

Université de Montréal

Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et PICASSO

par

Marie-Hélène Genest

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

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

juin, 2007



©Marie-Hélène Genest, 2007

QC

3

U54

2007

v. 017



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

Cette thèse intitulée:

Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et PICASSO

présentée par:

Marie-Hélène Genest

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Georges Azuelos,	président-rapporteur
Claude Leroy,	directeur de recherche
Louis-André Hamel,	membre du jury
Jean-Michel Poutissou,	examineur externe
Jacques Bélair,	représentant du doyen

Thèse acceptée le: 21 juin 2007

Sommaire

À la veille du démarrage du collisionneur de particules le plus énergétique jamais construit, le Large Hadron Collider (LHC), la communauté scientifique prépare activement les analyses qui devront être faites afin de pouvoir réaliser des découvertes de taille; notamment celle de particules prédites par la supersymétrie. De façon complémentaire, les expériences de détection directe de matière noire atteignent maintenant des niveaux de sensibilité qui permettent de commencer à sonder l'espace permis par les prédictions théoriques si la matière noire est formée d'une particule supersymétrique appelée neutralino.

Une partie de la thèse porte donc sur le détecteur ATLAS, au LHC. Le neutralino, dans l'hypothèse où il est la particule supersymétrique la plus légère (LSP), est un candidat prometteur à la matière noire de l'univers. En utilisant les mesures de WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) sur l'anisotropie du rayonnement de fond cosmologique, il est possible d'établir des limites sur la densité de matière noire présente dans l'univers. Ces bornes peuvent être converties en limites sur les paramètres de la théorie supersymétrique, contraignant ainsi les modèles possibles de neutralino. Dans cette partie de la thèse, l'espace des valeurs des paramètres supersymétriques théoriquement possibles et compatibles avec les résultats de WMAP est exploré et la fraction de cet espace qui est accessible par ATLAS au LHC est déterminée. Il est aussi possible que la supersymétrie soit réalisée dans la Nature sans que le neutralino soit stable - cela signifie que le neutralino pourrait exister sans former la matière noire de l'univers. À l'aide de simulation du détecteur ATLAS, il est possible d'étudier la signature de certaines désintégrations de particules supersymétriques produites au LHC afin de détecter le neutralino. Dans cette partie de la thèse, la désintégration du quark top en sélectron suivie de la désintégration du sélectron en neutralino a été étudiée afin d'optimiser la détection du neutralino dans ce canal en identifiant les coupures

d'analyse à utiliser.

Une autre partie de la thèse porte sur la détection directe du neutralino comme matière noire. Dans cette partie, les sections efficaces d'interaction neutralino-nucléon ont été calculées pour divers modes d'interaction et la méthode d'extraction de limites sur la section efficace à partir des données expérimentales est explicitée. Les neutralinos peuvent entre autres être détectés par leur interaction avec des noyaux à l'intérieur de détecteurs à gouttelettes surchauffées: c'est l'objectif de l'expérience PICASSO. La dernière section de la thèse explique le fonctionnement de ces détecteurs. Un programme de simulation Monte Carlo de ces détecteurs a été écrit. Cela permet de caractériser les détecteurs, c'est-à-dire comprendre leur fonctionnement et prédire leur taux de comptage. Des mesures expérimentales ont aussi été prises afin de comprendre le fonctionnement des détecteurs.

Mots clés : Matière noire, supersymétrie, LHC, région de *Focus Point*, violation de la parité R, détecteurs à gouttelettes surchauffées, simulation Monte Carlo, section efficace neutralino-nucléon

Abstract

At the eve of the Large Hadron Collider (LHC) start-up - the most energetic particle collider ever built - the scientific community is actively preparing the analysis in order to be ready for possible key discoveries in particle physics, like the discovery of supersymmetric particles. In a complementary approach, the direct dark matter search experiments are now becoming sensitive enough to start probing the theoretically allowed parameter space if the dark matter is formed of a supersymmetric particle called the neutralino.

A part of the thesis is thus centered on the LHC based ATLAS detector. The neutralino is a good dark matter candidate under the assumption that it is the lightest supersymmetric particle (LSP). Using WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) results on cosmic microwave background anisotropies, limits on the dark matter cosmological density can be set. These boundaries can then be converted in limits on the supersymmetric parameters, thus constraining the possible models of neutralino. In this section of the thesis, the theoretically permitted supersymmetric parameter space compatible with WMAP results is explored and the fraction of this space reachable in ATLAS at LHC is determined. It is also possible that supersymmetry is indeed a property of Nature without the neutralino being stable - this would mean that the neutralino could exist without being a dark matter candidate. Using a simulation of the ATLAS detector, it is possible to study some supersymmetric particle decays after their production at LHC in order to detect the neutralino. In this section of the thesis, the top quark decay into a selectron followed by the selectron decay into a neutralino is studied in order to optimize the neutralino detection by identifying the analysis cuts to use.

Another part of the thesis focuses on the direct detection of the neutralino as dark

matter. In this part, the neutralino-nucleon interaction cross sections are calculated for different types of interaction and the extraction method of cross-section limits from experimental data is shown. Neutralinos can, among other methods, be detected by their interaction with nuclei in superheated droplet detectors: this is the objective of the PICASSO experiment. The last section of the thesis explains how these detectors work. A Monte Carlo simulation code was written. It allows the characterization of the detectors, i.e. the comprehension of how they work and the prediction of their response. Experimental measurements were also done in order to understand the response.

Key words : Dark matter, supersymmetry, LHC, Focus Point region, R-parity violation, superheated droplet detectors, Monte Carlo simulation, neutralino-nucleon cross section

TABLE DES MATIÈRES

Sommaire	i
Abstract	iii
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES	xv
Remerciements	xxxvii
Contributions de l'auteur	xxxviii
Introduction	1
CHAPITRE 1: Le neutralino: candidat à la matière noire	3
1.1 La matière noire: motivations et candidats	3

1.1.1	Courbes de rotation	4
1.1.2	Mesures de rayons X	6
1.1.3	Collision d'amas galactiques	7
1.1.4	WMAP: mesure de paramètres cosmologiques	8
1.1.5	Candidats à la matière noire	13
1.2	Introduction à la supersymétrie	16
1.2.1	La supersymétrie - motivations et théorie	16
1.2.2	Définition du neutralino	20
1.3	Limites expérimentales sur l'espace des paramètres supersymétriques	21
1.3.1	Contraintes provenant de WMAP	23
1.3.2	Détection de la matière noire	25
CHAPITRE 2: Étude du neutralino avec le détecteur ATLAS		27
2.1	ATLAS et le LHC	27
2.2	Recherche de la supersymétrie avec ATLAS	31
2.3	Densité relique et potentiel d'observation d'ATLAS	35

2.3.1	La région FP: signature attendue des sparticules	36
2.3.2	Simulation du détecteur ATLAS	42
2.3.3	Comparaison avec une étude antérieure	43
2.3.4	Nouvelles coupures d'analyse	48
2.3.5	Extension du potentiel d'observation du LHC dans la région FP	61
2.4	La violation de la parité R	69
2.4.1	Étude de la désintégration R_p du top dans ATLAS	72
2.4.2	Signatures et détails de la simulation	79
2.4.3	Analyse du canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$	82
2.4.4	Résultats pour le canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$	87
2.4.5	Analyse du canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$	89
2.4.6	Résultats pour le canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$	91
2.4.7	Potentiel d'observation du LHC	96
2.5	Exploration supersymétrique future: le collisionneur $e^+ - e^-$	100
2.6	Le neutralino, candidat à la matière noire froide?	102

CHAPITRE 3: Recherche du $\tilde{\chi}$ comme matière noire froide	105
3.1 Principe de détection	105
3.1.1 Détection indirecte	106
3.1.2 Détection directe	107
3.2 Section efficace de diffusion $\tilde{\chi}$ -noyau	112
3.3 Interaction scalaire ou cohérente	113
3.3.1 Calcul de la section efficace SI	113
3.3.2 Section efficace SI et espace supersymétrique	117
3.3.3 Résultats des expériences actuelles	119
3.4 Interaction axiale ou dépendante du spin	122
3.4.1 Calcul de la section efficace SD	122
3.4.2 Calcul des $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ de la section efficace SD	127
3.4.3 Exemple de limites a_p/a_n : l'expérience PICASSO	130
3.4.4 Section efficace SD et espace supersymétrique	131
3.4.5 Résultats des expériences actuelles	134

CHAPITRE 4: L'expérience PICASSO	137
4.1 Les détecteurs à gouttelettes surchauffées	137
4.2 Conditions de nucléation	142
4.2.1 La théorie de Seitz	142
4.2.2 La nucléation spontanée	147
4.3 Mesures des seuils à l'aide de faisceaux de neutrons	148
4.3.1 Énergie de seuil en fonction de la température	149
4.3.2 Taux de comptage en fonction de l'énergie des neutrons	153
4.3.3 Simulation de la réponse à un faisceau de neutrons	155
4.3.4 Mesures des seuils à haute température	157
4.4 Détermination de la masse active	162
4.4.1 Mesure directe par pesée	162
4.4.2 Mesure par microscope et distribution en diamètres des gouttelettes	163
4.4.3 Étalonnage avec une source d'actinium-béryllium (AcBe)	165
4.4.4 Étalonnage par simulation Monte Carlo	166

4.4.5	Effet du volume des détecteurs sur l'étalonnage avec la source d'AcBe	169
4.4.6	Effet de l'environnement sur l'étalonnage	171
4.5	Réponse des détecteurs PICASSO aux particules α	172
4.5.1	Mesures de la réponse α	173
4.5.2	Simulation de la réponse à la contamination α	176
4.5.3	Diminution du bruit de fond α	182
4.5.4	Réponse des détecteurs PICASSO aux rayons γ	183
4.5.5	Mesure de la réponse γ	183
4.5.6	Interprétation de la réponse γ	187
4.6	Bruit de fond neutrons	194
4.7	Recherche de la matière noire	194
	Conclusion	200
	BIBLIOGRAPHIE	i

LISTE DES TABLEAUX

- 2-1 La résolution et l'acceptance en pseudorapidité des diverses parties du détecteur ATLAS telles que spécifiées dans [29]. E est l'énergie et p_T , le moment transverse, tous deux exprimés en GeV. 32
- 2-2 Poids des différents canaux de production lors de la génération d'événements supersymétriques pour les points $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV et $[4670, 975]$ GeV à l'aide d'ISAJET v.7.72. Les paires de sparticules qui ne sont pas montrées représentent moins de 0.02% de tous les événements supersymétriques produits et ce, pour chaque point. 40
- 2-3 Section efficace de production pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV obtenue dans l'étude précédente [44] et dans celle-ci en utilisant deux versions d'ISAJET. Les limites sur P_T ont été fixées à 100 et 2000 GeV dans ISAJET, sauf pour la dernière section efficace montrée dans le Tableau pour laquelle la plage de P_T a été étendue pour couvrir le domaine de 3 à 2000 GeV. 44
- 2-4 Sections efficaces obtenues pour CMSJET dans [44] (σ'), pour ATLFast avec des paramètres modifiés pour être proches des réglages de CMSJET (σ''), et pour ATLFast avec ses propres paramètres par défaut (σ). Toutes les valeurs sont celles obtenues après les coupures utilisées dans [44], énumérées dans l'Ensemble de coupures 1. 46

- 2-5 Efficacités (en %) des coupures de l'Ensemble de coupures 1 utilisées dans [44](') comparées aux résultats obtenus dans cette étude. * réfère au bruit de fond généré à l'aide de PYTHIA et **, à celui généré à l'aide de MadGraph. ISAJET v7.64 a été utilisé afin de générer les événements de signal. Afin d'obtenir un nombre total d'événements, les efficacités doivent être multipliées par les sections efficaces totales de production. 47
- 2-6 L'effet de chaque coupure de l'Ensemble de coupures 5 utilisées dans cette étude sur le nombre d'événements et la signifiante statistique du signal est montré en enlevant tour à tour chaque coupure de l'analyse (toutes les autres coupures sont appliquées). Les valeurs sont montrées pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV, ISAJET v7.72 avec le paramètre P_T allant de 3 - 2000 GeV et les bruits de fond correspondants. 58
- 2-7 Efficacités (en %) des différentes coupures. La fraction est calculée en utilisant le nombre d'événement restant après la coupure précédente. Pour les points générés à l'aide d'ISAJET v7.64, P_T va de 100 à 2000 GeV. Pour les points générés à l'aide d'ISAJET v7.72, P_T va de 3 à 2000 GeV. * réfère à un bruit de fond généré à l'aide de PYTHIA et **, à celui généré à l'aide de MadGraph. Afin de trouver un nombre final d'événements, les efficacités doivent être multipliées par les sections efficaces totales de production. 59
- 2-8 Significances statistiques obtenues pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} pour les points $[3500, 600]$ GeV et $[4000, 700]$ GeV générés à l'aide d'ISAJET v7.64 en appliquant les Ensembles de coupures 1 et 5. La signifiante statistique est montrée pour les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets dans le cas où les événements W +jets sont générés à l'aide de PYTHIA ou de MadGraph. La signifiante statistique obtenue lorsque les événements de signal sont générés à l'aide d'ISAJET v7.72 est aussi montrée entre parenthèses pour l'Ensemble de coupures 5. 60

- 2-9 Résumé des différents Ensembles de coupures identifiés lors de la procédure d'optimisation, avec le nombre d'événements de bruit de fond restant après analyse pour une luminosité intégrée de $100fb^{-1}$ 62
- 2-10 La section efficace de production, le nombre d'événements de signal restant après analyse, la significiance statistique obtenue pour deux définitions ainsi que l'Ensemble de coupures choisi pour chaque point étudié pour une luminosité intégrée $L = 100 fb^{-1}$ et le paramètre p_T d'ISAJET variant entre 3 et 2000 GeV. Pour $100fb^{-1}$, le nombre d'événements de bruit de fond restant est montré dans le Tableau 2-9. 66
- 2-11 La section efficace de production, le nombre d'événements de signal restant après analyse, la significiance statistique obtenue pour deux définitions ainsi que l'Ensemble de coupures choisi pour chaque point étudié pour une luminosité intégrée $L = 100 fb^{-1}$ et le paramètre p_T d'ISAJET variant entre 3 et 2000 GeV. Pour $100fb^{-1}$, le nombre d'événements de bruit de fond restant est montré dans le Tableau 2-9. 67
- 2-12 Poids des différents canaux de production après analyse avec l'Ensemble de coupures 5 pour les points $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV et $[4670, 975]$ GeV générés à l'aide d'ISAJET v.7.72 (voir aussi le Tableau 2-2). 68
- 2-13 Limites supérieures sur les couplages λ' impliquant le quark top, en supposant une masse de sfermion de 100 GeV. La grandeur des couplages permis s'accroît avec une augmentation de la masse des sfermions. 72
- 2-14 Coupures avec leurs efficacités respectives (ϵ (%)) pour les événements de signal avec $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ dans le cas du slepton léger. 96
- 2-15 Coupures avec leurs efficacités respectives (ϵ (%)) pour les événements de signal avec $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$ dans le cas du slepton léger. 97

- 2-16 Nombre d'événements attendus pour les canaux $CDE(\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde)$ et $BDN(\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu)$ avec $m_t = 175$ GeV et $m_{\tilde{\chi}} = 60$ GeV pour une luminosité intégrée $L = 100fb^{-1}$ dans le cas du slepton léger, $m_{\tilde{e}} = 150$ GeV, et pour une luminosité intégrée $L = 300fb^{-1}$ dans le cas du slepton lourd, $m_{\tilde{e}} = 200$ GeV, présenté entre parenthèses. Les bruits de fond présentés sont: événements $tWWq$ pour le cas $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ et production $t\bar{t} + t\bar{t}b\bar{b}$ pour le signal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$ 98
- 3-1 Valeurs de Z/A pour des noyaux typiquement employés dans la recherche directe de la matière noire. 117
- 3-2 Survol des différentes expériences dont les résultats expérimentaux sont présentés dans la Figure 3-6, soit: DAMA/NaI (Dark Matter experiment), ZEPLIN-II (Zoned Proportional scintillation in LIquid Noble gases), CDMS-II (Cryogenic Dark Matter Experiment), EDELWEISS (Expérience pour détecter les WIMPS en site souterrain), CRESST-II (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers), WARP (WIMP Argon Programme) et XENON10 (Xenon 10 kg Dark Matter Search Experiment). Les limites des expériences NAIAD (NaI Advanced Detector) et PICASSO (Project in CANada to Search for Supersymmetric Objects) sont présentées dans la section portant sur les interactions SD dans la Figure 3-9. 121
- 3-3 Structure de spin du ^{19}F selon différents modèles: modèle extrême de particule libre (ESPM), modèle du groupe impair (OGM), modèle étendu du groupe impair (EOGM) et modèle de couches nucléaires (SM). Lorsque le moment magnétique expérimental entre dans le calcul des $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$, il est montré entre parenthèses. 130

LISTE DES FIGURES

- 1-1 Courbe de rotation de la galaxie spirale NGC 6503 obtenue par des mesures radio de la rotation du gaz d'hydrogène dans le disque. La figure est tirée de [6]. 5
- 1-2 Image de l'amas galactique Abell 2029 dans les rayons X par Chandra (à gauche) et dans l'optique par DSS (Digitized Sky Survey) (à droite). L'image est tirée de [9]. 6
- 1-3 Image composite de l'objet 1E0657-558. Les composantes bleues représentent la distribution de masse obtenue par lentille gravitationnelle alors que les composantes roses représentent la masse de plasma émetteur de rayons X mesurée par le satellite Chandra. Le profil de masse trouvé par lentille gravitationnelle ne correspond pas à celui du plasma, composante dominante de la masse visible de l'objet. La figure est tirée de [11]. 7
- 1-4 Carte des anisotropies du rayonnement de fond cosmologique obtenue par WMAP. La Figure est tirée de [14]. 10
- 1-5 Spectre angulaire obtenu par WMAP, combiné avec les données de CBI (Cosmic Background Imager) et ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver). La courbe est ajustée à l'aide de nombreux paramètres cosmologiques du modèle Λ CDM. La Figure est tirée de [14]. 11

- 1-6 Composition de l'univers selon les mesures actuelles. La Figure est une modification d'une figure tirée de [14]. 12
- 1-7 Densité relicue du neutrino de type Majorana en fonction de sa masse. La bande hachurée correspond à la densité relicue nécessaire pour former la matière noire. La Figure est une modification d'une figure tirée de [4]. 15
- 1-8 Évolution des constantes de couplage des différents groupes de jauge en fonction de l'énergie dans le Modèle Standard (à gauche) et dans le MSSM (à droite). Les graphiques ont été produits en se basant sur les équations trouvées dans [21]. 18
- 1-9 Régions compatibles avec la densité relicue mesurée par WMAP dans le plan des paramètres $m_{1/2}$, m_0 pour $\tan\beta = 30$, $\text{signe}(\mu) > 0$, $A_0 = 0$ et une masse du top de $175 \text{ GeV}c^{-2}$. Les régions rouges sont théoriquement exclues soit parce qu'elles ne fournissent pas de brisure radiative de la symétrie électrofaible ou parce qu'elles donnent une LSP chargée électriquement (le $\tilde{\tau}_1$). La région jaune est la région exclue par LEP2 et les mesures de précision. Les régions vertes sont celles compatibles avec un neutralino formant une partie ou la totalité de la matière noire. Finalement, la région non-colorée est exclue car elle conduit à une densité relicue trop grande. Ce graphique a été produit à l'aide du programme ISARED fourni avec ISAJET7.72[28]. 25
- 2-1 Le complexe d'accélérateurs du LHC. Les protons sont pré-accélérés jusqu'à 450 GeV par la chaîne d'accélérateurs LINAC, PSB, PS et SPS avant d'être injectés dans le LHC qui complète leur accélération jusqu'à 7 TeV. La Figure est tirée de [33]. 28
- 2-2 Le détecteur ATLAS. La Figure est une modification d'une image tirée de [35]. 30

