical simulations of the experiment have been performed to show that analysis sensitivity is affected by the data taking strategy. It is possible, using well chosen parameters, to optimize the statistical precision. These parameters have been identified and will be used in the next stage of the experiment. These same simulations have been used to calculate the results expected in the next phases.

The numerical simulations have allowed to study the capacity of the PICASSO experiment to observe, in the future, an annual modulation in the neutralino count rate due to the Earth's rotation around the sun, as seen by the DAMA experiment. The results obtained by these simulations have shown that PICASSO should be able to see this mo-

dulation in a future phase, with a sensitivity similar to that reported by DAMA.

Keys words : Cold dark matter, particles, WIMP, neutralino, supersymmetry, superheated droplet detectors, annual modulation.



## TABLE DES MATIÈRES

<b>RÉSUMÉ</b> . . . . .	<b>i</b>
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	<b>iii</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .	<b>vii</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .	<b>xiii</b>
<b>NOTATION</b> . . . . .	<b>xiv</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> . . . . .	<b>xvi</b>
<b>CONTRIBUTIONS PERSONNELLES</b> . . . . .	<b>xvii</b>
<b>INTRODUCTION</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1 : LA MATIÈRE SOMBRE, UN PROBLÈME À RÉSOUDRE !</b>	<b>3</b>
1.1 Composition de la matière sombre . . . . .	4
1.2 Particules candidates à la matière sombre froide . . . . .	5
1.3 Les WIMPs de la SUSY . . . . .	8
1.4 Détails sur les interactions des neutralinos . . . . .	10
<b>CHAPITRE 2 : LES DÉTECTEURS À GOUTTELETTES SURCHAUFFÉES</b>	<b>16</b>
2.1 Principe de fonctionnement des détecteurs . . . . .	17
2.2 Fabrication des détecteurs . . . . .	21
2.3 Réponse des SBDs aux différentes particules . . . . .	23
2.3.1 Réponse aux neutrons . . . . .	23
2.3.2 Réponse aux $\alpha$ . . . . .	27
2.3.3 Réponse aux $\gamma$ . . . . .	29

2.3.4	Réponse aux $\chi_0$ . . . . .	30
<b>CHAPITRE 3 : ÉTUDE DES DISTRIBUTIONS DE GOUTTELETTES DANS</b>		
<b>LES SBDS . . . . .</b>		<b>32</b>
3.1	Effet de la taille des gouttelettes sur la réponse des SBDS . . . . .	32
3.2	Méthode visuelle d'analyse des distributions de gouttelettes . . . . .	33
3.3	Résultats des différentes analyses . . . . .	35
<b>CHAPITRE 4 : SIMULATIONS NUMÉRIQUES DE L'EXPÉRIENCE PI-</b>		
<b>CASSO . . . . .</b>		<b>42</b>
4.1	Expérience et analyse des résultats de 2004 . . . . .	42
4.2	La simulation . . . . .	46
4.3	Résultats des simulations . . . . .	49
<b>CHAPITRE 5 : OPTIMISATION DE LA PRISE DE DONNÉES À L'AIDE</b>		
<b>DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES . . . . .</b>		<b>52</b>
5.1	Paramètres à étudier . . . . .	52
5.2	Variation systématique des paramètres . . . . .	53
5.3	Résultat de l'optimisation . . . . .	56
<b>CHAPITRE 6 : SIMULATION DE LA MODULATION ANNUELLE DANS</b>		
<b>LE SIGNAL NEUTRALINO . . . . .</b>		<b>60</b>
6.1	Réponse aux neutralinos . . . . .	60
6.2	Simulation de la modulation . . . . .	65
6.3	Résultats des simulations . . . . .	70
<b>CONCLUSION . . . . .</b>		<b>77</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE . . . . .</b>		<b>79</b>

## LISTE DES FIGURES

- 1.1 Spectre de puissance des anisotropies de température du CMB en fonction de l'échelle angulaire  $\theta$  et du moment multipolaire  $l$ . On y voit les données de WMAP <sup>[56]</sup> ainsi que celles de CBI <sup>[57]</sup> et de ACBAR <sup>[58]</sup>. . . . . 5
- 1.2 Sections efficaces d'interaction permises par la théorie des différentes particules candidates à la matière sombre froide en fonction de leur masse. 9
- 1.3 Sections efficaces d'interaction permises par les modèles théoriques et par les résultats expérimentaux pour différentes masses de WIMP pour une interaction indépendante du spin. Les régions théoriques sont montrées par les zones jaune<sup>[61]</sup>, vert pâle<sup>[62]</sup>, rouge foncé<sup>[63]</sup>, bleu foncé<sup>[64]</sup> et rouge pâle<sup>[65]</sup> et les x noirs représentent des valeurs obtenues de <sup>[66]</sup><sup>[67]</sup>. Les résultats expérimentaux sont montrés par la région verte, pour la région permise par DAMA<sup>[68]</sup>, bleue pour les résultats de Edelweiss<sup>[69]</sup>, rouge pour CDMS II<sup>[70]</sup>, les résultats attendus pour CDMS II sont représentés par la ligne en tirets rouge, XENONIT la ligne en tirets verte et ZEPLIN IV-Max la ligne pointillée verte . . . . . 11
- 1.4 Derniers résultats des expériences de détection directe des WIMPs sur la section efficace d'interaction à 90% C.L. en fonction des masses du WIMPs pour l'interaction indépendante du spin. Les résultats de CDMS Ge (lignes pleines noire, bleue et rouge)<sup>[47]</sup><sup>[48]</sup>. La région permise par les modèles supersymétriques (zone lilas)<sup>[49]</sup>, et la petite région verte<sup>[50]</sup>. La région ombrée en rouge est la région permise par DAMA<sup>[51]</sup>, les limites expérimentales de DAMA<sup>[52]</sup>, d'EDELWEISS<sup>[53]</sup>, et de ZEPLIN<sup>[54]</sup>. 13

1.5	Derniers résultats des expériences de détection directe des WIMPs sur la section efficace d'interaction en fonction des masses du WIMPs pour l'interaction dépendante du spin. On voit les données de SIMPLE (ligne pleine épaisse), NAIAD (ligne pleine), CRESST (ligne pointillée), DAMA/Xe-2 (ligne pointillée et en tirets), DAMA/NaI (ligne pointillée pour Na, ligne en tirets pour I), et Tokyo (ligne en tirets) <sup>[55]</sup> . . . . .	14
1.6	Derniers résultats de EGRET, expérience de détection indirecte des WIMPs, sur la section efficace d'interaction en fonction des masses du WIMPs pour l'interaction indépendante du spin <sup>[55]</sup> . . . . .	15
1.7	Derniers résultats de EGRET, expérience de détection indirecte des WIMPs, sur la section efficace d'interaction en fonction des masses du WIMPs pour l'interaction dépendante du spin <sup>[55]</sup> . . . . .	15
2.1	Détecteur à gouttelettes surchauffées de l'expérience PICASSO de 4.5l dans un contenant d'acrylique. Le tube sur le dessus permet la recompression et les supports de couleur or permettent la connexion des câbles aux piézoélectriques . . . . .	16
2.2	Énergies de recul du $^{19}F$ dans les SBDs-1000 en fonction de la température. Les régions d'énergie correspondantes aux différentes particules sont identifiées. . . . .	20
2.3	Signal acoustique produit par une transition liquide-vapeur dans le détecteur enregistré par les piézoélectriques . . . . .	22
2.4	Diminution du bruit de fond interne selon les méthodes de purification en fonction du temps . . . . .	23
2.5	Réponse d'un SBD-1000 de 10ml à des neutrons de 400 keV en fonction de la température pour différentes pressions : 1 atm ( $\diamond$ ), 1,4 atm (o), 1,7 atm (x) et 2 atm (+) . . . . .	25
2.6	Énergie de seuil des neutrons pour différentes pressions : 1 atm ( $\diamond$ ), 1,4 atm (o) et 1,7 atm (x) . . . . .	26

2.7	Réponse aux neutrons de la source AcBe pour un détecteur SBD-100 (x) et un détecteur SBD-1000 (+) en fonction de la surchauffe réduite (voir équation 2.4) . . . . .	27
2.8	Constante de calibration mesurée selon plusieurs méthodes : par BTI (◇), faisceau de neutrons (+), simulation Monte Carlo (Δ), mesure directe avec le microscope (x) et pesée de la masse active lors de la fabrication (o). La région ombrée correspond à la valeur moyenne. . . . .	29
2.9	Réponse alpha pour des détecteurs dopés à l' $^{241}\text{Am}$ (◇) et à l' $^{238}\text{U}$ (o). . . . .	30
2.10	Réponse gamma mesurée à l'aide d'une source de $^{22}\text{Na}$ (dont l'activité est de $0.7 \mu\text{Ci}$ ) avec deux détecteurs SBD-1000 de 10 ml (●) et (*). . . . .	31
3.1	Images de gouttelettes recueillies à l'aide du microscope et de la caméra numérique . . . . .	34
3.2	Distribution des diamètres des gouttelettes pour plusieurs détecteurs, SBD-1000 : 24 :., 26 :x, 27 :+, 28 :*, SBD-1000 dopés aux $\alpha$ , 39 :◇, 56 :o et un SBD-1000 de 5l, 66 :Δ. On peut voir l'ajustement de la distribution du 24 en pointillés . . . . .	37
3.3	Distribution des volumes des gouttelettes pour les détecteurs 26 :*, 27 :+ et 28 :o. . . . .	38
3.4	Fraction de masse active selon la position verticale dans le détecteur (selon les tranches, 1 étant la tranche la plus en bas et 6, celle la plus haute), pour les détecteurs 26 :□ bleu, 27 :* vert et 28 :* rose . . . . .	40
3.5	Fraction de masse active selon la position horizontale dans le détecteur, pour les détecteurs 26 :□ bleu, 27 :* vert et 28 :* rose . . . . .	40
3.6	Fraction de masse active selon le diamètre maximal considéré pour l'ajustement de la distribution, pour les détecteurs 26 :□ bleu, 27 :* vert et 28 :* rose . . . . .	41
4.1	Taux de comptage pour le détecteur 40 aux différentes températures. On peut voir l'ajustement de la courbe alpha . . . . .	44

4.2	Réponse d'un détecteur avec ajustement de la courbe alpha et avec plusieurs courbes de réponse neutralino (pour différentes masses du $\chi_0$ ) . . .	45
4.3	Limites sur la section efficace d'exclusion du neutralino pour différentes masses obtenues du détecteur 40 . . . . .	46
4.4	Exemple de données générées numériquement pour certaines températures avec un ajustement de la courbe alpha. Le paramètre $p_0$ représente le facteur $\alpha$ de l'équation 4.1 . . . . .	48
4.5	Exemple d'un ajustement de la fonction $F$ pour une série générée numériquement. Les paramètres $p_0$ et $p_1$ représentent $\alpha$ et $\beta$ de l'équation 4.1 respectivement . . . . .	49
4.6	Histogramme des valeurs du paramètre $\beta$ obtenues de l'ajustement de la fonction $F$ sur 5000 séries des données simulées numériquement . . . .	50
4.7	Valeurs des limites d'exclusion à 90% C.L. de la section efficace de 5000 simulations numériques de l'expérience . . . . .	51
5.1	Résultats des limites d'exclusion à 90% C.L. obtenues de plus de 2700 simulations pour une masse du $\chi_0$ de 50 GeV . . . . .	54
5.2	Meilleurs résultats des limites de l'exclusion à 90% C.L. de la section efficace obtenus des 2700 simulations pour une masse du $\chi_0$ de 50 GeV.	56
5.3	Courbes et points expérimentaux optimisés simulés numériquement des limites d'exclusion de la section efficace d'interaction du $\chi_0$ en fonction de sa masse pour les différentes phases de l'expérience PICASSO. Les détails des différentes courbes sont donnés sur la figure, pour les points simulés : la phase 1a ( $\square$ noir), phase 1b ( $\nabla$ rouge), phase 2b ( $\square$ bleu) et phase 3 ( $\nabla$ ) rose . . . . .	59
6.1	Distributions des vitesses pour un $\chi_0$ de 50 GeV en juin (courbe noire) et en décembre (courbe rouge) . . . . .	61
6.2	Spectre différentiel de l'énergie de recul en keV pour juin (courbe bleue) et décembre (courbe rouge) pour un $\chi_0$ de 50 GeV ayant une section efficace d'interaction de 1pb . . . . .	62

6.3	Énergie minimum requise pour le déclenchement d'une transition de phase liquide-vapeur pour le fréon selon la température pour une pression d'opération de 1.2 bar (pression de la mine) . . . . .	64
6.4	Probabilité qu'une énergie de recul crée une bulle dans le SBD selon la température et selon l'énergie de recul, pour un $\chi_0$ de 50 GeV et une section efficace d'interaction de 1 pb à une pression de 1.2 bar . . . . .	65
6.5	Réponse d'un SBD selon la température pour un $\chi_0$ de 50 GeV ayant une section efficace d'interaction de 1 pb pour juin et décembre . . . . .	66
6.6	Réponse simulée pour juin (* bleu) et décembre (□ rose) avec un bruit de fond interne réduit de 10, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 720 h, pour un $\chi_0$ de 50 GeV et une section efficace d'interaction de 1 pb . . . . .	67
6.7	Réponse simulée pour juin (* bleus), et décembre (* noirs), avec un bruit de fond interne réduit de 600, une masse active de 25 kg et un temps de mesure de 720 h, pour un $\chi_0$ de 50 GeV et une section efficace d'interaction de 1 pb . . . . .	68
6.8	Réponse simulée pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 10, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 213 heures, pour un $\chi_0$ de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb . . . . .	69
6.9	Histogrammes des 5000 amplitudes, fréquences, phases et chi-carrés réduits obtenus des ajustements de la modulation pour 4 années à une température de 45, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 720 h, pour une masse de $\chi_0$ de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb . . . . .	70

6.10	Ajustement d'une droite sur les données simulées pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 213 h, pour une masse de $\chi_0$ de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb. Le paramètre $p_0$ représente la pente et $p_1$ l'ordonnée à l'origine. Le paramètre $p_2$ ne nous intéresse pas. . . . .	72
6.11	Histogrammes des chi-carrés réduits obtenus par les ajustements d'un cosinus (en bleu à gauche) et d'une droite (en noir à droite) sur les données simulées pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 25 kg et un temps de mesure de 720 h, pour une masse de $\chi_0$ de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb . . . . .	73
6.12	Histogrammes des chi-carrés réduits obtenus par les ajustements d'un cosinus (en bleu à gauche) et d'une droite (en noir à droite) sur les données simulées pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 213 h, pour une masse de $\chi_0$ de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb . . . . .	74
6.13	Histogrammes des probabilités obtenues par l'ajustement d'un cosinus sur les données simulées pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 10 kg et un temps de mesure de 720 h, pour une masse de $\chi_0$ de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb . . . . .	75
6.14	Histogrammes des probabilités obtenues par l'ajustement d'une droite sur les données simulées pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 10 kg et un temps de mesure de 720 h, pour une masse de $\chi_0$ de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb . . . . .	76



## LISTE DES TABLEAUX

2.1	Propriétés thermodynamiques du $C_4F_{10}$ . . . . .	18
2.2	Valeurs de certaines caractéristiques des détecteurs obtenues par des méthodes différentes, dont la constante d'étalonnage. . . . .	28
3.1	Données de la calibration du microscope et du logiciel utilisé pour la mesure des diamètres . . . . .	35
3.2	Données de la prise de mesure pour les détecteurs numérotés 26, 27 et 28.	36
3.3	Résultats des analyses pour les détecteurs 26, 27 et 28. . . . .	39
4.1	Différentes caractéristiques des détecteurs 40, 46 et 47 . . . . .	43
4.2	Détails sur la température et le temps d'exposition de la prise de mesure avec le détecteur 40 . . . . .	43
4.3	Valeurs de limites d'exclusion à 90% C.L. de la section efficace obtenues de l'expérience et de la simulation numérique pour une masse du $\chi_0$ de 29 GeV . . . . .	51
5.1	Détails des paramètres d'entrée des meilleures limites d'exclusion à 90% C.L. obtenues des simulations pour une masse du $\chi_0$ de 50 GeV . . . . .	57
5.2	Comparaison des valeurs de limites d'exclusion à 90% C.L. de section efficace calculées et optimisées pour les différentes phases de l'expérience PICASSO pour une masse du $\chi_0$ de 29 GeV . . . . .	58
6.1	Valeurs des différents paramètres de l'ajustement du cosinus obtenues de 5000 simulations pour différents paramètres d'entrée . . . . .	71

## NOTATION

Dans ce mémoire le terme neutralino ( $\chi_0$ ) peut être remplacé par le terme WIMP. Le neutralino étant un WIMP en particulier. De plus, la masse des particules est souvent donnée en eV plutôt qu'en  $eV/c^2$ .  $c$  étant mis égal à 1 par une convention souvent utilisée en physique des particules.

ACBAR	<i>Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver</i>
bdf	bruit de fond
BTI	<i>Bubble Technology Industry</i>
c	coups
C	Celcius
CBI	<i>Cosmic Background Imager</i>
CDM	<i>Cold Dark Matter</i>
CDMS	<i>Cryogenic Dark Matter Search</i>
CERN	<i>Centre Européen pour la Recherche Nucléaire</i>
C.L.	<i>Confidence Level</i>
cm	centimètre
CMB	<i>Cosmological Microwave Background</i>
DAMA	<i>DARk MATter experiment</i>
EGRET	<i>Energetic Gamma Ray Experiment Telescope</i>
eV	électronvolt
g	gramme
GeV	gigaélectronvolt
$\gamma$	photon
h	heure
IBL	<i>Internal Background Level</i>

keV	kiloélectronvolt
kg	kilogramme
km	kilomètre
l	litre
LEP	<i>Large Electron-Positron Collider</i>
LET	<i>Linear Energy Transfer</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
LSP	<i>Lightest SuperParticle</i>
m	mètre
ml	millilitre
MACHO	<i>Massive And Compact Halo Object</i>
MIP	<i>Minimum Ionization Particle</i>
$\mu\text{Ci}$	micro Curie
$\mu\text{m}$	micromètre
MSSM	<i>Minimal SuperSymmetric Model</i>
pb	picobarn
PICASSO	<i>Project in CANada to Search for Supersymmetric Objects</i>
s	seconde
SBD	<i>Special Bubble Detector</i>
SNO	<i>Sudbury Neutrino Observatory</i>
SUSY	<i>SUperSymmetry</i>
TeV	teraélectronvolt
TPCS	<i>Temperature and Pression Control System</i>
WIMP	<i>Weakly Interactive Massive Particle</i>
WMAP	<i>Wilkinson Microwave Anisotropy Probe</i>
Z	Numéro atomique

## REMERCIEMENTS

Je veux tout d'abord remercier le prof. Viktor Zacek de m'avoir permis de travailler pour le projet PICASSO et de m'avoir dirigée et conseillée tout au long de ma maîtrise. Merci aussi aux autres professeurs de ce projet, prof. Claude Leroy, prof. Louis Lessard et prof. Georges Azuelos qui m'ont beaucoup aidée pendant ces deux années. Merci à Hélène Lamothe et à Louise Lafortune sans qui le fardeau de la bureaucratie aurait été insupportable.

Je tiens aussi à remercier tous les étudiants de PICASSO, Razvan Gornea, sans qui l'informatique et la programmation se seraient révélés un vrai cauchemar et merci aussi pour ses sagas, Patrick Doane, qui grâce aux nombreuses discussions m'a permis une meilleure compréhension du projet, Marik Barnabé-Heider, Marie-Hélène Genest, François Aubin et Martin Auger. Ils m'ont fourni plusieurs résultats pour mes simulations et pour mon mémoire. Un gros merci à John Idárraga pour son soutien technique (avec Linux et ROOT) et aussi moral qui ont été grandement appréciés. Les heures qu'il a passées à m'aider ne se comptent plus...

Un merci très spécial à ma tante Marie-France, sans qui le chemin pour me rendre jusqu'ici aurait été beaucoup plus difficile. Merci à ma famille pour leur soutien tout au long de mes études, et ce même s'ils ne comprennent toujours pas ce que je fais, ils continuent à essayer de comprendre et à m'encourager. Merci à mes deux coloc, Marianne et Annick, pour la correction du français. Et finalement, merci à tous mes amis, de Mont-Laurier, Marie-Lou, Stéphanie, Julie et de l'université, les théoriciens, le math-physicien et la géographe, les quelques matières condensées, et les autres, qui ont grandement agrémenté ces deux années.

## CONTRIBUTIONS PERSONNELLES

Au cours de ma maîtrise, j'ai principalement travaillé sur les simulations numériques qui sont présentées dans ce mémoire. J'ai créé les codes pour la simulation de l'expérience en entier. J'ai réalisé les simulations visant à optimiser la prise de données afin que l'analyse finale ait une plus grande précision statistique. J'ai ainsi pu identifier quels paramètres de la cueillette des données devaient être utilisés, permettant ainsi d'améliorer les résultats de l'analyse. De plus, j'ai fait des études sur les phases futures de PICASSO en utilisant les simulations numériques. Je me suis concentrée sur l'observation potentielle de la modulation annuelle vue par l'expérience DAMA. J'ai utilisé plusieurs tests statistiques pour analyser les résultats de ces simulations, permettant ainsi d'identifier à partir de quelle phase l'expérience PICASSO sera en mesure d'obtenir des résultats comparables à ceux de DAMA.

J'ai aussi participé à la calibration de certains détecteurs. J'ai fait l'analyse des distributions des gouttelettes de trois détecteurs. J'ai ainsi étudié ces distributions en fonction de la position dans les détecteurs afin d'identifier la dispersion des gouttelettes. Cependant, il faut mentionner que ces détecteurs sont différents de ceux qui seront utilisés dans le futur. Ces analyses ont simplement permis une meilleure compréhension des résultats obtenus avant.

## INTRODUCTION

La physique des particules est à un point crucial de son développement. La théorie la plus globale réalisée dans ce domaine est sans contredit le Modèle Standard. Cependant, ce modèle comporte quelques failles. La raison pour laquelle il y a trois familles de leptons ou de quark, par exemple, est impossible à expliquer avec ce modèle. Plusieurs solutions ont été proposées pour expliquer les phénomènes qui ne cadrent pas avec ce modèle. La plupart de ces solutions prennent leur base dans de la nouvelle physique, c'est-à-dire, dans des modèles qui n'ont pas pu être vérifiés, ou exclus, à ce jour. La supersymétrie, les grandes dimensions supplémentaires sont des exemples de théories proposées. Les prochaines années seront révélatrices pour la physique des particules. En effet, plusieurs expériences d'envergure seront mises en marche au cours de la prochaine décennie. Les expériences majeures, sur lesquelles tous les yeux seront rivés, seront réalisées au LHC au CERN, comme ATLAS ou CMS. Les données qui seront recueillies là-bas nous apprendront beaucoup et permettront de valider ou d'exclure les modèles théoriques proposés. Ces découvertes auront un impact très marquant dans tous les champs de la physique.

Néanmoins, d'autres questions, autres que les faiblesses du modèle standard, sont toujours sans réponses. On sait maintenant que la composition de l'univers est inconnue à plus de 90%. C'est le problème de la matière sombre. Plusieurs hypothèses ont été émises sur la nature de cette matière. Toutefois, aucune expérience n'a encore fait de découverte permettant d'obtenir des indices clairs sur sa composition. Un très grand effort est déployé pour découvrir ce qu'est la matière sombre. Chaque année, de nouveaux résultats viennent renforcer l'évidence de la matière sombre et permettent de mettre des limites sur certains paramètres. Il est primordial de résoudre cette question afin de pouvoir avancer. La cosmologie, l'astrophysique, la physique des particules sont tous des domaines qui se doivent de connaître cette réponse pour développer et valider leurs théories.

Plusieurs expériences tentent, par différents moyens, de résoudre le problème de la matière sombre. Des expériences s'orientent vers des théories voulant que la masse manquante soit composée d'objets massifs, comme les trous noirs ou des naines brunes, d'autres, vers des théories favorisant différentes particules candidates provenant de modèles distincts. Certaines cherchent une détection directe, tandis que d'autres utilisent des moyens de détection indirecte.

L'expérience PICASSO fait partie des expériences qui pourraient détecter directement la matière sombre. Le projet PICASSO a pour but de détecter une particule candidate à la matière sombre, le neutralino ( $\chi_0$ ), particule issue du modèle de la supersymétrie. PICASSO a la particularité d'utiliser des détecteurs dont la technologie possède plusieurs avantages. Ces détecteurs sont faits de gouttelettes de liquide surchauffé. Ils ne sont pas sensibles aux gammas ou aux MIPs (particules au minimum d'ionisation) aux températures normales d'opération. De plus, la matière active des détecteurs interagit avec le  $\chi_0$  d'une façon qui diffère de la majorité des autres expériences, soit avec une dépendance au spin. Grâce à ces différentes particularités, l'expérience PICASSO pourra contribuer à résoudre la grande question de la matière sombre.

## CHAPITRE 1

### LA MATIÈRE SOMBRE, UN PROBLÈME À RÉSOUDRE !

La recherche démontrant de l'existence de la matière sombre n'est pas un sujet qui date d'hier. Le problème de la masse manquante dans l'univers a été soulevé pour la première fois dans les années 30. En effet, l'astrophysicien Fritz Zwicky mesura, à cette époque, la vitesse de dispersion de 8 galaxies de l'amas de la Coma <sup>[18]</sup>. Ces vitesses se sont révélées beaucoup trop grandes pour être en accord avec la gravité produite par la matière visible de ces galaxies. Il estima alors que la contribution gravitationnelle des étoiles de ces galaxies ne devrait représenter que 0.5% de la masse totale. Cependant, ce n'est que dans les années 70 que le problème de la matière sombre fit l'objet d'un réel intérêt. Une grande quantité de données sur les vitesses de rotations des galaxies spirales étaient alors disponibles et il était de plus en plus évident que pour expliquer de telles vitesses, une partie très importante de la masse nécessaire n'était pas visible. Rappelons rapidement les points importants de ces conclusions. Par une analyse Newtonienne, il est facile de montrer que la vitesse d'un objet en rotation est donnée par  $v(r) = \sqrt{GM(r)/r}$ , où  $r$  est le rayon de l'objet en rotation,  $M(r)$  est la masse comprise dans ce rayon et  $G$  est la constante gravitationnelle. Au-delà du rayon où la matière visible s'arrête, la vitesse devrait décroître proportionnellement à  $1/\sqrt{r}$ . Ce n'est cependant pas ce qu'on observe dans les galaxies étudiées. La vitesse ne décroît pas, elle reste plutôt constante, et ce, jusqu'à un très grand rayon <sup>[19]</sup>. L'explication maintenant acceptée, est que le disque galactique est enveloppé d'un halo de matière sombre. Cette conclusion sur l'existence de matière sombre est devenue incontestable. Toutefois, le mystère sur la composition d'une telle matière reste entier.