- 2-3 Sections efficaces totales de production de sparticules au LHC dans l'espace des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $\tan\beta = 30$ et $\text{signe}(\mu) > 0$, calculées à l'aide d'ISAJET V.7.72 [28] pour $m_{top} = 175$ GeV. Les x noirs représentent une section efficace de plus de 100 pb, les o rouges, 10 pb, les ∇ magenta, 1 pb, les + bleu foncé, 100 fb et les • bleu pâle, 10 fb. Les régions qui ne sont pas couvertes ont une section efficace inférieure à 10 fb. Les régions rouges sont exclues théoriquement, les régions vertes sont compatibles avec la densité relique de matière noire trouvée par WMAP et la région jaune est exclue par le LEP2 et les mesures de précision (voir la Figure 1-9). Tous les canaux de production sont inclus et contiennent deux neutralinos dans l'état final. 33
- 2-4 Masse du neutralino (à gauche) et du gluino (à droite) en fonction du paramètre $m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $\tan\beta = 30$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $m_0 = 750$ GeV (croix noires) ou $m_0 = 2750$ GeV (x rouges) calculées à l'aide d'ISAJET V.7.72 [28] pour $m_{top} = 175$ GeV. Il n'y a pas de point pour $m_{1/2} < 400$ GeV et $m_0 = 2750$ GeV car ces valeurs de m_0 et $m_{1/2}$ se retrouvent dans la région exclue théoriquement (voir la Figure 2-3). 34
- 2-5 Diagrammes de Feynman (a) d'annihilation de neutralinos par échange de sfermions, (b) de co-annihilation neutralino-stau, (c) d'annihilation via la résonance du boson A et (d) d'annihilation dans la région FP (voir le texte). 35
- 2-6 Diagrammes de Feynman typiques de la production de particules supersymétriques dans les collisions de protons au LHC. De gauche à droite, on peut voir la production d'une paire de gluinos, d'une paire de neutralinos et d'une paire de charginos, respectivement. 36
- 2-7 Masses des sparticules produites dans les événements supersymétriques simulés avec ISAJET v.7.72 pour les points $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV (en haut) et $[4670, 975]$ GeV (en bas). 38

- 2-8 Masse invariante des deux jets dominants, M_{jj} avant la coupure de pré-sélection sur M_{jj} (en haut à gauche), P_T du jet dominant avant la coupure de pré-sélection sur P_T ($jet(1)$) (en haut à droite) et énergie transverse manquante, \cancel{E}_T (en bas). Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec le bruit de fond $t\bar{t}$. Les coupures de pré-sélection utilisées pour optimiser le calcul des diagrammes W +jets dans MadGraph sont appropriées pour ces distributions du signal supersymétrique. 50
- 2-9 Distributions de l'impulsion transverse du lepton (à gauche) et de la multiplicité des jets avec $p_T^J \geq 20$ GeV (à droite) après les coupures de pré-sélection. Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets. 51
- 2-10 Distribution de M_T , défini par l'Équation 2.1, (à gauche) et de R , défini par l'Équation 2.2 (à droite). Les deux distributions sont montrées après les coupures de pré-sélection (Ensemble de coupures 3). Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets. Les flèches représentent les valeurs choisies pour ce point. 53
- 2-11 Distribution de M_T , défini par l'Équation 2.1, en fonction du moment transverse du lepton, p_T^{lep} , après les coupures de pré-sélection. Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets. La boîte rouge représente les événements acceptés pour les valeurs de coupures choisies. 54
- 2-12 Distribution de M_T , défini par l'Équation 2.1, en fonction de R , défini par l'Équation 2.2, après les coupures de pré-sélection et celle sur p_T^{lep} . Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets. La boîte rouge représente les événements acceptés pour les valeurs de coupures choisies. 54

- 2-13 Pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72, la signifiante statistique du signal est montrée en fonction de la valeur de la coupure sur R (à gauche) et sur M_T (à droite). La signifiante est montrée pour la coupure choisie combinée aux coupures de pré-sélection seulement. Les flèches représentent les valeurs choisies pour ce point. 55
- 2-14 Pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [4670, 975]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72, la signifiante statistique du signal est montrée en fonction de la valeur de la coupure sur R (à gauche) et sur M_T (à droite). La signifiante est montrée pour la coupure choisie combinée aux coupures de pré-sélection seulement. Les flèches représentent les valeurs choisies pour ce point. 56
- 2-15 Comparaison entre les variables M_{eff} (à gauche) et M_T (à droite), définies dans les Équations 2.3 et 2.1, respectivement, et utilisées dans la recherche de la supersymétrie. Les distributions des bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets et du signal pour le point $[3500, 600]$ GeV (séparé en différents canaux de production) sont montrées. 63
- 2-16 Nouveau contour d'observabilité, en bleu, dans le plan $m_0, m_{1/2}$ trouvé en appliquant les différentes coupures proposées dans cette étude. Les autres contours d'observabilité sont tirés de [44]. Les régions rouges sont exclues théoriquement, les régions vertes sont compatibles avec la densité relique de matière noire trouvée par WMAP et la région jaune est exclue par le LEP2 et les mesures de précision (voir la Figure 1-9). 65
- 2-17 Exemples de diagrammes de désintégration du proton (à droite) et de désintégration double β sans neutrino (à droite) permis par les couplages violant la parité R. 70

- 2-18 Diagrammes de premier ordre pour la désintégration en trois corps du quark top en neutralino, ($\tilde{\chi}^0$), lepton (l) et quark (q) via les opérateurs \mathcal{R}_p 73
- 2-19 Contours de la largeur de désintégration partielle du quark top en trois corps $\Gamma_{top}[t \rightarrow \tilde{\chi}^0 \ell q]$ pour une masse de slepton $m_{\tilde{l}} = 200 \text{ GeV}$. Les sections rouge, verte et bleue correspondent à $\Gamma_{top} > 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}$, $\Gamma_{top} > 5 \times 10^{-6} \text{ GeV}$ et $\Gamma_{top} > 1 \times 10^{-6} \text{ GeV}$, respectivement. Les lignes pleines, en tirets et pointillées correspondent à $m_{\tilde{\chi}_0} = 60 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_0} = 70 \text{ GeV}$ et $m_{\tilde{\chi}_0} = 80 \text{ GeV}$, respectivement. 75
- 2-20 Diagrammes de premier ordre pour le processus $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 \ell q$ (production $t\bar{t}$ et désintégration d'un quark top par des interactions \mathcal{R}_p). 76
- 2-21 Section efficace de $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 \ell q$ en fonction de la masse du slepton, m_{slep} , pour les 3 approches (voir le texte). 77
- 2-22 Distribution de la masse invariante de $\tilde{\chi}^0 \ell$ au niveau partonique (haut) et celle du $\tilde{\chi}^0 \ell q$ (bas) pour différentes masses de slepton. 78
- 2-23 Contours pour la section efficace du processus $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 \ell q$ pour $m_{\tilde{l}} = 150 \text{ GeV}$ (à gauche) et $m_{\tilde{l}} = 200 \text{ GeV}$ (à droite). 79
- 2-24 Diagrammes de premier ordre pour les désintégration (a) $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \bar{\nu}_e \bar{b} d$ et (b) $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \nu_e b \bar{d}$ dans le MSSM. 81
- 2-25 Diagrammes de premier ordre pour les désintégrations avec courants neutres changeant la saveur (a) $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \bar{c} d \bar{e}$ et (b) $\tilde{\chi}^0 \rightarrow c \bar{d} e$ 81

- 2-26 Distribution en moment transverse P_T des quarks provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0 q\ell$ (canal CDE) pour $m_{\tilde{t}} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\tilde{t}} = 200$ GeV (à droite). (T) signifie un quark provenant de la désintégration d'un top, (N), un quark provenant d'une désintégration d'un neutralino et (W), d'un quark provenant de la désintégration du W 83
- 2-27 Distribution en pseudorapidité η des quarks provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0 q\ell$ pour $m_{\tilde{t}} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\tilde{t}} = 200$ GeV (à droite). Les notations sont les mêmes qu'à la Fig. 2-26. 84
- 2-28 Distribution en moment transverse P_T des leptons provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0 q\ell$ pour $m_{\tilde{t}} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\tilde{t}} = 200$ GeV (à droite). (T) signifie un lepton provenant de la désintégration d'un top et (N), un lepton provenant d'une désintégration d'un neutralino. 84
- 2-29 Distribution en pseudorapidité η des leptons provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0 q\ell$ pour $m_{\tilde{t}} = 150$ GeV. Les notations sont les mêmes que pour la Fig. 2-28. 85
- 2-30 Distribution du nombre de jets ($P_T > 20$ GeV dans $|\eta| < 2.5$) reconstruits après ATLFast pour le cas $W \rightarrow \mu\nu$ (à gauche) et $W \rightarrow jets$ (à droite). 85
- 2-31 Diagrammes de premier ordre pour le processus de bruit de fond $tWWq$. 86
- 2-32 Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système (jj $\bar{j}\bar{j}$) dans le canal CDE avec un slepton léger (à gauche) ou lourd (à droite) (voir le texte). Les distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de $100fb^{-1}$ et $300fb^{-1}$, respectivement. Le pic vert (dominant) correspond à la désintégration du W en jets, alors que le pic rose (plus petit) correspond à la désintégration du W en $\mu\nu$ 88

- 2-33 Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système (jje) pour le canal CDE et un slepton léger (à gauche) ou lourd (à droite). Les distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de $100fb^{-1}$ et $300fb^{-1}$, respectivement. M_χ représente la valeur de masse du neutralino au niveau de la simulation. Le pic vert (dominant) correspond à la désintégration du W en jets, alors que le pic rose (plus petit) correspond à la désintégration du W en $\mu\nu$ 89
- 2-34 Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système (jjee) pour le canal CDE et un slepton léger (à gauche) ou lourd (à droite). Les distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de $100fb^{-1}$ et $300fb^{-1}$, respectivement. $M(\tilde{l}_1)$ représente la valeur de masse du slepton au niveau de la simulation. Le pic vert (dominant) correspond à la désintégration du W en jets, alors que le pic rose (plus petit) correspond à la désintégration du W en $\mu\nu$ 90
- 2-35 Distribution en moment transverse P_T des quarks provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0q\ell$ pour $m_{\tilde{t}} = 150$ GeV où $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$. (T) signifie un quark provenant de la désintégration d'un top, (N), un quark provenant d'une désintégration d'un neutralino et (W), d'un quark provenant de la désintégration du W 91
- 2-36 Distribution en moment transverse P_T , au niveau partonique, de l'électron produit dans la désintégration \tilde{R}_p du top (ligne pleine) et dans la désintégration leptonique du boson W dans les événements $t\bar{t}$ (ligne pointillée) (à gauche); distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système ($e\nu b$ -jet) dans les événements de désintégration \tilde{R}_p du top avec un neutralino se désintégrant en $bd\nu$ (ligne pleine) et dans les événements $t\bar{t}$ (ligne pointillée) (à droite). 93

- 2-37 Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système $(jjj\nu)$ pour $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\tilde{\ell}} = 200$ GeV (à droite) pour le canal de désintégration $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$. Les simulations ont été faites pour une luminosité intégrée de $100fb^{-1}$ et $300fb^{-1}$, respectivement. Les bruits de fonds $t\bar{t}$ et $t\bar{t}b\bar{b}$ sont présentés en vert et en bleu, respectivement, pour le cas $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV seulement (à gauche). Pour ce cas, la somme du signal et du bruit de fond est présentée en jaune. Le bruit de fond domine le signal dans le cas du slepton lourd (à droite) et c'est pourquoi seul le signal, en vert, est présenté dans ce cas. 94
- 2-38 Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante pour les systèmes $(jj\nu)$ (à gauche) et $(jjj\nu)$ (à droite) pour le cas $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV et $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$. Les événements dus aux bruit de fond $t\bar{t}$ et $t\bar{t}b\bar{b}$ sont montrés en vert et en bleu, respectivement, alors que la somme du bruit de fond et du signal est présentée en jaune. Les distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de $100fb^{-1}$ 95
- 2-39 S/\sqrt{B} en fonction de λ' pour les canaux CDE (à gauche) et BDN (à droite). Pour le canal de désintégration $W \rightarrow \mu\nu$, les données sont présentées pour les événements avec $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV (ligne pleine) et $m_{\tilde{\ell}} = 200$ GeV (ligne pointillée). 99
- 2-40 Complémentarité des expériences de matière noire et des collisionneurs dans la recherche des propriétés microscopiques de la matière noire. La Figure est une modification d'une image tirée de [64]. 104
- 3-1 Flux de muons cosmiques en fonction de la profondeur exprimée en mètres équivalents d'eau. La Figure est une modification d'une Figure trouvée dans [75]. 111

- 3-2 Le changement dans la projection de la vitesse de la Terre sur celle du Soleil dû à l'orbite de la Terre donne lieu à une modulation du flux de neutralinos sur Terre et donc du taux de comptage attendu. Le plan galactique est ici perpendiculaire à la feuille. 112
- 3-3 Diagrammes de Feynman pour l'interaction $\tilde{\chi}$ -quark. Les interactions scalaires SI viennent de l'échange d'un Higgs ou d'un squark, alors que les interactions axiales SD résultent de l'échange d'un squark ou d'un boson Z . Dans le premier diagramme, h représente le Higgs le plus léger qui se comporte comme le Higgs du Modèle Standard, alors que H représente le Higgs neutre plus lourd (voir la section 1.2.1). 114
- 3-4 G_{SI} (Équation 3.18) en fonction de β pour un neutralino de 50 GeV interagissant avec un noyau de ^{19}F (ligne pleine bleue), ^{73}Ge (ligne en tirets rouges), ^{79}Br (ligne pointillée noire) et ^{127}I (ligne tiret-pointillé verte). 116
- 3-5 Section efficace cohérente neutralino-nucléon en fonction des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $signe(\mu) > 0$ et $\tan\beta = 30$. Les régions rouges sont exclues théoriquement, les régions vertes, difficilement visibles en raison du balayage serré des paramètres, sont compatibles avec la densité relique de matière noire trouvée par WMAP et la région jaune est exclue par le LEP2 et les mesures de précision (voir la Figure 1-9). Les points noirs représentent une section efficace de 10^{-8} pb, les points bleu pâle, 10^{-9} pb, les points magenta, 10^{-10} pb et les points bleu foncé, 10^{-11} pb. 118

- 3-6 Section efficace cohérente neutralino-nucléon en fonction de la masse du neutralino pour les régions permises de l'espace de mSUGRA (avec les paramètres m_0 variant de 0 à 13000 GeV, $m_{1/2}$ variant de 0 à 5000 GeV, $A_0 = 0$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $\tan\beta$ variant de 10 à 60) et de l'espace MSSM sans condition d'unification (avec les paramètres $M1$, $M2$, $M3$, μ et toutes les masses des sfermions variant jusqu'à 10 TeV, m_A jusqu'à 1 TeV et $\tan\beta$, de 1 à 60). Les points rouges et magenta sont ceux pour lesquels $0.095 \leq \Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.130$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement; les points noirs et verts, ceux pour lesquels $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.095$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement. Les limites d'exclusion mesurées sont présentées pour CRESST-II (ligne en tirets gris), EDELWEISS-I (x marron), WARP (ronds verts), ZEPLIN-II (ligne en tirets verts), CDMS-II (ligne bleue) et XENON10 (ligne rouge). Les limites projetées sont présentées pour CDMS-2007 (ligne pointillée bleue), SuperCDMS (ligne pointillée noire) et SuperCDMS@Snolab (ligne pointillée rose). Le signal de modulation annuelle soutenu par DAMA/NaI est présenté comme un contour rouge. Les limites d'exclusion ont été tracées à l'aide de [89]. 120
- 3-7 Graphique d'exclusion a_p/a_n pour $\sigma_{\tilde{\chi}p} = 1$ pb et $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV d'après les valeurs de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ tirées du modèle de [105]. Notons que la pente de cette limite dépend fortement de la valeur de $\langle S_n \rangle$ qui change selon les modèles (voir le texte). Les limites des expériences CRESST, EDELWEISS et NAIAD, introduites dans le Tableau 3-2, sont aussi présentées telles que calculées dans [100]. La zone permise par la combinaison de ces expériences est colorée en gris. 132

- 3-8 Section efficace dépendante du spin neutralino-proton en fonction des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $\tan\beta = 30$. Les régions pleines rouges sont exclues théoriquement, les régions vertes, difficilement visibles en raison du balayage serré des paramètres, sont compatibles avec la densité relique de matière noire trouvée par WMAP et la région jaune est exclue par le LEP2 et les mesures de précision (voir la Figure 1-9). Les points magenta représentent une section efficace de 10^{-4} pb, les points bleu foncé, 10^{-5} pb, les points bleu pâle, 10^{-6} pb, les points noirs, 10^{-7} pb et les points dorés, 10^{-8} pb. 133
- 3-9 Section efficace dépendante du spin neutralino-proton (à gauche) et neutralino-neutron(à droite) en fonction de la masse du neutralino pour les régions permises de l'espace de mSUGRA (avec les paramètres m_0 variant de 0 à 13000 GeV, $m_{1/2}$ variant de 0 à 5000 GeV, $A_0 = 0$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $\tan\beta$ variant de 10 à 60) et de l'espace MSSM sans condition d'unification (avec les paramètres $M1$, $M2$, $M3$, μ et toutes les masses des sfermions variant jusqu'à 10 TeV, m_A jusqu'à 1 TeV et $\tan\beta$, de 1 à 60). Les points rouges et magenta sont ceux pour lesquels $0.095 \leq \Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.130$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement; les points noirs et verts, ceux pour lesquels $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.095$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement. Les limites d'exclusion mesurées sont présentées pour CRESST (ronds verts), EDELWEISS-I (ligne pointillée rose), ZEPLIN-I (ligne en tirets roses), CDMS sur germanium (ligne pleine bleu foncé), CDMS sur silicium (ligne en tirets bleu foncé), PICASSO (x bleu pâle) et NAIAD (ronds bleus). Le signal de modulation annuelle soutenu par DAMA/NaI est présenté comme un contour rouge. Les limites d'exclusion ont été tracées à l'aide de [89]. . 135