## 1.1 Composition de la matière sombre

Il est clair maintenant que plus de 95% de la composition de l'univers est inconnue et qu'elle se divise en plusieurs composantes. En effet, cette matière mystérieuse serait formée de matière non-lumineuse, mais baryonique, (quelques pourcents), de matière non-baryonique, la matière sombre froide (environ 25%) et d'énergie sombre (environ 70%). Il s'avère ainsi que la matière lumineuse présente dans l'univers totalise moins de 1% de la composition totale. Il est possible que la composition des halos entourant les galaxies soit expliquée par de la matière sombre ordinaire, baryonique. Des recherches directes pour des objets massifs dans le halo (MACHOs), utilisant la technique de microlentilles gravitationnelles, ont indiqué que moins de 25% du halo pourrait être dû à de tels objets <sup>[20][21]</sup>. De plus, les analyses réalisées sur des amas et des superamas de galaxies, montrant aussi l'évidence de masse manquante, révèlent que les MACHOs ne sont pas une explication suffisante<sup>[22]</sup>.

Il semble donc que la matière baryonique ne soit pas la solution à la matière sombre. C'est pourquoi on introduit la matière sombre froide (CDM), non-baryonique. Le physicien canadien Philip James Edwin Peebles a été le premier à proposer que cette CDM est nécessaire pour qu'il y ait un accord entre le spectre de puissance de la formation de la structure de l'univers observé (voir fig.1.1) et la limite supérieure imposée par l'étude du rayonnement cosmique (CMB)<sup>[23]</sup>. Ce rayonnement montre la distribution de la matière baryonique environ 300 000 ans après le Big Bang.

À partir des résultats sur le CMB, il est possible d'exprimer les différentes densités des composantes de l'univers. On déduit que l'univers doit être plat, c'est-à-dire que la densité totale ( $\Omega_{TOTALE}$ ), normalisée à la densité critique, doit être égale à 1 (les derniers résultats de WMAP donnent  $1.0 \pm 0.1$  <sup>[72]</sup>). La répartition des différentes composantes est donnée par :

$$\Omega_{TOTALE} = \Omega_{bm} + \Omega_{nbm} + \Omega_{\Lambda} \quad (1.1)$$

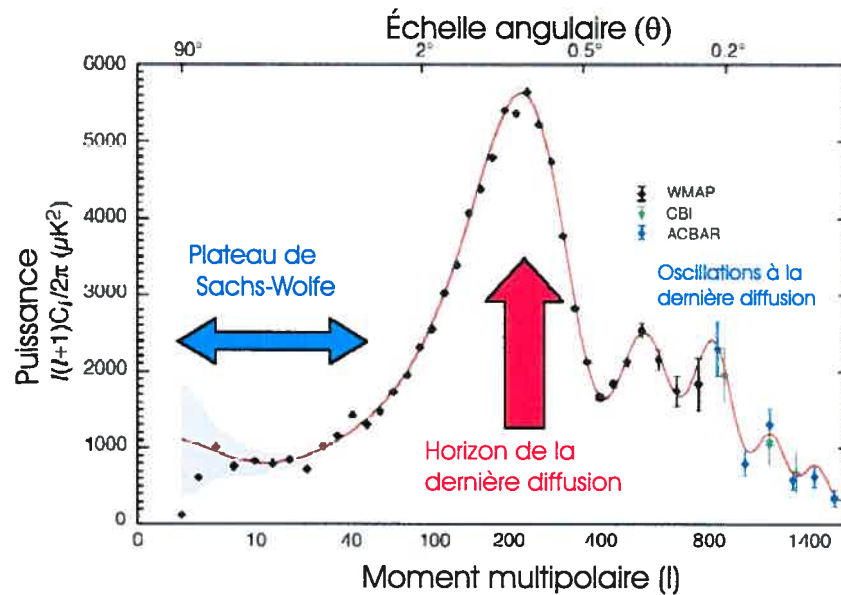


Figure 1.1 – Spectre de puissance des anisotropies de température du CMB en fonction de l'échelle angulaire  $\theta$  et du moment multipolaire  $l$ . On y voit les données de WMAP [56] ainsi que celles de CBI [57] et de ACBAR [58].

où  $\Omega_{bm}$  est la matière baryonique et vaut  $4.6 \pm 0.1\%$ ,  $\Omega_{nbm}$  est la matière non-baryonique et vaut  $(22 \pm 2)\%$  et  $\Omega_{\Lambda}$  est la composante associée à l'énergie sombre et vaut  $(73 \pm 4)\%$ . On peut mentionner que les résultats pour la quantité de matière baryonique est en très bon accord avec les prédictions du modèle de la nucléosynthèse au moment du Big Bang [24][25]. Suite à ces études, on se doit maintenant d'orienter les recherches vers cette matière sombre non-baryonique.

## 1.2 Particules candidates à la matière sombre froide

Comme la composition de cette matière non-baryonique est totalement inconnue, plusieurs hypothèses ont été faites. Un certain nombre de particules candidates a été considéré. Ces particules proviennent de plusieurs modèles de la physique : du modèle standard, de la supersymétrie et de bien d'autres encore. De telles particules doivent

satisfaire un certain nombre de critères. En effet, elles ne doivent interagir que très faiblement, ou pas du tout, avec le rayonnement électromagnétique, sinon elles auraient déjà été découvertes. De plus, elles doivent posséder une densité cosmologique relique qui concorde avec la théorie cosmologique et finalement, elles doivent être stables sur des temps de l'ordre de l'âge de l'univers, sinon elles se seraient désintégrées. Regardons plus en détails ces candidates.

Les neutrinos ( $\nu$ ) du modèle standard, comme on le sait depuis peu, sont massifs. Une limite inférieure a été imposée sur la masse de ces derniers grâce à l'observation de l'oscillation des  $\nu$  atmosphériques [26]. Lorsqu'on ajoute à ces derniers résultats les analyses réalisées sur les données provenant de l'oscillation des  $\nu$  solaires [27], on arrive à la conclusion que les plus massifs des neutrinos doivent avoir  $\Delta m^2 \gtrsim 0.05$  eV. La contribution des  $\nu$  à la composition de la masse de l'univers, pour des  $\nu$  Majorana, c'est-à-dire qui sont leur propre anti-particule, est  $\Omega \gtrsim 0.0006$ . Ils représentent de la matière sombre chaude, c'est-à-dire que ce sont des particules relativistes. La raison pour laquelle les  $\nu$  ne peuvent pas résoudre, à eux seuls, le problème de la matière sombre, est qu'une trop grande quantité de particules relativistes au moment de la formation des galaxies interdirait la présence de structures à petite échelle. Les mesures sur les amas de galaxies, sur le rayonnement cosmique et sur la forêt de Lyman- $\alpha$  donnent une limite supérieure sur la contribution des  $\nu$  du modèle standard, soit  $\lesssim 0.0076$  [28]. Cette limite s'applique à toute autre forme de matière sombre chaude et nous amène à nous tourner vers une matière sombre froide, non-relativiste.

Le nom générique que l'on donne à cette CDM est le WIMP (particule massive qui interagit faiblement avec la matière ordinaire). Ce dernier aurait une masse entre  $\sim 10$  GeV et quelques TeV, et une section efficace d'interaction de l'ordre de celle de l'interaction faible. Un calcul fiable de la densité relique peut être fait si les WIMPs sont en équilibre thermique avec les autres particules du modèle standard dans les phases suivant le Big Bang. Pendant que la température,  $T$ , de l'univers diminue, les particules les plus massives, avec des masses  $m_\chi > T$ , seront supprimées de façon exponentielle, suivant le facteur de Boltzmann ( $e^{-m/k_B T}$ ). Lorsque le taux d'expansion de l'univers excède le

taux d'annihilation/création, les WIMPs sortent de l'équilibre thermique et la densité se stabilise <sup>[29][30]</sup>. Cette densité s'avère cosmologiquement intéressante pour une section efficace d'annihilation de l'ordre de l'échelle de l'interaction faible. Cette dernière constatation est un des principaux arguments faisant croire que les WIMPs représentent la contribution dominante de la matière dans l'univers. À noter que les WIMPs qui interagissent de manière plus importante sont supprimés par un plus petit facteur de Boltzmann avec le refroidissement de l'univers.

Un neutrino lourd dans un modèle incluant une quatrième génération de neutrinos, semblerait un bon candidat WIMP. Des calculs de leur densité relique montrent que pour un  $\nu$  Dirac (qui n'est pas sa propre anti-particule), la contribution fournie serait de  $\Omega \sim 0.3$ , et ce, pour des masses de  $\nu$  de quelques eV, de quelques GeV et de l'ordre du TeV. Comme indiqué précédemment, un  $\nu$  de masse autour de 1 eV serait relativiste et est exclu, pour des raisons de formation des structures. Pour des masses entre 10 GeV et 100 GeV, ces neutrinos auraient une très faible abondance et ne seraient pas dominants pour la composition de la matière sombre. Pour des masses autres que celles mentionnées, ces neutrinos entraîneraient la fermeture de l'univers, topologiquement parlant. Aussi, les données recueillies au LEP excluent une quatrième génération de  $\nu$  plus légers que 45 GeV, puisqu'ils ne contribuent pas à la largeur du pic de désintégration du Z <sup>[31]</sup>. Les recherches de détection directe de matière sombre ont montré que des  $\nu$  plus lourds que  $\sim 0.5$  GeV, dont la section efficace d'interaction avec un noyau cible est relativement grande, sont exclus comme composants dominants du halo galactique.

Un bon candidat WIMP est la plus légère superparticule (LSP) dans le modèle de la supersymétrie (SUSY). Dans les modèles conventionnels, il y a deux particules candidates à la matière sombre froide parmi les superparticules, soient le neutralino ( $\chi_0$ ) et le sneutrino. Les sneutrinos ont de grandes sections efficaces d'annihilation qui requièrent une masse au-delà de plusieurs centaines de GeV pour satisfaire à la contrainte de la densité cosmologique prédite <sup>[60]</sup>. Ceci contredit l'exigence que le sneutrino soit la superparticule la plus légère. Le  $\chi_0$ , quant à lui, est un candidat beaucoup plus probable. Cette particule s'avère être la plus légère dans certains modèles de SUSY et de plus, il

aurait la densité relique requise.

Le neutralino est sans aucun doute le WIMP le plus populaire. Une très grande marge de sections efficaces d'interaction entre le  $\chi_0$  et les noyaux est permis. Au cours des dernières années, des expériences, telle WMAP, ont pu établir des contraintes sur ces sections efficaces d'interactions. Afin de rendre utiles les prédictions de la SUSY, des hypothèses et des contraintes considérables doivent être faites, si on ne veut pas avoir à travailler avec des centaines de paramètres libres dans la théorie. Malgré ce fait, le modèle de la SUSY reste alléchant puisqu'il permet, dans presque tous ces paramètres d'espace, de trouver les candidats à la matière sombre.

D'autres particules peuvent être considérées : les axions <sup>[32]</sup>, bosons de pseudo-Nambu-Goldstone, les axinos <sup>[33][34][35]</sup>, partenaires supersymétriques des axions, les WIMPZILLAs <sup>[36][37]</sup>, des reliques très massives du Big Bang, le graviton de Kaluza-Klein <sup>[38]</sup>, du modèle des grandes dimensions supplémentaires, ou encore le gravitino, superpartenaire du graviton. Chacune possède ses qualités et ses défauts. Une représentation de ces différentes particules est montrée à la figure 1.2, où on voit les sections efficaces d'interactions permises selon la théorie en fonction des masses de ces particules.

### 1.3 Les WIMPs de la SUSY

La SUSY est une nouvelle symétrie de l'espace-temps qui a été élaborée lors du processus d'unification des forces fondamentales, électrofaible, forte et gravitationnelle. La théorie de la SUSY permet la stabilisation des masses des particules scalaires fondamentales, comme le boson de Higgs. La SUSY suppose l'existence de nouvelles particules pour chaque particules déjà présentes dans le modèle standard. Ces partenaires supersymétriques diffèrent par un facteur  $\frac{1}{2}$  de spin. On utilise les noms sleptons pour les superpartenaires des leptons, squarks pour ceux des quarks, gauginos pour ceux des bosons et higgsinos pour ceux des bosons de Higgs. Les sleptons et les squarks possèdent donc un spin 0, tandis que les gauginos et les higgsinos ont un spin  $\frac{1}{2}$ .

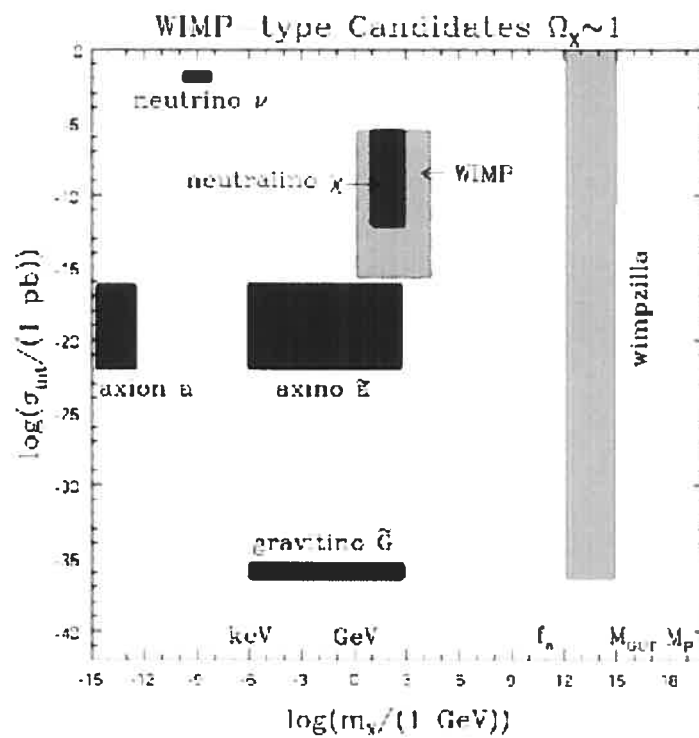


Figure 1.2 – Sections efficaces d’interaction permises par la théorie des différentes particules candidates à la matière sombre froide en fonction de leur masse.

Si la SUSY était une symétrie parfaite de la nature, les superpartenaires auraient la même masse que leur particule correspondante dans le modèle standard. Cependant, à ce jour aucune de ces superparticules n’a été observée. Il faut donc conclure que la SUSY est brisée, comme la symétrie faible. Les superpartenaires sont donc beaucoup plus lourds, ce qui pourrait expliquer qu’on ne les aie pas encore découverts. Le mécanisme du bris de la SUSY n’est pas encore bien compris. En pratique, les couplages entre les particules sont fixés par la théorie.

Il a été proposé que les gauginos neutres et les higgsinos neutres <sup>[39][40]</sup>, qui possèdent les mêmes nombres quantiques, peuvent se mélanger. Cette superposition donne des états de masse, le  $\chi_0$ , qui dans plusieurs modèles, est la particule la plus légère (LSP). Le candidat WIMP LSP se doit d’être électriquement neutre, et de ne pas interagir forte-

ment. Cette LSP est stable dans les modèles de la SUSY où la R-parité est conservée et cette condition est souvent étendue au modèle supersymétrique minimal (MSSM), dans lequel la LSP est le plus léger des  $\chi_0$ .

Si les neutralinos sont bel et bien présents en grande quantité dans l'univers, il devrait être possible de les détecter, soit directement, par collisions avec les nucléons, soit indirectement, par observation de paires fermions-antifermions créées par l'annihilation de neutralinos. Les sections efficaces attendues pour ces interactions sont déterminées par les régions permises des paramètres des modèles de la SUSY. De plus, les derniers résultats de quelques expériences, comme WMAP <sup>[41]</sup>, permettent d'affiner les régions permises. La figure 1.3 montre les différentes régions permises par les modèles et les résultats récents des expériences pour différentes masses du  $\chi_0$ .

Les résultats qui seront apportés par les expériences futures, comme WMAP et Planck, permettront encore de raffiner les limites sur les différents paramètres. Ainsi, on saura où chercher l'interaction des WIMPs et il sera possible d'identifier la présence ou l'absence de ces particules candidates favorites à la composition de la matière sombre.

#### 1.4 Détails sur les interactions des neutralinos

Aujourd'hui, les  $\chi_0$  sont les candidats favoris pour la matière sombre froide. Cette particule de Majorana (est sa propre antiparticule) de spin  $\frac{1}{2}$  est prédite par les modèles de la SUSY. On a déjà exposé que la détection de ces particules peut se faire de manière directe ou indirecte. Dans le cas de la détection directe, où le neutralino interagit par collision avec les noyaux, deux interactions sont possibles, une qui dépend du spin des noyaux, et une qui en est indépendante. En effet, la section efficace d'interaction du neutralino avec un noyau peut être calculée par :

$$\sigma = 4G_F^2 \left( \frac{M_\chi M_N}{M_\chi + M_N} \right) C, \quad (1.2)$$

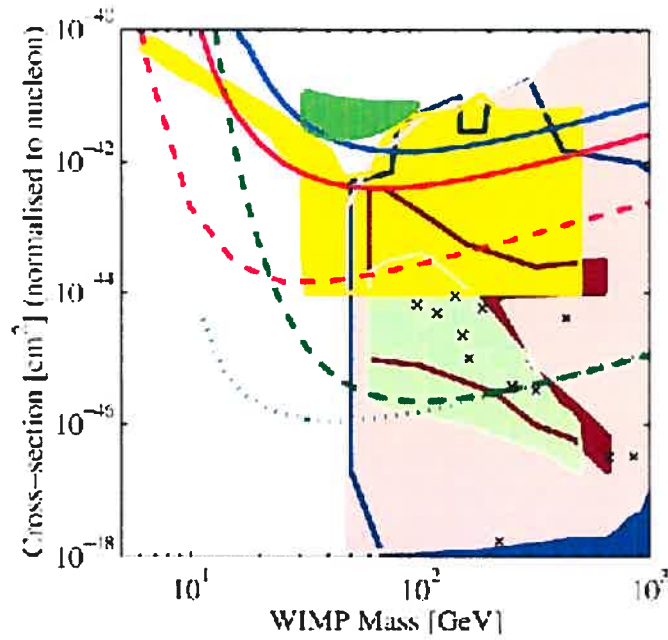


Figure 1.3 – Sections efficaces d'interaction permises par les modèles théoriques et par les résultats expérimentaux pour différentes masses de WIMP pour une interaction indépendante du spin. Les régions théoriques sont montrées par les zones jaune<sup>[61]</sup>, vert pâle<sup>[62]</sup>, rouge foncé<sup>[63]</sup>, bleu foncé<sup>[64]</sup> et rouge pâle<sup>[65]</sup> et les x noirs représentent des valeurs obtenues de <sup>[66][67]</sup>. Les résultats expérimentaux sont montrés par la région verte, pour la région permise par DAMA<sup>[68]</sup>, bleue pour les résultats de Edelweiss<sup>[69]</sup>, rouge pour CDMS II<sup>[70]</sup>, les résultats attendus pour CDMS II sont représentés par la ligne en tirets rouge, XENONIT la ligne en tirets verte et ZEPLIN IV-Max la ligne pointillée verte

où  $G_F$  est la constante de Fermi,  $M_\chi$  est la masse du neutralino,  $M_N$  est la masse du noyau cible et  $C$  est le facteur qui tient compte de la dépendance du spin <sup>[42]</sup>. Ainsi, pour une interaction indépendante du spin, le facteur  $C$  prend la forme suivante :

$$C_{SI} = \frac{1}{4\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2, \quad (1.3)$$

où  $f_{p,n}$  sont les couplages du neutralino au proton et au neutron respectivement,  $A$  est la masse atomique du noyau cible et  $Z$  son nombre de masse. Pour ce qui est de la



forme que prend le facteur  $C$  pour une interaction dépendante du spin, on a :

$$C_{SD} = \frac{8}{\pi} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \frac{J+1}{J}, \quad (1.4)$$

où  $\langle S_{p,n} \rangle$  sont les valeurs attendues du spin du proton et du neutron dans le noyau cible,  $a_{p,n}$  sont les couplages effectifs entre le proton ou le neutron et le  $\chi^0$  et  $J$  est le spin total du noyau.

Les détecteurs utilisés par PICASSO contiennent du fluor ( $^{19}F$ ) comme masse active. Ce noyau est spécialement sensible à une interaction dépendante du spin. Pour ce qui est de l'interaction indépendante du spin, les noyaux de fluor n'y sont pas favorables. En effet, l'interaction indépendante du spin domine pour des noyaux dont  $A > 50$ . L'expérience PICASSO est donc en mesure d'étudier la partie dépendante du spin [43].

Les derniers résultats des expériences de détection directe de la matière sombre sur les deux types d'interaction, dépendante et indépendante du spin, sont présentés aux figures 1.4[44] et 1.5[45].

Les dernières analyses des résultats de l'expérience EGRET, expérience de détection indirecte des WIMPs, apportent de nouvelles données sur les interactions des WIMPs [46]. Aux figures 1.6 et 1.7, on indique les résultats de cette analyse pour les deux interactions, indépendante et dépendante du spin.

L'expérience EGRET étudie le flux de rayons gamma provenant potentiellement de l'annihilation de WIMPs. Dans leurs derniers résultats publiés [46], ils ont observé un excès de rayons gamma. Le fait important est que ces rayons possèdent les caractéristiques de ceux qui seraient produits par l'annihilation de WIMPs. En effet, l'excès observé est présent dans toutes les directions du ciel, ce qui exclut que l'origine soit d'un objet anormal au centre de la galaxie. De plus, cet excès a une intensité plus forte là où la position de la matière sombre est attendue. Ces arguments portent à croire que les rayons gamma observés proviendraient de l'annihilation de WIMPs. On constate alors, selon les figures 1.6 et 1.7, que si les WIMPs interagissent de manière indépendante du spin, il sera bien-

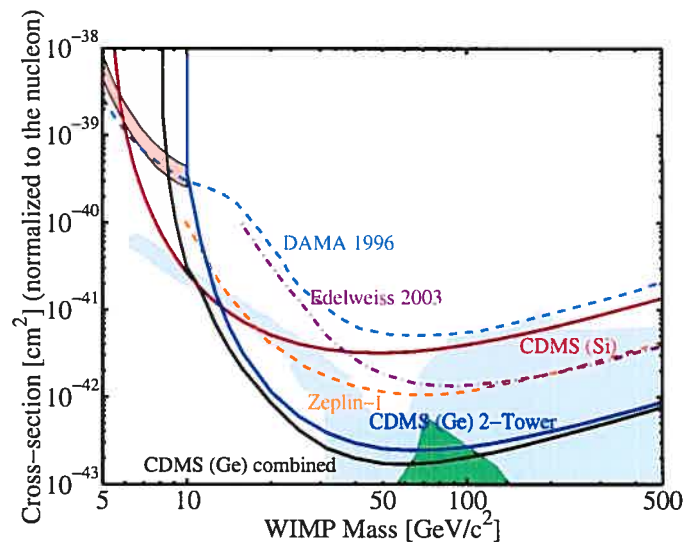


Figure 1.4 – Derniers résultats des expériences de détection directe des WIMPs sur la section efficace d'interaction à 90% C.L. en fonction des masses du WIMPs pour l'interaction indépendante du spin. Les résultats de CDMS Ge (lignes pleines noire, bleue et rouge)<sup>[47][48]</sup>. La région permise par les modèles supersymétriques (zone lilas)<sup>[49]</sup>, et la petite région verte<sup>[50]</sup>. La région ombrée en rouge est la région permise par DAMA<sup>[51]</sup>, les limites expérimentales de DAMA<sup>[52]</sup>, d'EDELWEISS<sup>[53]</sup>, et de ZEPLIN<sup>[54]</sup>.

tôt possible, avec les expériences futures, de détecter les WIMPs directement. Par contre, si l'interaction est plutôt dépendante du spin, la région permise par EGRET est très loin des résultats attendus des prochaines expériences. Il serait alors très difficile de détecter directement les WIMPs. Il faut cependant rester optimiste, les expériences futures apporteront, elles aussi, de nouveaux résultats, qui permettront de raffiner les connaissances sur les WIMPs et ainsi, éventuellement, permettront leur détection.