- 3-10 Section efficace cohérente SI neutralino-nucléon en fonction de la section efficace dépendante du spin SD neutralino-proton pour les régions permises de l'espace de mSUGRA (avec les paramètres m_0 variant de 0 à 13000 GeV, $m_{1/2}$ variant de 0 à 5000 GeV, $A_0 = 0$, $signe(\mu) > 0$ et $\tan\beta$ variant de 10 à 60) et de l'espace MSSM sans condition d'unification (avec les paramètres $M1, M2, M3, \mu$ et toutes les masses des sfermions variant jusqu'à 10 TeV, m_A jusqu'à 1 TeV et $\tan\beta$, de 1 à 60). Les points rouges et magenta sont ceux pour lesquels $0.095 \leq \Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.130$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement; les points noirs et verts, ceux pour lesquels $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.095$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement. 136
- 4-1 Trois générations de détecteurs PICASSO. À gauche, un détecteur de 10 mL couplé à un senseur piézo-électrique (monté sur la paroi du contenant) qui détecte les transitions de phase. Au centre, un détecteur de 1 L avec deux senseurs piézo-électriques. À droite, un détecteur de 4.5 L avec neuf senseurs piézo-électriques. 138
- 4-2 Diagramme de phase des gouttelettes. La zone ombragée correspond à la plage de température d'opération des détecteurs (entre la température d'ébullition, T_b et la température critique, T_c). La zone ombragée plus foncée correspond aux conditions de température et de pression d'opération pour lesquelles le détecteur est actif (i.e. les gouttelettes sont surchauffées). La zone ombragée plus pâle correspond à un régime de compression (détecteur inactif). 139
- 4-3 (a) Signal de transition de phase enregistré par un capteur piézo-électrique et (b) transformée de Fourier associée. 140

- 4-4 Image du développement de diverses proto-bulles à l'intérieur de gouttelettes surchauffées de butane, environ $10\mu s$ après leur formation. Le trait correspond à $1mm$. L'image est tirée de [115]. 143
- 4-5 Bruit de fond mesuré à l'aide d'un détecteur à gouttelettes surchauffées de 10 mL avec milieu actif de C_4F_{10} . La température était contrôlée soit par le TPCS (■) ou un b cher d'eau placé sur une plaque chauffante (★). La ligne représente l'ajustement de l'équation 4.5 aux données à $T > 70^\circ C$ 148
- 4-6 Réponse d'un détecteur de 10 mL avec C_4F_{10}   un faisceau de neutrons de 400 keV en fonction de la température pour différentes pressions (de gauche à droite: 1.01, 1.36, 1.70 et 2.05 bars, respectivement).   une pression et énergie de neutron donnée, la température de seuil est obtenue en extrapolant la courbe de réponse jusqu'au point où le taux de comptage devient nulle. 150
- 4-7  nergie de seuil des neutrons en fonction de la température à pression atmosphérique. Les données expérimentales (◆) sont présentées avec la courbe d'ajustement (ligne pleine). 150
- 4-8 Calcul de l'équation d'énergie de seuil (voir l'équation 4.1) avec corrections (voir l'équation 4.2) pour le C_4F_{10} avec $90\%T_c$ (ligne pleine) et $100\%T_c$ (ligne tirets-pointillées). Pour les énergies de seuil de neutrons mesurées (voir la Figure 4-7), le dépôt maximal d'énergie qui peut être fait par les noyaux de recul dans R_c (ajustement à la courbe à $90\%T_c$) et $2R_c$ (ajustement à la courbe à $100\%T_c$) est aussi présenté (★ et ◆). 152

- 4-9 Section efficace d'interaction élastique d'un neutron sur un noyau de ^{12}C (ligne pleine) et d'un neutron sur noyau de ^{19}F (ligne pointillée) en fonction de l'énergie du neutron incident[130]. Cette section efficace est utilisée lors du calcul de la réponse des détecteurs placé devant un faisceau de neutrons (voir l'Équation 4.11). 154
- 4-10 Réponse d'un détecteur à un faisceau monoénergétique de neutrons à différentes températures: $T = 10^\circ\text{C}$ (★ rouges), $T = 15^\circ\text{C}$ (■ verts) et $T = 20^\circ\text{C}$ (● noirs). L'ajustement aux données, représenté par les lignes pointillées, est obtenu en utilisant les sections efficaces connues[130] pour les interactions $n - ^{12}\text{C}$ et $n - ^{19}\text{F}$ avec conditions $E_{R,seuil} = f_{\text{carbone}}E_{n,seuil}$ (à gauche) ou $E_{R,seuil} = f_{\text{fluor}}E_{n,seuil}$ (à droite) pour $b = 1$. 155
- 4-11 Résultats des simulations (région ombragée) comparés aux données expérimentales (points) pour un faisceau de neutrons monoénergétiques de 200 keV (à gauche) et 400 keV (à droite). Les résultats des simulations sont montrés avec une erreur statistique qui correspond à un intervalle à 68.3% de niveau de confiance selon la statistique de Poisson si moins de 21 événements ont été simulés; pour plus d'événements simulés, l'erreur est \sqrt{N} . L'ajustement aux données donne une fraction de masse active de $(0.62 \pm 0.04)\%$ et $(0.68 \pm 0.02)\%$ pour les neutrons de 200 et 400 keV, respectivement. 157
- 4-12 Sections efficaces des réactions $^{45}\text{Sc}(p, n)^{45}\text{Ti}$ (à gauche) et $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ (à droite) utilisées dans la création des faisceaux de neutrons à l'accélérateur Tandem de l'Université de Montréal. Les sections efficaces sont tirées de [137] et [138]. 158
- 4-13 Variation de l'énergie des neutrons émis en fonction de l'angle d'émission pour plusieurs valeurs d'énergie des protons incidents (correspondant à des résonances dans la section efficace de production) pour une cible de scandium (à gauche) et de vanadium (à droite). 160

- 4-14 Variation de l'énergie des neutrons émis en fonction de l'épaisseur de la cible pour deux résonances dans le scandium (lignes pointillées) et dans le vanadium (lignes pleines). L'épaisseur physique, en nm par exemple, peut être trouvée en divisant l'épaisseur en keV par le pouvoir d'arrêt (dE/dx) des protons dans le matériau donné. 160
- 4-15 Simulation du spectre des neutrons émis à la résonance de 12 keV par une interaction $^{51}V(p, n)^{51}Cr$ dans une cible placée à 12 cm d'un détecteur de 22 mL à l'intérieur d'un TPCS. Les ■ bleus représentent l'énergie des neutrons émis qui rejoignent le détecteur et les ★ vertes, l'énergie de ces mêmes neutrons lorsqu'ils atteignent les gouttelettes du détecteur. La ligne en tirets verticale représente une variation d'énergie de 10%. . . . 161
- 4-16 Exemple de photo prise avec un microscope à transmission d'un échantillon de détecteur afin de mesurer la distribution en diamètre des gouttelettes. 164
- 4-17 Comparaison entre les distributions en diamètre des gouttelettes observées pour un détecteur de 10 mL (ligne pleine) et un détecteur de 1 L (ligne pointillée) obtenues en analysant des échantillons de gel au microscope. 164
- 4-18 Spectre des neutrons de la source AcBe. 166
- 4-19 Taux de comptage obtenu en fonction de la température lors de la détection des neutrons provenant d'une source d'AcBe. La région ombragée correspond à la simulation alors que les ■ représentent les données expérimentales (détecteur 31). Les résultats de la simulation sont montrés avec une erreur statistique qui correspond à un intervalle à 68.3% de niveau de confiance selon la statistique de Poisson si moins de 21 événements ont été simulés; pour plus d'événements simulés, l'erreur est \sqrt{N} . 167

- 4-20 Détermination de la masse active d'un détecteur de 1 L par méthode Monte Carlo. Les données sont simulées à différentes températures pour des neutrons ayant un spectre en énergie correspondant à une source d'AcBe. La région ombragée correspond à la masse déterminée expérimentalement, les ▲ représentent les résultats de la simulation et les lignes en tirets sont les limites de la masse active déterminée à l'aide de la simulation. 168
- 4-21 Détermination de la constante d'étalonnage (C) de divers détecteurs obtenue par les diverses techniques de mesure: source de neutrons (◆), simulation Monte Carlo simulation (□), microscope (▲) et mesure directe (o). La région ombragée indique la constante d'étalonnage moyenne à $T = 45^{\circ}\text{C}$: $(0.12 \pm 0.01)g^{-1}n^{-1}cm^2$ 168
- 4-22 Rapport entre la réponse simulée d'un détecteur de 4.5 L et celle d'un détecteur de 10 mL à une source d'AcBe. La différence entre les réponses vient de la modération des neutrons par le gel du détecteur. 169
- 4-23 Localisation des événements à 40°C pour un détecteur de 4.5 L (73) irradié par une source d'AcBe. Les ▲ bleus représentent la localisation expérimentale par triangulation, alors que les ★ rouges correspondent à la simulation. La position des quadrants par rapport à la source est schématisée en haut à gauche. 170
- 4-24 Fraction des événements comportant plusieurs transitions de phase par neutron pour un détecteur de 4.5 L placé devant une source de neutrons d'AcBe pour $T=26^{\circ}\text{C}$ (■ noirs), 40°C (● bleus) et 60°C (★ roses). . . 171

- 4-25 Simulation du blindage de plomb et de l'environnement de la source d'AcBe utilisée pour l'étalonnage d'un détecteur de 4.5 L. La salle d'étalonnage est vue à vol d'oiseau, la source se trouvant dans un blindage de plomb (à gauche) à 5 mètres du détecteur de 4.5 L (situé à droite). Un agrandissement du blindage de plomb est présenté à gauche. Les lignes vertes représentent des neutrons simulés interagissant avec l'environnement. 172
- 4-26 Taux de comptage obtenu en fonction de la température pour un détecteur de 4.5 L (78) lors de la détection des neutrons provenant d'une source d'AcBe. Les ■ rouges représentent les données expérimentales, les ▼ verts, une simulation comprenant seulement la source et le détecteur et les ★ noires, une simulation comprenant la source dans son blindage de plomb, le détecteur et l'environnement du montage. 173
- 4-27 Réponse des détecteurs 56 dopé avec 20 Bq d' ^{238}U (à gauche) et 39 dopé avec 20 Bq d' ^{241}Am (à droite) en fonction de la température. Les points représentent les données expérimentales alors que les régions ombragées correspondent aux résultats des simulations, décrites plus loin. Les résultats des simulations sont montrés avec une erreur statistique qui correspond à un intervalle à 68.3% de niveau de confiance selon la statistique de Poisson si moins de 21 événements ont été simulés; pour plus d'événements simulés, l'erreur est \sqrt{N} 175
- 4-28 Perte d'énergie du fluor (ligne tirets-pointillés), du carbone (ligne en tirets) et d'une particule α (ligne pleine) dans le C_4F_{10} en fonction de leur énergie. 178

- 4-29 Distributions en diamètre des gouttelettes pour les détecteurs 39 dopé l'américium (★ noires) et 56 dopé à l'uranium (● rouges) telles que mesurées au microscope (environ 10^4 gouttelettes mesurées dans chaque détecteur). La distribution mesurée pour un détecteur de 1 L non dopé est aussi montrée (ligne pointillée). 180
- 4-30 Réponse simulée, en événements par désintégration, d'un détecteur de 1 L dopé à l' ^{241}Am avec 1% de masse active en fonction du rayon des gouttelettes pour deux températures différentes: 30°C (.) et 40°C (*). La réponse α est inversement proportionnelle au rayon des gouttelettes. 180
- 4-31 Rapport, en fonction de la température, entre les réponses simulées pour trois détecteurs, chacun ayant un rayon de gouttelettes différent ($10\ \mu\text{m}$ (x), $15\ \mu\text{m}$ (●) et $30\ \mu\text{m}$ (*)), et la réponse simulée d'un détecteur contenant une distribution de gouttelettes telle que mesurée dans un détecteur de 1 L (voir Figure 4-17). Les réponses de tous ces détecteurs ont préalablement été normalisées à 1 à haute température. Ce rapport est compatible avec 1 entre 25°C et 50°C : la distribution en tailles des gouttelettes n'influence donc par la forme de la réponse α dans cette plage de températures d'opération. 181
- 4-32 Comparaison entre les réponses simulées, en fonction de la température, pour deux détecteurs identiques (même distribution en taille des gouttelettes) dopés avec des contaminants différents [^{241}Am (bande blanche) et ^{238}U (bande ombragée)]. Les résultats des simulations sont montrés avec une erreur statistique qui correspond à un intervalle à 68.3% de niveau de confiance selon la statistique de Poisson si moins de 21 événements ont été simulés; pour plus d'événements simulés, l'erreur est \sqrt{N} . Les deux réponses sont compatibles dans les barres d'erreur. 182

- 4-33 Étalonage, à l'aide de la source d'AcBe, du détecteur de 10 mL (64) utilisé lors de la mesure de la réponse γ . Avec la constante d'étalonnage C (voir la Figure 4-21), on trouve une masse active d'environ 10 mg. 184
- 4-34 Montage utilisé lors de la mesure de la réponse des détecteurs de 10 mL aux rayons γ provenant d'une source de ^{22}Na 184
- 4-35 La réponse aux rayons γ d'une source de ^{22}Na en fonction de la température pour deux détecteurs de 10 mL (64 (■) et 65 (*)). La réponse peut être approximée par une fonction de Fermi décrite par l'Équation 4.17 (ligne pointillée). 186
- 4-36 Réponse aux rayons γ d'une source de ^{22}Na en fonction de la température pour deux détecteurs: un de 10 mL (65) (★) et un de 4.5 L (67) (■). 188
- 4-37 Somme de toutes les traces engendrées lors de la simulation du passage, dans un détecteur de 4.5 L, de rayons γ générés par une source de ^{22}Na . Les ■ bleus montrent la distribution totale, les ▲ rouges, la distribution engendrée par les rayons γ de 1.2 MeV et les ● verts, par ceux de 511 keV. 188
- 4-38 Efficacité de détection des rayons γ en fonction de leur énergie: les données sont tirées de [128, 148]. 189
- 4-39 Spectre en énergie des rayons δ émis le long de la trace d'un muon de 1 GeV (▲), d'un électron de 500 keV (■) et d'un électron de 5 keV (*) passant dans le détecteur. La ligne correspond à un ajustement au spectre combiné. 190

- 4-40 La réponse simulée des détecteurs à un rayonnement γ en fonction de la température (■) obtenue en utilisant le spectre des rayons δ montré à la Figure 4-39 après une correction de 2°C (voir le texte). La ligne pointillée correspond à l'ajustement fait sur les données expérimentales. La réponse simulée a été normalisée à la réponse expérimentale dans la région du plateau. 191
- 4-41 Efficacité géométrique de collection par une gouttelette d'au moins un électron δ par γ entrant dans le détecteur (les interactions multiples ne sont pas considérées) en fonction du rayon des gouttelettes pour un détecteur de 10 mL (★). L'ajustement (ligne pleine) donne une dépendance en R^{-1} , comme dans le cas des particules α 192
- 4-42 Efficacité géométrique de collection par une gouttelette d'au moins un électron δ par γ entrant dans le détecteur en fonction de la fraction de masse active pour un détecteur de 10 mL avec (■ noirs) ou sans (★ bleues) possibilité d'interactions multiples. L'ajustement donne une dépendance en L passant par l'origine. 193
- 4-43 Comparaison entre le flux de neutrons de fission dans la mine (▲), dont le spectre est donné par l'Équation 4.18, et celui passant à travers le blindage d'eau de 30 cm d'épaisseur (★), tel qu'obtenu par simulation Monte Carlo. 195
- 4-44 Réponse des détecteurs aux neutrons de fission modérés par le blindage (région ombragée bleue), à la contamination interne attendue pour cette phase de l'expérience (ligne pleine rouge) et à un hypothétique neutralino de 50 GeV ayant une section efficace $\sigma_{\tilde{\chi}p}$ de 0.15 pb (ligne en tirets noirs), 0.05 pb (ligne pointillée rose) et 0.02 pb (ligne en tirets-pointillés verts). 195

- 4-45 À gauche: Taux de comptage du détecteur *SBD40* en fonction de la température lors de la Phase Ia de recherche de matière noire (points rouges). Le détecteur *SBD40* était celui ayant la plus faible contamination interne parmi les trois détecteurs de la Phase Ia. Les réponses des trois détecteurs ont été utilisées dans le calcul de la courbe d'exclusion publiée par PICASSO dans [97]. La courbe de réponse correspondant à une contamination α est aussi montrée (ligne pleine), de même que la réponse attendue pour la matière noire (lignes en tirets) si l'on considère un neutralino ayant une masse de $50 \text{ GeV}c^{-2}$ et une section efficace dépendant du spin neutralino-proton de 2 pb, 5pb et 15 pb, en allant du bas vers le haut. Les réponses sont calculées à la pression d'opération dans le laboratoire souterrain, soit 1.2 bars. À droite: Taux de comptage attendu, à 1.2 bars, pour un neutralino ayant une section efficace dépendant du spin neutralino-proton de 0.7 pb et une masse de 500, 100, 50, 25 et $10 \text{ GeV}c^{-2}$, en allant du bas vers le haut. 197
- 4-46 Vue du montage dans le laboratoire souterrain: blindage neutron fait de cubes d'eau de 30 cm d'épaisseur (à gauche), schéma de la phase actuelle de l'expérience avec 32 détecteurs de 4.5 L (au centre) et vue de détecteurs de 4.5 L installés et connectés au système d'acquisition de données dans un TPCS (à droite). 198
- 4-47 Limites d'exclusion publiée[97] (Phase Ia) et projetées pour la phase actuelle de l'expérience PICASSO (Phase Ib) et les prochaines phases (Phases II et III) sur la section efficace dépendant du spin neutralino-proton en fonction de la masse du neutralino. D'autres limites d'exclusion publiées sont aussi montrées. Les régions ombragées correspondent aux prédictions théoriques dans le cadre du MSSM tirées de [153] (région claire) et [154] (région sombre) qui utilisent des contraintes différentes sur les paramètres supersymétriques. 199

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Claude Leroy, pour m'avoir donné la chance de participer à ces deux projets ainsi que pour son soutien, sa grande disponibilité et ses conseils précieux. Je voudrais aussi remercier Viktor Zacek et Louis Lessard, pour les conversations intéressantes au sujet de PICASSO, Georges Azuelos, qui m'a aidée avec ISAJET et DARKSUSY, ainsi que Rashid Mehdiyev et Alexander Belyaev pour deux collaborations fructueuses. Je voudrais aussi souligner l'apport incontesté de mes collègues de travail. Dans ATLAS, Céline Lebel, à qui je dois beaucoup, Rachid Mazini, qui m'a aidée à mes débuts en Geant4, John Idárraga, pour ses calculs en MadGraph, sans oublier Jonathan Ferland, Pierre-Antoine Delsart et Bertrand Brelrier. Dans PICASSO, je remercie Razvan Gornea, pour les nombreuses discussions et son aide avec le DAQ, Marik Barnabé-Heider, pour les mesures α et pour avoir partagé avec moi le plaisir de l'analyse des gouttelettes, Roxanne Guénette, qui a aussi mesuré des diamètres, Martin Auger, pour son aide technique en diverses occasions, François Aubin, pour la localisation d'événements, Marie-Cécile Piro et Guillaume Giroux, pour les détecteurs et calibrations, et Rachel Faust, pour son intérêt dans les simulations, sans oublier Ubi Wichoski, Nick Starinsky, Patrick Doane, Marie di Marco et Alexandre Pépin. Je remercie aussi chaleureusement Hélène Lamothe qui m'a généreusement aidée à maintes reprises. Rien n'aurait été possible sans un bon soutien financier que je dois au CRSNG, au FQRNT, à Claude Leroy, ainsi qu'aux bourses d'excellence de la FÉS. Je tiens aussi à remercier Isabelle et Hugues pour m'avoir enseigné à ne pas baisser les bras, Lise et Guy, pour leur support indéfectible et leur compréhension de mes horaires de physicienne et Marianne, pour la joie qu'apporte sa présence. Un merci encore à mes amis, qui ont su me distraire quand j'en avais besoin et qui veulent bien, de temps en temps, entendre parler de matière noire. Finalement, un merci spécial à Luca pour sa présence, ses encouragements et sa douce folie. *Grazie mille a te Luca*, qui non seulement comprends ma curiosité, mais la partages!

Contributions de l'auteur

Durant mon doctorat, j'ai dû organiser mon temps afin de me consacrer à la fois à ATLAS et PICASSO. Dans le cadre de l'expérience ATLAS, j'ai effectué des calculs de sections efficaces de production du neutralino en balayant l'espace des paramètres supersymétriques et j'ai calculé le spectre des masses des sparticules en fonction de ces paramètres à l'aide de programmes comme ISAJET et DARKSUSY.

L'étude de la région de l'espace supersymétrique compatible avec WMAP pouvant être explorée à l'aide d'ATLAS a été faite en collaboration avec Alexander Belyaev, Rashid Mehdiyev et Claude Leroy. Mon rôle a été de générer les événements de signal dans la région supersymétrique permise à l'aide du programme ISAJET. J'ai ensuite simulé ces événements dans le détecteur ATLAS à l'aide d'atlfast. La première étude que j'ai réalisée a été la reproduction des significances statistiques observées à l'aide des coupures d'analyse déjà publiées. Puis, j'ai étudié l'effet de diverses coupures ainsi que la variation de la signifiante statistique en fonction des valeurs des coupures choisies et j'ai ainsi pu déterminer les meilleures coupures à utiliser. À l'aide de ces coupures, j'ai par la suite effectué un balayage de l'espace des paramètres compatibles avec WMAP à l'aide des coupures choisies afin de déterminer les limites d'observabilité. Enfin, j'ai étudié l'effet des coupures choisies sur les différents canaux de production supersymétriques. J'ai aussi participé très activement à l'écriture de l'article à être soumis pour publication. Durant cette étude, j'ai été amenée à présenter les résultats à divers endroits: lors du *2nd Vienna Central European Seminar on Particle Physics and Quantum Field Theory: Frontiers in Astroparticle Physics* à Vienne, lors de l'*ATLAS Canada physics meeting* à l'université McGill à Montréal ainsi qu'au *2nd symposium on Neutrino and Dark Matter in Nuclear Physics* à Paris.

L'étude portant sur la violation de la parité R a été faite avec les mêmes collaborateurs. Dans cette étude, j'ai procédé à la génération d'événements de signal à l'aide de COMPHEP, puis j'ai simulé ces événements dans le détecteur ATLAS avec atlfast. J'ai ensuite étudié les coupures d'analyse nécessaires à la reconstruction du quark top, du neutralino et du sélectron afin de sélectionner les meilleures coupures. Finalement, j'ai participé à l'écriture de l'article qui a été publié. De plus, j'ai été mandatée pour présenter ce résultats ainsi que d'autres résultats de la collaboration ATLAS lors d'un congrès de l'American Physical Society au Nouveau-Mexique.

Dans la section de la thèse portant sur la détection directe, j'ai calculé les sections efficaces SI neutralino-nucléon et SD neutralino-proton/neutron en balayant l'espace des paramètres supersymétriques à l'aide de DARKSUSY. J'ai aussi calculé ces sections efficaces en fonction de la masse des neutralinos à fin de comparaison avec les limites expérimentales et j'ai introduit le facteur de normalisation à la densité relic afin de comparer les calculs aux mesures expérimentales. Par la suite, j'ai procédé à la comparaison entre les sections efficaces SD et SI pour un balayage de l'espace supersymétrique afin de démontrer l'importance de rechercher la matière noire dans les deux canaux. En collaboration avec Claude Leroy, j'ai écrit une note interne qui développait la méthode d'extraction des sections efficaces limites à partir des données expérimentales neutralino-noyau utilisée par PICASSO. J'ai aussi calculé le facteur de forme G_{SI} en fonction de β pour différents noyaux. Finalement, j'ai tracé le graphique d'exclusion a_p/a_n pour PICASSO.

Pour l'expérience PICASSO, j'ai écrit un programme de simulation complète des détecteurs en Geant4. Le programme que j'ai écrit inclut, entre autres, les détecteurs de 10 mL, de 1 L, et de 4.5 L, le blindage d'eau utilisé dans le laboratoire souterrain à Sudbury, le TPCS utilisé dans la phase actuelle de l'expérience, la salle d'étalonnage à la source d'AcBe, la source d'AcBe, le faisceau de neutrons pour diverses énergies de neutrons avec distribution angulaire pour diverses cibles de production, la contamination interne due aux émetteurs α ainsi que la source γ de ^{22}Na . J'ai ainsi obtenu tous les résultats de simulation présentés dans cette thèse. De plus, j'ai procédé à l'ajustement semi-empirique de la courbe de seuil en énergie en fonction de la tempéra-

ture et j'ai comparé les seuils expérimentaux obtenus par la collaboration aux prédictions théoriques. J'ai aussi calculé théoriquement le taux de comptage des détecteurs en fonction de l'énergie des neutrons et ajusté ce calcul aux données expérimentales. J'ai par la suite effectué différents calculs pour la préparation des mesures avec des neutrons de basses énergies, e.g. la variation de l'énergie en fonction de l'angle d'émission des neutrons et de l'épaisseur de la cible, ce qui a permis de définir les cibles dont nous avons besoin pour les mesures à venir. Dans cet ordre d'idée, j'ai participé à la fabrication d'une cible de lithium par évaporation.

Afin de mieux comprendre la réponse des détecteurs, j'ai installé un montage et développé la technique avec microscope et caméra de la mesure des distributions de gouttelettes: j'ai ainsi mesuré, grâce à un programme de Razvan Gornea, la distribution de gouttelettes d'un détecteur de 10 mL, et, en collaboration avec Marik Barnabé-Heider et Roxanne Guénette, d'un détecteur de 1 L standard (*Cb_P01_205_024*) et de deux détecteurs de 1 L dopés aux α (*MB_A01_307_039* et *MB_A01_404_056*). J'ai aussi écrit un programme en Matlab afin de produire automatiquement les distributions en diamètres et en volumes des gouttelettes et la quantité de masse active des détecteurs à partir des données de l'expérience. Pour la mesure de la réponse γ , j'ai construit un montage (à l'aide de Razvan Gornea) et j'ai mesuré la réponse en fonction de la température de deux détecteurs de 10 mL (*Mb_p08_407_064* et *Mb_p08_407_065*) que j'avais préalablement calibrés avec la source AcBe, ainsi que la réponse d'un détecteur de 4.5L (*Mb_A05_505_67*). J'ai aussi mesuré la température de nucléation spontanée à l'aide de ce montage et d'un autre montage que j'avais mis en place. Finalement, j'ai écrit plusieurs notes internes et j'ai participé à l'écriture de plusieurs articles pour PICASSO, dont deux résultent de présentations que j'ai données, l'une lors du 14th *International Conference on Solid State Dosimetry* à Yale University, New Haven et l'autre lors du congrès de l'Association Canadienne des Physiciens et des Physiciennes à Brock University, St. Catharines.

Finalement, j'ai aussi donné de nombreuses conférences informelles pour des étudiants des niveaux secondaire et CÉGEP ainsi que des séminaires à l'université de Montréal sur la supersymétrie et sur WMAP pour des étudiants des cycles supérieurs.

I ask you to look both ways. For the road to a knowledge of the stars leads through the atom; and important knowledge of the atom has been reached through the stars.

Sir Arthur Eddington (1882 - 1944), Stars and Atoms (1928)

I am among those who think that science has great beauty. A scientist in his laboratory is [...] also a child placed before natural phenomena which impress him like a fairy tale.

Marie Curie (1867 - 1934)

Introduction

Les preuves de l'existence de la matière noire de l'univers sont nombreuses. La nature et la densité cosmologique de cette matière noire est maintenant contrainte par des expériences comme la mesure des anisotropies dans le rayonnement de fond cosmologique. La supersymétrie, en plus de régler plusieurs problèmes théoriques du Modèle Standard des particules, fournit un candidat prometteur à la matière noire: le neutralino. Plusieurs expériences de détection directe de la matière noire sont en cours. L'expérience PICASSO (Project in CANada to Search for Supersymmetric Objects), qui utilise des détecteurs à gouttelettes surchauffées, est l'une de ces expériences. La réponse à divers types de rayonnement des détecteurs utilisés par PICASSO doit être bien comprise afin de pouvoir réduire le bruit de fond et ainsi obtenir une limite concurrentielle sur la section efficace de diffusion élastique neutralino-proton. L'extraction de cette section efficace des données expérimentales doit aussi être bien comprise.

Les expériences de détection directe ne peuvent toutefois pas confirmer ni infirmer les scénarios supersymétriques. La découverte de la supersymétrie passe par des expériences de type collisionneur, avec le détecteur ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), par exemple, qui prendra des données au LHC (Large Hadron Collider) situé au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire). De nombreuses études sont nécessaires afin de connaître quel est l'espace des paramètres supersymétriques compatibles avec les limites cosmologiques qui pourra être étudié avec ce détecteur. D'un autre côté, même si la supersymétrie est découverte au LHC, on ne peut pas en déduire que la matière noire est formée de neutralinos. Les expériences de type collisionneur et celles de détection directe sont donc complémentaires.

Il est aussi possible que la supersymétrie soit réalisée dans la nature mais que le neutralino ne soit pas stable et puisse se désintégrer en particules du Modèle Standard.

Dans cette éventualité, le neutralino existerait sans pour autant former la matière noire de l'univers. Le détecteur ATLAS peut aussi, dans ce cas, être utilisé afin de démontrer l'existence du neutralino pour une certaine plage des paramètres supersymétriques.

Le premier chapitre de cette thèse s'attarde aux preuves de l'existence de la matière noire et aux différents candidats proposés. Un bref survol de l'expérience WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) et de ses résultats est fait, en plus de définir le neutralino dans le cadre de la supersymétrie. Le second chapitre est dédié à la possibilité de découverte du neutralino avec le détecteur ATLAS. Après un aperçu du détecteur, deux programmes de recherche sont explicités. Dans le premier programme, le neutralino forme la matière noire et sa densité cosmologique est compatible avec celle mesurée par WMAP, ce qui contraint l'espace des paramètres supersymétriques possibles. Des simulations sont faites afin de prévoir quelle est la portion de cet espace contraint qui est accessible au détecteur ATLAS et quelles coupures d'analyse doivent être utilisées afin de découvrir la supersymétrie dans ce scénario. Dans l'autre programme, le neutralino est instable et se désintègre en particule du Modèle Standard. Un canal de production et de désintégration du neutralino est étudié par simulation et des coupures d'analyse sont trouvées afin de maximiser le potentiel de détection. Dans le troisième chapitre, la méthode de détection directe du neutralino, candidat à la matière noire, et la façon d'extraire la section efficace des données expérimentales sont décrites. Finalement, le dernier chapitre s'intéresse à l'étude de la réponse à divers types de rayonnement des détecteurs à gouttelettes surchauffées utilisés par PICASSO. Ce chapitre inclut des mesures expérimentales et des simulations qui ont été développées afin de mieux comprendre le fonctionnement des détecteurs, de réduire leur bruit de fond et de prédire leur taux de comptage.

CHAPITRE 1

Le neutralino: candidat à la matière noire

1.1 La matière noire: motivations et candidats

L'idée de la matière noire a été introduite pour la première fois en 1933 par Fritz Zwicky [1]. Zwicky avait alors mesuré, à l'observatoire du Mont Wilson, la vitesse radiale de huit galaxies au sein de l'amas galactique du Coma. La dispersion de vitesses ainsi obtenue était si grande par rapport à la valeur attendue pour la densité de masse visible que Zwicky dut arriver à la conclusion que la densité de l'amas devait être de 400 fois supérieure à celle de la matière visible! Ceci l'amena à dire (traduction libre inspirée de [2]):

Si cette [surdensité] était confirmée, nous arriverions à la stupéfiante conclusion que de la matière noire est présente avec une densité beaucoup plus grande que celle de la matière visible.

Depuis, de nombreuses preuves se basant sur des techniques de mesures variées ont confirmé la présence de matière noire dans l'univers. Ce chapitre portera en premier lieu sur des exemples de preuves de la présence de matière noire pour ensuite se consacrer à la nature de celle-ci. Nous verrons que le candidat à la matière noire favori à ce jour est le neutralino, une particule prédite par la supersymétrie, théorie au-delà du Modèle Standard des particules.

1.1.1 Courbes de rotation

L'une des preuves les plus connues de l'existence de la matière noire vient de l'étude des courbes de rotation des galaxies spirales. Une courbe de rotation galactique est définie comme la vitesse, en fonction de la distance au centre de la galaxie, à laquelle les étoiles, amas globulaires stellaires, nuages de gaz ou galaxies naines orbitent autour de ce centre. Par exemple, la courbe de rotation de la galaxie d'Andromède, pour une distance au centre (rayon) supérieure à 10 kpc, plafonne à une vitesse d'environ 200 km s^{-1} et ce, jusqu'au plus grand rayon mesuré, soit 26 kpc [3]. La vitesse de rotation pour de très grands rayons peut être déterminée en mesurant, à l'aide de la ligne d'émission caractéristique à 21 cm, la rotation de l'hydrogène neutre présent dans le disque des galaxies spirales. En effet, l'hydrogène peut être observé à de plus grands rayons que les traceurs optiques comme les étoiles, ce qui permet d'obtenir une courbe de rotation plus étendue [4]. La mesure de la courbe de rotation de la galaxie spirale NGC 6503 par exemple montre la même tendance que pour la galaxie d'Andromède, c'est-à-dire que la vitesse de rotation plafonne à de grands rayons (voir la Figure 1-1).

Ce comportement est inattendu car la luminosité de surface du disque tombe, en fonction du rayon r , comme $I(r) = I(r=0)e^{-ar}$ où a^{-1} est une grandeur caractéristique, habituellement située entre 1 et 5 kpc [5]. Si la matière était toute lumineuse, on s'attendrait donc à ce que la masse de la galaxie soit concentrée à l'intérieur de quelques a^{-1} et à ce que la vitesse de rotation décroisse à grands rayons. En effet, la vitesse de rotation d'un objet de masse m à une distance r du noyau de la galaxie est donnée par l'équilibre, dans le référentiel de l'objet en mouvement, entre la force gravitationnelle, F_g et la force centrifuge fictive, F_c :

$$\frac{GM_r m}{r^2} = F_g = F_c = \frac{mv_{rot}^2}{r}, \quad (1.1)$$

où M_r est la masse de la galaxie contenue à l'intérieur de r . La vitesse de rotation en fonction du rayon est donc:

$$v_{rot} = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}. \quad (1.2)$$

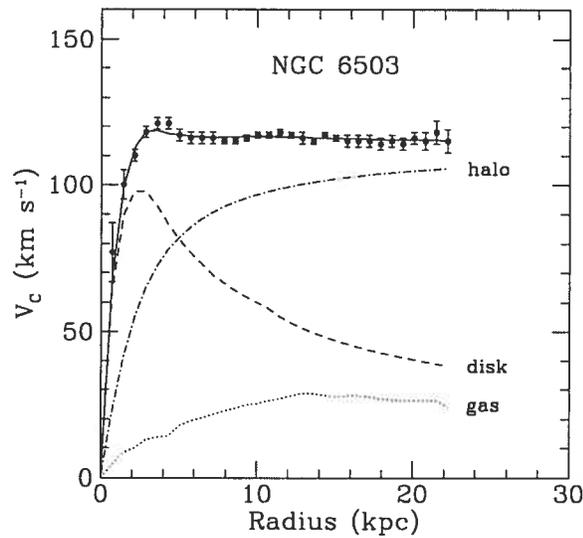


Figure 1-1: Courbe de rotation de la galaxie spirale NGC 6503 obtenue par des mesures radio de la rotation du gaz d'hydrogène dans le disque. La figure est tirée de [6].

En supposant une densité sphérique pour le noyau d'une galaxie, $M_r = 4\pi r^3 \rho / 3$, v_{rot} devient proportionnelle à r . Pour un objet situé en dehors du noyau de la galaxie, $M_r = M_{tot}$ est une constante et donc v_{rot} est proportionnelle à $\sqrt{1/r}$. Si la masse des galaxies était concentrée dans leur partie visible, la vitesse orbitale à grand rayon r devrait diminuer selon $1/\sqrt{r}$. Puisque les mesures montrent que la vitesse de rotation devient pratiquement constante et le demeure jusqu'au plus grand rayon qui peut être mesuré, cela implique que la masse totale $M(r)$ sentie par un objet à un rayon r doit augmenter linéairement avec r . Outre les données expérimentales, la Figure 1-1 montre la contribution de la masse due aux différentes composantes de la galaxie ainsi qu'au halo de matière noire qui doit être inféré afin d'obtenir une courbe de rotation compatible avec les données expérimentales pour la galaxie spirale NGC 6503. Les études de ce genre impliquent que 90% ou plus de la masse des galaxies larges est noire [6].

1.1.2 Mesures de rayons X

Une autre preuve de la présence de matière noire provient des rayons X mesurés dans les amas de galaxies. Par exemple, l'observatoire de rayons X Chandra de la NASA (National Aeronautics and Space Administration) a observé le gaz chaud à l'intérieur de l'amas Abell 2029 qui contient des milliers de galaxies (voir la Figure 1-2). Le gaz est maintenu dans l'amas par gravité, mais la masse des galaxies est insuffisante pour balancer la pression de ce gaz qui a une température de plus de 10 millions de degrés [7]. L'observation en rayons X du gaz chaud à l'intérieur des amas permet d'obtenir le profil de masse de l'amas, sous hypothèse d'équilibre hydrostatique. Ces données contraignent les simulations d'amas et peuvent ainsi tester les différents modèles de matière noire[8].

Les rayons X mesurés par Chandra peuvent aussi servir à la mesure de matière noire dans une galaxie particulière, comme dans [7] où le profil de matière noire dans la galaxie elliptique NGC4636 a été mesuré. La distribution de gaz chaud interstellaire émetteur de rayons X peut être mesurée à de grands rayons, là où la matière noire domine et où les techniques optiques sont inappropriées. À l'aide de la mesure des rayons X combinée aux mesures optiques, les auteurs[7] ont pu déterminer qu'au moins la moitié et jusqu'à 80% de la masse comprise à l'intérieur du rayon de demi-luminosité de la galaxie était non-lumineuse.

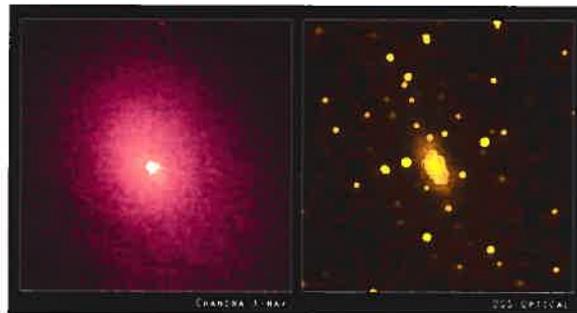


Figure 1-2: Image de l'amas galactique Abell 2029 dans les rayons X par Chandra (à gauche) et dans l'optique par DSS (Digitized Sky Survey) (à droite). L'image est tirée de [9].