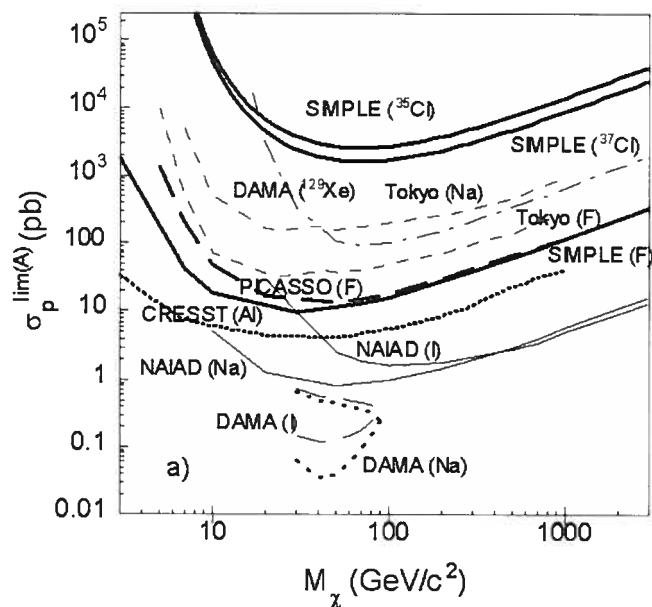


Figure 1.5 – Derniers résultats des expériences de détection directe des WIMPs sur la section efficace d'interaction en fonction des masses du WIMPs pour l'interaction dépendante du spin. On voit les données de SIMPLE (ligne pleine épaisse), NAIAD (ligne pleine), CRESST (ligne pointillée), DAMA/Xe-2 (ligne pointillée et en tirets), DAMA/NaI (ligne pointillée pour Na, ligne en tirets pour I), et Tokyo (ligne en tirets)<sup>[55]</sup>

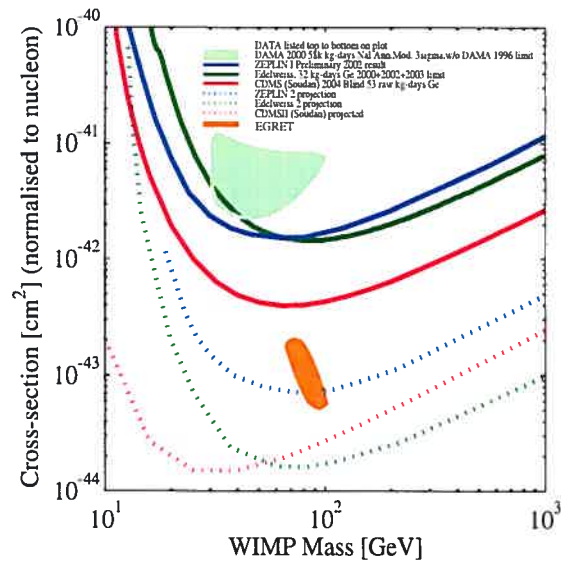


Figure 1.6 – Derniers résultats de EGRET, expérience de détection indirecte des WIMPs, sur la section efficace d'interaction en fonction des masses du WIMPs pour l'interaction indépendante du spin<sup>[55]</sup>

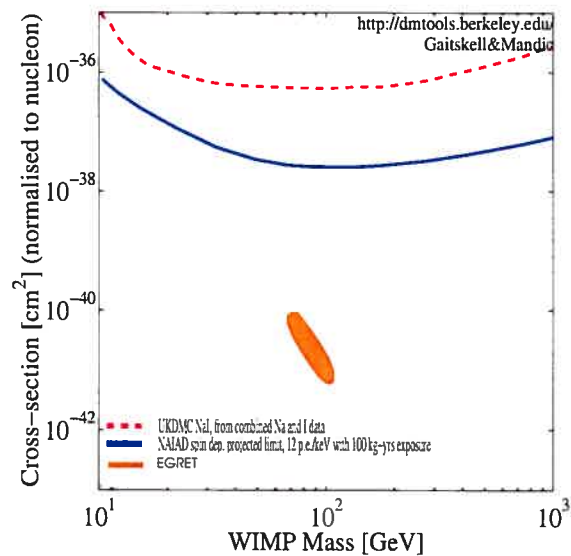


Figure 1.7 – Derniers résultats de EGRET, expérience de détection indirecte des WIMPs, sur la section efficace d'interaction en fonction des masses du WIMPs pour l'interaction dépendante du spin<sup>[55]</sup>

## CHAPITRE 2

### LES DÉTECTEURS À GOUTTELETTES SURCHAUFFÉES

La détection de matière sombre froide n'est pas une mince affaire. En effet, le neutralino est une particule qui interagit très peu, il faut donc s'armer de moyens efficaces et astucieux afin d'observer une possible interaction entre cette particule et le dispositif de détection. De plus, il faut s'assurer que les autres particules,  $\alpha$ ,  $\gamma$ , neutrons, ne deviennent pas un bruit de fond trop important, sinon il serait impossible d'isoler un signal provenant du  $\chi_0$ . L'expérience PICASSO utilise des détecteurs particuliers, détecteurs à gouttelettes surchauffées (SBD) (voir figure 2.1), qui possèdent plusieurs des caractéristiques mentionnées précédemment.



Figure 2.1 – Détecteur à gouttelettes surchauffées de l'expérience PICASSO de 4.5l dans un contenant d'acrylique. Le tube sur le dessus permet la recompression et les supports de couleur or permettent la connexion des câbles aux piézoélectriques

## 2.1 Principe de fonctionnement des détecteurs

Un détecteur à gouttelettes surchauffées est une émulsion de petites gouttes de fréon métastable retenues dans un polymère. De par leur métastabilité, les gouttelettes deviennent des sites potentiels d'interaction pour les particules, qui, en les traversant, déposent de l'énergie (soit par dépôt direct, pour les particules chargées, soit en créant un recul nucléaire, qui lui, déposera l'énergie pour les particules neutres) et peuvent ainsi provoquer une transition de phase liquide-vapeur, qui résulte par l'explosion de la gouttelette en bulle. Ce phénomène repose sur le principe d'une chambre à bulle <sup>[1]</sup>, où une particule traversant un liquide surchauffé dépose de l'énergie sur son parcours, créant une vaporisation locale du liquide, et laissant ainsi une trace de bulles le long de sa trajectoire. Pour ce qui est des SBDs, il ne s'agit pas d'un détecteur rempli de liquide surchauffé, comme dans le cas de la chambre à bulle. Le liquide surchauffé est dispersé en gouttelettes dans un gel (polymère) qui maintient en place ces gouttelettes. Un grand avantage à contenir les gouttelettes dans un polymère est que celles-ci se retrouvent entourées d'une large surface où la vaporisation spontanée est négligeable, contrairement à une chambre à bulles où les impuretés et les défauts des murs du détecteur déclenchent des vaporisations. De plus, après la vaporisation d'une gouttelette en bulle, il est possible de recomprimer cette bulle afin qu'elle redevienne une gouttelette, ce qui permet une réutilisation des détecteurs. Les SBDs ont aussi la particularité d'être des détecteurs à seuil, ce qui signifie qu'en-dessous d'une certaine quantité d'énergie déposée, le détecteur ne répond pas. Cette caractéristique est très avantageuse, puisque ainsi, les particules environnantes, ne possédant pas assez d'énergie, ne sont pas détectées, ce qui élimine une composante au bruit de fond.

Le fonctionnement des SBDs dépend des propriétés thermodynamiques du liquide surchauffé. En effet, pour une plus grande efficacité et pour simplifier l'utilisation de ces détecteurs, le liquide choisi pour former la composante active du détecteur doit être en état de surchauffe près de la température et de la pression ambiante. Le fréon ( $C_4F_{10}$  plus précisément) répond à ces exigences. Les propriétés thermodynamiques qui sont

particulièrement intéressantes, sont la température d'ébullition,  $T_b$ , qui permet l'état de surchauffe, la température critique,  $T_c$ , qui donne la limite de cette surchauffe, la tension de surface du liquide,  $\sigma(T)$ , ainsi que la pression de vapeur,  $p_v(T)$ . On peut voir dans le tableau 2.1 les différentes valeurs des propriétés thermodynamiques pour le  $C_4F_{10}$ . Le principe de vaporisation des gouttelettes suit la théorie de Seitz [2]. Seuls les points importants de cette théorie seront repris ici.

Tableau 2.1 – Propriétés thermodynamiques du  $C_4F_{10}$

$T_b(^{\circ}\text{C})$	$T_c(^{\circ}\text{C})$
- 2.09	113.18

Comme la composante active du détecteur est le liquide surchauffé, c'est la température et la pression d'opération qui vont déterminer la réponse du détecteur. Plus la température d'opération est élevée, moins la vaporisation nécessite d'énergie pour être déclenchée. Pour ce qui est de la pression, plus elle est grande, plus l'énergie déposée doit être importante pour le déclenchement de la transition de phase. Ainsi, pour des températures entre  $T_b$  et  $T_c$ , le liquide sera thermodynamiquement stable, c'est-à-dire inactif ou insensible, si la pression externe,  $p_0$ , est supérieure à  $p_v(T)$ , la pression de vapeur. Lorsque  $p_0$  devient inférieure à  $p_v(T)$ , les gouttelettes se retrouvent en état de surchauffe et le détecteur est alors actif. Cependant, les gouttelettes peuvent rester dans cet état de surchauffe indéfiniment. Pour déclencher une vaporisation, il faut une quantité d'énergie suffisante. Cette énergie nécessaire à la transition de phase est décrite par le potentiel de Gibbs,

$$E_c = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_v(T) - p_0)^2} \quad (2.1)$$

où les différentes quantités ont été définies plus haut et où  $\sigma(T) = \sigma_0(T_c - T)/(T_c - T_0)$  et  $\sigma_0$  est la tension de surface à une température de référence  $T_0$ , habituellement

$T_b$ . La transition de phase aura lieu seulement si l'énergie déposée par une particule ou un recul nucléaire est supérieure à l'énergie minimum requise, soit l'énergie de seuil,  $E_{min} > E_c$ . Il faut noter que ce dépôt d'énergie doit se faire sur une distance  $l_c \approx a_l R_c$ , où  $R_c$  est le rayon critique et est donné par

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{p_v - p_0}. \quad (2.2)$$

Pour ce qui est de la valeur de  $a_l$ , différentes valeurs peuvent être considérées,  $a_l \approx 2$  [3],  $a_l \approx 13$  [4]. Les simulations effectuées par PICASSO sur les réponses des détecteurs aux neutrons et aux  $\alpha$  donnent une valeur de  $a_l \approx 18$  [5]. L'énergie déposée sur  $l_c$  est  $E_{dep} \approx \frac{dE}{dx} l_c$ , où  $\frac{dE}{dx}$  est l'énergie moyenne déposée par unité de distance, c'est-à-dire le LET, transfert d'énergie linéaire. Ainsi, la condition pour déclencher la transition de phase devient  $E_{dep} \geq E_{min}$ . Pour une énergie déposée plus petite que  $E_{min}$ , aucune bulle ne sera créée, cependant, plus  $E_{dep}$  est grande, plus la probabilité de formation d'une bulle est grande. La probabilité de vaporisation n'est donc pas une fonction marche, mais plutôt une fonction qui augmente graduellement avec  $E_{dep}$ , et aussi avec l'augmentation de l'écart entre la température d'opération et la température de seuil. De ce fait, la probabilité  $P(E_{dep}, E_{min})$  qu'une énergie déposée génère une vaporisation est donnée par

$$P(E_{dep}, E_{min}(T)) = 1 - \exp\left[-\frac{\alpha(E_{dep} - E_{min}(T))}{E_{min}(T)}\right]. \quad (2.3)$$

où  $\alpha$  est un paramètre laissé libre à l'ajustement des données expérimentales.

Une caractéristique très importante des SBDs découle des explications données plus haut.  $E_{min}$  dépend du LET de la particule incidente et de la température et de la pression d'opération. On peut donc amener le détecteur dans une région où la sensibilité aux



particules ionisantes et aux  $\gamma$  est pratiquement nulle. Le détecteur dans une telle région est principalement sensible aux reculs des noyaux de  $^{19}\text{F}$  (qui seront responsables des dépôts d'énergie). On peut voir à la figure 2.2 les différentes régions de sensibilité d'un SBD.

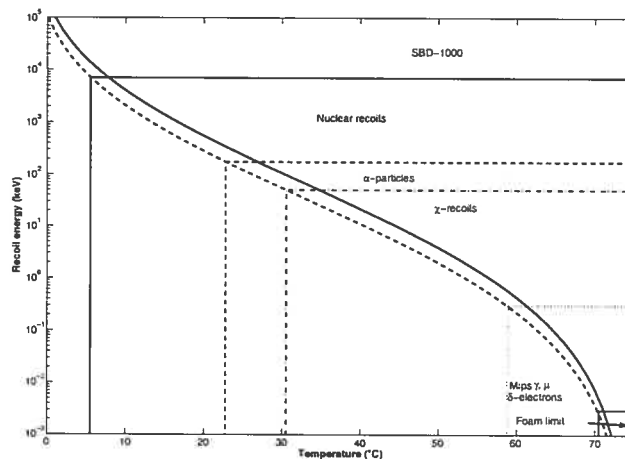


Figure 2.2 – Énergies de recul du  $^{19}\text{F}$  dans les SBDs-1000 en fonction de la température. Les régions d'énergie correspondantes aux différentes particules sont identifiées.

Ainsi, on s'assure une élimination importante du bruit de fond. De cette façon, la région d'opération du détecteur permet la détection de neutrons, d' $\alpha$  et de  $\chi_0$ . Il aurait été souhaitable de ne pas être sensible aux  $\alpha$ , cependant les SBDs ne le permettent pas. On se retrouve donc avec un bruit de fond provenant des  $\alpha$  très important et très gênant. En effet, le bruit de fond provenant des réponses aux neutrons environnants peut être réduit en utilisant un blindage efficace. Le problème du bruit de fond  $\alpha$  est qu'il provient de l'intérieur, de la composition même, du détecteur. En effet, la radioactivité naturelle des ingrédients, soit les atomes d'U et de Th (et leurs filles), émettent des  $\alpha$ . Évidemment, les sources alpha extérieures aux détecteurs ne sont pas nuisibles étant donné la portée très réduite des particules  $\alpha$ .

Une autre composante du bruit de fond  $\alpha$  est le Radon (Rn), gaz radioactif, et ses filles, qui sont, elles aussi, des émetteurs  $\alpha$ . Ce gaz est présent dans l'air et diffuse

facilement au travers de plusieurs matériaux. Il faut donc s'assurer que les SBDs sont étanches à ce gaz. Plusieurs tests ont été réalisés sur les contenants des détecteurs afin de bien connaître l'émanation du Rn du contenant lui-même, et aussi pour connaître la diffusion de Rn dans le détecteur, c'est-à-dire l'étanchéité du contenant [6]. Ainsi, il est possible de déterminer le taux de contamination par ce gaz radioactif avec précision.

Dans le but de pouvoir comparer l'utilisation de différents liquides surchauffés, d'Er-rico a introduit une variable de surchauffe réduite, notée  $s$  [7] définie par

$$s = \frac{T - T_b}{T_c - T_b}. \quad (2.4)$$

Pour des gaz où  $p_0 = p_v$  ou  $T = T_b$ ,  $s = 0$ , puisque c'est la limite inférieure de surchauffe, et pour  $T = T_c$ , limite supérieure de la surchauffe,  $s = 1$ . Il a cependant été observé que pour des liquides de type organique,  $s = 1$  a plutôt lieu lorsque  $T = 0.9T_c$ . On utilisera donc  $0.9T_c$  plutôt que  $T_c$  dans le calcul de  $s$  de l'équation 2.4.

Lors d'une transition de phase liquide-vapeur, une onde de choc acoustique est produite. C'est grâce à cette dernière que l'événement sera enregistré. En effet, les détecteurs sont équipés de piézoélectriques (on peut les voir sur le détecteur à la figure 2.1) qui détectent l'onde acoustique. Ainsi, on peut faire l'analyse des différentes ondes et rejeter celles qui ne possèdent pas les caractéristiques voulues. Le signal enregistré d'une onde produite par la vaporisation est montré à la figure 2.3.

## 2.2 Fabrication des détecteurs

La fabrication d'un détecteur consiste en 2 grandes étapes, soient la préparation du gel, polymère qui retient les gouttelettes surchauffées, et l'ajout du liquide actif dans le gel (non-polymérisé à ce stade). Plusieurs éléments entrent dans la composition du gel. Ces ingrédients doivent préalablement être purifiés de manière à ce que la contamination

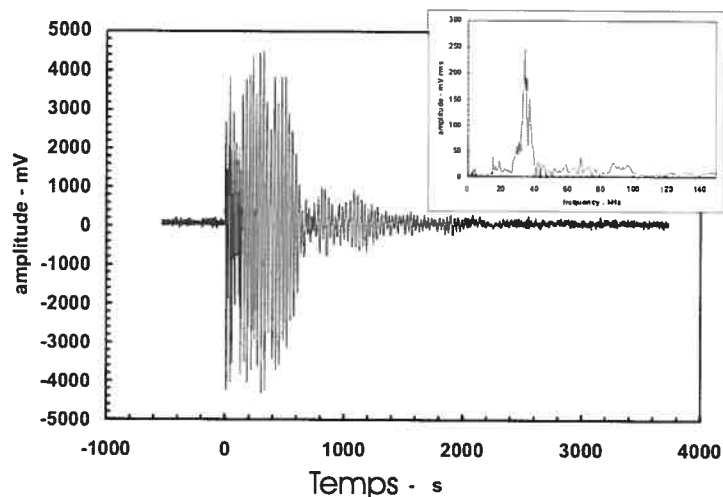


Figure 2.3 – Signal acoustique produit par une transition liquide-vapeur dans le détecteur enregistré par les piézoélectriques

interne (bruit de fond alpha) soit réduite au maximum. Le CsCl, qui sert à égaliser les densités entre le gel aqueux et le liquide actif afin que les gouttelettes se dispersent uniformément, est la principale source de contamination radioactive. Afin de réduire sa contamination, une purification à l'aide du *HTiO* est effectuée. Cette technique permet de capturer les ions contenant l'U et le Th afin de les faire précipiter et ainsi les récupérer dans un filtre. Cette purification permet de réduire la quantité d'U jusqu'à  $10^{-10} \text{gU/g}$ . Tous les autres ingrédients sont purifiés de la même façon.

Une fois les ingrédients purifiés mélangés à de l'eau ultra-pure, on maintient la solution à une température inférieure à la température d'ébullition du fréon, afin que ce dernier ne soit pas en état de surchauffe. On peut ensuite ajouter le fréon à la solution. On crée un vortex dans la solution afin de disperser les gouttelettes du liquide actif uniformément. Une fois la dispersion uniforme, il faut ajouter des réactants à la solution afin de catalyser la polymérisation de la solution. Une procédure plus détaillée est décrite dans [8].

La fabrication des détecteurs est effectuée dans différents types de contenants. Pour

la phase précédente de l'expérience PICASSO (voir chap.4), les contenants utilisés étaient de polypropylène naturel et représentaient un volume de 1.5l. Dans la prochaine phase, les contenants seront en acrylique et seront d'un volume de 4.5l.

Les améliorations apportées à la méthode de fabrication ont permis une énorme réduction de la contamination interne. La figure 2.4 montre les différentes valeurs de bruit de fond au cours du temps. On voit que la réduction atteint un facteur 1000. Pour les prochaines phases, on devrait pouvoir réduire cette contamination encore plus.

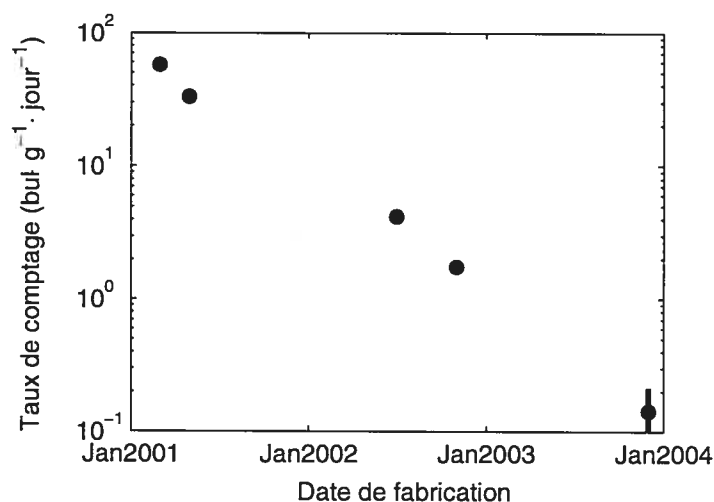


Figure 2.4 – Diminution du bruit de fond interne selon les méthodes de purification en fonction du temps

## 2.3 Réponse des SBDs aux différentes particules

### 2.3.1 Réponse aux neutrons

La compréhension de la réponse des SBDs aux  $\chi_0$  repose sur l'étude de la réponse aux neutrons. En effet, du fait de leur charge nulle, les  $\chi_0$  et les neutrons interagissent de la même façon dans les SBDs, c'est-à-dire, par recul nucléaire. C'est pourquoi la réponse neutron est si importante. Les noyaux touchés lors des interactions avec la partie

active des détecteurs sont le  $^{19}\text{F}$  et le  $^{12}\text{C}$ . Les neutrons induisent un recul nucléaire par collision élastique (si leur énergie est inférieure ou égale à 500 keV) ou inélastique (si leur énergie est supérieure à 1.5 MeV pour le fluor et 4.3 MeV pour le carbone). Les détails de l'interaction des neutrons avec les détecteurs sont donnés dans [5]. On peut voir à la figure 2.5 la réponse d'un détecteur pour différentes pressions pour une énergie de neutron donnée, soit 400 keV. De plus, la figure 2.6 montre l'énergie de seuil des neutrons pour différentes pressions. Finalement, la figure 2.7 montre la réponse de deux détecteurs aux neutrons d'une source AcBe. Ici, les données sont présentées en fonction de la surchauffe réduite, voir équation 2.4. Les deux détecteurs présentés sur cette figure ont des compositions différentes. En effet, l'un est un SBD-100 (composé de 50%  $\text{C}_3\text{F}_8$  et 50%  $\text{C}_4\text{F}_{10}$ ) qui est sensible à des neutrons d'énergie supérieure à 100 keV, et l'autre est un SBD-1000 (composé à 100% de  $\text{C}_4\text{F}_{10}$ ) et qui est sensible à des neutrons d'énergie supérieure à 1000 keV. C'est pourquoi les données du SBD-100 sont à plus basse température et celles du SBD-1000 à plus haute température.

Il est intéressant de noter le seuil de détection des neutrons. Les neutrons ne possédant pas une énergie plus grande que cette valeur de seuil ne sont pas détectés. Ceci représente l'avantage de réduire de façon importante le bruit de fond neutron à l'aide d'un blindage d'eau ou de paraffine. Les neutrons possédant une énergie suffisante à la détection sont ralentis par le blindage et se retrouvent sous le seuil de détection.

L'intérêt principal de l'étude de la réponse des SBDs aux neutrons est d'étalonner ces derniers. En effet, la composante qui nous intéresse dans les détecteurs est la masse active. C'est cette composante qui interagit avec les particules incidentes. Cependant, il est difficile de connaître avec précision la quantité de masse active présente dans chaque détecteurs. Afin de pouvoir étalonner les détecteurs, il faut évaluer une constante d'étalonnage (en  $\text{bulle}/\text{g} \cdot \text{n} \cdot \text{cm}^2$ ) aux neutrons de la source AcBe. Ainsi, une simple mesure de la réponse d'un détecteur en fonction de la température permettrait d'identifier la masse active le constituant. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour évaluer cette constante d'étalonnage. Premièrement, il est possible de déterminer la masse active d'un détecteur en le plaçant devant un faisceau de neutrons d'énergie bien définie et en étu-

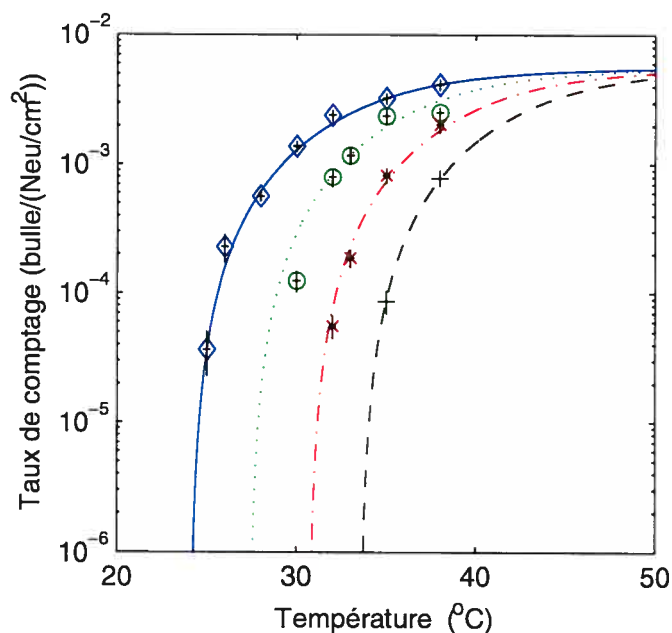


Figure 2.5 – Réponse d'un SBD-1000 de 10ml à des neutrons de 400 keV en fonction de la température pour différentes pressions : 1 atm ( $\diamond$ ), 1,4 atm (o), 1,7 atm (x) et 2 atm (+)

diant la réponse à plusieurs températures. En connaissant le flux de neutrons, la section efficace d'interaction, la probabilité de créer une vaporisation, à cette énergie et température données, et la composition chimique de la masse active, il est possible de calculer la fraction de la masse qui est active dans le détecteur avec le taux de comptage enregistré. Cette fraction est donnée par

$$f = \frac{NA}{nN_A M \sum_i \epsilon_i \sigma_i N_i} \quad (2.5)$$

où  $N$  est le nombre d'événements reçus,  $M$  la masse totale du détecteur,  $n$  le flux de neutrons intégré sur le temps de mesure,  $N_A$  le nombre d'Avogadro,  $A$  est le nombre de masse du liquide surchauffé (le fluor ici),  $\sigma_i$  la section efficace d'interaction du neutron,

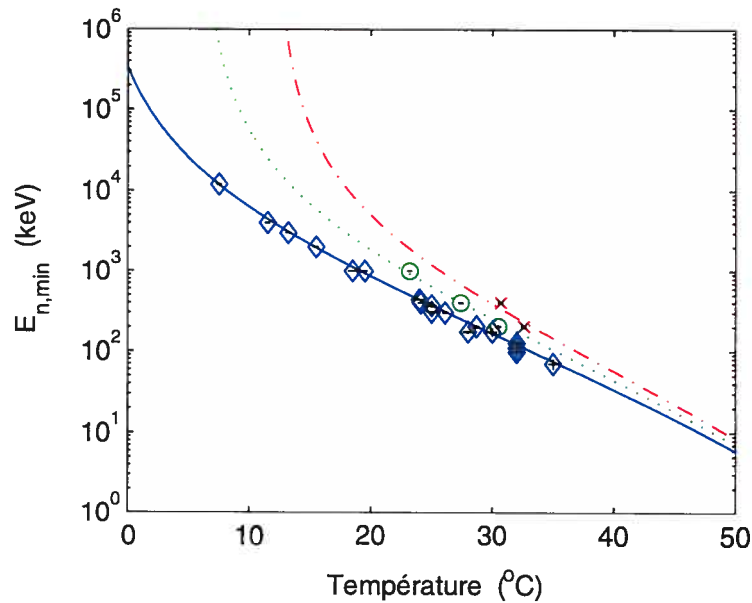


Figure 2.6 – Énergie de seuil des neutrons pour différentes pressions : 1 atm (◇), 1,4 atm (○) et 1,7 atm (×)

$N_i$  le nombre de noyaux et  $\varepsilon_i$  est l'efficacité pour chaque type de noyau [5]. Deuxièmement, on peut évaluer la masse active d'un détecteur par une méthode visuelle. Il s'agit de prélever plusieurs échantillons dans le détecteur et de mesurer le diamètre des gouttelettes présentes à l'aide d'un microscope afin d'en déterminer le volume, cette méthode sera décrite plus en détail au chapitre suivant. Troisièmement, on peut faire une mesure directe de la masse active en pesant chacune de ses composantes lors de la fabrication. Finalement, des simulations Monte Carlo peuvent être faites. On peut alors diviser la réponse du détecteur qui est en  $bulle/n \cdot cm^2$  avec la sensibilité obtenue par la simulation qui est en  $bulle/g \cdot n \cdot cm^2$  afin d'obtenir la masse active. Une fois la masse active établie, il suffit de diviser la sensibilité d'un détecteur (mesurée avec une source AcBe) par cette même masse, ce qui donne une constante d'étalonnage exprimée en  $bulle/g \cdot n \cdot cm^2$ . Le tableau 2.2 regroupe les différentes valeurs de masse active, de taux de comptage et constantes d'étalonnage obtenues pour différents détecteurs et méthodes. La figure 2.8 résume les résultats obtenus pour les constantes d'étalonnage selon les différentes tech-

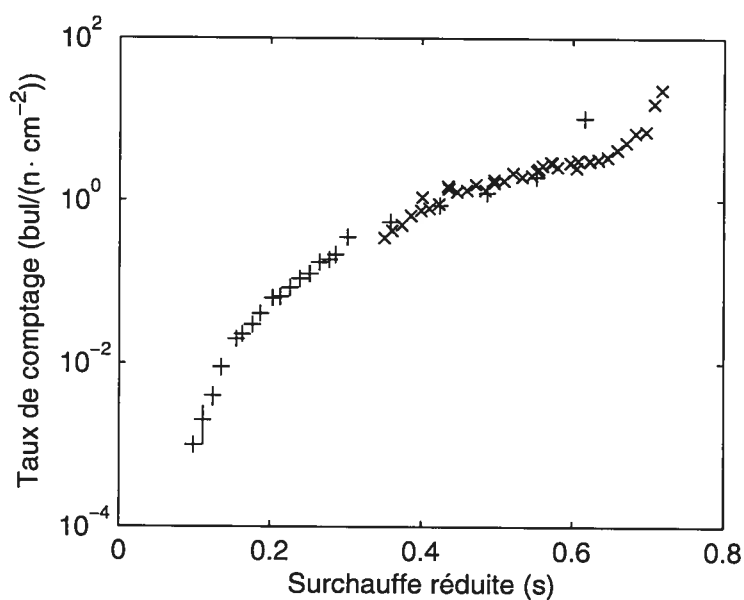


Figure 2.7 – Réponse aux neutrons de la source AcBe pour un détecteur SBD-100 (x) et un détecteur SBD-1000 (+) en fonction de la surchauffe réduite (voir équation 2.4)

niques. Ainsi, à partir de cette constante d'étalonnage, il sera possible d'évaluer la masse active des prochains détecteurs par un simple étalonnage avec la source AcBe.

### 2.3.2 Réponse aux $\alpha$

L'étude de la réponse des SBDs aux particules  $\alpha$  est très importante dans l'expérience PICASSO. En effet, comme il a déjà été mentionné plus haut, les alphas représentent la majeure partie du bruit de fond. Ces  $\alpha$  proviennent des composantes mêmes du détecteur, c'est-à-dire de toutes les composantes contenant des émetteurs  $\alpha$ . Si les particules alpha sont si gênantes, c'est que la région de sensibilité à ces particules se retrouve exactement dans la région d'opération des SBDs (et donc dans la région de détection du neutralino)(voir figure 2.2). Les autres particules ne causent pas vraiment de problèmes étant donné que leur région de détection se trouve à l'extérieur de celle d'opération.



Tableau 2.2 – Valeurs de certaines caractéristiques des détecteurs obtenues par des méthodes différentes, dont la constante d'étalonnage.

Méthode	Détecteur	Volume (ml)	Masse active (g)	Taux de comptage ( $bul/n \cdot cm^2$ )	Constante ( $bul/g \cdot n \cdot cm^2$ )
BTI	BD-100	10	$(4 \pm 0.4)10^{-4}$	$(5.7 \pm 0.9)10^{-3}$	$0.10 \pm 0.02$
Faisceau	BD-4437	10	$0.07 \pm 0.01$	$0.0067 \pm 0.0006$	$0.09 \pm 0.01$
Faisceau	BD-5014	10	$0.09 \pm 0.01$	$0.011 \pm 0.001$	$0.12 \pm 0.02$
Simulation	SBD-1000		1	$0.09 \pm 0.01$	$0.09 \pm 0.01$
Microscope	Cb-24	1040	$5.3 \pm 0.6$	$0.7 \pm 0.1$	$0.14 \pm 0.03$
Microscope	Cb-26	1040	$5.4 \pm 1.5$	$0.8 \pm 0.1$	$0.15 \pm 0.05$
Microscope	Cb-27	1040	$8.7 \pm 2.3$	$0.8 \pm 0.1$	$0.09 \pm 0.03$
Microscope	Cb-28	1040	$3.1 \pm 0.5$	$0.37 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.02$
Poids	Mb-59	1040	$8.77 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.2$	$0.14 \pm 0.02$

L'étude de la réponse alpha a été réalisée en ajoutant des sources émettrices d' $\alpha$ , dont l'activité est bien connue, au gel des détecteurs durant le processus de fabrication. Il est ainsi possible de placer ces détecteurs à différentes températures afin de mesurer leur réponse. Pour cette étude, différents détecteurs et sources radioactives ont été utilisés. Ici, seuls les résultats des données prises avec des SBDs-1000 seront présentés. Les autres résultats sont détaillés dans [9]. Un avantage de l'utilisation d'un SBD-1000 est que la température au seuil de détection est plus près de températures ambiantes et peut être obtenu facilement, ainsi, il est possible de l'atteindre lorsqu'on est à basse température, soit autour de  $15^\circ\text{C}$  (alors que pour le SBD-100 le seuil se retrouve à des températures trop basses pour être atteintes avec notre montage). La figure 2.9 montre les résultats des SBDs-1000 pour deux différentes sources émettrices de  $\alpha$ , soit  $^{241}\text{Am}$  et  $^{238}\text{U}$ . On voit que ces courbes sont très bien ajustées par une sigmoïde asymétrique. La différence entre la sensibilité des deux détecteurs présentés ici serait due à la différence dans la taille des gouttelettes dans chacun des détecteurs. Contrairement à la sensibilité neutron, qui dépend directement de la masse active et est indépendante de la taille des gouttelettes, la sensibilité alpha serait inversement proportionnelle à la taille des gouttelettes,

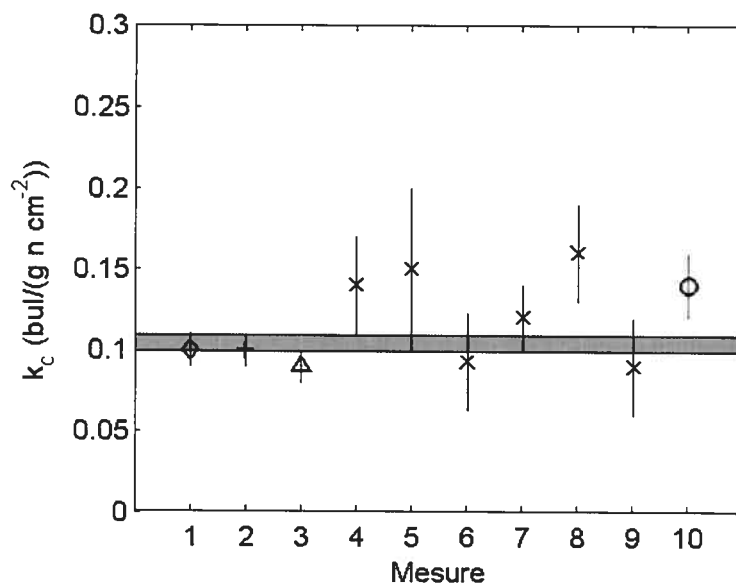


Figure 2.8 – Constante de calibration mesurée selon plusieurs méthodes : par BTI (◇), faisceau de neutrons (+), simulation Monte Carlo (△), mesure directe avec le microscope (x) et pesée de la masse active lors de la fabrication (○). La région ombrée correspond à la valeur moyenne.

du fait de leur petite portée dans le gel. On retrouve une explication plus détaillée au chapitre suivant. Ce qui permet de constater que le diamètre des gouttelettes dans le détecteur dopé à l' $^{238}\text{U}$  est plus grand que dans le détecteur dopé à l' $^{241}\text{Am}$ . Ceci amène à la conclusion que l'étude des distributions de gouttelettes dans les détecteurs est importante (voir chap.3) et qu'elles devraient rester constantes d'un détecteur à l'autre pour fin de comparaison. La courbe alpha mesurée et présentée à la figure 2.9 sera utilisée ultérieurement dans les chapitres sur les simulations numériques.

### 2.3.3 Réponse aux $\gamma$

Les SBDs sont sensibles aux  $\gamma$  seulement à haute température (soit au-delà de  $50^\circ\text{C}$  pour les SBDs-1000)(voir la figure 2.2). Cependant, comme ces températures font par-

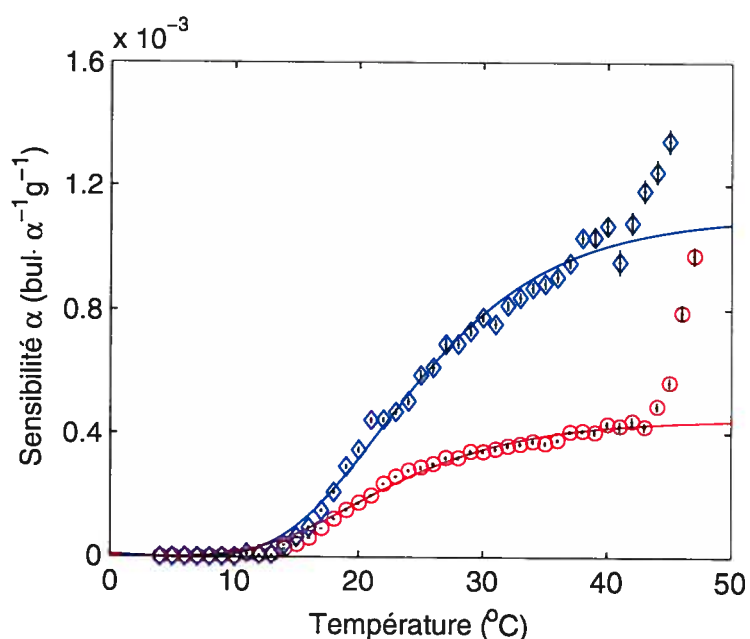


Figure 2.9 – Réponse alpha pour des détecteurs dopés à l' $^{241}\text{Am}$  ( $\diamond$ ) et à l' $^{238}\text{U}$  ( $\circ$ ).

tie de la région d'opération des SBDs, il est préférable d'en faire une étude complète. Comme le nombre atomique moyen du détecteur est faible ( $Z \approx 5.5$ ), c'est la diffusion Compton qui domine comme processus d'interaction des  $\gamma$ . Le recul des électrons ainsi produit dépose de l'énergie qui, à des températures élevées seulement, sera suffisante pour déclencher une vaporisation. Les détails des interactions des  $\gamma$  sont donnés dans [5]. Les résultats expérimentaux sont montrés à la figure 2.10 .

### 2.3.4 Réponse aux $\chi_0$

Le but ultime des SBDs est la détection d'un signal produit par l'interaction des neutralinos. Les détails sur la réponse neutralino sont donnés au chapitre 6. Cependant, on peut mentionner que l'interaction des  $\chi_0$  dans les SBDs est similaire à celle des neutrons. En effet, les  $\chi_0$  interagissent par reculs nucléaires dans le détecteur. On peut rappeler que la composition des détecteurs (fréon comme masse active) a été choisie parce

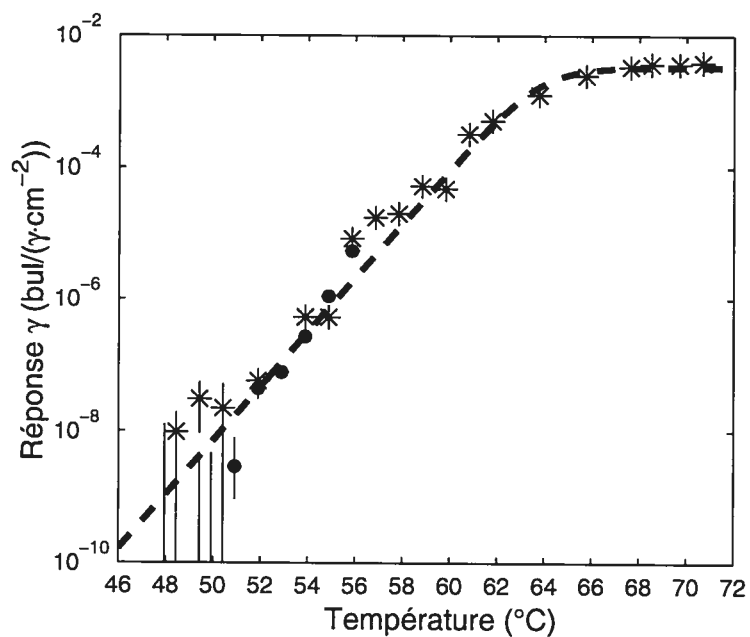


Figure 2.10 – Réponse gamma mesurée à l'aide d'une source de  $^{22}\text{Na}$  (dont l'activité est de  $0.7 \mu\text{Ci}$ ) avec deux détecteurs SBD-1000 de 10 ml (●) et (\*).

qu'elle offre une sensibilité favorable au  $\chi_0$ . Le fluor possède la propriété d'interagir avec le neutralino avec une dépendance au spin, caractéristique majeure de l'expérience PICASSO.

## CHAPITRE 3

### ÉTUDE DES DISTRIBUTIONS DE GOUTTELETTES DANS LES SBDs

On a vu au chapitre précédent que, contrairement à la réponse neutron, la réponse  $\alpha$  serait affectée par la taille des gouttelettes. Par conséquent, il est essentiel de bien connaître les distributions des tailles des gouttelettes dans chaque détecteur afin de comprendre leur réponse. Pour faire une telle étude, la manière visuelle reste la plus concluante. Ainsi, plusieurs détecteurs ont pu être étudiés et leur distribution de la taille des gouttelettes analysée. De plus, cette méthode d'analyse permet d'évaluer la quantité de masse active dans les détecteurs. Cette valeur est extrêmement importante pour les réponses des SBDs à toutes les formes de rayonnement.

#### 3.1 Effet de la taille des gouttelettes sur la réponse des SBDs

Comme on l'a vu à la section 2.3.2, il semble que la taille des gouttelettes modifie la réponse alpha des détecteurs. Cet effet serait explicable par la portée des particules  $\alpha$  dans la matière, qui est très courte. Lorsque la totalité de la masse active est distribuée en un grand nombre de petites gouttelettes, la probabilité qu'un  $\alpha$  rencontre une de ces gouttelettes est plus importante que lorsque la masse active est distribuée en un nombre plus petit de gouttelettes de plus grand diamètre. Ceci n'est qu'un effet probabiliste. En fait, l'efficacité de détection géométrique des alpha est donnée par

$$\varepsilon \approx \frac{3}{4} \cdot f \frac{R_\alpha}{R_g} \quad (3.1)$$

où  $f$  est la fraction de la masse active (voir équation 2.5),  $R_\alpha$  est la portée de la particule  $\alpha$  et  $R_g$  est le rayon de la gouttelette. On voit donc clairement la dépendance

inverse de la détection d'un  $\alpha$  au rayon de la gouttelette.

### 3.2 Méthode visuelle d'analyse des distributions de gouttelettes

Afin de déterminer la distribution de la taille des gouttelettes et aussi la fraction de masse active contenue dans un détecteur, on peut faire une analyse visuelle à l'aide d'un microscope préalablement calibré. Pour ce faire, il faut prélever plusieurs échantillons du détecteur à différents endroits. Pour les analyses décrites ici, des échantillons ont été recueillis près du bord, près du centre et dans la zone intermédiaire aux deux précédentes, et ce sur différentes couches du détecteur, c'est-à-dire des régions entre le haut et le bas du détecteur. Le premier détecteur de 1 l étudié de cette façon est le détecteur numéroté 24 <sup>[10]</sup>(les détecteurs sont numérotés en ordre chronologique de fabrication). La distribution de ce détecteur a servi de référence pour des simulations Monte Carlo, ainsi que pour d'autres analyses. Trois autres détecteurs de 1 l ont été analysés de la même manière, le 26, le 27 et le 28. Les résultats détaillés de ces trois détecteurs seront présentés ici.

Pour faire l'analyse visuelle des échantillons prélevés, on utilise un microscope muni d'une caméra numérique afin de pouvoir enregistrer les images sur l'ordinateur. La première étape consiste à calibrer le microscope. Cette calibration sera expliquée plus bas. Ensuite, il faut analyser tous les échantillons. Pour ce faire, on place un échantillon à la fois sur le microscope et en changeant le foyer, il est possible de passer au travers de tout l'échantillon (en profondeur) en prenant des images à chaque pas. Ce pas est déterminé de façon à ce que toutes les gouttelettes rencontrées soient recueillies. On peut voir à la figure 3.1 un exemple d'image enregistrée. Le grossissement utilisé pour une telle analyse peut varier. Pour le détecteur 24, un grossissement  $\times 20$  a été utilisé, tandis que pour les détecteurs 26, 27 et 28, on a choisi un grossissement  $\times 40$ . Une fois l'analyse de ces trois derniers détecteurs terminée, on s'est aperçu qu'un grossissement  $\times 40$  n'est pas le plus approprié pour l'analyse des détecteurs de 1 l, puisque pour le même temps d'analyse, on étudie un volume beaucoup plus petit, et on verra que l'incertitude

sur la masse active dépend grandement du volume total analysé. Une fois les images de chaque échantillon recueillies par l'ordinateur, il faut faire une analyse systématique des diamètres de chaque gouttelette. Un logiciel permettant d'encercler les gouttelettes à l'aide de la souris de l'ordinateur a été employé, ce qui a simplifié quelque peu le travail. Cependant, l'analyse de toutes les gouttelettes reste un exercice très laborieux. En effet, pour chaque échantillon, un nombre variant entre 10 et 40 images (dépendant de l'épaisseur de l'échantillon) doit être étudié, et dans chaque image, entre 1 et 10 gouttelettes doivent être encerclées. À la fin de l'analyse, entre 1000 et 9000 diamètres de gouttelettes ont été enregistrés. Une fois cette laborieuse étape terminée, il est possible de regrouper tous les diamètres afin de créer la distribution voulue. On peut ensuite transformer cette distribution des diamètres en distribution des volumes. Les résultats obtenus de cette analyse, appliquée aux trois détecteurs, sont présentés dans la section 3.3.

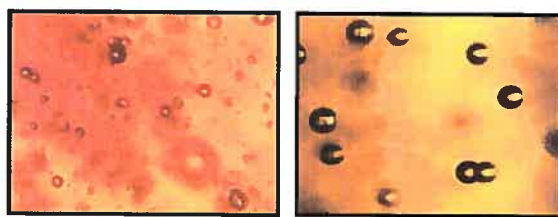


Figure 3.1 – Images de gouttelettes recueillies à l'aide du microscope et de la caméra numérique

Pour ce qui est de la détermination de la fraction de la masse active contenue dans le détecteur, il faut tout d'abord évaluer la fraction contenue dans le volume analysé. Pour ce faire, il suffit de déterminer le volume total occupé par les gouttelettes, en partant du diamètre et en le transformant en volume, ainsi que le volume total analysé. Pour évaluer ce dernier, il faut connaître les dimensions d'une image analysée, en utilisant le même logiciel décrit précédemment, on peut les obtenir. On a aussi besoin de la profondeur optique d'une image. La façon de l'obtenir est décrite un peu plus loin. On retrouve ces différentes quantités dans le tableau 3.1. Ensuite, il suffit de calculer le volume représenté par une image (hauteur  $\times$  largeur  $\times$  profondeur optique) et le multiplier par le nombre d'images. La fraction est alors obtenue en divisant le volume occupé par les gouttelettes

par le volume total analysé. En considérant que le volume analysé est représentatif de tout le volume du détecteur, on peut considérer cette fraction mesurée comme la fraction représentant le contenu du détecteur, avec une certaine incertitude qui sera décrite plus loin.

Pour ce qui est du calibrage du microscope, il fallait tout d'abord connaître la profondeur optique. Pour l'évaluer, une lamelle de verre, dont l'épaisseur a préalablement été mesurée à l'aide d'un micromètre, a été placée sous le microscope. Il a nécessité  $322 \pm 8$  graduations du microscope pour traverser toute la lamelle. Ensuite, il fallait identifier la valeur des diamètres donnés par le logiciel (ces valeurs sont en pixels) en micromètres, et ce, pour les différents grossissements du microscope. L'image d'un fil d'argent dont le diamètre était connu a été recueillie avec les différents grossissements, et à l'aide du logiciel, le diamètre a été mesuré. Ainsi, la conversion des pixels aux  $\mu\text{m}$  a pu être obtenue. Les valeurs des différents étalonnages sont regroupées dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 – Données de la calibration du microscope et du logiciel utilisé pour la mesure des diamètres

Profondeur optique ( $\mu\text{m/g}$ )	$3.12 \pm 0.08$
Largeur de la fenêtre du logiciel (pixel)	$320 \pm 1$
Hauteur de la fenêtre du logiciel (pixel)	$239 \pm 1$
Grossissement $\times 4$ (pixel/ $\mu\text{m}$ )	$6.3 \pm 0.8$
Grossissement $\times 10$ (pixel/ $\mu\text{m}$ )	$2.6 \pm 0.1$
Grossissement $\times 20$ (pixel/ $\mu\text{m}$ )	$1.30 \pm 0.02$
Grossissement $\times 40$ (pixel/ $\mu\text{m}$ )	$0.63 \pm 0.03$

### 3.3 Résultats des différentes analyses

Trois détecteurs ont été analysés par la méthode visuelle. Les détails de la prise de données pour chacun de ces détecteurs sont donnés dans le tableau 3.2. On peut y voir entre autre le nombre d'images recueillies, le nombre de gouttelettes analysées, le



nombre moyen de gouttes par image, etc ...

Tableau 3.2 – Données de la prise de mesure pour les détecteurs numérotés 26, 27 et 28.

	Cb-026	Cb-027	Cb-028
Grossissement	×40	×40	×40
Nombre d'échantillons prélevés	47	41	53
Nombre total d'images	1085	940	1577
Nombre de gouttelettes analysées	1519	1437	5397
Nombre moyen de gouttelettes/image	1.36	1.49	3.42
Volume total analysé ( $mm^3$ )	$2.1 \pm 0.1$	$1.8 \pm 0.1$	$3.0 \pm 0.2$

On peut voir à la figure 3.2 les distributions des diamètres des gouttelettes des trois différents détecteurs, ainsi que celle du détecteur 24 et de quelques autres détecteurs. On constate que les distributions sont similaires. On peut aussi voir à la figure 3.3 les distributions en volume associées à celles des diamètres pour les trois détecteurs. On voit que, pour le détecteurs 28, les petits volumes sont en plus grand nombre que pour les autres détecteurs. Ceci est dû au fait que le diamètre moyen est plus petit pour ce détecteur.

Une étude a aussi été réalisée pour savoir s'il y a une uniformité dans la dispersion des gouttelettes dans le détecteur. Le tableau 3.3 regroupe différents résultats de cette analyse, on constate qu'aucune tendance n'est observable.

Sur les graphiques montrés aux figures 3.4 et 3.5, on peut voir la répartition des différentes fractions de masse active calculées, en fonction de la position dans le détecteur. Pour la figure 3.4, la tranche 1 représente le bas du détecteur et la 6 le haut. Cependant, une partie mesurant environ 6cm, de la région supérieure du détecteur, a été retirée avant l'analyse, car le gel à cet endroit était très abîmé. Cette détérioration est due à l'action de l'azote (gaz utilisé pour la recompression des détecteurs) dans le gel. En effet, malgré la couche d'huile minérale protégeant la partie supérieure, l'azote a pénétré par diffusion jusqu'au gel. C'est pour cette raison que pour les futurs détecteurs, la recompression sera effectuée par un système mécanique rempli d'huile minérale. La tranche 6 représente

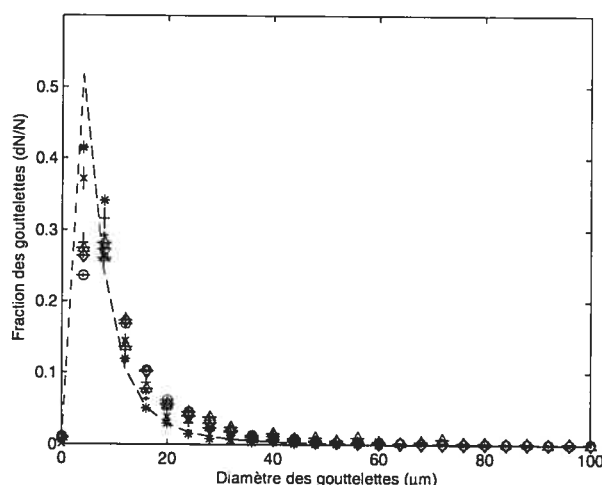


Figure 3.2 – Distribution des diamètres des gouttelettes pour plusieurs détecteurs, SBD-1000 : 24 :·, 26 :x, 27 :+, 28 :\*, SBD-1000 dopés aux  $\alpha$ , 39 :◇, 56 :o et un SBD-1000 de 51, 66 :Δ. On peut voir l’ajustement de la distribution du 24 en pointillés

donc la zone située à environ 6cm du haut du détecteur.