1.1.3 Collision d'amas galactiques

Dans [10], Clowe et al. étudient l'objet astronomique 1E0657-558 né de la collision de deux amas galactiques. Dans ce type de collision, les composantes galactiques et plasmatiques des amas se séparent spatialement. Tandis que les galaxies agissent comme des particules sans interaction, le plasma, comme un fluide, ressent une pression (*ram pressure*). En l'absence de matière noire, le profil du potentiel gravitationnel des amas en fusion devraient coïncider avec celui de la composante dominante de la masse visible, soit le plasma. La masse du plasma peut être calculée à l'aide des émissions de rayons X enregistrées par le satellite Chandra. D'un autre côté, s'il y a de la matière noire dans les amas, elle devrait se profiler de la même façon que les composantes galactiques sans interaction.



Figure 1-3: Image composite de l'objet 1E0657-558. Les composantes bleues représentent la distribution de masse obtenue par lentille gravitationnelle alors que les composantes roses représentent la masse de plasma émetteur de rayons X mesurée par le satellite Chandra. Le profil de masse trouvé par lentille gravitationnelle ne correspond pas à celui du plasma, composante dominante de la masse visible de l'objet. La figure est tirée de [11].

Dans [10], le profilage gravitationnel des amas en fusion a été effectué à l'aide de l'effet de lentille gravitationnel faible, i.e. en mesurant la distorsion due à la déflexion de la lumière des images de galaxies situées derrière les amas. La courbe de potentiel gravitationnel ainsi calculée ne correspond pas à la distribution de plasma à l'intérieur

des amas, mais plus à celle des composantes galactiques et ce, avec une signifiante de 8σ , ce qui indique la présence de matière noire (voir la Figure 1-3). Toujours selon [10], toute tentative de modification de la force gravitationnelle qui serait proportionnelle à la masse baryonique mènerait à une prédiction contraire.

1.1.4 WMAP: mesure de paramètres cosmologiques

La présence de matière noire a aussi été confirmée par WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), une sonde mesurant les anisotropies en température du rayonnement de fond cosmologique (CMB). Les mesures de WMAP ont aussi permis de déterminer avec précision de nombreux paramètres cosmologiques.

Le CMB, prédit par le modèle du Big Bang, a été détecté pour la première fois par Penzias et Wilson en 1965. Selon le modèle du Big Bang, l'univers a déjà été sous la forme d'un plasma dont la température et la densité étaient très élevées. À cette époque, la matière et les photons étaient en équilibre thermodynamique; la température de l'univers étant $T \geq 3000K$, les photons étaient assez énergétiques pour ioniser les atomes d'hydrogène. Les photons et les baryons étaient maintenus dans un fluide par interaction électromagnétique avec les électrons libres[12].

Cette situation a perduré jusqu'au moment où, environ 400 000 années après le Big Bang, la température de l'univers en expansion est devenue inférieure à l'énergie de liaison atomique. Les atomes d'hydrogène se sont alors formés et l'univers est devenu transparent à la radiation. Ce moment dans l'histoire de l'univers est appelé période de dernière diffusion (*last scattering*). La radiation libérée à ce moment, et dont la température a continué de diminuer avec l'expansion de l'univers pour atteindre la valeur de 2.725K aujourd'hui [13], est ce que l'on mesure comme CMB.

Quoique homogène et isotrope avec une très grande précision, de petites anisotropies, de l'ordre de 10^{-5} , peuvent être observées dans le CMB. La création des

anisotropies est interprétée par la séquence d'événements suivante[12]:

- Lors de la période d'inflation de l'univers, les fluctuations quantiques deviennent macroscopiques.
- Ces perturbations primordiales, avant la période de la dernière diffusion, attirent gravitationnellement et tentent de comprimer le fluide de baryons-photons dans des régions de haute densité.
- La pression des photons résiste à cette compression, entraînant la formation d'oscillations acoustiques dans le fluide.
- Les régions qui sont, au moment de la dernière diffusion, en compression ou en raréfaction libèrent une radiation plus ou moins énergétique, respectivement, créant les anisotropies en température vues dans le CMB.

Les rapports entre les quantités de matière totale et de radiation ainsi qu'entre les quantités de matière baryonique et de radiation influencent le développement des oscillations acoustiques. Il est donc possible de déterminer les valeurs de ces quantités en étudiant le spectre des anisotropies[13].

Il est usuel d'exprimer les anisotropies en température du CMB sur le ciel comme un développement en harmoniques sphériques, avec des coefficients a_{lm} définis dans:

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (1.3)$$

Le spectre de puissance angulaire est donné par :

$$C_l^{ciel} = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{lm}|^2 \quad (1.4)$$

En supposant des phases aléatoires, l'anisotropie en température pour chaque moment multipolaire l est donnée par [13]:

$$\Delta T_l = \sqrt{C_l^{ciel} l(l+1)/2\pi} \quad (1.5)$$

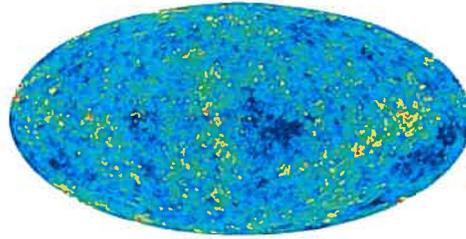


Figure 1-4: Carte des anisotropies du rayonnement de fond cosmologique obtenue par WMAP. La Figure est tirée de [14].

L'observatoire WMAP a été lancé le 30 juin 2001 et il orbite depuis autour du deuxième point de Lagrange L_2 du système Terre-Soleil (situé à environ 1 500 000 km de la Terre en direction opposée au Soleil). Six mois sont nécessaires afin d'obtenir une couverture complète du ciel. Les résultats présentés ici couvrent trois années d'opération, soit six couvertures complètes. Les instruments de WMAP observent une différence de température entre deux points du ciel, en utilisant deux parcours optiques qui acheminent la radiation vers des radiomètres micro-ondes refroidis passivement (par des radiateurs) à 90K. Chaque mesure est effectuée en deux polarisations orthogonales[13]. De plus, les cartes du ciel ont été produites pour cinq bandes de fréquence, afin de pouvoir séparer les anisotropies des signaux parasites (émission synchrotron, bremsstrahlung, poussières...) qui ont des signatures en spectre et en distribution angulaire différentes[12]. Les Figures 1-4 et 1-5 montrent respectivement la carte des anisotropies avec bruit de fond soustrait et le spectre angulaire obtenu de cette carte.

Le modèle appelé Λ CDM (constante cosmologique non nulle et matière noire froide) ajusté aux données de WMAP seulement permet de reproduire les données à plus large échelle prises par les expériences terrestres et de ballons [15]. Le modèle reproduit non seulement les trois ans de données en température et polarisation de WMAP à l'aide de six paramètres libres, mais aussi les données à petites échelles du rayonnement de fond cosmologique, les abondances d'éléments légers, les observations sur les structures à large échelle et la relation luminosité/distance des supernova [15].

L'ajustement du modèle aux résultats de WMAP permet de déterminer plusieurs

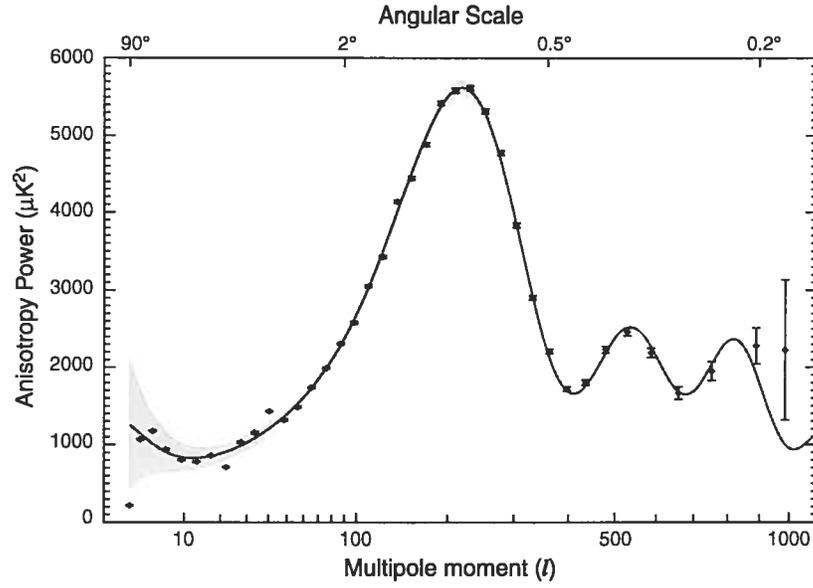


Figure 1-5: Spectre angulaire obtenu par WMAP, combiné avec les données de CBI (Cosmic Background Imager) et ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver). La courbe est ajustée à l'aide de nombreux paramètres cosmologiques du modèle Λ CDM. La Figure est tirée de [14].

paramètres cosmologiques, dont plusieurs sont exprimés sous forme de densités cosmologiques Ω_X pour un constituant X . Celles-ci sont généralement décrites en terme d'unité de densité critique ρ_c :

$$\Omega_X = \rho_X / \rho_c \quad (1.6)$$

où ρ_c est la densité totale pour laquelle l'univers serait plat[12]:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ g cm}^{-3}, \quad (1.7)$$

où h est un paramètre sans dimension entrant dans la description de la constante de Hubble, H_0 , qui contrôle le taux d'expansion de l'univers:

$$H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (1.8)$$

L'ajustement du modèle aux mesures de WMAP[15] donne entre autres que le paramètre d'échelle h de la constante de Hubble (voir l'équation 1.8) est $h = 0.73_{-0.03}^{+0.03}$, paramètre duquel l'âge de l'univers peut être inféré à $13.73_{-0.17}^{+0.13} \times 10^9$ ans. L'ajustement

donne aussi une densité d'énergie totale $\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02$, compatible avec un univers plat. Cette densité est la somme de différentes composantes, dont une densité de matière totale, donnée par WMAP comme $\Omega_m h^2 = 0.127^{+0.007}_{-0.013}$. La densité de matière baryonique est quant à elle fixée par WMAP à $\Omega_b h^2 = 0.0223^{+0.0007}_{-0.0009}$. La différence entre la densité de matière baryonique et la densité de matière totale indique la présence d'une densité importante de matière non-baryonique dans l'univers. De plus, mentionnons que les résultats en polarisation indiquent que la ré-ionisation - période à laquelle la première génération d'étoiles produit de la radiation assez énergétique pour ioniser les atomes d'hydrogène - se produit à un décalage vers le rouge $z \approx 20$ [16], où $z = \frac{1}{R(t)} - 1$, $R(t)$ étant le facteur d'échelle de l'univers. La composition en énergie de l'univers est résumée dans la Figure 1-6.

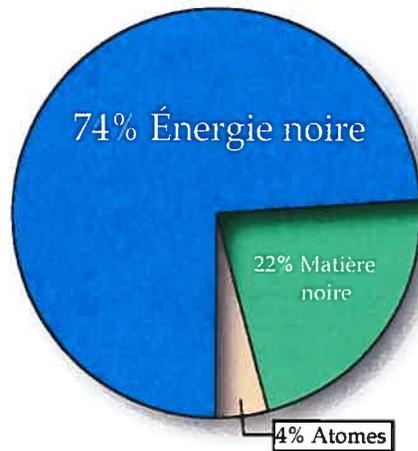


Figure 1-6: Composition de l'univers selon les mesures actuelles. La Figure est une modification d'une figure tirée de [14].

L'interprétation des seules données de WMAP permet de conclure à la présence de matière noire: la matière noire, qui n'interagit pas avec la pression de photons lors des oscillations acoustiques mais seulement avec la gravité, amplifie les oscillations acoustiques à haute échelle angulaire. De plus, la détection claire de la structure prédite des pics acoustiques implique que la matière noire est non baryonique. Les résultats de WMAP sont aussi cohérents avec un univers plat dans lequel l'énergie noire, responsable de l'accélération de l'expansion de l'univers, a une équation d'état très proche de celle prédite pour la constante cosmologique, soit $w = -1$ [15].

1.1.5 Candidats à la matière noire

Depuis la découverte de l'existence de la matière noire, plusieurs candidats ont été proposés. Les propositions peuvent être regroupées en quatre grandes catégories. Le premier type de candidats, qui est aussi la proposition la plus intuitive, stipule que la matière noire est formée de MACHOS (Massive Compact Halo ObjectS), i.e. de matière baryonique située dans le halo galactique sous forme compacte et peu lumineuse. Les MACHOS seraient sous forme de planètes, de naines brunes, de naines blanches refroidies, d'étoiles à neutrons ou encore de trous noirs. De tels objets ont été recherchés par lentille gravitationnelle par diverses collaborations comme MACHO ou EROS et des candidats ont été trouvés (voir [4] pour une brève introduction sur le sujet). Or, à la lumière des résultats obtenus par WMAP, il appert que la matière noire est de nature non-baryonique, le contenu baryonique de l'univers étant de surcroît contraint par le modèle de la nucléosynthèse primordiale, décrit dans [4]. Ainsi, les candidats tels les MACHOS sont écartés comme composante principale de la matière noire.

Dans le deuxième type de solutions proposées, le problème de la nature de la matière noire est évacué: au lieu de chercher un candidat pouvant expliquer le surplus de masse détecté, on tente d'interpréter les mesures en modifiant les équations de la dynamique newtonienne. Ces théories sont regroupées sous l'appellation MOND (MOdified Newtonian Dynamics). Par exemple[17], la loi de la gravité peut être changée sous une certaine accélération critique, $a_0 \approx 10^{-8} \text{ cm s}^{-2}$:

$$a_G = \frac{GM}{r^2} + \sqrt{\frac{GMa_0}{r^2}} \quad (1.9)$$

Ces théories permettent d'expliquer les courbes de rotation des galaxies spirales, mais ne semblent pas pouvoir reproduire avec autant de succès que les théories de matière noire le spectre angulaire des anisotropies du rayonnement de fond cosmologique. En effet, les modèles de type MOND ainsi que tous les modèles ne comprenant que des baryons prédisent pour ce spectre un troisième pic beaucoup plus petit qu'observé par WMAP. Les modèles sans matière noire reproduisent très mal les données [15].

Le troisième type de solutions est la matière noire chaude non-baryonique. En

d'autres termes, la matière noire serait constituée de particules légères qui étaient relativistes au moment de leur découplage du plasma primordial. L'attrait de cette proposition vient entre autres du fait que le Modèle Standard fournit un candidat idéal: le neutrino. En effet, les interactions de la matière noire avec la matière ordinaire doivent être rares, comme celles des neutrinos. Le candidat doit aussi être électriquement neutre et non-baryonique, deux conditions encore satisfaites par les neutrinos. Or, la matière noire doit être majoritairement froide, c'est-à-dire non-relativiste au moment de son découplage du plasma primordial: la masse du candidat recherché doit donc être relativement élevée. En effet, la formation et l'évolution des galaxies et des structures à plus grande échelle sont difficilement expliquées par les modèles où la matière noire est en grande partie constituée de particules relativistes. Dans ces modèles, la formation des structures est tardive (décalage vers le rouge de $z \approx 8$)[18], ce qui est infirmé par le résultat de ré-ionisation de WMAP décrit plus haut de $z \approx 20$. D'autres mesures pointent aussi dans cette direction. Par exemple, dans la mesure des rayons X dans l'amas Abell 2029 dont il a été question dans la section 1.1.2, la densité de matière noire augmente régulièrement vers le centre de l'amas comme le prédit le modèle de matière noire froide[7]. Dans les modèles de matière noire chaude, les structures à large échelle se forment en premier puis se fragmentent en structures plus petites comme les galaxies. Dans les modèles de matière noire froide, les particules n'ont pas le temps de voyager aussi loin et de petites structures se forment en premier, s'assemblant en grosses structures par la suite. Ainsi, les neutrinos légers ne peuvent pas former la matière noire, étant relativistes au moment de leur découplage.

Finalement, la quatrième catégorie de candidats est génériquement appelée matière noire froide non-baryonique. Ce type de candidats permet de répondre à tous les problèmes soulevés dans les catégories précédentes, c'est pourquoi la matière noire froide est présentement le modèle favori. L'hypothèse d'une famille de neutrinos lourds formant la matière noire en fait partie, mais est fortement défavorisée. En effet, les mesures de désintégration du Z^0 au LEP (*Large Electron Positron*), situé au CERN, ont contraint le nombre de familles de neutrinos à 2.97 ± 0.05 pour des masses $\leq 46 \text{ GeV}$ ($\approx \frac{M_Z}{2}$) [4]. Des familles de neutrinos plus lourds pourraient par contre exister. Or, pour un neutrino de type Majorana de masse supérieure, la densité relique (i.e. les

particules de matière noire subsistant depuis l'époque de leur découplage) devient trop petite pour expliquer la quantité de matière noire mesurée aujourd'hui, voir la Figure 1-7. Les contraintes ne sont pas les mêmes pour un neutrino de type Dirac, mais la condition selon laquelle le candidat à la matière noire doit être stable pour une période comparable à l'âge de l'univers défavorise les neutrinos lourds comme candidats potentiels [4].

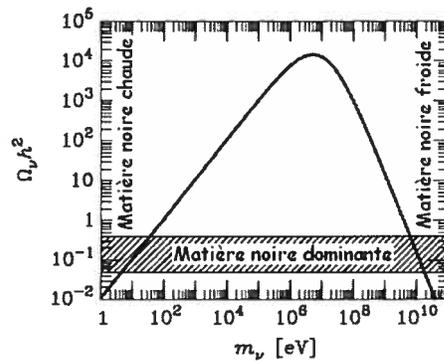


Figure 1-7: Densité relicue du neutrino de type Majorana en fonction de sa masse. La bande hachurée correspond à la densité relicue nécessaire pour former la matière noire. La Figure est une modification d'une figure tirée de [4].

Il existe d'autres candidats dans cette catégorie [17], tous plus exotiques les uns que les autres, dont les axions, les défauts topologiques, les monopôles magnétiques et les WIMPs (pour *Weakly Interactive Massive Particle*). De tous ces candidats, un modèle de WIMP - le neutralino - est présentement le candidat avantageé dans la course. Le neutralino est prédit par la supersymétrie, une extension du Modèle Standard, et ce, de façon tout à fait gratuite: la supersymétrie a été d'abord étudiée pour des raisons théoriques tout à fait découplées du problème de la matière noire. C'est sur ce candidat prometteur que portera le reste du travail.

1.2 Introduction à la supersymétrie

La supersymétrie est une extension du modèle standard des particules qui combine les fermions et les bosons en une seule représentation appelée superchamp. Cette théorie, qui n'a pas encore été confirmée ni infirmée expérimentalement, offre de nombreux avantages théoriques en plus de fournir, dans certains modèles, un candidat à la matière noire, le neutralino.

1.2.1 La supersymétrie - motivations et théorie

Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) est une extension supersymétrique directe du modèle standard, avec un nombre minimal de nouvelles particules (appelées sparticules) et interactions. Chaque fermion fondamental (quarks et leptons) se retrouve ainsi associé à un partenaire complexe scalaire (squarks et sleptons). La supersymétrie doit comporter deux doublets complexes de Higgs[19], ce qui laisse cinq Higgs physiques après la brisure de la symétrie électrofaible: h , qui se comporte comme le Higgs du Modèle Standard, un Higgs neutre plus lourd, H , les Higgs chargés, H^\pm , et le Higgs pseudoscalaire neutre, A . Ces bosons de Higgs s'associent à des partenaires fermioniques (les Higgsinos). Les champs de jauge tels les W^\pm et le Z^0 (ou les champs de jauge sans masse A^i de la théorie $SU(2)_L \times U(1)$ non brisée), le gamma (ou B) et les gluons sont intégrés dans des superchamps vectoriels, s'associant à des partenaires fermioniques, respectivement les winos et zino, le photino et les gluinos. Les particules de jauge en général deviennent des gauginos. Un partenaire a , en dehors du spin, exactement les mêmes nombres quantiques que la particule du Modèle Standard à laquelle il est associé.

Cette théorie est tout d'abord motivée parce qu'elle permet de résoudre un certain nombre de problèmes théoriques dans le Modèle Standard, comme le problème de hiérarchie des masses. Dans le Modèle Standard, les termes de masse pour les fermions sont interdits par la symétrie chirale, sous laquelle les fermions gauche et droit ne se

transforment pas de la même manière. La masse des bosons de jauge vectoriels est aussi interdite, cette fois en raison de l'invariance de jauge. Ces particules, via les termes de Yukawa et la brisure de la symétrie électrofaible, acquièrent des masses qui dépendent, pour les bosons de jauge, de l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible.

Pour le Higgs, la seule particule fondamentale scalaire du modèle standard, il n'existe pas de telle symétrie qui empêche sa masse d'atteindre l'ordre de Λ , l'énergie de coupure à partir de laquelle la nouvelle physique émerge (supposée à l'ordre de l'échelle de Planck, soit $\approx 10^{19} \text{ GeV}$). Même si l'on pose artificiellement la masse du Higgs nulle au premier ordre, la masse sera acquise via les corrections radiatives qui divergent quadratiquement avec Λ : c'est le problème de hiérarchie des masses. Juste pour les corrections à une boucle, les termes sont de la forme[20]:

$$\delta m_H^2 \sim \mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{4\pi}\Lambda^2\right) \gg m_H^2 \quad (1.10)$$

Pour obtenir une masse du boson de Higgs dans la tranche attendue, c'est-à-dire une masse de l'ordre de la centaine de GeV, il faut donner une masse nue très précise (*fine-tuning*) au Higgs pour que celle-ci annule la contribution des corrections radiatives, cette correction devant être ajustée à tous les ordres : une telle correction est possible, mais semble artificielle. La supersymétrie offre une autre alternative : attribuer un partenaire scalaire à chaque fermion et un partenaire fermionique à chaque boson. La présence de ces partenaires dans les boucles provoque la disparition des divergences à tous les ordres. La masse du boson de Higgs s'en trouve donc stabilisée[20]:

$$\delta m_H^2 = \mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{4\pi} [(\Lambda^2 + m_B^2) - (\Lambda^2 + m_F^2)]\right) \quad (1.11)$$

Pour une supersymétrie exacte, c'est-à-dire une supersymétrie dans laquelle les masses d'une particule et de son partenaire sont identiques, les corrections radiatives s'annulent parfaitement. Dans le cas de brisure de la supersymétrie, on ne peut éviter les techniques d'ajustement fin que si l'on garde la valeur de δm_H du même ordre de grandeur que l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible, i.e. de l'ordre de M_W :

$$\sqrt{|m_B^2 - m_F^2|} \sim \mathcal{O}(M_W) \quad (1.12)$$

Ainsi, les différences de masse entre les particules du Modèle Standard et leurs partenaires devraient être inférieures à $\approx 1 \text{ TeV}$, ce qui implique une possible détection de la

supersymétrie au LHC (Large Hadron Collider), dont il sera question dans le prochain chapitre.

De plus, contrairement au Modèle Standard, le modèle standard supersymétrique minimal, le MSSM, donne lieu à la grande unification des constantes de couplage. À l'aide des équations des groupes de renormalisation et des mesures effectuées au LEP pour les différentes constantes de couplage à l'échelle M_Z , il est possible de calculer les valeurs des constantes de couplage α_1, α_2 et α_3 associées respectivement aux groupes de jauge $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ en fonction de l'énergie. Dans le cadre du MSSM, on observe une unification des constantes de couplage (voir la Figure 1-8).

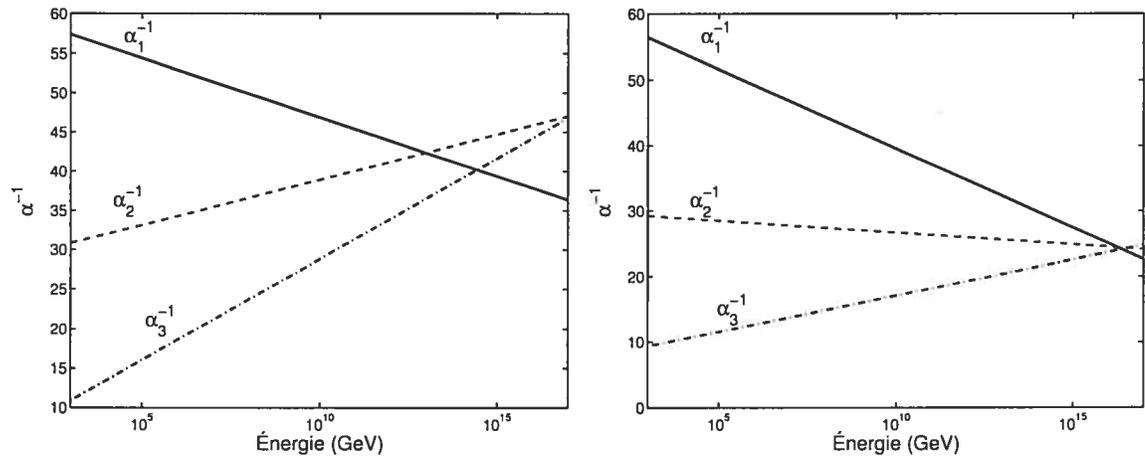


Figure 1-8: Évolution des constantes de couplage des différents groupes de jauge en fonction de l'énergie dans le Modèle Standard (à gauche) et dans le MSSM (à droite). Les graphiques ont été produits en se basant sur les équations trouvées dans [21].

Puisque les sparticules n'ont pas encore été découvertes, la supersymétrie doit être brisée: les masses des particules supersymétriques et de leurs partenaires du Modèle Standard ne sont pas identiques. Le mécanisme de brisure de la supersymétrie n'étant pas connu, les masses des partenaires supersymétriques deviennent des paramètres libres, sous contrainte que la brisure soit *douce*, c'est-à-dire qu'elle ne réintroduise pas le problème de hiérarchie des masses.

Afin de réduire le nombre de paramètres libres de la théorie, le MSSM contraint est souvent employé. Dans ce modèle, on suppose, à l'échelle de grande unification [22]:

- L'unification de la masse des gauginos : $M_i = m_{1/2}$ où $i=1,2,3$
- L'unification de la masse des sfermions : $\tilde{M}_{sfermions}^2 = m_0^2$
- L'unification des couplages tri-linéaires, introduits dans les termes de brisure douce de la supersymétrie: $a_f = A_0$ où $f = u, d, e$ (u, d et e réfèrent aux matrices 3x3 de mélange des quarks de type up, des quarks de type down et des leptons lourds respectivement)

Ce qui laisse, comme autres degrés de liberté :

- Le rapport entre les valeurs de vide des composantes neutres des deux doublets de Higgs, $\tan\beta$
- Le paramètre μ entrant dans les calculs des masses des différents bosons de Higgs

Dans le MSSM contraint, ces 5 paramètres sont les seuls qu'il faudra déterminer, outre les 18 du modèle standard.

La masse des sparticules dépend, comme celle des Higgs, des paramètres de brisure douce de la supersymétrie, eux-mêmes déterminés par une physique à haute échelle encore inconnue. La détermination de ces masses pourrait indiquer la nature de cette nouvelle physique. Les stratégies de recherche dépendent des masses des sparticules qui dépendent à leur tour de la physique inconnue. Il est donc utile d'employer un modèle pour encadrer la recherche afin de réduire le nombre de paramètres [19].

Finalement, dans le MSSM, il existe une symétrie discrète, appelée parité R et définie comme :

$$R = (-1)^{L+3B+2S}, \quad (1.13)$$

où L est le nombre leptonique, B , le nombre baryonique, et S le spin de la particule. Cette quantité est construite précisément pour que $R = +1$ pour les particules du modèle standard et $R = -1$ pour les partenaires supersymétriques. Si la parité R est exactement conservée, les particules supersymétriques ne peuvent être produites qu'en paires à partir des particules contenues dans le modèle standard et ne peuvent se désintégrer qu'en un nombre impair de particules supersymétriques. De plus, la particule supersymétrique la plus légère (LSP) doit être absolument stable, ce qui fournit un candidat de CDM [23] dont la densité relique tombe naturellement dans le domaine favorisé si celle-ci a une masse inférieure à 1 TeV [16].

Le modèle qui sera utilisé dans la thèse est appelé mSUGRA (*minimal SuperGRAvity*), un modèle de MSSM contraint pour lequel la brisure de supersymétrie a lieu dans un secteur caché du modèle, les effets de brisure se transmettant du secteur caché à observable via des interactions gravitationnelles. Les paramètres de brisure douce de supersymétrie évoluent de l'échelle de grande unification vers l'échelle électrofaible selon leurs équations de groupe de renormalisation. À l'échelle électrofaible, la symétrie de jauge électrofaible est brisée de façon radiative [24].

1.2.2 Définition du neutralino

Dans le modèle supersymétrique minimal (MSSM), la LSP attendue est le neutralino le plus léger [16]. En effet, le sneutrino est exclu comme LSP dans tous les modèles supersymétriques par les expériences de double désintégration β sans neutrino et le gravitino (associé au graviton dans les modèles dits de supergravité) exige une combinaison particulière des paramètres pour être un bon candidat de CDM [18]. Le neutralino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^0$), dans les modèles où la R -parité est conservée, est donc un bon candidat à la matière noire. Les neutralinos $\tilde{\chi}^0$ sont des particules de Majorana formées du mélange

des particules supersymétriques \tilde{B} , \tilde{W}^3 , \tilde{H}_1^0 et \tilde{H}_2^0 . Dans cette base, la matrice de masse Majorana des neutralinos est [6]:

$$m_{\tilde{\chi}_i^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z c_\beta s_W & m_Z s_\beta s_W \\ 0 & M_2 & m_Z c_\beta c_W & -m_Z s_\beta c_W \\ -m_Z c_\beta s_W & m_Z c_\beta s_W & 0 & \mu \\ m_Z s_\beta s_W & -m_Z s_\beta c_W & \mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

où c_β , s_β , c_W et s_W représentent $\cos\beta$, $\sin\beta$, $\cos\theta_W$ et $\sin\theta_W$, respectivement, $\theta_W \approx 28.4^\circ$ est l'angle de Weinberg, β est le paramètre de mélange des Higgs, M_1 et M_2 sont les masses des gauginos associés au B et aux W, respectivement et μ est le paramètre de mélange de masse des Higgs.

Par convention, les états de masses sont déterminés comme $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_3^0} < m_{\tilde{\chi}_4^0}$. Si $|\mu| > m_{\tilde{\chi}_1^0}$, le neutralino est plus de type gaugino alors que si $|\mu| < m_{\tilde{\chi}_1^0}$, le neutralino est plus de type higgsino [19].

1.3 Limites expérimentales sur l'espace des paramètres supersymétriques

Une fois un point choisi dans l'espace des paramètres supersymétriques, il devient possible de calculer les masses, mélanges et interactions des particules et des Higgs. La recherche expérimentale de la supersymétrie peut alors commencer.

Puisqu'aucun signal supersymétrique n'a encore été découvert, il est possible de traduire les recherches infructueuses en contraintes expérimentales sur l'espace supersymétrique.

Plusieurs types d'expériences permettent présentement de contraindre les modèles supersymétriques [25]:

- La densité de matière noire froide présente dans l'univers, sous hypothèse que celle-ci est composée de neutralinos
- La recherche de signatures de sparticules dans les détecteurs au LEP et au Tevatron (Fermilab)
- L'étude de désintégrations rares (comme $b \rightarrow s\gamma$, $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $\mu \rightarrow e\gamma$) qui pourraient recevoir une contribution supersymétrique sous forme de boucles
- La mesure du moment magnétique anormal du muon qui serait aussi modifié par la présence de boucles supersymétriques
- L'étude du temps de vie du proton, dont la désintégration pourrait être rendue plus probable par certaines contributions supersymétriques, notamment dans les cas où la R-parité est violée

Par exemple, la collaboration LEP2 a terminé la prise de données avec collisions de $e^+ - e^-$ avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 192 - 208$ GeV. La recherche de partenaires supersymétriques au LEP2 a été infructueuse, ce qui a permis à la collaboration DELPHI[26], de poser la limite suivante sur la masse du neutralino le plus léger dans le cadre du MSSM: $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 46$ GeV pour toute valeur de $\tan\beta$ et de m_0 . Les masses d'autres sparticules ont aussi été contraintes par les données prises à LEP2, comme par exemple celle du chargino le plus léger: $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 103.5$ GeV [25]. La masse du neutralino peut être davantage contrainte par la combinaison des résultats de WMAP et de $g - 2$ qui mesure le moment magnétique anormal du muon. Pour toutes les valeurs de $\tan\beta$, on obtient alors, pour $\mu > 0$, $108 \leq m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 370$ GeV. Dans le cas $\mu < 0$, on obtient, pour $\tan\beta \leq 30$, $160 \leq m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 430$ GeV [16], ces valeurs dépendant toutefois fortement de la masse du quark top. Ces limites supérieures sur la masse du neutralino, de l'ordre de 500 GeV, augmentent les chances d'observer la supersymétrie au LHC (*Large Hadron Collider*), un collisionneur de protons dont il sera question dans le prochain chapitre.

1.3.1 Contraintes provenant de WMAP

Dans les premiers instants après le Big Bang, le neutralino aurait été en équilibre thermodynamique avec son environnement très chaud. Puis, à un certain moment, le taux d'expansion de l'univers serait devenu plus grand que le taux d'interaction des neutralinos: ceux-ci se seraient découplés et leur densité aurait été *gelée*. Ces neutralinos, stables, auraient survécu jusqu'à aujourd'hui et aurait une densité actuelle appelée *densité relique*. Cette densité relique peut être calculée en résolvant l'équation de Boltzmann pour les neutralinos dans un univers de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker [27].

Comme mentionné précédemment, les résultats de WMAP contraignent la quantité de matière noire froide présente dans l'univers: $0.094 < \Omega_{CDM} h^2 < 0.129$ [16]. Les régions permises dans l'espace des paramètres supersymétriques sont donc celles qui permettent d'obtenir une densité relique de neutralinos compatible avec les mesures de WMAP. Or, dans mSUGRA, la majeure partie de l'espace des paramètres supersymétriques mène à une densité relique trop importante.

Seules quelques régions (voir la Figure 1-9) permettent d'obtenir une annihilation assez grande des neutralinos pour produire une densité relique compatible:

- L'entonnoir d'annihilation des bosons de Higgs pseudo-scalaires A pour de très larges valeurs de $\tan\beta$ 45 – 60. À de larges $\tan\beta$, les résonances A et H sont assez larges (10-50 GeV) que même si $2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ est à quelques largeurs partielles de la vraie résonance, il peut quand même y avoir une annihilation significative [24]. Pour cette région les sections efficaces neutralino-nucléon sont petites[27].
- Dans la région où le $\tilde{\chi}_1^0$ et le $\tilde{\tau}_1$ sont presque dégénérés (à de très bas m_0), la co-annihilation peut mener à une densité relique raisonnable même à de grandes valeurs de $m_{1/2}$ [24]. Cette région est limitée par une région où la trop basse valeur de la masse du $\tilde{\tau}_1$ fait de cette particule chargée la sparticule la plus légère, ce qui est exclu.

- À de basses valeurs de m_0 , l'annihilation des neutralinos passe principalement par la création de paires de leptons par le canal t [24], sauf pour la région de co-annihilation avec le $\tilde{\tau}_1$.
- Lorsque m_0 atteint une valeur d'environ 1 TeV en montant, la magnitude du paramètre μ descend et le neutralino devient de plus en plus higgsino. Dans cette région, l'annihilation est dominée par la diffusion en WW, ZZ, hh et Zh. À des valeurs encore plus grandes de m_0 , le $\tilde{\chi}_1^0$, le $\tilde{\chi}_1^\pm$ et le $\tilde{\chi}_2^0$ sont presque dégénérés: les trois espèces existent en équilibre thermique et peuvent s'annihiler les unes avec les autres [24]. Pour ces grandes valeurs de m_0 , les équations des groupes de renormalisation produisent, à l'échelle électrofaible, une valeur du paramètre de masse m_2 dans le potentiel de Higgs qui est indépendante de la valeur de m_0 initiale. Les équations convergent sur cette valeur et c'est pourquoi cette région est appelée région du *Focus Point* (FP). Une large valeur de m_0 peut donc mener à des sfermions très lourds dans mSUGRA sans changer la valeur des paramètres de masse dans le potentiel de Higgs [19]. Puis quand $|\mu| \rightarrow 0$, la brisure radiative de la symétrie électrofaible ne se produit plus: on dit alors que la région est théoriquement interdite.

Les régions compatibles avec WMAP augmentent avec $\tan\beta$. En effet, le $\tilde{\tau}$ léger devient plus léger favorisant l'annihilation en paires de τ via l'échange d'un $\tilde{\tau}$ dans le canal t. De plus, les couplages de Yukawa des bottom et des τ augmentent avec $\tan\beta$, ce qui favorise la section efficace d'annihilation en τ et en b. Finalement, la masse des bosons de Higgs A et H diminue avec $\tan\beta$, augmentant le taux d'annihilation via ces résonances [24]. Il est à noter qu'un choix différent de la masse du top, dont la masse élevée est responsable de la brisure radiative de la symétrie électrofaible, produirait une translation en m_0 des zones de la Figure 1-9.