Pour ce qui est des régions transversales du détecteur, soit le centre, la région intermédiaire et le côté, comme le diamètre du détecteur est d’environ 12cm, le centre représente environ la région de 0 à 5cm de diamètre, la région intermédiaire de 5 à 10cm et celle du côté représente la région de 10cm à la limite externe du détecteur.

Les données sur la fraction de masse active pour les différentes régions des détecteurs ne comportent pas d’incertitudes puisque ces résultats ont un but qualitatif. On voit que par rapport à la position verticale dans le détecteur, seul les données du détecteur 28 semblent avoir une tendance. Il semble que plus on monte dans le détecteur, plus la fraction de masse active augmente. Cependant, cette propriété n’est pas observée dans le détecteur 26, où la fraction de masse active est assez constante, et ni dans le détecteur 27. Pour ce qui est de la position horizontale dans le détecteur, il semble que plus on s’éloigne du centre, plus la fraction de masse active diminue. C’est le cas pour les détecteurs 26 et 27. Cependant, ces conclusions ne seront pas représentatives pour les détecteurs de la prochaine phase, étant donné que la méthode de fabrication est diffé-

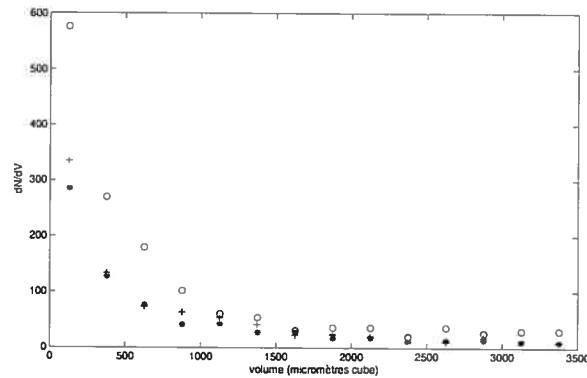


Figure 3.3 – Distribution des volumes des gouttelettes pour les détecteurs 26 :\*, 27 :+ et 28 :o.

rente.

Il faut aussi mentionner que la valeur de la fraction de masse active du détecteur complet a été obtenue avec un ajustement. En fait, comme le volume total analysé est tellement petit, il faut extrapoler pour le volume total du détecteur. Pour ce faire, on ajuste les distributions de diamètres et on prend cet ajustement pour calculer la fraction de masse active qu'on obtiendrait avec le volume total. Cependant, comme le grossissement utilisé pour ces analyses était trop élevé, il se peut que beaucoup de plus grosses gouttelettes n'aient pas été analysées. Ce qui changerait la distribution en diamètres et aussi le résultat final. L'extrapolation a donc été utilisée pour des gouttelettes dont le diamètre maximal se trouve entre 100 et 160 micromètres. La figure 3.6 montre les valeurs de fraction de masse active obtenues de ces différents ajustements selon le diamètre maximal de gouttelette considéré. Comme on ne s'attend pas à retrouver des gouttelettes de plus de 110  $\mu\text{m}$  dans les détecteurs de 1 l, la valeur de l'ajustement à un diamètre de 106  $\mu\text{m}$  obtenue a été considérée. L'incertitude a ensuite été déduite afin de bien représenter le fait qu'un volume infime ait été étudié.

Il est intéressant de rappeler que connaître la fraction de masse active dans les détecteurs permet d'identifier une constante d'étalonnage pour les neutrons de la source

Tableau 3.3 – Résultats des analyses pour les détecteurs 26, 27 et 28.

	Cb-026	Cb-027	Cb-028
Diamètre moyen ( $\mu\text{m}$ )	11 $\pm$ 1	11 $\pm$ 1	8 $\pm$ 1
Fraction de masse active du détecteur (%)	0.4 $\pm$ 0.1	0.6 $\pm$ 0.2	0.21 $\pm$ 0.02
Fraction pour la tranche 1 (%)	0.25	0.12	0.12
Fraction pour la tranche 2 (%)	0.18	0.32	0.11
Fraction pour la tranche 3 (%)	0.23	0.09	0.19
Fraction pour la tranche 4 (%)	0.19	0.35	0.28
Fraction pour la tranche 5 (%)	0.19	0.19	0.43
Fraction pour la tranche 6 (%)	0.57	—	0.34
Fraction pour le centre (%)	0.30	0.33	0.24
Fraction pour la région intermédiaire (%)	0.25	0.23	0.30
Fraction pour le côté (%)	0.24	0.11	0.19

AcBe. Les trois valeurs calculées ici ont été prises en compte pour l'évaluation de cette constante (voir chap.1 et figure 2.8).

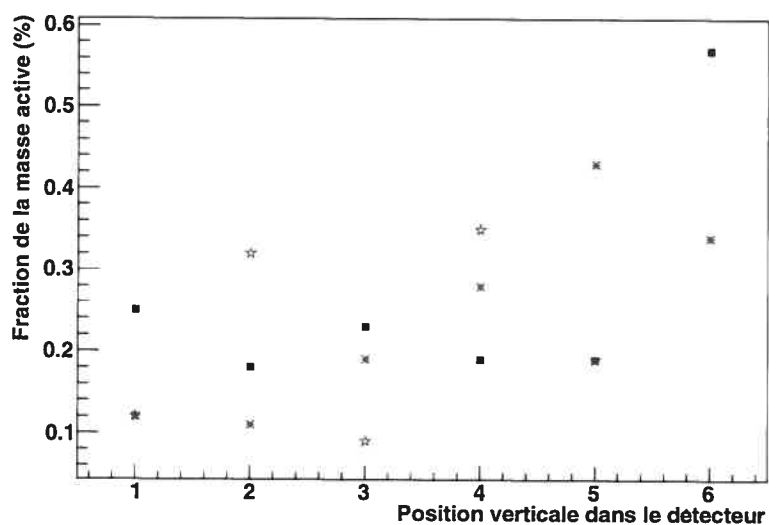


Figure 3.4 – Fraction de masse active selon la position verticale dans le détecteur (selon les tranches, 1 étant la tranche la plus en bas et 6, celle la plus haute), pour les détecteurs 26 :□ bleu, 27 :☆ vert et 28 :\* rose

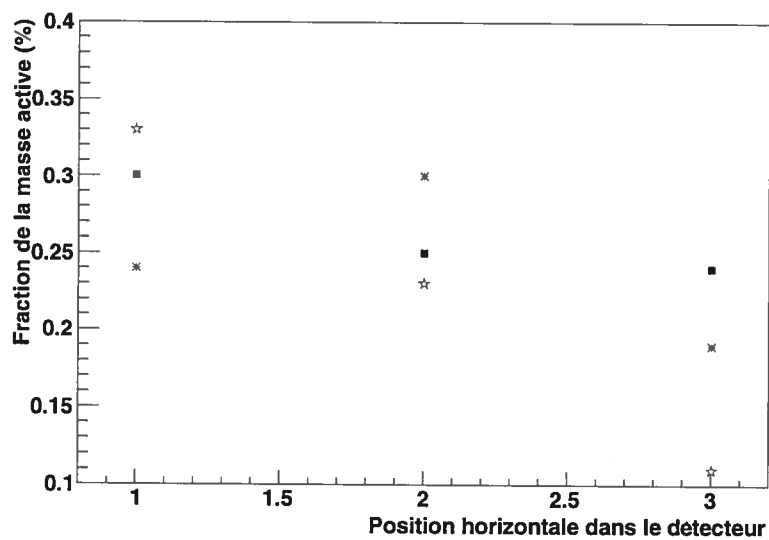


Figure 3.5 – Fraction de masse active selon la position horizontale dans le détecteur, pour les détecteurs 26 :□ bleu, 27 :☆ vert et 28 :\* rose

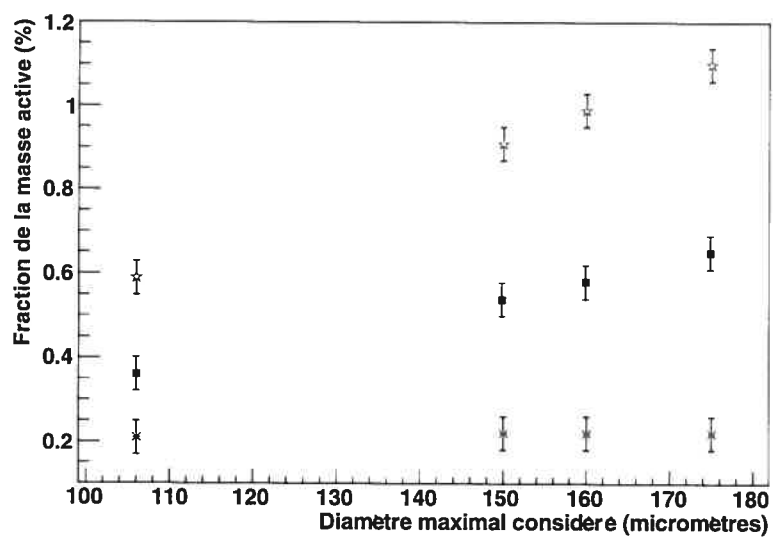


Figure 3.6 – Fraction de masse active selon le diamètre maximal considéré pour l’ajustement de la distribution, pour les détecteurs 26 :□ bleu, 27 :\* vert et 28 :\* rose

## CHAPITRE 4

### SIMULATIONS NUMÉRIQUES DE L'EXPÉRIENCE PICASSO

L'utilité des simulations numériques en science n'est plus à démontrer. En effet, grâce à ces dernières, il est possible d'étudier et de prévoir les résultats d'une expérience. Ainsi, plusieurs améliorations peuvent être apportées avant même que la prise de données ait débuté. Dans PICASSO, les simulations numériques jouent aussi un grand rôle. Plusieurs simulations ont été réalisées sur la réponse des détecteurs aux différentes particules, sur les blindages à employer, etc. Dans ce chapitre, la simulation numérique de la prise de données est décrite. En effet, en se basant sur la phase précédente de l'expérience, il est possible de faire des simulations numériques qui reproduisent les résultats obtenus.

#### 4.1 Expérience et analyse des résultats de 2004

La dernière prise de données a eu lieu entre le 15/04/04 et le 15/08/04 <sup>[11]</sup>. Pendant cette période, trois détecteurs de 1.5 l ont été placés dans la mine de Sudbury. Il s'agit plus précisément des détecteurs 40, 46 et 47. Ces derniers étaient les détecteurs les plus purs de leur génération. C'est-à-dire qu'ils ont été fabriqués avec du CsCl purifié et avec des ingrédients préalablement filtrés. De cette façon, le bruit de fond interne a pu être réduit d'un facteur 1000. Le détecteur 40 était le plus pure des trois. On peut voir dans le tableau 4.1 le détail des caractéristiques des trois détecteurs.

La prise de données de cette phase de l'expérience s'est effectuée selon des séries de 30 heures, sauf pour une de 60 heures et deux de 90 heures. Après chaque série de mesure, les détecteurs étaient recomprimés à l'azote et maintenus sous une pression de 8 bar pour une durée de 10 h. Les données ont été acquises à différentes températures entre 20°C et 47°C. À la fin de cette phase, près de 3000 heures de mesure avaient été

Tableau 4.1 – Différentes caractéristiques des détecteurs 40, 46 et 47

Détecteur	Mb-040	Mb-046	Mb-047
Masse active (g)	7.5±0.7	9.3±1.4	7.1±0.6
Bruit de fond interne ( $h^{-1}g^{-1}$ )	1.78	3.55	1.73

faites. Cependant, pour l'analyse de ces données, il fut impossible d'utiliser la totalité de ces heures de mesure. En effet, lorsqu'une mesure est lancée, le détecteur se retrouve décomprimé. Il y a donc une période où le gel du détecteur n'est pas parfaitement en équilibre et durant ce temps, beaucoup de signaux acoustiques sont enregistrés, dû au mouvement du gel. Il a ainsi fallu rejeter les minutes suivant la décompression. Il restait ainsi 2569 heures pour l'analyse. Le tableau 4.2 montre les températures auxquelles les mesures ont été prises, ainsi que les temps nets, utilisés dans l'analyse, associés à chaque température pour le détecteur 40.

Tableau 4.2 – Détails sur la température et le temps d'exposition de la prise de mesure avec le détecteur 40

Température (°C)	20	25	28	31	33
Temps d'exposition (h)	119.3	268.5	149.2	149.2	149.2

35	38	40	43	45	47
298.3	149.2	179.0	359.3	448.2	299.2

Pour faire l'analyse complète de cette phase de l'expérience, les trois détecteurs mentionnés plus haut ont été utilisés. Cependant, seule l'analyse du 40 sera détaillée ici, puisque c'est celle qui servira de point de départ aux simulations numériques, étant donné sa grande pureté. La figure 4.1 montre les taux de comptage pour les différentes températures obtenus pour le détecteur 40 pour la durée complète de l'expérience. Les taux de comptage sont obtenus en divisant le nombre d'événements enregistré par le temps de mesure et par la masse active, on obtient donc des événements par unité de



temps par unité de masse. Les barres d'erreurs représentent l'incertitude statistique sur le taux de comptage (selon Feldman-Cousin [71], pour moins de 20 événements, et Poisson, pour plus de 20).

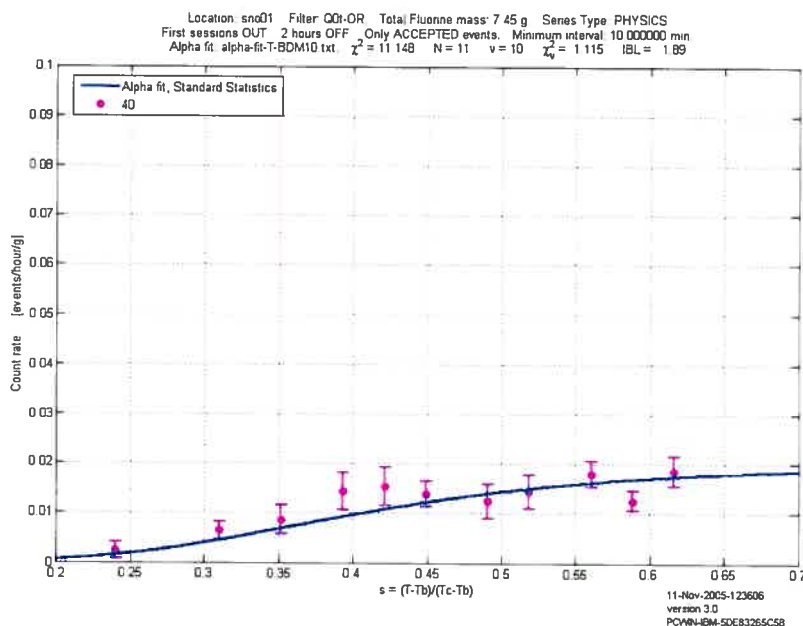


Figure 4.1 – Taux de comptage pour le détecteur 40 aux différentes températures. On peut voir l'ajustement de la courbe alpha

L'analyse faite par PICASSO a pour but de détecter une interaction avec des neutralinos. Pour ce faire, il faut d'abord identifier la composante provenant des particules alpha, principales responsables du bruit de fond interne des détecteurs. En effet, les neutrons sont amenés sous le seuil de détection par un blindage d'eau. Plusieurs mesures ont été réalisées pour bien connaître la réponse des détecteurs aux particules alpha, afin de pouvoir séparer ce signal d'un éventuel signal neutralino. La courbe finale tirée de ces analyses est présentée dans le chapitre 2 à la figure 2.7. Cette courbe a la même forme pour tous les détecteurs. Il est ensuite possible de différencier cette courbe alpha de celle du neutralino. La figure 4.2 montre la courbe alpha et plusieurs courbes neutralino pour différentes sections efficaces de ce dernier. La manière d'obtenir ces courbes sera expliquée au chapitre 6. On peut ainsi comprendre comment se démarque le signal neutralino

du bruit de fond alpha. Lors de l'analyse des données recueillies par les détecteurs, il faut donc ajuster la courbe alpha aux données, ainsi que les différentes courbes neutralino. On peut ainsi voir si la composante du neutralino est présente dans les données ou non, et si oui pour quelle masse et quelle section efficace d'interaction du neutralino avec le  $^{19}\text{F}$  et avec quel niveau de confiance.

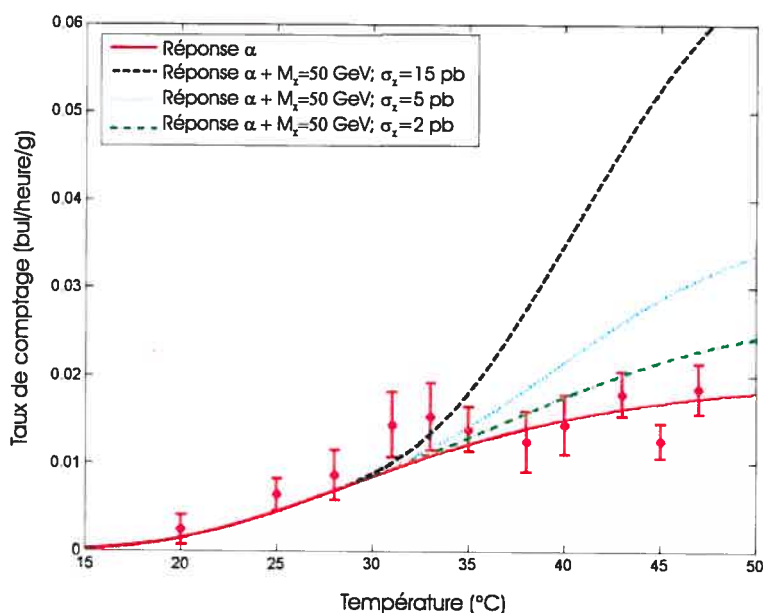


Figure 4.2 – Réponse d'un détecteur avec ajustement de la courbe alpha et avec plusieurs courbes de réponse neutralino (pour différentes masses du  $\chi_0$ )

Cependant, comme le bruit de fond, interne et externe, est encore très important à ce stade de l'expérience, la composante neutralino est encore impossible à séparer. On a seulement la possibilité de mettre une valeur limite d'exclusion du neutralino, c'est-à-dire une valeur (de masse et de section efficace d'interaction) au-dessus de laquelle le neutralino ne devrait pas exister selon les données de PICASSO. Les résultats de l'analyse faite sur les détecteurs de la phase précédente, ont donné une limite sur la section efficace de 1.3 pb à un niveau de confiance de 90%, et ce, pour une masse de 29 GeV. Cette masse représente le minimum pour la section efficace d'exclusion. La figure 4.3 montre les limites sur la section efficace obtenues pour les différentes masses du  $\chi_0$  pour le détecteur 40.

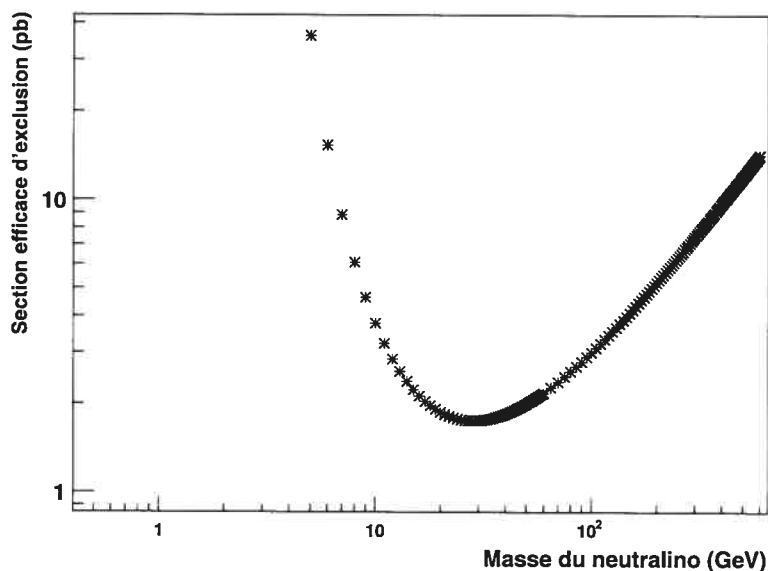


Figure 4.3 – Limites sur la section efficace d'exclusion du neutralino pour différentes masses obtenues du détecteur 40

## 4.2 La simulation

À l'aide de l'analyse et des résultats obtenus du détecteur 40, tout est maintenant prêt pour les simulations numériques. Le but de ces simulations est de pouvoir reproduire l'expérience et d'y modifier des paramètres (comme la température de mesure, le temps d'exposition, le bruit de fond interne, etc...) afin d'étudier leurs effets sur l'analyse des résultats. Cependant, la première étape est de reproduire numériquement les résultats expérimentaux. Le point de départ des simulations est l'ajustement de la courbe alpha aux données expérimentales du détecteur 40. On peut voir cet ajustement à la figure 4.1. Comme la forme de la réponse alpha est la même pour tous les détecteurs, l'ajustement ne représente qu'une normalisation de la courbe, c'est-à-dire la contamination interne plus ou moins grande du détecteur aux alphas. Cet ajustement de la courbe alpha représente la réponse (taux de comptage) du détecteur 40 en fonction de la température. Il faut noter que pour plus de précision, l'ajustement a été fait avec les données alpha expérimentales. Ainsi, nous n'utilisons pas l'équation de l'ajustement, mais bien les points

discrets. Lorsqu'une température choisie ne fait pas partie de la liste de températures prises expérimentalement, une interpolation à l'aide d'un polynôme de troisième degré est faite. On peut ainsi générer des taux de comptage à différentes températures et, de cette façon, simuler une nouvelle expérience.

En fait, pour simuler des événements, il faut d'abord choisir une masse active, une température et un temps d'exposition du détecteur à cette température. Ensuite, grâce à l'ajustement, on peut obtenir le taux de comptage enregistré par le détecteur 40. En multipliant le taux de comptage par la masse active et par le temps d'exposition, on obtient le nombre d'événements mesuré expérimentalement. On veut que les événements simulés à partir de l'expérience soient statistiquement égaux à ceux obtenus expérimentalement. On génère donc des événements selon une gaussienne autour de la moyenne qui est donnée par les valeurs expérimentales pour chaque température. Le sigma de cette gaussienne est donné par l'incertitude statistique sur le nombre d'événements expérimental, soit Feldman-Cousin ou Poisson. Ainsi, les événements générés numériquement représentent des effets statistiques sur les données expérimentales. On peut voir à la figure 4.4 un exemple de données simulées pour certaines températures. Un ajustement de la courbe alpha peut être fait sur ces données simulées, ce qui doit donner une valeur de normalisation similaire à celle du détecteur 40, c'est-à-dire le bruit de fond interne qui est de 1,78. Le facteur de normalisation de cet ajustement est représenté par le paramètre  $p_0$  sur la figure 4.4, c'est le même facteur  $\alpha$  que l'on retrouve à l'équation 4.1.

Une fois les données simulées, il est possible de faire la même analyse réalisée pour le détecteur 40. C'est-à-dire de faire un ajustement de la courbe alpha et de la courbe neutralino afin d'en tirer une limite d'exclusion. On peut rappeler que l'ajustement est représenté par la fonction suivante :

$$F = \alpha F_\alpha + \beta F_\chi \quad (4.1)$$

où  $\alpha$  est la normalisation de la composante alpha (ajustement) et  $\beta$  représente la section efficace qui permet l'ajustement de la réponse neutralino. Cet ajustement est réalisé avec

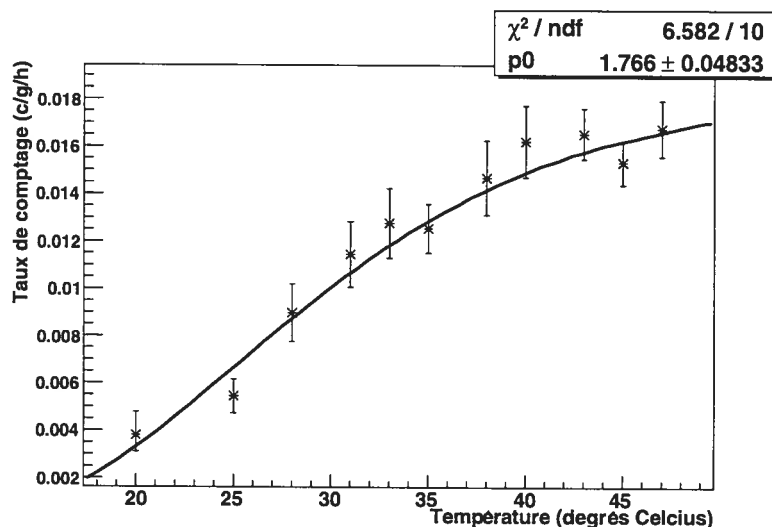


Figure 4.4 – Exemple de données générées numériquement pour certaines températures avec un ajustement de la courbe alpha. Le paramètre  $p_0$  représente le facteur  $\alpha$  de l'équation 4.1

une méthode de minimisation du chi-carré appelée MINUIT (ROOT) <sup>[12]</sup>. On peut voir à la figure 4.5 un exemple de l'ajustement aux données simulées, ainsi que les valeurs des différents paramètres de cet ajustement. On voit que le paramètre  $\alpha$  ( $p_0$ ) est bien le même que le bruit de fond interne du détecteur 40. Le paramètre  $\beta$  ( $p_1$ ) et son incertitude donne la limite d'exclusion (à  $1 \sigma$ , c'est-à-dire à 68.3% C.L.). On voit bien ici que la valeur est nulle, étant donné que la simulation génère seulement une réponse alpha.

Pour obtenir la limite dont le niveau de confiance est de 90%, il faut multiplier l'incertitude du paramètre  $\beta$  par 1.6. Ainsi, on obtient la limite d'exclusion voulue. Cependant, en faisant la simulation une seule fois, on obtient un résultat statistique, mais si on fait une nouvelle simulation, on obtiendra des résultats différents. En effet, les événements sont générés selon une gaussienne possédant une moyenne (le nombre d'événement obtenu de l'expérience) et un écart-type (l'incertitude sur le nombre d'événements), donc les événements générés vont suivre cette distribution et ainsi, le nombre d'événements simulé variera d'une simulation à l'autre. Afin de s'assurer de faire une étude statistique complète, il est important de faire les simulations un très grand nombre

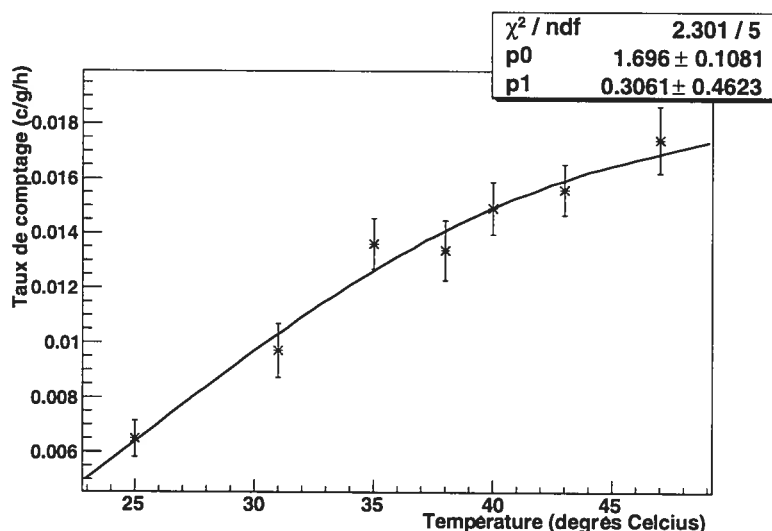


Figure 4.5 – Exemple d’un ajustement de la fonction  $F$  pour une série générée numériquement. Les paramètres  $p_0$  et  $p_1$  représentent  $\alpha$  et  $\beta$  de l’équation 4.1 respectivement

de fois. De cette façon, on s’assure d’obtenir des résultats qui représentent statistiquement la réalité. Ici, il a été décidé de faire les simulations 5000 fois. Évidemment, ces 5000 simulations donnent 5000 valeurs de limite d’exclusion. Ces valeurs ont donc été regroupées dans un histogramme, afin de mieux voir leur distribution. Pour évaluer la limite d’exclusion obtenue de ces 5000 simulations (qui maintenant tiennent compte des effets statistiques), il est possible de faire un ajustement gaussien et d’en tirer les valeurs de la moyenne et de la écart-type. Les valeurs de ces paramètres de l’ajustement permettent d’obtenir une limite d’exclusion et son incertitude tenant compte des 5000 simulations.

### 4.3 Résultats des simulations

Rappelons que le but de ces simulations est de reproduire les résultats obtenus de la dernière phase de l’expérience PICASSO, à partir des mêmes températures, des mêmes temps d’exposition et des mêmes caractéristiques du détecteurs 40 (voir tableau 4.1 et tableau 4.2). Comme mentionné plus haut, un nombre de 5000 simulations a été décidé

pour inclure les effets statistiques. La figure 4.6 montre les 5000 valeurs du paramètre  $\beta$  de l'ajustement de la fonction  $F$ . On voit qu'effectivement on obtient une distribution gaussienne. Il est intéressant de noter que la moyenne de cette gaussienne est 0, ce qui était attendu, du fait que les données sont générées à partir de la partie alpha seulement de la fonction  $F$ . C'est-à-dire que la génération d'événements se fait sans composante  $\chi_0$ . Il est donc évident que l'ajustement donne une composante du  $\chi_0$  nulle.

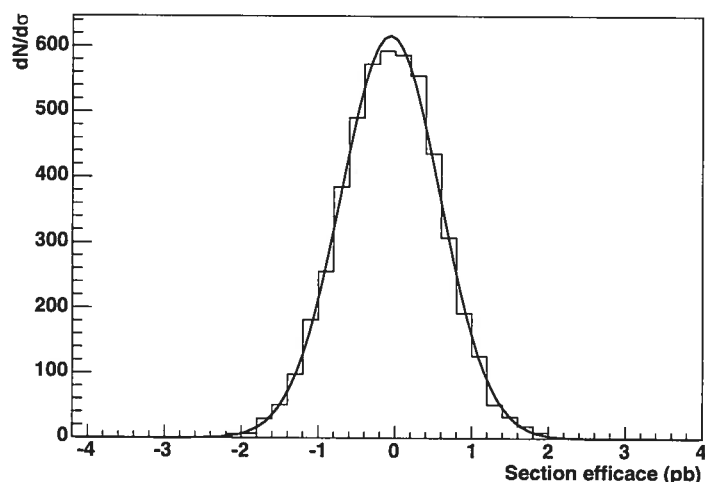


Figure 4.6 – Histogramme des valeurs du paramètre  $\beta$  obtenues de l'ajustement de la fonction  $F$  sur 5000 séries des données simulées numériquement

Afin d'obtenir les valeurs de limite d'exclusion, on transforme ces 5000 valeurs  $\beta$  et leur incertitude en exclusion à 90% C.L. On place les valeurs ainsi calculées dans un histogramme et on peut calculer l'exclusion pour les 5000 simulations par un ajustement gaussien fait sur cet histogramme. Une fois la simulation terminée, il faut comparer les résultats obtenus numériquement à ceux obtenus expérimentalement. Le tableau 4.3 regroupe les limites d'exclusion de la section efficace (ultime valeur intéressante) de l'expérience et de la simulation pour une masse de 29 GeV, soit le minimum de l'exclusion.

L'incertitude associée à la valeur d'exclusion de la simulation numérique représente le sigma de l'ajustement gaussien fait sur l'histogramme. Les erreurs systématiques de l'expérience, comme l'incertitude sur la masse active, n'ont pas été incluses dans la

Tableau 4.3 – Valeurs de limites d'exclusion à 90% C.L. de la section efficace obtenues de l'expérience et de la simulation numérique pour une masse du  $\chi_0$  de 29GeV

Valeur	Section efficace d'exclusion (pb) à 90% C.L.
Expérience	1.3
Simulation numérique	$1.1 \pm 0.6$

simulation. Ces erreurs correspondent à environ 13%. Ce qui ramènerait la valeur obtenue numériquement à 1.22. Toutefois, l'écart-type englobe ces erreurs. Il est intéressant d'observer la figure 4.7 afin de voir l'endroit dans l'histogramme où se retrouve la valeur expérimentale. On voit qu'elle est dans la région où la probabilité de retrouver une valeur lors d'une simulation est grande. De par ces résultats, l'efficacité et la validité de la simulation sont démontrées. Par le fait même, la simulation numérique valide les résultats obtenus expérimentalement.

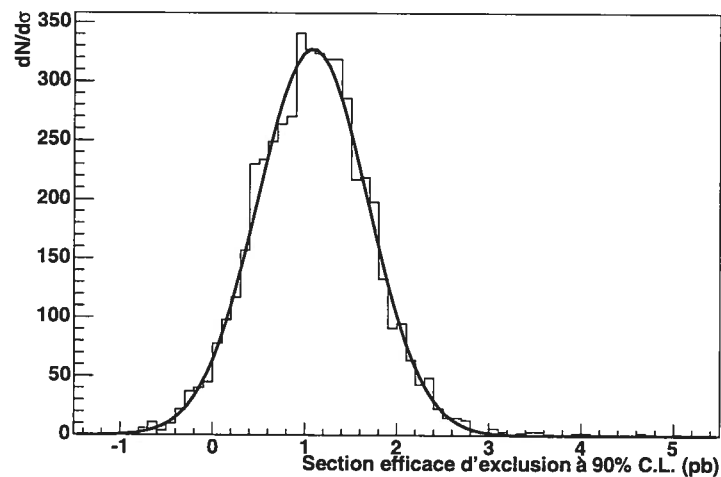


Figure 4.7 – Valeurs des limites d'exclusion à 90% C.L. de la section efficace de 5000 simulations numériques de l'expérience



## CHAPITRE 5

### OPTIMISATION DE LA PRISE DE DONNÉES À L'AIDE DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Maintenant que la simulation numérique de l'expérience a été réalisée, il serait intéressant de l'utiliser dans le but d'améliorer les prises de mesure futures. Vérifier comment le choix des températures et des temps d'exposition pour chaque température (seuls paramètres pouvant être modifiés au cours d'une expérience, la masse active et le bruit de fond interne étant fixés) affecte les résultats. Y a-t-il un moyen d'améliorer les limites d'exclusion en jouant avec ces derniers paramètres, ou ont-ils très peu d'effets sur le résultat final ? Plusieurs simulations ont été effectuées afin de déterminer une série de températures et de temps d'exposition optimale.

#### 5.1 Paramètres à étudier

Lors de la prise de données de la phase précédente, 11 températures différentes ont été choisies, ayant des temps d'exposition différents pour chacune (voir table 2 chap.3). Comme mentionné plus haut, les températures choisies et le temps de mesure de chacune sont les seuls paramètres flexibles. Cependant, un troisième s'ajoute aux deux derniers : le nombre de températures à choisir. Précédemment, 11 ont été choisies, mais est-ce le meilleur choix ? Il faudrait donc simuler des expériences avec un nombre de températures différent, et pour chaque nombre de températures, choisir différentes températures et différents temps d'exposition. Plus de 300 simulations ont été réalisées en choisissant les différentes valeurs des paramètres "à la main" en gardant le temps total d'exposition fixe.

Ces premiers essais n'ont pas été très fructueux. Comme le programme de simulation utilise MINUIT afin d'ajuster la courbe décrite par la fonction  $F$ , et que cette

simulation se base sur les paramètres d'entrée qui sont, le nombre de températures, les différentes températures et temps d'exposition, il s'avère extrêmement complexe de laisser ces mêmes paramètres varier afin de minimiser le résultat final. On se retrouve donc dans une impasse, où les paramètres à ajuster pour minimiser le résultat servent de base à cette même minimisation... De plus, le choix des possibilités pour ces différents paramètres est énorme ! Les seules limitations sont que le nombre de températures doit être supérieur à 1, que les températures doivent être entre 20°C (seuil de détection) et 60°C (température près de laquelle les détecteurs commencent à être sensibles aux gamma indésirables et près de la température de nucléation spontanée), que l'écart entre les températures doit être supérieur à 2°C (l'incertitude des sondes de température étant de 1°C) et les temps d'exposition doivent être plus de quelques heures (afin de permettre la stabilisation du gel après le décompression). La seule conclusion tirée de ces premières simulations est que le nombre de température devrait être supérieur à 4 afin d'obtenir un chi-carré de l'ajustement suffisamment intéressant. Les possibilités demeurent encore trop nombreuses. De plus, ces simulations ont permis de constater que la relation entre le choix de températures et des temps de mesure est extrêmement importante. En effet, il s'avère impossible de fixer un seul des deux paramètres (température ou temps) et d'optimiser le deuxième. Les résultats ne suivent aucune tendance. Il faudra donc varier ces paramètres de façon dépendante, ce qui rend la systématisation des simulations pratiquement impossible.

## **5.2 Variation systématique des paramètres**

La prochaine phase de PICASSO se tiendra à l'endroit actuel (c'est-à-dire l'emplacement de la phase précédente) dans la mine de SNO. Le montage expérimental a cependant été repensé, amélioré et agrandi. Il fut ainsi décidé que 8 contrôleurs de température et de pression (TPCS) seraient installés. Ces TPCS sont complètement indépendants afin de permettre une prise de mesure efficace. Il serait donc intéressant et logique (et utile pour la réduction du nombre de paramètres dans la simulation) de prendre 8

différentes températures. Cette caractéristique technique, due au montage expérimental, permet ainsi de fixer un des paramètres de la simulation, soit le nombre de températures à prendre. Maintenant, il ne reste que les différentes températures à choisir et les temps d'exposition de chacune.

Toutefois, le fait que ces paramètres soient le point de départ de l'optimisation à effectuer dans la simulation reste un problème. Il faut donc une méthode systématique pour choisir les différents paramètres. Cependant, comme mentionné précédemment, cette systématisation n'est pas évidente. La tactique adoptée vise à concentrer les efforts sur les différentes combinaisons de températures plutôt que sur celles des temps d'exposition. Ainsi un très grand nombre de combinaisons de températures entre 20°C et 60°C, ayant des écarts de 2°C ont été étudiées. Les températures paires seulement ont été considérées. Un peu plus de 135 combinaisons différentes ont été créées. Pour ce qui est des différents temps d'exposition à associer aux 8 températures, 21 combinaisons distinctes ont été produites. Ce qui résulte par un nombre total de simulations à réaliser dépassant 2700.

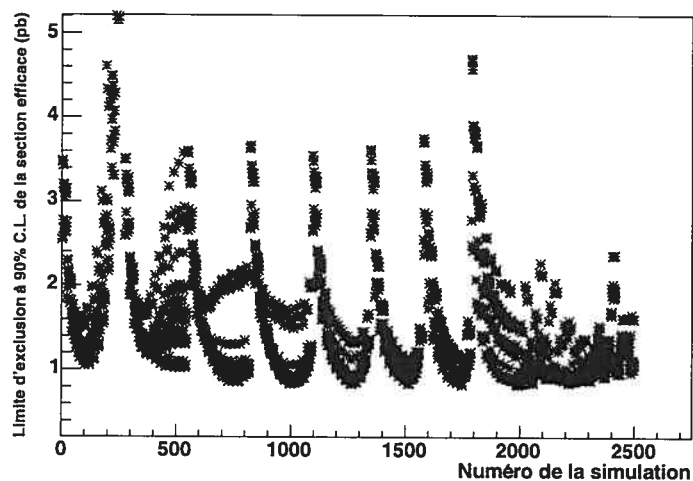


Figure 5.1 – Résultats des limites d'exclusion à 90% C.L. obtenues de plus de 2700 simulations pour une masse du  $\chi_0$  de 50 GeV

Les résultats obtenus de ces simulations sont résumés à la figure 5.1. En fait, cette figure représente un grossissement, car mettre les 2700 simulations sur un même gra-

phique réduit de beaucoup la clarté. L'intérêt de cette figure réside principalement dans la disposition des points, c'est-à-dire qu'il semble y avoir une tendance systématique d'un groupe de simulations à l'autre. En effet, on observe une descente progressive dans les points, ce qui montre qu'il est bel et bien possible d'identifier une certaine tendance dans la variation des paramètres. Cependant, cette tendance ne fait que révéler un fait qui était logique à supposer. Ce fait est l'étalement des températures, c'est-à-dire que si on prend 8 températures réparties ainsi : 20, 22, 24, 26, 28, 30, 32, 34, on s'attend effectivement à ce qu'elles donnent des résultats moins concluants à d'autres disposées de la façon suivante : 20, 26, 30, 34, 40, 44, 48, 52, seulement parce qu'elles couvrent une plus grande région de la courbe à ajuster. Le comportement des points sur la figure est ainsi parce que dans la systématisation du choix des paramètres, les températures sont choisies de telle sorte que les premières séries sont regroupées par écart de 2°C en partant de 20°C et qu'ensuite cet écart est augmenté jusqu'à ce que la dernière température de la série soit 60°C. Toutefois, on constate que cette tendance n'est pas parfaite, que plusieurs points sortent du comportement décrit plus haut. Cette déviation s'explique par le fait que comme mentionné précédemment, la relation entre les températures d'une série et les temps d'exposition correspondants est trop importante et que changer ces temps implique un gros changement dans les résultats.

Afin de poursuivre l'étude sur l'optimisation des paramètres de l'expérience, les meilleurs points de la figure 5.1 ont été retenus. Ce qui signifie que tous les points dont la limite d'exclusion est inférieure à 0.85 sont considérés pour une étude plus approfondie. On peut voir à la figure 5.2 les points décrits. À partir de ces 14 points retenus, il est possible de faire une nouvelle étude. À l'étape précédente, on a remarqué une tendance sur le choix des températures, alors pour cette nouvelle étape, il serait intéressant de se concentrer sur les temps d'exposition. Pour ce faire, 6 différentes séries de temps de mesure ont été produites et jointes aux 14 séries de températures retenues, créant donc 84 nouvelles simulations à réaliser. Les meilleurs résultats tirés de ces dernières simulations ont été considérés <sup>[13]</sup>. On retrouve ces différents résultats dans le tableau 5.1.

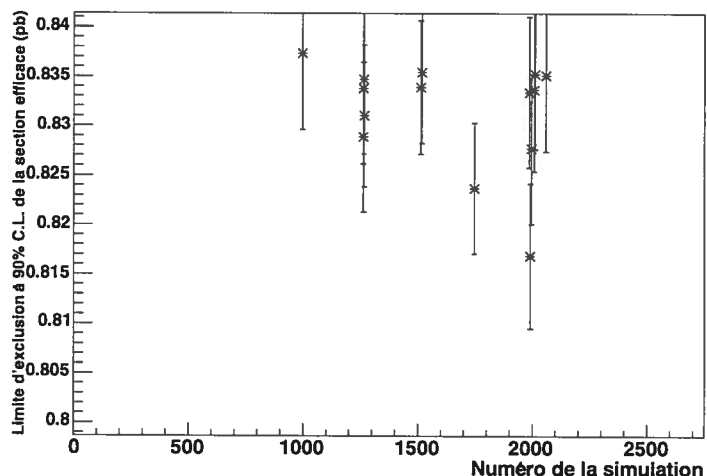


Figure 5.2 – Meilleurs résultats des limites de l'exclusion à 90% C.L. de la section efficace obtenus des 2700 simulations pour une masse du  $\chi_0$  de 50 GeV.

### 5.3 Résultat de l'optimisation

Des résultats présentés dans le tableau précédent, la dernière ligne a été choisie pour la prochaine phase de l'expérience PICASSO. Ce choix repose sur plusieurs raisons. Premièrement, c'est dans cette série de températures que ces dernières sont le plus étalées. Deuxièmement, cette série de températures avait été identifiée lors des premières simulations et plusieurs essais avaient alors été réalisés avec cette même série. Ainsi, une étude plus complète a été effectuée sur cette série en particulier. Il est certain que, du fait que toutes les possibilités pour les différents paramètres n'ont pas été étudiées, les résultats présentés ici ne sont peut-être pas les résultats optimaux. Il se peut que d'autres séries de températures et de temps d'exposition donnent une limite d'exclusion encore plus petite. Cependant, comme un nombre extrêmement grand de simulations a été effectué, et que certaines tendances ont été observées, ces résultats peuvent être considérés comme étant parmi les combinaisons donnant les meilleures limites d'exclusion.

On voit donc que la façon de prendre les mesures dans l'expérience PICASSO, c'est-à-dire les températures choisies et les temps d'exposition correspondants, ont une grande influence sur les résultats. Il est possible de choisir les mesures à effectuer d'une façon

Tableau 5.1 – Détails des paramètres d’entrée des meilleures limites d’exclusion à 90% C.L. obtenues des simulations pour une masse du  $\chi_0$  de 50 GeV

Températures (°C)	Temps d’exposition (h)	Limite d’exclusion à 90%C.L.(pb)
20 22 24 38 40 42 44 46	95 100 116 173 235 329 500 952	$1.788 \pm 0.01$
20 22 24 26 28 34 36 38	269 595 422 349 276 202 229 156	$2.026 \pm 0.02$
21 23 25 27 47 49 51 53	380 1140 250 195 160 135 125 115	$0.810 \pm 0.007$
21 23 25 27 47 49 51 53	570 495 420 350 275 200 130 60	$0.793 \pm 0.007$
21 23 25 27 47 49 51 53	570 540 350 395 190 195 165 95	$0.788 \pm 0.007$
21 23 25 27 47 49 51 53	640 580 250 190 160 140 320 220	$0.809 \pm 0.007$
24 28 32 36 40 44 48 52	640 580 250 190 160 140 320 220	$0.807 \pm 0.007$
25 29 33 37 41 45 49 53	640 580 250 190 160 140 320 220	$0.780 \pm 0.007$

telle que l’analyse optimise le résultat. Sachant cela, il serait intéressant de simuler la phase précédente de l’expérience pour voir comment les paramètres optimaux affectent la valeur de la limite d’exclusion alors obtenue, soit  $1.1 \pm 0.6$ . La simulation ainsi optimisée donne une valeur de limite d’exclusion à 90% C.L. de  $0.9 \pm 0.6$ . On voit qu’il y a une réduction de près de 20%. Il est aussi intéressant de simuler les prochaines phases de l’expérience et de comparer les valeurs optimisées à celles préalablement calculées. Le tableau 5.2 regroupe toutes les valeurs ainsi comparées.

On peut voir sur la figure 5.3 les courbes de limites d’exclusion pour la section efficace en fonction de la masse du neutralino pour les différentes phases de l’expérience PICASSO et pour des résultats d’autres expériences. Des points simulés numériquement sont ajoutés sur la figure. Seulement quelques masses du  $\chi_0$  ont été simulées, car le temps requis pour une simulation est très long. Il est intéressant d’observer l’effet de l’optimisation de la prise des données sur les résultats attendus dans le futur.

Tableau 5.2 – Comparaison des valeurs de limites d'exclusion à 90% C.L. de section efficace calculées et optimisées pour les différentes phases de l'expérience PICASSO pour une masse du  $\chi_0$  de 29 GeV

Phase	Masse active (kg)	Bruit de fond interne ( $h^{-1}$ )	Section efficace d'exclusion à 90% attendue (pb)	Section efficace d'exclusion à 90% optimisée (pb)
1a	0.02	1.78	1.3	0.931
1b	2	0.297	0.04	0.031
2a	3	0.0297	$1.2 \times 10^{-2}$	0.0080
2b	25	0.0030	$1.2 \times 10^{-3}$	0.00086
3	100	0.0003	$1.4 \times 10^{-4}$	$9.70 \times 10^{-5}$

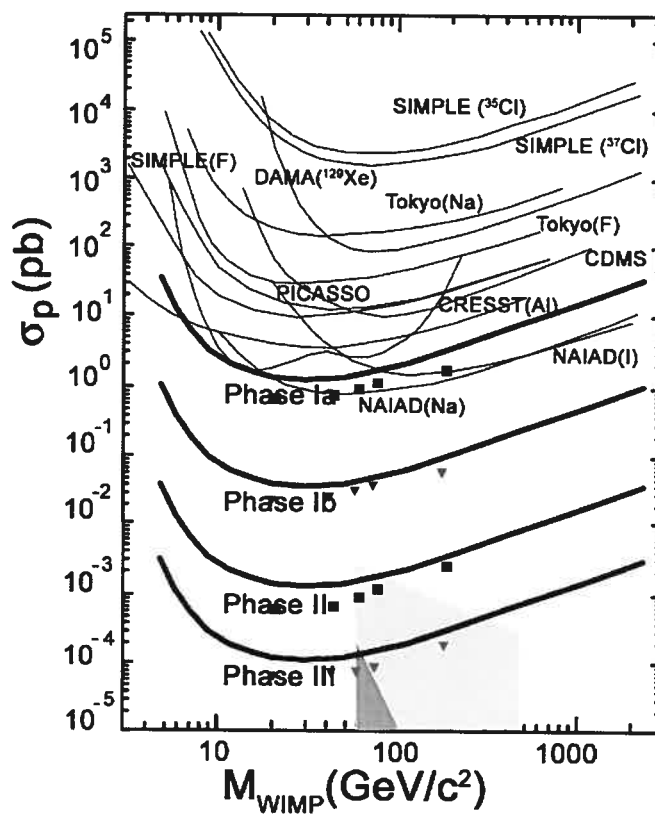


Figure 5.3 – Courbes et points expérimentaux optimisés simulés numériquement des limites d'exclusion de la section efficace d'interaction du  $\chi_0$  en fonction de sa masse pour les différentes phases de l'expérience PICASSO. Les détails des différentes courbes sont donnés sur la figure, pour les points simulés : la phase 1a ( $\square$  noir), phase 1b ( $\nabla$  rouge), phase 2b ( $\square$  bleu) et phase 3 ( $\nabla$  rose)



## CHAPITRE 6

### SIMULATION DE LA MODULATION ANNUELLE DANS LE SIGNAL NEUTRALINO

Selon la théorie, la matière sombre froide devrait être distribuée dans un halo autour de la galaxie<sup>[14]</sup>, cette dernière effectuant sa rotation indépendamment du halo. Le soleil et son cortège de planètes suivent cette rotation de la galaxie et vont à la rencontre des neutralinos avec une certaine vitesse, qui vient s'ajouter à celle des  $\chi_0$ , qui suit une distribution Maxwellienne. Cependant, comme la Terre, elle, tourne autour du soleil, il arrive que son déplacement suive celui du soleil, et alors la Terre fait face aux  $\chi_0$ , et ensuite, soit une demi-année plus tard, la Terre se déplace dans le sens opposé à celui du soleil, et donc fait dos aux  $\chi_0$ . De cette façon, comme la vitesse de rencontre des neutralinos est plus grande lorsque la Terre fonce vers eux, on devrait avoir une augmentation dans le nombre d'événements reçus sur Terre et par opposition, on devrait voir une diminution lorsque la Terre se déplace dans la direction opposée. En fait, une expérience nommée DAMA aurait observé un tel phénomène<sup>[15]</sup>. Il serait donc très intéressant de simuler ce phénomène afin d'étudier comment l'expérience PICASSO pourrait détecter un tel changement annuel dans le taux d'événements enregistrés.

#### 6.1 Réponse aux neutralinos

Le phénomène mentionné plus haut, dû au mouvement de la Terre dans la galaxie, amène une modification dans la distribution des vitesses des neutralinos observées de la Terre. Cette distribution est évidemment Maxwellienne suivant l'équation 6.1

$$D(v, v_E) = v^2 e^{-(v+v_E)^2/v_0^2} \quad (6.1)$$

où  $v_E$  est la vitesse de la Terre par rapport aux  $\chi_0$  et est exprimée par l'équation 6.2, et  $v_0$  est la vitesse de rotation de la galaxie, dont la valeur considérée est 600 km/s. Il est possible de calculer la vitesse de la Terre (en km/s) par rapport aux neutralinos par l'équation suivante :

$$v_E \approx 244 + 15\sin(2\pi y) \quad (6.2)$$

où  $y$  est le temps (en années) écoulé dans l'année depuis le 2 mars. Les distributions calculées pour le mois de juin (où on retrouve le mouvement de la Terre dans la même direction que celle du soleil) et pour le mois de décembre (où la direction est opposée) sont montrées à la figure 6.1.