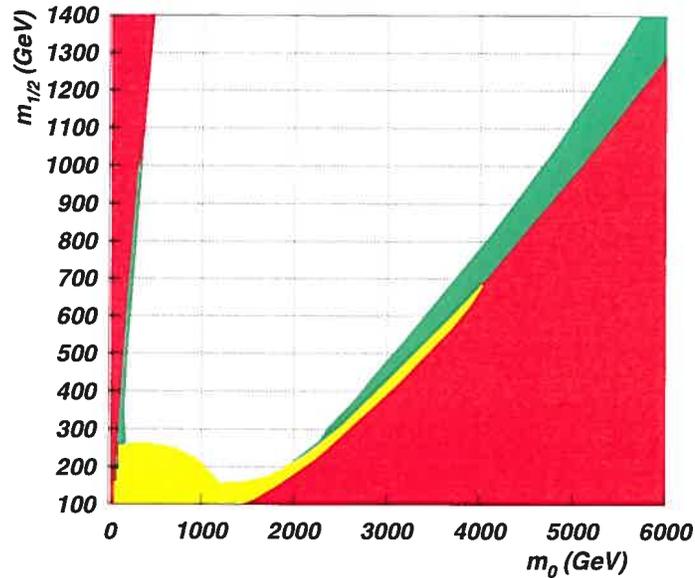


Figure 1-9: Régions compatibles avec la densité relicue mesurée par WMAP dans le plan des paramètres $m_{1/2}$, m_0 pour $\tan\beta = 30$, $\text{signe}(\mu) > 0$, $A_0 = 0$ et une masse du top de $175 \text{ GeV}c^{-2}$. Les régions rouges sont théoriquement exclues soit parce qu'elles ne fournissent pas de brisure radiative de la symétrie électrofaible ou parce qu'elles donnent une LSP chargée électriquement (le $\tilde{\tau}_1$). La région jaune est la région exclue par LEP2 et les mesures de précision. Les régions vertes sont celles compatibles avec un neutralino formant une partie ou la totalité de la matière noire. Finalement, la région non-colorée est exclue car elle conduit à une densité relicue trop grande. Ce graphique a été produit à l'aide du programme ISARED fourni avec ISAJET7.72[28].

1.3.2 Détection de la matière noire

Il existe deux types d'expérience tentant de détecter le neutralino comme matière noire: les expériences de détection directe, dont il sera question dans le chapitre 3, et les expériences de détection indirecte basées sur l'une ou l'autre des techniques suivantes [25]:

- L'observation de neutrinos de haute énergie provenant de l'annihilation de neutralinos dans le centre de la Terre ou du Soleil.

- L'observation de rayons gamma provenant de l'annihilation de neutralinos dans la Galaxie ou dans son halo.
- L'observation de positrons ou d'anti-protons provenant de l'annihilation des neutralinos dans le halo galactique.

La recherche de sparticules à l'aide d'un accélérateur de particules, comme le LHC, est complémentaire à ces recherches, permettant de contraindre l'espace des paramètres supersymétriques permis ou même d'éventuellement mesurer divers paramètres de la supersymétrie. Le détecteur ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) permettra cette recherche au LHC, comme il sera montré dans le prochain chapitre.

CHAPITRE 2

Étude du neutralino avec le détecteur ATLAS

2.1 ATLAS et le LHC

Le LHC (Large Hadron Collider), présentement en phase finale de construction dans l'ancien tunnel, long de 27 km, du LEPC (Large Electron Positron Collider) au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire), sera un collisionneur proton-proton avec une énergie de 7 TeV par faisceau, donnant une énergie de 14 TeV dans le système du centre de masse. La chaîne d'accélérateurs du CERN [LINAC (*LINear ACcelerator*), PSB (*Proton Synchrotron Booster*), PS (*Proton Synchrotron*), SPS (*Super Proton Synchrotron*)] qu'on peut voir à la Figure 2-1 accéléreront les protons à une énergie de 450 GeV avant de les injecter dans le LHC. Les protons y circuleront dans deux chambres à vide en sens inverse sous un champ magnétique de 8.38 T généré par des dipôles et quadrupôles supraconducteurs refroidis à 1.9K. Ils y seront alors accélérés jusqu'à 7 TeV en paquets de quelques centimètres de long et de quelques micromètres de rayon. Les collisions auront lieu chaque 25 ns en quatre points d'intersection occupés par les détecteurs suivants:

- ATLAS[29] (A Toroidal LHC ApparatuS)
- CMS[30] (Compact Muon Solenoid)
- LHCb[31] (Large Hadron Collider beauty experiment)
- ALICE[32] (A Large Ion Collider Experiment)

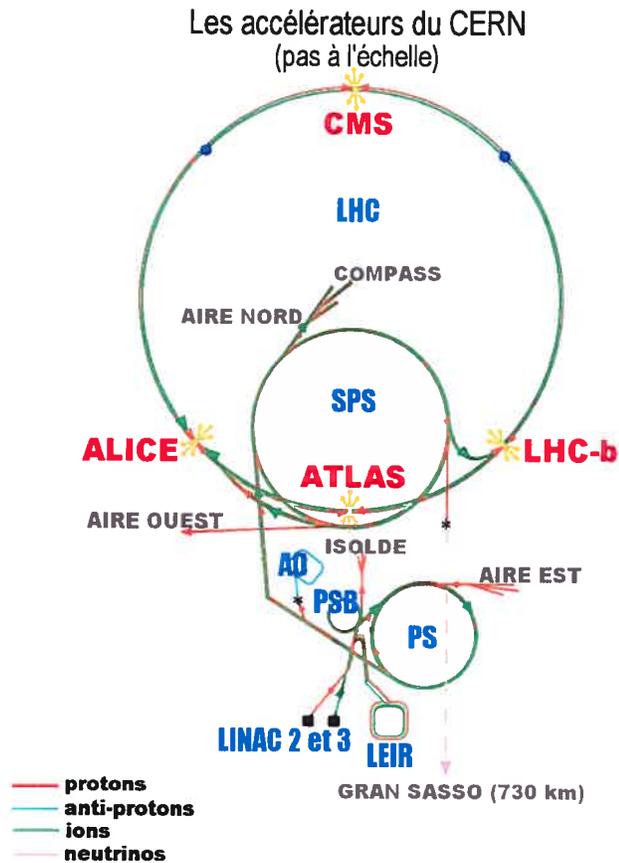


Figure 2-1: Le complexe d'accélérateurs du LHC. Les protons sont pré-accélérés jusqu'à 450 GeV par la chaîne d'accélérateurs LINAC, PSB, PS et SPS avant d'être injectés dans le LHC qui complète leur accélération jusqu'à 7 TeV. La Figure est tirée de [33].

Les premiers faisceaux de basse énergie (des protons de 450 GeV injectés du SPS dans le LHC sans y être accélérés davantage) sont prévus pour décembre 2007 avec une luminosité de $10^{29} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Les premières collisions à haute énergie (14 TeV) devraient avoir lieu à l'été 2008. La luminosité prévue pour les premières années d'opération à haute énergie est de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, avec une luminosité projetée de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour les années subséquentes. Cette très grande luminosité permettra d'étudier des processus rares et de chercher de la nouvelle physique, comme la supersymétrie. Le très court laps de temps (25 ns) entre les croisements de paquets consécutifs et le flux élevé de particules (près de 20 événements de biais minimum par croisement de faisceaux sont prévus à haute luminosité) impliquent la fabrication de détecteurs ayant une réponse rapide tout en étant résistants à la radiation.

L'expérience ATLAS a été conçue dans le but d'exploiter la pleine capacité du LHC à la fois pour tester le Modèle Standard et explorer la physique au-delà: le détecteur doit donc permettre la découverte et l'étude du boson de Higgs et de la supersymétrie ainsi que des mesures de précision du Modèle Standard. Pour ce faire, le détecteur doit avoir:

- une très bonne calorimétrie électromagnétique (afin d'identifier les électrons et photons et mesurer leur énergie) et hadronique (afin d'identifier les jets et leur énergie transverse). La calorimétrie est particulièrement importante dans la recherche de la supersymétrie car elle permet de déterminer l'énergie transverse manquante qui en est la principale signature. Pour obtenir cette valeur, une bonne herméticité calorimétrique est requise, i.e. une grande acceptance en pseudorapidité. La pseudorapidité est définie comme $\eta = -\ln[\tan\frac{\theta}{2}]$, où θ est l'angle entre l'élément considéré et l'axe du faisceau initial.
- une trajectométrie efficace à haute luminosité afin de mesurer l'impulsion des leptons et étiqueter avec efficacité les quarks b.
- une mesure indépendante et précise de l'impulsion des muons.
- un déclenchement pour de basses impulsions transverses.
- une réponse rapide afin d'éviter l'empilement d'événements.
- une bonne tenue aux doses de radiation accumulées pendant au moins 10 ans d'opération.

Le détecteur ATLAS sera composé de trois parties principales (voir Figure 2-2): un système de détection des traces dans la région centrale (entouré d'un solénoïde supraconducteur de 2 teslas), un système complexe de calorimétrie (argon liquide, tuiles de scintillateur) et un spectromètre à muons (avec des aimants toroïdaux), le tout assemblé en des cylindres concentriques centrés sur le point d'interaction. Le détecteur, une fois complété, aura 44 mètres de long, 22 mètres de diamètre et pèsera 7000 tonnes [34].

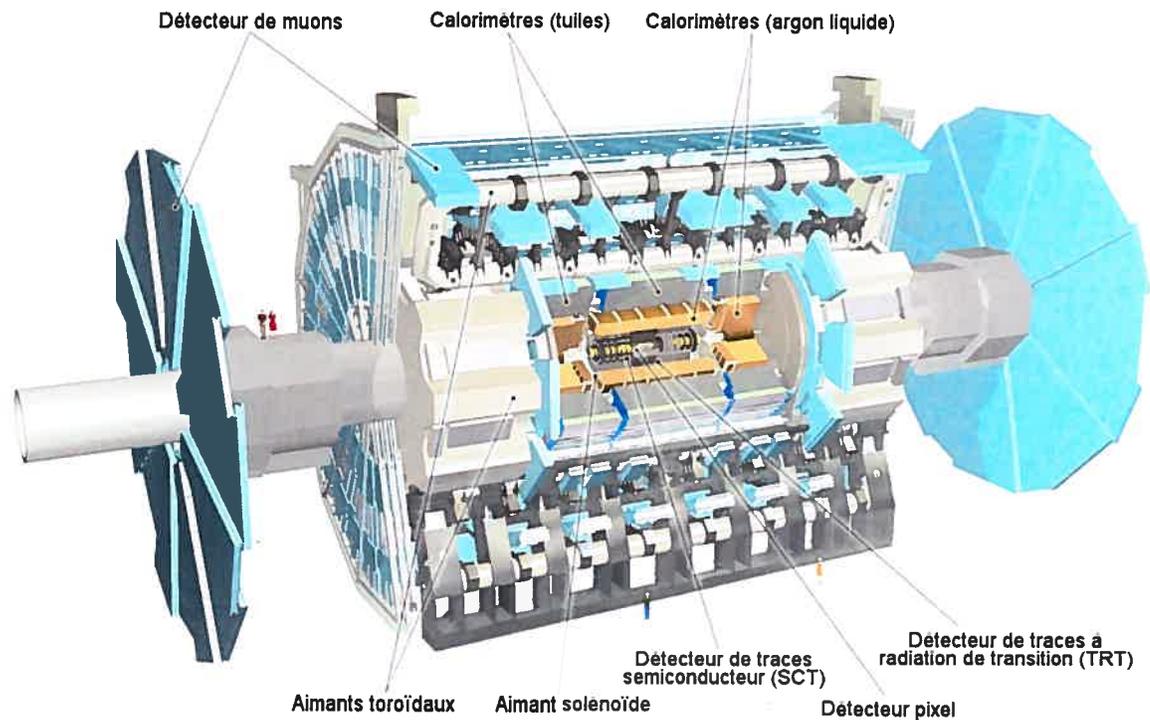


Figure 2-2: Le détecteur ATLAS. La Figure est une modification d'une image tirée de [35].

Le détecteur interne, contenu dans un cylindre long de 7 mètres et ayant 1.15 m de rayon, est le premier rencontré par les particules issues de la collision des protons. Étant plongé dans le champ magnétique de 2T du solénoïde supraconducteur, il permet de mesurer l'impulsion des particules chargées ainsi que de reconstruire les vertex, ce qui permet entre autres l'étiquetage des quarks b . Ce détecteur permet la reconstruction des traces des particules et la séparation des électrons des jets. Le détecteur interne est formé de détecteurs au silicium sous forme de pixels et de microbandes (SCT pour *semiconductor tracker*) entourés d'un détecteur à radiation de transition (TRT). Ce dernier est composé de compteurs proportionnels sous forme de tubes flexibles (*pailles*) en kapton avec anodes en tungstène remplis d'un mélange de xénon, dioxyde de carbone et oxygène et entourés de fibres ou des feuilles de polyéthylène/polypropylène.

Le système calorimétrique est composé de calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Le système de calorimétrie électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage à l'argon liquide. Le milieu dense, ou absorbeur, est composé de plomb pour

les calorimètres de baril et de bouchon alors qu'il est en cuivre pour le calorimètre avant. Il mesure avec une grande précision l'énergie des gerbes électromagnétiques initiées dans le milieu dense par des photons, électrons ou positrons. Le calorimètre hadronique est composé de tuiles de scintillateur comme milieu actif et de fer comme absorbeur pour la section du baril tandis qu'un milieu actif d'argon liquide est utilisé dans les sections avant (avec un absorbeur de tungstène) et de bouchon (avec un absorbeur de cuivre). Il mesure l'énergie déposée par les gerbes hadroniques et permet ainsi la reconstruction des jets.

Finalement, le spectromètre à muons est composé de chambres à fils qui mesurent l'impulsion des muons passant dans un champ magnétique. Ce champ est créé par huit aimants toroïdaux entourant le système de calorimétrie. La résolution et l'acceptance en pseudorapacité des diverses parties du détecteur ATLAS telles que spécifiées dans [29] sont montrées dans le Tableau 2-1. Les tests de faisceaux qui ont été faits sur des modules des sections des calorimètres par exemple sont en accord avec les résolutions projetées: des tests faits sur des sections du calorimètre électromagnétique de baril donnent une résolution de $9.4\%/\sqrt{E} \oplus 0.6\%$ [36], tandis que ceux faits sur des sections du calorimètre hadronique de baril donnent une résolution de $41.9\%/\sqrt{E} \oplus 1.6\% \oplus 1.8/E$ [37], où E est l'énergie exprimée en GeV. Un test de faisceau a aussi été fait pour une combinaison des modules 0 des deux premières sections du calorimètres avant, donnant une résolution de $81\%/\sqrt{E} \oplus 2.7\%$ qualifiée de pire scénario en raison de la mauvaise herméticité des modules [38].

2.2 Recherche de la supersymétrie avec ATLAS

Le LHC, dans un scénario supersymétrique pour lequel les gluinos et/ou les squarks auraient une masse inférieure à l'ordre du TeV, deviendrait une *usine à neutralinos*, produisant plus de 10^6 neutralinos par année à haute luminosité[39]. La section efficace de production de neutralinos au LHC, dans le plan des paramètres $m_0/m_{1/2}$ tel qu'introduit au chapitre précédent, est montrée à la Figure 2-3 pour $A_0 = 0$, $\tan\beta = 30$

Détecteur	Résolution	Acceptance en η
Détecteur interne	$30\%p_T$	± 2.5
Calorimètre électromagnétique	$10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3
Calorimètre hadronique		
- baril et bouchon	$50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3
- avant	$100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3 < \eta < 5$
Spectromètre à muons	$10\%p_T$ à $p_T = 1 \text{ TeV}/c$	± 3

Tableau 2-1: La résolution et l'acceptance en pseudorapidité des diverses parties du détecteur ATLAS telles que spécifiées dans [29]. E est l'énergie et p_T , le moment transverse, tous deux exprimés en GeV.

et $\text{signe}(\mu) > 0$. Bien que la section efficace semble diminuer en fonction de m_0 pour des valeurs de m_0 inférieures au TeV, elle augmente par la suite dans la région du *Focus Point* (voir la Section 1.3.1). Cela rend possible au LHC la recherche de la supersymétrie dans cette région, comme nous le démontrerons plus loin. Les masses des neutralinos et gluinos en fonction des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ sont présentées dans la Figure 2-4. La masse du neutralino est pratiquement insensible à une variation de m_0 .

La signature principale de la supersymétrie au LHC est une grande énergie transverse manquante associée à la détection de leptons et/ou de plusieurs jets. Chaque événement supersymétrique produit lors d'une collision au LHC contient deux sparticules dans le scénario de conservation de la parité R. Dans les scénarios où la LSP est le neutralino, les cascades de désintégration des sparticules, d'où proviennent leptons et quarks, se terminent toujours par la production de deux neutralinos. Ceux-ci n'interagissent avec la matière que par l'échange d'autres sparticules lourdes, c'est-à-dire très peu [19]. Les neutralinos échappent donc à la détection directe, laissant une signature d'énergie transverse manquante.

Cette signature peut aussi être laissée par des particules du Modèle Standard, e.g. par la désintégration de bosons W ou Z ou d'un quark lourd avec émission d'un neutrino énergétique qui échappe à la détection [19]. L'énergie transverse manquante

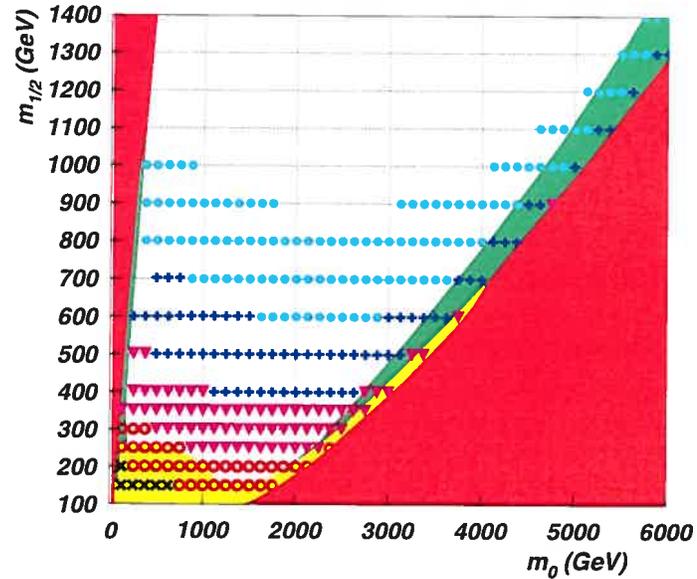


Figure 2-3: Sections efficaces totales de production de sparticules au LHC dans l'espace des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $\tan\beta = 30$ et $\text{signe}(\mu) > 0$, calculées à l'aide d'ISAJET V.7.72 [28] pour $m_{top} = 175$ GeV. Les x noirs représentent une section efficace de plus de 100 pb, les \circ rouges, 10 pb, les ∇ magenta, 1 pb, les $+$ bleu foncé, 100 fb et les \bullet bleu pâle, 10 fb. Les régions qui ne sont pas couvertes ont une section efficace inférieure à 10 fb. Les régions rouges sont exclues théoriquement, les régions vertes sont compatibles avec la densité relique de matière noire trouvée par WMAP et la région jaune est exclue par le LEP2 et les mesures de précision (voir la Figure 1-9). Tous les canaux de production sont inclus et contiennent deux neutralinos dans l'état final.