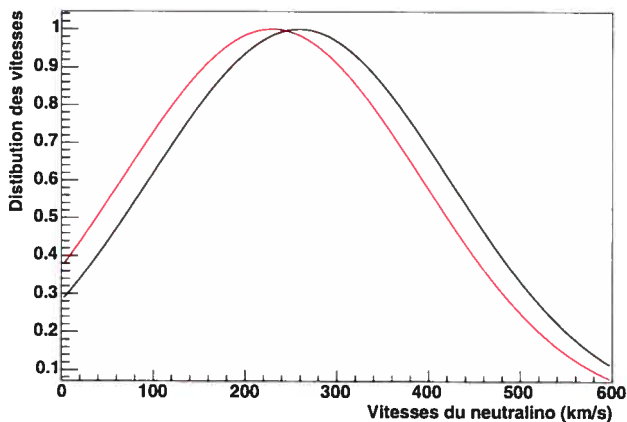


Figure 6.1 – Distributions des vitesses pour un  $\chi_0$  de 50 GeV en juin (courbe noire) et en décembre (courbe rouge)

Afin de pouvoir calculer la réponse des SBDs aux neutralinos, il faut calculer le spectre différentiel de l'énergie de recul  $\frac{dR}{dE_R}$ . Les unités de ce dernier sont  $keV^{-1}kg^{-1}h^{-1}$ . L'expression utilisée pour le spectre est tirée de <sup>[16]</sup>, il s'agit ici d'une approximation qui est valable pour notre cas, et est représentée par l'équation suivante :

$$\frac{dR}{dE_R} = c_1 \frac{R_0}{E_0 r} e^{-(c_2 E_R)/E_0 r} \quad (6.3)$$

où  $R$  est le taux d'événements par unité de masse,  $E_R$  est l'énergie de recul causée par la particule incidente,  $R_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0$ , où  $N_0$  est le nombre d'Avogadro,  $A$  est la masse atomique du noyau cible (ici 19 pour le fluor),  $\rho_D$  est la densité des neutralinos (on utilise  $\rho_D = 0.3 \text{ GeV} c^{-2} \text{ cm}^{-3}$ ),  $M_D$  la masse du neutralino en  $\text{GeV}/c^2$ ,  $\sigma_0$  la section efficace d'interaction du neutralino avec le noyau cible et  $v_0$  la vitesse de rotation de la galaxie,  $E_0$  est l'énergie cinétique d'un neutralino de masse  $M_D$  la plus probable et est égale à  $\frac{1}{2} M_D v^2$ ,  $r$  est un facteur cinétique égale à  $4M_D M_T / (M_D + M_T)^2$  pour un noyau cible de masse  $M_T$ ,  $c_1$  et  $c_2$  sont des coefficients d'ajustements et diffèrent pour chaque mois. Ces coefficients se retrouvent dans la référence <sup>[16]</sup>. On peut voir à la figure 6.2 les spectres de l'énergie de recul ainsi obtenus pour juin et décembre.

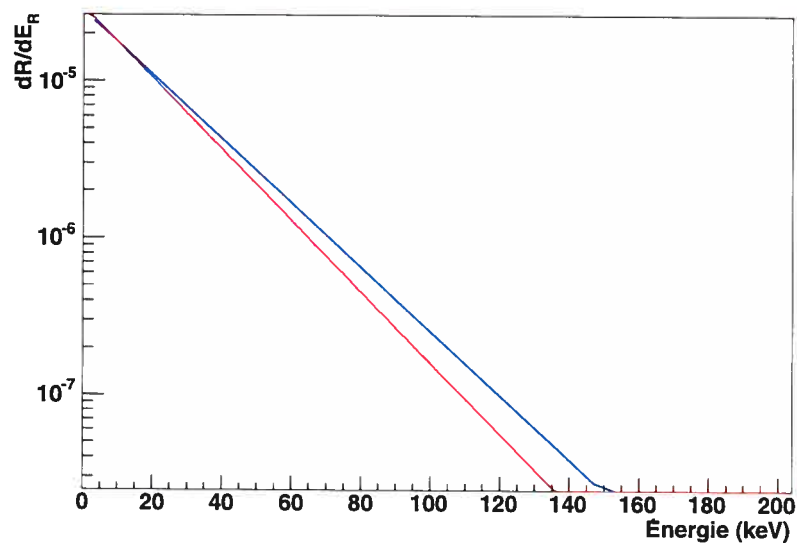


Figure 6.2 – Spectre différentiel de l'énergie de recul en keV pour juin (courbe bleue) et décembre (courbe rouge) pour un  $\chi_0$  de 50 GeV ayant une section efficace d'interaction de 1 pb

On a ensuite besoin de la probabilité qu'une certaine énergie de recul cause une tran-

sition de phase liquide-vapeur dans le SBD. On a déjà vu l'expression de cette probabilité à l'équation 2.3, mais rappelons-la :

$$P(E_R, E_{min}(T)) = 1 - \exp(-\alpha a)(E_R - E_{min})/E_{min} \quad (6.4)$$

où  $\alpha$  est un paramètre de normalisation égal à  $1.0 \pm 0.1$ , et  $E_{min}$ , qui représente l'énergie minimale requise à une certaine température pour déclencher une vaporisation gouttelette-bulle, est donnée par

$$E_{min}(T) = \frac{r_F b (T_c - T)^3}{(P_v - P_{op})^2} \quad (6.5)$$

ou  $r_F$  est la proportion maximale de l'énergie déposée qui peut être transférée au noyau cible (le fluor ici) par la particule incidente et vaut 0.19,  $b$  est une normalisation pour un ajustement sur les données expérimentales et vaut 0.009,  $T_c$  est la température critique,  $T$  la température d'opération,  $P_v$  la pression de vapeur du liquide surchauffé et a été obtenue par un ajustement sur des données expérimentales des pressions de vapeur pour le  $C_4F_{10}$ , liquide actif des SBDs, pour différentes températures tirées de <sup>[17]</sup> et  $P_{op}$  est la pression d'opération du détecteur. On peut voir la forme que prennent ces deux fonctions aux figures 6.3 et 6.4. On voit que l'énergie minimum nécessaire à la création d'une bulle dans le détecteur diminue avec la température, ce qui est normal puisque ainsi, le degré de métastabilité augmente de façon importante. Pour ce qui est de la probabilité qu'une énergie de recul produise une transition de phase dans le liquide surchauffé, on voit que plus l'énergie de recul est grande, plus la probabilité de former une bulle est importante, et que en même temps, plus la température est élevée, plus une énergie de recul donnée aura de chance de déclencher une vaporisation.

Il ne reste plus maintenant qu'à calculer la réponse du SBD. Pour ce faire, il suffit

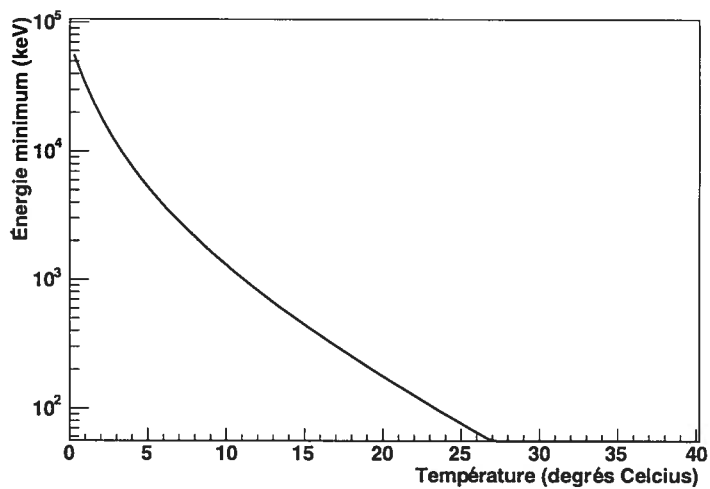


Figure 6.3 – Énergie minimum requise pour le déclenchement d’une transition de phase liquide-vapeur pour le fréon selon la température pour une pression d’opération de 1.2 bar (pression de la mine)

de faire l’intégrale sur l’énergie de recul de  $\frac{dR}{dE_R}$ , le spectre différentiel de l’énergie de recul, multiplié par  $P(E_R, E_{min}(T))$ , la probabilité qu’une énergie de recul donnée crée une transition de phase. Ainsi, on obtient un taux de comptage (en  $kg^{-1}h^{-1}$ ) en fonction de la température. La figure 6.5 montre cette réponse calculée pour le mois de juin et le mois de décembre. On voit que effectivement, la réponse en juin est plus élevée qu’en décembre.

Le but de la prochaine simulation est de déterminer si l’expérience PICASSO, dans une de ses phases futures sera en mesure de voir la différence dans le taux de comptage au cours de l’année. À la figure 6.5, on voit bien cette différence, cependant, il faut mentionner qu’aucune erreur n’a été incluse dans les calculs de ces réponses. Donc cette seule figure ne nous aide pas à savoir si PICASSO pourra, ou non, voir une différence dans la réponse enregistrée. Il faut surtout voir si les paramètres de l’expérience, comme le bruit de fond interne des détecteurs, ou leur masse active, qui, selon leur grandeur, affectent les statistiques et pourraient empêcher l’observation d’un changement dans la réponse des SBDs. Il faudra donc trouver une façon d’analyser les résultats des simulations afin de tirer une conclusion juste et valable.

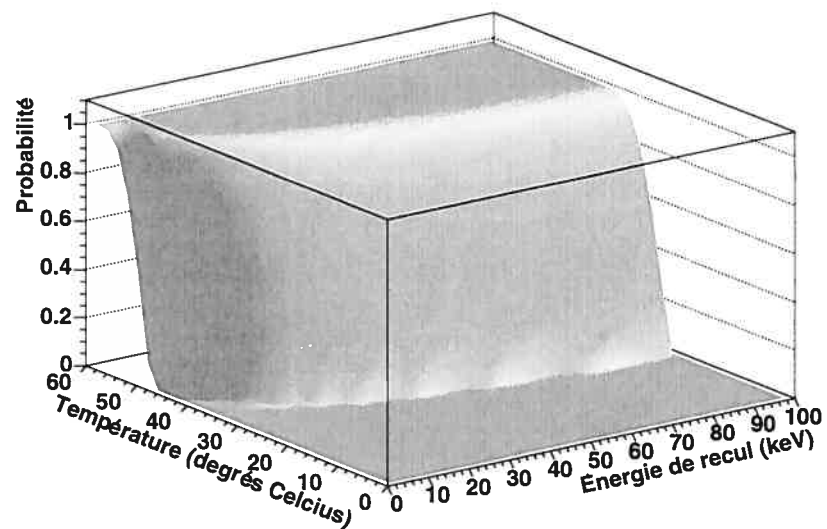


Figure 6.4 – Probabilité qu’une énergie de recul crée une bulle dans le SBD selon la température et selon l’énergie de recul, pour un  $\chi_0$  de 50 GeV et une section efficace d’interaction de 1 pb à une pression de 1.2 bar

## 6.2 Simulation de la modulation

Afin d’effectuer des simulations représentant le changement dans le taux de comptage des détecteurs au cours d’une année, dû au fait que la Terre tourne autour du soleil, il faut utiliser une tactique un peu différente de celle expliquée précédemment dans le chapitre 4. En effet, dans ces dernières simulations, on partait uniquement de la courbe alpha, ajustée aux données expérimentales du détecteur 40 et on regardait comment, selon l’analyse, on pouvait exclure le signal  $\chi_0$ . Ici, cependant, on ne peut pas débiter seulement par la courbe alpha, sinon, il serait impossible d’identifier une quelconque variation dans la réponse des détecteurs. En effet, afin de simuler ce phénomène, il faut partir, évidemment de la courbe alpha qui représente le détecteur lui-même, mais il faut aussi ajouter la courbe neutralino, qui représente la partie de la réponse provenant de la matière sombre. On peut donc revenir à la fonction  $F$ , vue au chapitre 4 à l’équation 4.1, donnée par

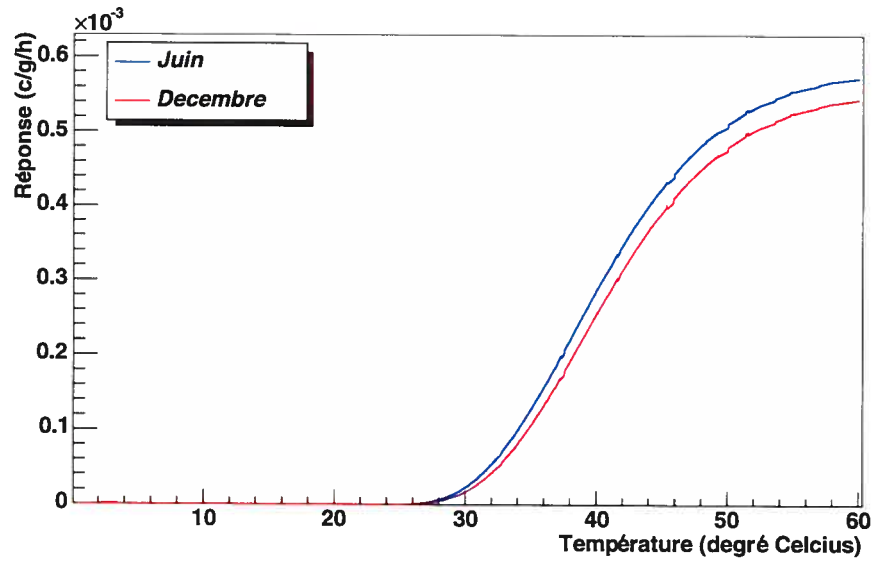


Figure 6.5 – Réponse d'un SBD selon la température pour un  $\chi_0$  de 50 GeV ayant une section efficace d'interaction de 1 pb pour juin et décembre

$$F = \alpha F_\alpha + \beta F_\chi \quad (6.6)$$

La réponse neutralino,  $F_\chi$ , est calculée comme expliqué dans la section précédente. La première stratégie utilisée pour tenter de voir si l'expérience PICASSO aura la capacité d'observer une modification dans le signal, a été de simuler les réponses de juin et de décembre pour certains paramètres. Ensuite, il fallait voir si la différence entre ces deux réponses était visible et si ces deux réponses pouvaient se distinguer, et ce, au-delà des barres d'erreurs. On peut voir aux figures 6.6 et 6.7 deux exemples ainsi simulés.

On voit sur la figure 6.6 qu'il n'est pas possible de faire une différence entre la réponse en juin et celle en décembre, les deux sont complètement confondues. Pour ce qui est de la figure 6.7, une différence est visible entre les deux réponses pour certaines températures, cependant, il ne faut pas oublier que certaines erreurs n'ont pas été incluses dans la simulation (erreurs sur le calcul de la réponse  $\chi_0$  et erreurs systématiques). De

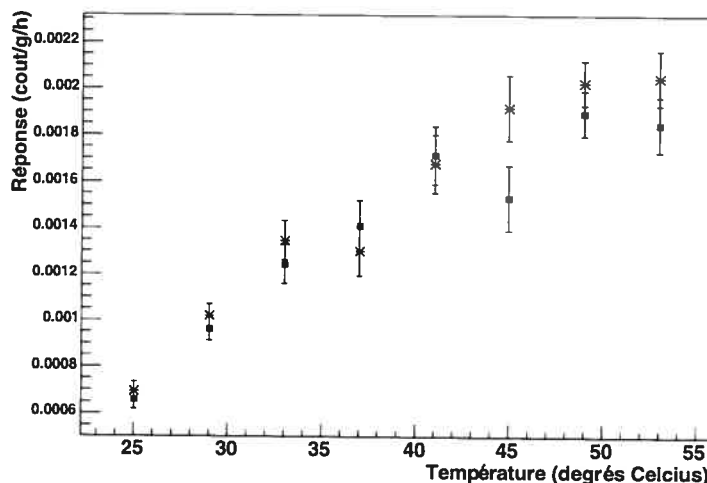


Figure 6.6 – Réponse simulée pour juin (\*) bleu et décembre (□) rose avec un bruit de fond interne réduit de 10, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 720 h, pour un  $\chi_0$  de 50 GeV et une section efficace d’interaction de 1 pb

plus, comme une seule simulation a été réalisée, il se peut que les effets statistiques modifient cette différence. En effet, quelques autres simulations ont été effectuées avec les mêmes paramètres et on constate que certaines ne permettent pas de distinguer clairement les deux réponses. Ce qui laisse croire que la stratégie utilisée ici n’est peut-être pas la meilleure.

Une autre stratégie a alors été adoptée. Comme le but ultime de cette simulation est de confirmer ou d’infirmer la modulation annuelle dans le signal neutralino, telle qu’observée par DAMA<sup>[15]</sup>, il serait bien de s’intéresser à cette modulation. Pour ce faire, il faut étudier les différents signaux obtenus pour des périodes distinctes de l’année. Tout d’abord, afin de simuler la réponse du détecteur pour les différents mois de l’année, il faut partir avec la fonction  $F$  (éq. 6.6) et pour la réponse neutralino, on part de l’équation 6.3. Ainsi, il est possible de générer la réponse attendue pour les SBDs. Pour ce qui est des paramètres à modifier dans la simulation ; les températures et les temps de mesures pour chacune sont ceux obtenus des simulations précédentes (voir chapitre 5) et la masse active et le bruit de fond interne dépendent de la phase simulée. Il faut fixer une température et un temps total de mesure pour celle-ci, sinon, on se retrouve avec



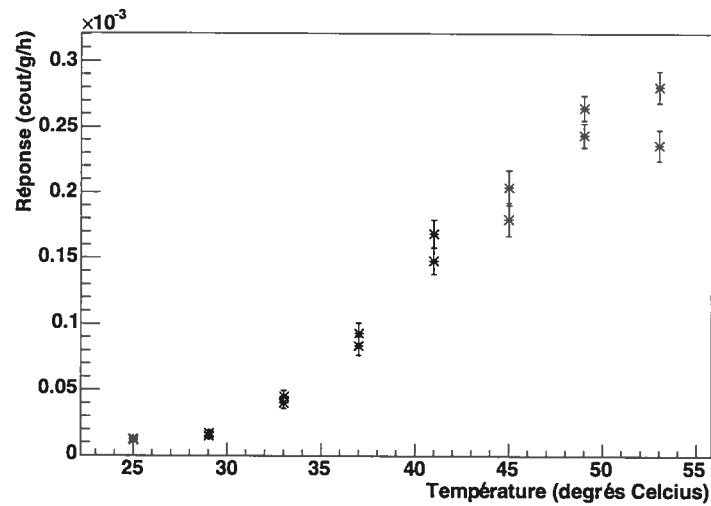


Figure 6.7 – Réponse simulée pour juin (\* bleus), et décembre (\* noirs), avec un bruit de fond interne réduit de 600, une masse active de 25 kg et un temps de mesure de 720 h, pour un  $\chi_0$  de 50 GeV et une section efficace d'interaction de 1 pb

une fonction en 3 dimensions. Une fois la réponse simulée pour tous les mois de l'année, il est intéressant de voir comment varient les taux de comptage durant cette même période. Une moyenne sur tous les taux de comptage pour chaque mois est faite et considérée comme le zéro, c'est-à-dire la valeur que l'on devrait obtenir sans la modulation annuelle prédite. Cette valeur moyenne doit être égale aux taux de comptage de mars et septembre, qui sont les deux points où la variation dans le taux de comptage est nulle. Ensuite, il suffit de soustraire les taux de comptage à cette valeur moyenne afin d'obtenir une comparaison relative du taux de comptage. Cette modulation s'avère avoir la forme d'un cosinus. Afin d'analyser les résultats des simulations, il serait bien de faire un ajustement d'une fonction cosinus, comme l'a fait DAMA, et de comparer ensuite les paramètres de cet ajustement avec ceux de DAMA. Cette fonction cosinus à ajuster a la forme suivante :

$$M = A \cos(\omega(t - t_0)) \quad (6.7)$$

où  $M$  est la fonction de modulation,  $A$  l'amplitude de la fonction cosinus,  $\omega$  la fréquence ( $1 / \text{période}$ ), qui se doit d'être égale à  $2\pi$ , puisque la période est égale à 1 an, et  $t_0$  est la phase, qui doit être autour à 150 jours, puisque le maximum se trouve en juin. Il est intéressant de simuler cette modulation sur une période de plusieurs années afin de bien voir la forme. Un exemple de cet ajustement est montré à la figure 6.8.

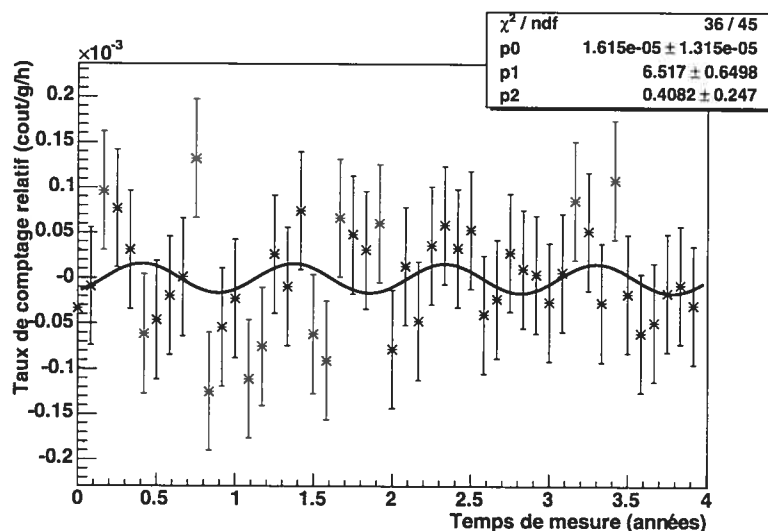


Figure 6.8 – Réponse simulée pour 4 années à une température de  $45^\circ\text{C}$ , avec un bruit de fond interne réduit de 10, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 213 heures, pour un  $\chi_0$  de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb

Les paramètres  $p_0$  à  $p_2$  indiqués sur la figure représentent respectivement, l'amplitude ( $A$ ), la fréquence ( $\omega$ ) et la phase ( $t_0$ ). Cependant, encore une fois, il faut tenir compte des effets statistiques. Encore une fois, les simulations seront effectuées 5000 fois afin d'inclure ces effets. Les paramètres d'ajustement mentionnés précédemment seront étudiés pour les 5000 simulations. Ainsi, un ajustement gaussien sur les histogrammes des 5000 valeurs des différents paramètres permettra d'obtenir une valeur et une incertitude pour chacun.

### 6.3 Résultats des simulations

Les simulations ont été réalisées avec différents paramètres, masse active, réduction du bruit de fond interne, temps total d'exposition, température. Un exemple de résultats pour une certaine série de paramètres est montré à la figure 6.9, pour l'amplitude, la fréquence, la phase et le chi-carré réduit de l'ajustement du cosinus aux données simulées.

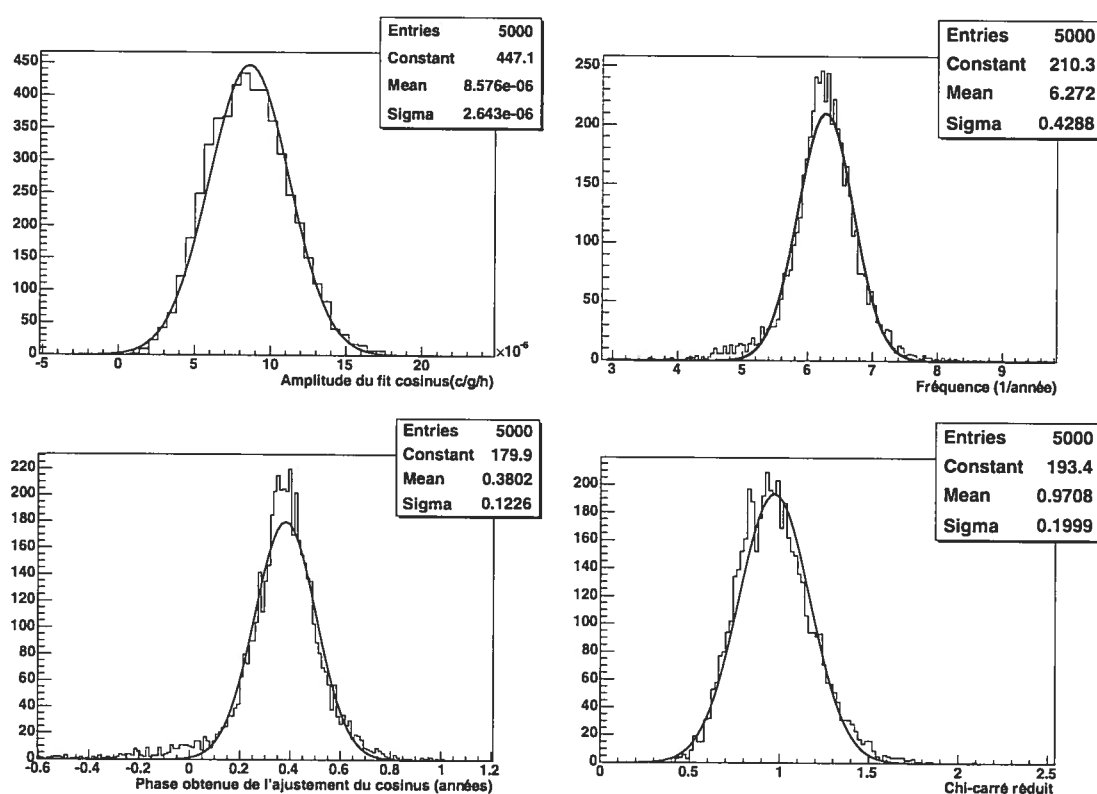


Figure 6.9 – Histogrammes des 5000 amplitudes, fréquences, phases et chi-carrés réduits obtenus des ajustements de la modulation pour 4 années à une température de 45, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 720 h, pour une masse de  $\chi_0$  de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb

En faisant un ajustement gaussien sur chacun de ces histogrammes, on obtient la valeur moyenne et son incertitude. Ainsi, on élimine les effets statistiques sur les résultats. Ces simulations ont été effectuées pour les différentes phases de l'expérience PICASSO.

Les résultats des valeurs obtenues pour les différents paramètres selon les phases sont présentés au tableau 6.1. Les paramètres d'entrée représentent respectivement, la masse active, la réduction du bruit de fond (bdf), la température, le temps total de mesure (d'un maximum de 1 mois !) et le nombre d'années de la simulation. À noter que ces simulations ont été réalisées avec une masse de 40 GeV pour le neutralino et une section efficace de 0.06 pb, qui sont les résultats minimum de l'expérience DAMA.

Tableau 6.1 – Valeurs des différents paramètres de l'ajustement du cosinus obtenues de 5000 simulations pour différents paramètres d'entrée

Paramètres d'entrée	Amplitude (A) ( $c \cdot h^{-1} g^{-1}$ )	Fréquence ( $\omega$ ) (1/année)	Phase ( $t_0$ ) (année)
0.020 kg, bdf/1, 45 °C, 480h, 4 ans	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	$6.0 \pm 0.9$	$0.3 \pm 0.3$
2.0 kg, bdf/10, 45 °C, 480h, 4 ans	$(1.7 \pm 0.6) \times 10^{-5}$	$6.0 \pm 0.8$	$0.3 \pm 0.3$
2.0 kg, bdf/100, 45 °C, 480h, 4 ans	$(9 \pm 3) \times 10^{-6}$	$6.3 \pm 0.5$	$0.4 \pm 0.1$
3.0 kg, bdf/100, 45 °C, 480h, 4 ans	$(7 \pm 3) \times 10^{-6}$	$6.3 \pm 0.4$	$0.4 \pm 0.1$
25.0 kg, bdf/600, 45 °C, 480h, 4 ans	$(7.1 \pm 0.8) \times 10^{-6}$	$6.3 \pm 0.1$	$0.38 \pm 0.03$
100.0 kg, bdf/600, 45 °C, 480h, 4 ans	$(7.0 \pm 0.4) \times 10^{-6}$	$6.28 \pm 0.08$	$0.38 \pm 0.02$
Paramètres de DAMA <sup>[59]</sup>	$\sim (3.3 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$6.28 \pm 0.06$	$0.38 \pm 0.06$

Pour le temps de mesure total, les  $\frac{2}{3}$  du temps disponible, soit 1 mois, ont été utilisés afin de permettre une recompression. On constate que les incertitudes des valeurs des différents paramètres seront assez petites lors de la dernière phase pour pouvoir obtenir les mêmes résultats que DAMA. Cependant, bien avant, il sera possible d'établir, avec un certain niveau de confiance, des valeurs pour les paramètres et de les comparer quand même. Si PICASSO obtient des valeurs nulles de ces différents paramètres, alors ces résultats seront en contradiction avec ceux de DAMA, même si les incertitudes sont

grandes.

Un autre test intéressant pour faire une analyse statistique des résultats des simulations est de faire un ajustement d'une droite, en même temps que l'ajustement cosinusoïdal. La droite représente le cas où aucune modulation n'est observée, c'est-à-dire que le taux de comptage reste le même au cours de l'année. On peut voir à la figure 6.10 un exemple d'ajustement de cette droite. On voit que la pente (paramètre  $p_0$ ) est nulle ainsi que l'ordonnée à l'origine (paramètre  $p_1$ ).

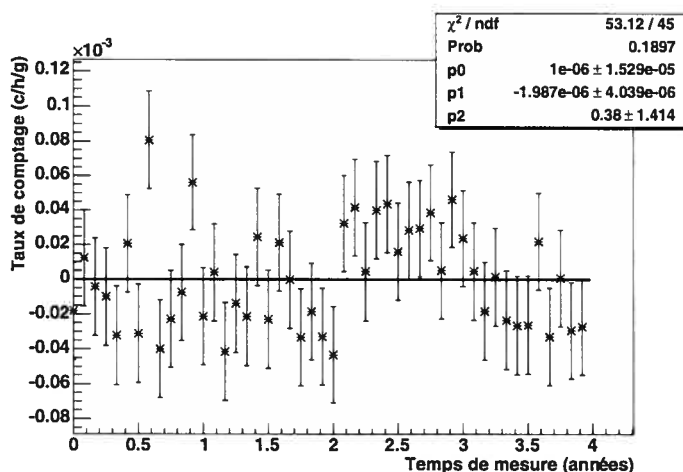


Figure 6.10 – Ajustement d'une droite sur les données simulées pour 4 années à une température de  $45^\circ\text{C}$ , avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 213 h, pour une masse de  $\chi_0$  de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb. Le paramètre  $p_0$  représente la pente et  $p_1$  l'ordonnée à l'origine. Le paramètre  $p_2$  ne nous intéresse pas.

Ce qui nous intéresse ici, avec cet ajustement, c'est le chi-carré réduit de l'ajustement, ainsi que la probabilité. La comparaison entre ces valeurs pour l'ajustement du cosinus et pour l'ajustement de la droite permet de voir lequel est plus valable. Ce test a été appliqué à plusieurs séries de paramètres d'entrée. La figure 6.11 montre les deux histogrammes des chi-carrés réduits, obtenus de 5000 simulations, toujours afin de contrer les effets statistiques, pour l'ajustement du cosinus et de la droite. Ces histogrammes ont été générés pour une période de quatre ans, à une température de  $45^\circ\text{C}$ , avec un bruit de fond interne réduit d'un facteur 100, une masse active de 25 kg et un temps de me-

sure de 720 h. Sur cette figure, on voit que les deux distributions sont distinctes jusqu'à près de 3 sigma. On peut donc dire que de tels résultats montrent qu'il y a effectivement une différence dans les ajustements, cette différence favorisant l'ajustement cosinusoïdal. Cependant, si on regarde la figure 6.12, où les paramètres d'entrée sont différents, c'est-à-dire avec un bruit de fond interne réduit d'un facteur 100, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 213 h, on constate que cette distinction entre les deux ajustements n'est pas observable. De tels résultats ne permettraient pas de conclure à un ajustement de la forme cosinus, donc à une modulation. Jusqu'à maintenant, il est difficile de tirer des conclusions avec certitude des résultats que l'expérience PICASSO pourrait obtenir. On peut seulement avancer que si l'analyse révèle la présence de la modulation, l'ajustement d'une droite, signifiant l'absence de modulation, ne pourra pas être totalement exclue.

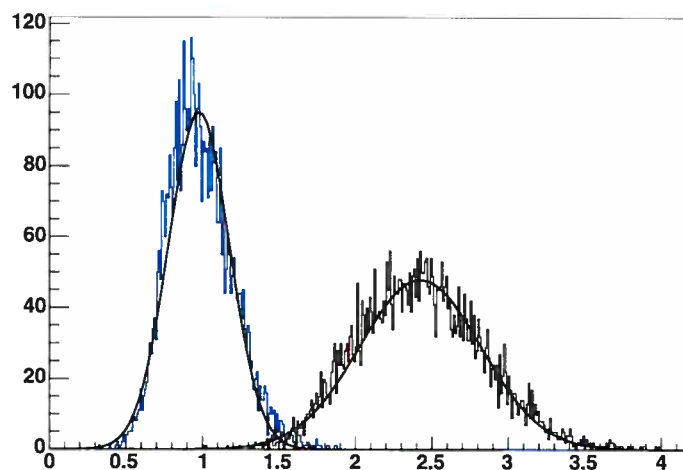


Figure 6.11 – Histogrammes des chi-carrés réduits obtenus par les ajustements d'un cosinus (en bleu à gauche) et d'une droite (en noir à droite) sur les données simulées pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 25 kg et un temps de mesure de 720 h, pour une masse de  $\chi_0$  de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb

Un autre test peut s'avérer intéressant. Regarder la distribution des probabilités obtenues des ajustements, cosinus et droite. On peut voir à la figure 6.13 la distribution des 5000 probabilités obtenues de l'ajustement du cosinus pour certains paramètres d'entrée.

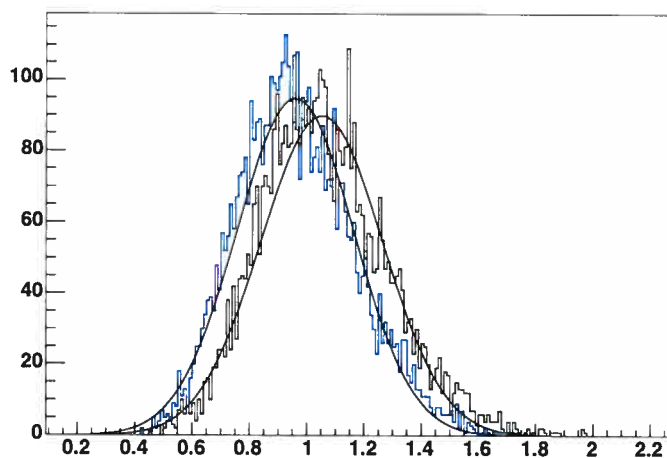


Figure 6.12 – Histogrammes des chi-carrés réduits obtenus par les ajustements d'un cosinus (en bleu à gauche) et d'une droite (en noir à droite) sur les données simulées pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 2 kg et un temps de mesure de 213 h, pour une masse de  $\chi_0$  de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb

On voit clairement que ces probabilités indiquent une validation d'un tel ajustement. À la figure 6.14, on voit la distribution des probabilités de l'ajustement d'une droite aux mêmes données.

On voit que la distribution des probabilités pour l'ajustement du cosinus couvre toutes les valeurs. Mais ce qui nous intéresse ici, c'est que l'ajustement de la droite est pratiquement exclu par les probabilités. Plusieurs autres simulations ont été effectuées avec d'autres paramètres d'entrée, mais il semble que seulement à partir de ceux montrés aux figures précédentes, on soit en mesure de voir aussi clairement la différence entre les probabilités des deux différents ajustements. Pour des phases où les paramètres d'entrée ne sont pas aussi avancés, les distributions des probabilités, pour le cosinus et pour la droite, ne sont pas aussi révélatrices, il n'est pas possible de rejeter l'ajustement de la droite aussi efficacement. Un tel résultat permet de tirer des conclusions plus intéressantes. Ainsi, lorsque l'expérience PICASSO aura atteint les paramètres précisés précédemment, soient une masse active de 10 kg, une réduction du bruit de fond de 100, un temps total de mesure de 720 heures pour une température de 45°C et ce, pour une

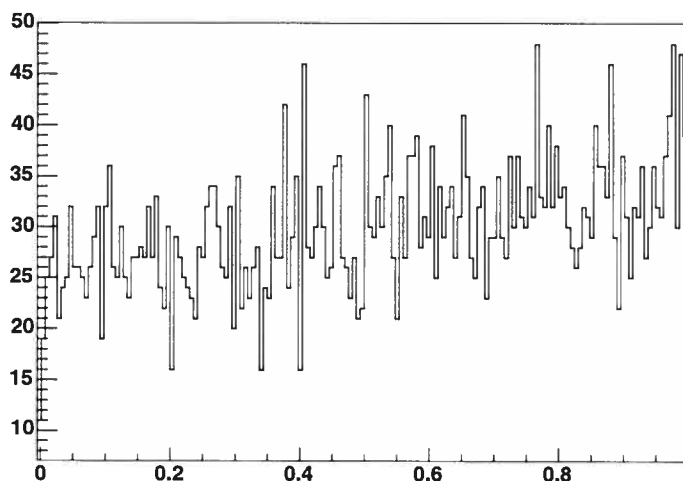


Figure 6.13 – Histogrammes des probabilités obtenues par l’ajustement d’un cosinus sur les données simulées pour 4 années à une température de  $45^{\circ}\text{C}$ , avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 10 kg et un temps de mesure de 720 h, pour une masse de  $\chi_0$  de 40 GeV et une section efficace d’interaction de 0.06 pb

période quatre ans, alors cette expérience sera en mesure d’affirmer la présence, ou l’absence, de la modulation annuelle dans le taux de comptage, avec un niveau de confiance assez élevé.

Toutefois, il ne faut pas être trop pessimiste. Comme l’expérience PICASSO prend des mesures à différentes températures, les données recueillies apportent ainsi plus de poids à l’analyse statistique. Dans les simulations précédentes, l’étude ne se faisait qu’à une seule température à la fois et les résultats obtenus pour les ajustements d’un cosinus et d’une droite ne représentent qu’une partie de l’analyse qui sera réalisée pour l’expérience. En effet, si de tels ajustements sont appliqués pour toutes les différentes températures, les conclusions statistiques seront plus faciles à tirer. Ainsi, une évidence de la modulation pourrait se faire avant que l’expérience ait atteint les paramètres spécifiés plus haut. Le niveau de confiance d’une telle analyse pourra aussi être déterminé.

On sait très bien que dans des expérience où les statistiques jouent un très grand rôle, comme c’est le cas pour l’expérience PICASSO, l’analyse reste délicate. Les conclusions tirées de ces analyses doivent avoir fait l’objet d’une multitude de tests statistiques



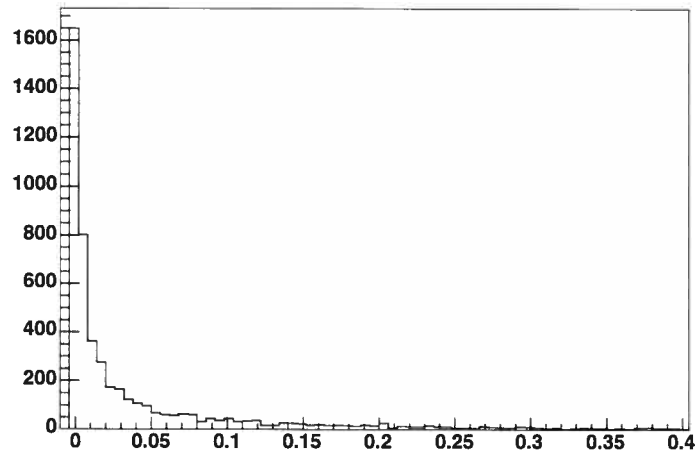


Figure 6.14 – Histogrammes des probabilités obtenues par l'ajustement d'une droite sur les données simulées pour 4 années à une température de 45°C, avec un bruit de fond interne réduit de 100, une masse active de 10 kg et un temps de mesure de 720 h, pour une masse de  $\chi_0$  de 40 GeV et une section efficace d'interaction de 0.06 pb

avant d'être tenues en compte. Le travail réalisé avec les simulations présentées dans ce chapitre ne fait que renforcer ce fait. On a vu qu'effectuer seulement quelques tests amenait à des conclusions peu satisfaisantes. Néanmoins, ces simulations ont permis d'avoir une idée des tests qui seraient appropriés de réaliser sur les données, ainsi que d'avoir un aperçu du moment où l'expérience PICASSO serait en mesure d'affirmer l'observation d'une modulation annuelle, si modulation il y a.

## CONCLUSION

On a vu que les détecteurs PICASSO sont particuliers. Leur technologie permet des avantages que l'on ne retrouve pas dans toutes les expériences. En effet, les SBDs ne sont pas sensibles aux gammas ainsi et aux MIPs aux températures et aux pressions d'opération. Ceci se révèle être un grand avantage, puisque le bruit de fond s'en trouve réduit considérablement. Le fait que le montage soit blindé avec de l'eau permet aussi de réduire l'énergie des neutrons environnants en dessous du seuil de détection. De plus, grâce au fait que la masse active soit du fluor, il est possible d'étudier les interactions avec dépendance au spin entre les  $\chi_0$  et les noyaux de fluor. L'étude des réponses des SBDs aux autres particules, comme les  $\alpha$  ou les neutrons, permet de comprendre le fonctionnement de ceux-ci et ainsi de connaître quel genre de réponse on devrait s'attendre des WIMPs.

Comme dans toutes les expériences, les simulations numériques sont très importantes pour PICASSO. Une simulation numérique de la prise de mesure et de l'analyse à effectuer sur ces données a été réalisée. De cette façon, il a été possible de reproduire les résultats obtenus lors de la dernière phase de prise de mesures. Cette simulation pourra ainsi être utilisée dans le futur pour étudier des changements que l'on voudrait apporter à l'expérience.

Comme PICASSO est une expérience où le taux de comptage est extrêmement faible, l'analyse statistique devient très délicate. On s'est d'abord assuré que la façon dont les données sont prises n'influence pas l'analyse statistique. Il s'est avéré qu'en effet, la prise de mesure influence la sensibilité l'analyse finale. Plusieurs simulations numériques ont été réalisées pour identifier une façon optimale de recueillir les données afin que l'analyse, déjà délicate, ne soit pas limitée. Les détails sur la manière de prendre les mesures ont alors été identifiés. Ainsi, les phases futures de l'expérience ne seront pas affectées par cet effet.

Les résultats présentés par l'expérience DAMA sont très controversés pour le moment, principalement du fait que cette expérience ne peut pas prouver que la modulation

annuelle observée provient réellement de l'interaction des WIMPs. En effet, cette modulation pourrait provenir d'autres phénomènes. Cependant, du fait que cette modulation concorde avec les paramètres attendus pour les WIMPs, on se doit de considérer ces résultats. Des simulations numériques des prochaines phases de PICASSO ont montré qu'autour de la phase 3, il serait possible d'observer cette modulation annuelle avec une sensibilité similaire à celle de l'expérience DAMA. Ces simulations ont aussi montré que l'analyse statistique à appliquer sur les résultats futurs se devra d'être très complète, car quelques tests statistiques ne suffiront pas à affirmer quoi que ce soit avec une grande certitude.

Le problème de la matière sombre ne sera pas résolu de sitôt. Les expériences futures semblent avoir de bonnes améliorations qui permettront de raffiner les limites sur différents paramètres. Cependant, ne sachant pas exactement ce que nous cherchons, c'est-à-dire que selon le modèle, les résultats attendus diffèrent, il est difficile de savoir quand les expériences seront en mesure d'atteindre les régions qui permettront de détecter le neutralino. Néanmoins, les efforts déployés ne peuvent que faire avancer les connaissances dans ce domaine. L'expérience PICASSO, avec ses phases futures, sera elle aussi capable de contribuer à l'avancement de ces connaissances. Dans le domaine de l'interaction avec dépendance au spin, en particulier, PICASSO pourra apporter une grande contribution à la recherche de la matière sombre.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] D.A.Glaser, Phys. Rev. 87 (1952) 665.
- [2] Frederik Seitz, Vol.1, No.1, (1958),2.
- [3] R.E.Apfel, S.C.Roy and Y.C.Lo, Phys. Rev. A 31(5), 3194-3198 (1985).
- [4] C.R.Bell, N.P.Oberle, W.Rohsenow, N.Todreas et C.Tso, Nucl. Sci. Eng., 53 (1974), 458.
- [5] M.Barnabé Heider, et al., Nucl. Inst. and Meth. A 555 (2005) 184.
- [6] M.Barnabé Heider, K.Clark, T.Noble, PICASSO Scientific / Technical Report : PSTR-04-011, July 2004.
- [7] Francesco D'Errico, Nucl.Instr.Meth. B 184(1-2), 229-254 (2001).
- [8] Marie Di Marco, Thèse de doctorat, Département de physique, Faculté des arts et des sciences, Université de Montréal, Avril 2004.
- [9] Marik Barnabé-Heider, Thèse de maîtrise, Département de physique, Faculté des arts et des sciences, Université de Montréal, Septembre 2005.
- [10] M.Barnabé, M.H.Genest, R.Guénette, Picasso Scientific and Technical Report, PSTR-03-005, 6 août 2003.
- [11] M.Barnabé Heider et al., Phys. Lett. B 624 (2005) 186.
- [12] <http://root.cern.ch/>
- [13] R.Guénette, Picasso Scientific and Technical Report, PSTR-06-001, 6 janvier 2006.
- [14] W.de Boer, M.Herold, C.Sander, V.Zhukov, A.V. Gladyshev, D.I.Kazakov, astro-ph/0408272 v2 19 Aug 2004.
- [15] R.Bernabei et al., Nucl.Phys.B(Proc.suppl.) 138 (2005), 48.
- [16] J.D. Lewin and P.F. Smith, Astroparticle Physics 6 (1996), 87-112.
- [17] [http://st-support-cooling-electronics.web.cern.ch/st-support-cooling-electronics/default\\_old.html](http://st-support-cooling-electronics.web.cern.ch/st-support-cooling-electronics/default_old.html)

- [18] Zwicky F. *Helv. Phys. Acta.* 6 :110 (1933).
- [19] C.Alcock et al., *Ap.J.*, 479, 119 (1997).
- [20] EROS Collab. *Astron. Astrophys.* 400 :951 (2000).
- [21] C.Alcock et al. (MACHO Collab.) *Ap.J.* 542 :281 (2000).
- [22] WL. Freedman, *Phys. Scripta* T85 :37 (2000).
- [23] Peebles J. *Ap.J.* 263 :L1 (1982).
- [24] Schramm DN, Turner MS, *Rev. Mod. Phys.* 70 :303 (1998).
- [25] Cyburt RH, Fields BD, Oline KA, *Phys. Lett. B* 567 :227 (2003).
- [26] Fukuda Y, et al., *Phys. Rev. Lett.* 81 :1562 (1998).
- [27] Ahmad QR, et al., (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* 89 :011301 (2002).
- [28] Spergel DN, et al., *Ap.J.Suppl.* 148 :175 (2003).
- [29] Kolb EW ,Turner ME. *The Early Universe*, Cambridge, MA :Perseus (1994).
- [30] Jungman G., Kamionkowski M., Griest K., *Phys. Rep.* 267 :195 (1996).
- [31] Dress J. (LEP Collab., LEP Electroweak Work Group). *Presenté at Int. Symp. Lepton and Photon Interactions at High Energy, XXth, Rome, Italy (July 2001).*
- [32] Perceci RD ,Quinn HR, *Phys. Rev. Lett.* 38 :1440 (1977).
- [33] Rajagopal K, Turner MS, Wilczek F, *Nucl. Phys. B* 358 :447 (1991).
- [34] Covi L., Roszkowski L., Small M., *J. High Energy Phys.* 0207 :023 (2002)
- [35] Covi L., Roszkowski L., Ruiz de Austri R., Small M. *hep-ph/04022240.*
- [36] Chung DJH, Kolb EW, Riotto A., *Phys. Rev. D* 59 :023501 (1999).
- [37] Chung DJH, Kolb EW, Riotto A., *Phys. Rev. Lett.* 81 :4048 (1988).
- [38] Cheng HC, Feng JL, Matchev KT, *Phys. Rev. Lett.* 89 :211301 (2002)
- [39] Goldberg H. *Phys. Rev. Lett.* 50 :1419 (1983).
- [40] Ellis JR. et al., *Nucl. Phys. B* 238 :453 (1984).
- [41] Bennet CL. et al., *Ap.J.Suppl.* 148 :1 (2003).

- [42] G.Jungman, M.Kamionkowski, K.Griest, Phys. Rep 267 (1996), 195.
- [43] J.Ellis, R.Flores, Phys. Lett. B 263 (1991), 259.
- [44] D.S.Akerib, et al., Phys.Rev.Lett. 96 (2006) 011302
- [45] F. Giuliani, Phys.Rev.Lett. 93 161301 (2004).
- [46] W.de Boer, article invité au DARK2004, Texas, 3-9 October, 2004.
- [47] D.S.Akerib, et al., Phys.Rev.Lett. 96 011302 (2006).
- [48] D.S.Akerib, et al., (CDMS Collab.) 93, 211301, 2004.
- [49] A.Bottino, et al., Phys. Rev. D 69, 037302, 2004.
- [50] J.Ellis, et al., 71, 095007, 2005.
- [51] P.Gondolo and G.Gelmini, 71, 123520, 2005.
- [52] R.Bernabei, et al., Phys. Lett. B389, 757 (1996).
- [53] V.Sanglard, et al., (EDELWEISS Collab.), 71, 122002, 2005.
- [54] G.J.Alner, et al., (UK Dark Matter Collab.), 23, 444, 2005.
- [55] F. Giuliani, Phys.Rev.Lett. 93 161301 (2004).
- [56] C.L.Bennett et al., arXiv :astro-ph/0301158 v1, 10 Jan 2003.
- [57] S.Padin et al., American Astronomical Society, 549, L1-L5, 2001.
- [58] J.H.Goldstein et al., arXivastro-ph/0212517.
- [59] R.Bernabei, et al., article pour Rencontres de Moriond, Electroweak Interaction and Unified Theories, La Thuile, Italie, Mars 2004.
- [60] Gaitskell R.J., Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 54 :315, (2004).
- [61] Bottino A., Donato F., Fornengo N., Scopel S., Phys. Rev. D 69 :037302, (2004).
- [62] Lahanas AB., Nanopoulos DV., Phys. Lett. B 568 :55 (2003).
- [63] Baer H., Balazs C., Belyaev A. O'Farrill J., JCAP 0309 :007 (2003).
- [64] Baltz EA., Gondolo P., Phys. Rev. D 67 :063503 (2003)
- [65] Kim YG., et al., JHEP 0212 :034 (2002).

- [66] Ellis J. et al., Eur. Phys. J. C 24 :311 (2002).
- [67] Battaglia M., et al., Eur. Phys. J.C 33 :273 (2004).
- [68] Barnabei R., et al., Phys. Lett. B480 :23 (2000).
- [69] Gerbier G., et al., (Edelweiss Collab.) Presented at TAUP Conf., 8th ,Univ. Washington, Seattle, WA, Sep. 5-9 (2003).
- [70] Akerib D., et al., (CDMS Collab.) Phys. Rev. Lett. astro-ph/0105033 (2004).
- [71] Feldman G.J., Cousins R.D., Phys. Rev. D 57 :3873 (1998)
- [72] N.Fornengo, Proceedings of TAUP 2001, Nucl.Phys.(Proc.Suppl.) B110 (2002).