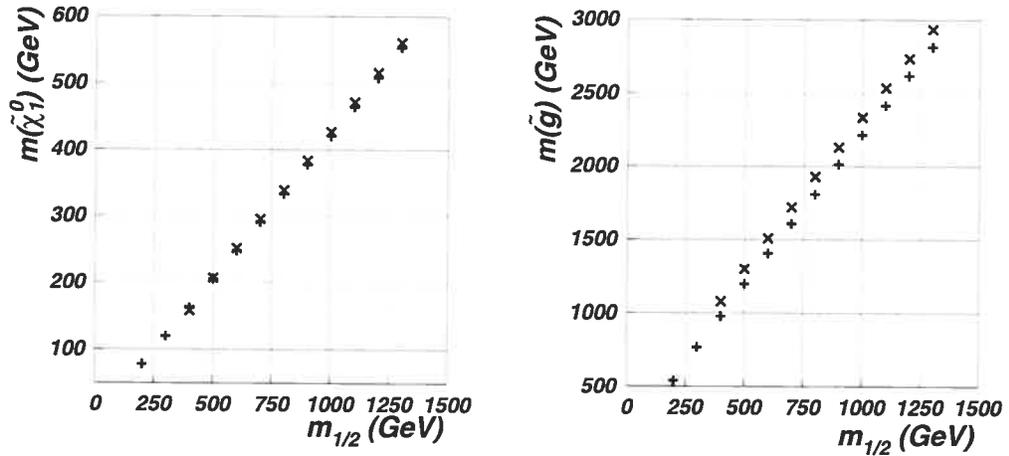


Figure 2-4: Masse du neutralino (à gauche) et du gluino (à droite) en fonction du paramètre $m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $\tan\beta = 30$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $m_0 = 750$ GeV (croix noires) ou $m_0 = 2750$ GeV (x rouges) calculées à l'aide d'ISAJET V.7.72 [28] pour $m_{top} = 175$ GeV. Il n'y a pas de point pour $m_{1/2} < 400$ GeV et $m_0 = 2750$ GeV car ces valeurs de m_0 et $m_{1/2}$ se retrouvent dans la région exclue théoriquement (voir la Figure 2-3).

peut aussi être due à des imperfections du système de détection ou dans la reconstruction d'événements: la couverture calorimétrique incomplète en angle solide, la résolution finie en énergie ou une erreur dans la mesure de l'énergie d'un jet peuvent, par exemple, mener à une détermination erronée de l'énergie transverse manquante. Heureusement, les événements supersymétriques mènent habituellement à une énergie transverse manquante beaucoup plus grande que celle due aux sources du Modèle Standard ou au détecteur. Une coupure minimum sur cette énergie transverse manquante permet donc généralement une bonne séparation entre le signal et le bruit de fond.

Un grand nombre d'études sur la recherche de la supersymétrie dans le détecteur ATLAS ont déjà été publiées. Nous nous limiterons ici à deux études originales auxquelles nous avons pris part: l'une concernant la recherche de la supersymétrie compatible avec les densités reliques de matière noire[40], l'autre portant sur un scénario de violation de la parité R[41].

2.3 Densité relique et potentiel d'observation d'ATLAS

Comme montré dans la section 1.3.1, l'espace des paramètres supersymétriques du modèle mSUGRA est fortement contraint par la mesure de la densité relique de matière noire froide effectuée par WMAP. Seules quelques régions précises de l'espace supersymétrique fournissent une densité relique appropriée en favorisant l'annihilation (voir la Figure 2-5). Par exemple, pour la majeure partie de l'espace des paramètres, les neutralinos, de type bino, s'annihilent par échange de sfermions $\tilde{\chi}\tilde{\chi} \xrightarrow{\tilde{f}} f\bar{f}$, ce qui ne peut être efficace que pour des sfermions légers. D'autre part, lorsque la masse du neutralino est proche de celle du stau le plus léger, $m_{\tilde{\chi}} \approx m_{\tilde{\tau}_1}$, la co-annihilation neutralino-stau, $\tilde{\chi}\tilde{\tau}_1 \xrightarrow{\tau} \tau\gamma$, est favorisée. Les paramètres pour lesquels la masse du neutralino est environ la moitié de celle du boson A permettent aussi une densité relique compatible avec celle donnée par WMAP en ouvrant le canal d'annihilation $\tilde{\chi}\tilde{\chi} \xrightarrow{A} f\bar{f}$. La région de *Focus Point* (FP) est aussi favorisée: dans cette région, les neutralinos ont une composante higgsino importante. Ils peuvent donc se coupler aux bosons de Higgs ainsi qu'aux W et Z , permettant de réduire la densité relique à un niveau compatible avec la densité attendue ($0.094 < \Omega_{CDM}h^2 < 0.129$) [42].

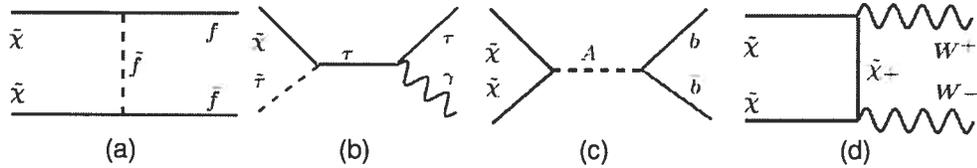


Figure 2-5: Diagrammes de Feynman (a) d'annihilation de neutralinos par échange de sfermions, (b) de co-annihilation neutralino-stau, (c) d'annihilation via la résonance du boson A et (d) d'annihilation dans la région FP (voir le texte).

L'étude de la zone de l'espace supersymétrique pouvant être explorée par le LHC doit donc prendre en compte les limites cosmologiques établies par WMAP. Des études antérieures ont examiné le potentiel d'observation supersymétrique du collisionneur LHC du CERN (voir, par exemple, [43]). Ces études ont démontré que le LHC peut explorer: la région de bas $m_0/m_{1/2}$ (*bulk region*), d'entonnoir d'annihilation via la résonance A (*funnel region*) ainsi que tout le corridor de co-annihilation neutralino-

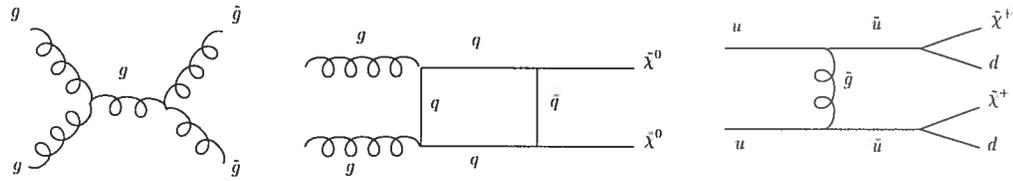


Figure 2-6: Diagrammes de Feynman typiques de la production de particules supersymétriques dans les collisions de protons au LHC. De gauche à droite, on peut voir la production d’une paire de gluinos, d’une paire de neutralinos et d’une paire de charginos, respectivement.

stau sauf si $\tan\beta$ est très grand [44]. Ces études ont aussi montré que le LHC peut explorer la région FP jusqu’à $m_{1/2} \sim 700$ GeV. La région FP paraît toutefois s’étendre indéfiniment à de larges valeurs de m_0 et $m_{1/2}$, ultimement bien au-delà du potentiel d’observation du LHC. La région FP requiert donc une attention particulière. L’étude présentée dans les sections suivantes porte sur la région FP et permet d’étendre le potentiel d’observation supersymétrique du LHC.

2.3.1 La région FP: signature attendue des sparticules

L’observabilité des points supersymétriques a été étudiée dans la région FP admise par WMAP pour une luminosité intégrée au LHC de $100fb^{-1}$ (environ trois ans à basse luminosité). Pour chaque point supersymétrique étudié dans l’espace des paramètres $[m_0, m_{1/2}]$, 5×10^4 à 1.5×10^5 événements ont été générés à l’aide du programme de génération ISAJET [28]. Tous les sous-processus supersymétriques ont été pris en compte lors de la génération. La fonction de distribution partonique (PDF) CTEQ5L[45] a été utilisée et la masse du quark top a été fixée à 175 GeV. La Figure 2-6 montre quelques diagrammes typiques de production de particules supersymétriques au LHC.

Les masses typiques des sparticules obtenues sont montrées dans la Figure 2-7 pour les points supersymétriques $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV et $[m_0, m_{1/2}] = [4670, 975]$ GeV. Dans la région FP, les masses scalaires sont grandes, i.e. de l’ordre de quelques

TeV. Les sparticules $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont comparativement légères avec des masses de quelques centaines de GeV. L'écart en masse entre $\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ est de 20-100 GeV, tout dépendant de la valeur de m_0 .

Afin de comprendre la topologie des événements dans la région FP, les chaînes de désintégration typiques pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV ont été identifiées. Pour ce point, voir le Tableau 2-2, des paires chargino-neutralino, $\tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0$, sont produites dans $\sim 60\%$ des événements. Les paires les plus fréquemment produites sont $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_3^0$. Des paires de charginos, $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et $\tilde{\chi}_2^+ \tilde{\chi}_2^-$ sont produites dans $\sim 22\%$ des événements. Le $\tilde{\chi}_1^\pm$ se désintègre principalement en $\tilde{\chi}_1^0 + jets$, avec un rapport d'embranchement de $R = 2/3$, ou en $\tilde{\chi}_1^0 + l + \nu$, avec $R = 1/3$, où le rapport d'embranchement pour X se désintégrant en Y est défini comme $R = \Gamma(X \rightarrow Y)/\Gamma(X)$ où Γ est la largeur de désintégration. Des paires de neutralinos, $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$, sont produites dans $\sim 13\%$ des événements. Les neutralinos lourds, $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_3^0$ se désintègrent principalement en $\tilde{\chi}_1^0 + jets$ avec un rapport d'embranchement de $R \sim 70\%$.

Dans cette étude, la signature du signal supersymétrique consiste donc en la production de multiples jets, une très grande énergie transverse manquante, \cancel{E}_T , et un lepton isolé (produit principalement par la désintégration du W dans la chaîne de désintégration du chargino). Le choix de la signature "1 lepton + jets + \cancel{E}_T " est inspiré des conclusions des études antérieures affirmant que le potentiel d'observation maximal du LHC serait réalisé dans ce type d'événements (voir [44] et ses références).

Cette signature est compatible avec les chaînes de désintégrations observées. En effet, les processus supersymétriques les plus fréquents impliquent l'émission de plusieurs quarks, ce qui mène à une grande multiplicité de jets dans l'événement. La grande énergie transverse manquante provient des neutralinos stables échappant à la détection. Finalement, la signature à un lepton provient principalement de la désintégration d'un chargino et, plus rarement, de la désintégration d'un neutralino lourd ou d'un quark lourd précédée de la désintégration des sparticules.

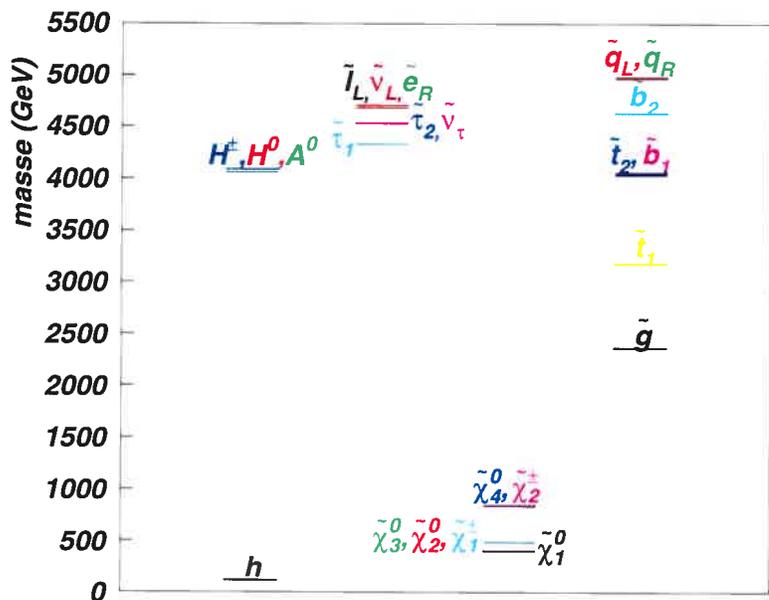
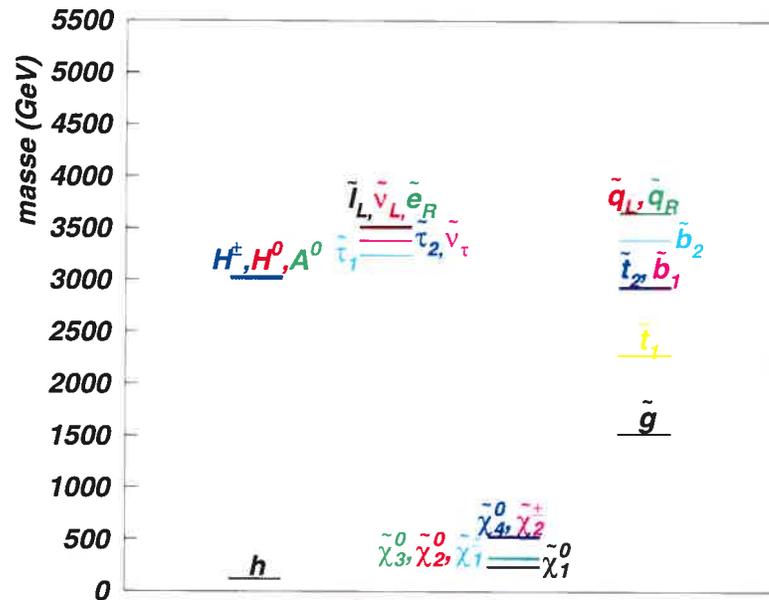


Figure 2-7: Masses des particules produites dans les événements supersymétriques simulés avec ISAJET v.7.72 pour les points $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV (en haut) et $[4670, 975]$ GeV (en bas).

Il a été observé que plus la combinaison des sparticules produites est massive, plus la multiplicité des jets dans l'état final est grande. Par exemple, la production de paires de \tilde{g} , suivie de la désintégration en charginos et quarks ou en neutralinos lourds et quarks, résulte en un état final dominé par les jets.

Plusieurs types d'événements prédits par le Modèle Standard peuvent imiter la signature du signal supersymétrique, créant un bruit de fond à la mesure: paires de quarks top ($t\bar{t}$), quark top isolé (t), boson W ou Z accompagné de jets (W +jets et Z +jets), paires de bosons W (WW), et événements QCD.

Le bruit de fond QCD, en raison de sa grande section efficace, pourrait être dangereux lorsque l'un des jets est, de façon erronée, identifié comme un lepton. La signature d'énergie transverse manquante, \cancel{E}_T dans le bruit de fond QCD pourrait provenir d'imperfections dans les détecteurs et de trous dans la couverture calorimétrique. Un jet avec une très grande impulsion transverse, P_T , sans contrepartie pourrait aussi, occasionnellement, être la source d'une large énergie transverse manquante dans ce type de bruit de fond. La combinaison d'une isolation efficace des leptons, d'une bonne exclusion des jets mal identifiés comme leptons et d'une coupure requérant une large énergie transverse manquante devrait suffire à supprimer ce bruit de fond[34]. L'analyse proposée plus loin pose donc une limite supérieure sur P_T pour les leptons isolés et une limite inférieure sur \cancel{E}_T , ce qui contribue à éliminer le bruit de fond QCD.

Le bruit de fond Z +jets est aussi supprimé en raison de la coupure demandant une grande énergie transverse manquante couplée à la signature "1 lepton". En fait, ce genre d'événements pourrait survenir dans les désintégrations du Z en neutrinos lorsque l'un des jets imite un lepton. Toutefois, comme dans le cas QCD, l'imposition d'un P_T maximal pour le lepton devrait être efficace dans l'exclusion des jets en faux électrons/muons.

Sparticules produites	[3500,600] GeV	[4670,975] GeV
	Poids du canal (%)	Poids du canal (%)
$\tilde{\chi}_1^+ + \tilde{\chi}_1^-$	16.42	15.78
$\tilde{\chi}_2^+ + \tilde{\chi}_2^-$	5.88	4.46
$\tilde{\chi}_1^\pm + \tilde{\chi}_2^\pm$	0.68	0.22
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	8.48	8.66
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_2^\pm$	0.02	0.04
$\tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	21.36	25.88
$\tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_2^\pm$	0.56	0.20
$\tilde{\chi}_3^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	20.10	22.48
$\tilde{\chi}_3^0 + \tilde{\chi}_2^\pm$	0.56	0.16
$\tilde{\chi}_4^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	0.46	0.26
$\tilde{\chi}_4^0 + \tilde{\chi}_2^\pm$	10.34	6.98
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^0$	0.02	0.02
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_2^0$	<0.02	4.46
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_3^0$	3.72	<0.02
$\tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_3^0$	8.72	10.20
$\tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_4^0$	<0.02	0.04
$\tilde{\chi}_3^0 + \tilde{\chi}_4^0$	0.34	0.02
$\tilde{g} + \tilde{g}$	2.12	0.06
$\tilde{g} + \tilde{\chi}_1^0$	0.02	0.02
$\tilde{g} + \tilde{\chi}_2^\pm$	0.06	0.04
$\tilde{g} + \tilde{\chi}_4^0$	0.02	0.02
$\tilde{g} + \tilde{u}_{L,R}$	0.08	<0.02
$\tilde{g} + \tilde{d}_{L,R}$	0.02	<0.02
$\tilde{g} + \tilde{\chi}_1^\pm$	0.02	<0.02

Tableau 2-2: Poids des différents canaux de production lors de la génération d'événements supersymétriques pour les points $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV et $[4670, 975]$ GeV à l'aide d'ISAJET v.7.72. Les paires de sparticules qui ne sont pas montrées représentent moins de 0.02% de tous les événements supersymétriques produits et ce, pour chaque point.

Afin de les étudier plus en détail, les autres types de bruit de fond ont été générés à l'aide de PYTHIA[46] avec la même fonction de distribution partonique (PDF) que celle utilisée lors de la génération du signal, CTEQ5L. Dans le cas de la production d'événements W +jets, un ensemble additionnel d'événements a été généré à l'aide de MadGraph[47].

La contribution des événements de type quark top isolé peut être négligée dans notre cas en raison de la faible section efficace de production de ce type de bruit de fond. La même conclusion est tirée pour la production de paires WW , où l'un des W se désintègre en un lepton (électron ou muon) et un neutrino, et le deuxième W , en quarks.

Les bruits de fond finalement considérés comme importants sont donc les événements W +jets et $t\bar{t}$, avec des sections efficaces totales de production de 1645 pb et 830 pb (estimées à l'aide de PYTHIA), respectivement. Dans les événements W +jets, le boson W se désintègre en électron ou muon accompagné du neutrino correspondant, donnant un état final similaire à la signature supersymétrique. Dans le cas $t\bar{t}$, l'un des deux W provenant de la désintégration des quark t se désintègre en électron/muon et neutrino correspondant et l'autre, en quarks.

Afin d'enrichir la statistique dans la région d'intérêt, les événements de bruit de fond ont été générés en demandant une impulsion transverse pour les processus $2 \rightarrow 2$, \hat{p}_T (paramètre $CKIN(3)$ dans PYTHIA) > 200 GeV dans le référentiel au repos de l'interaction pour les événements W +jets et $t\bar{t}$. Au total, 3.0×10^7 événements de chaque type ont été générés avec une section efficace de production (en prenant en compte les rapports d'embranchement) de 20.72 pb pour $t\bar{t}$ et 34.1 pb pour W +jets, correspondant donc à environ un millier de fb^{-1} .

La grande multiplicité de jets dans les événements $W + jets$ est produite dans PYTHIA à l'aide de gerbes partoniques, alors que le calcul exact de l'élément de matrice est considéré plus fiable. Pour cette raison, un autre ensemble d'événements W +jets a été généré à partir du calcul de l'élément de matrice fait par MadGraph. À partir d'une

description de la réaction à générer (états initiaux et finaux), MadGraph produit les diagrammes de Feynman correspondants et calcule le carré de leur amplitude en appelant une routine en Fortran. Les diagrammes ont été calculés pour les événements W accompagnés de 4 jets produits au LHC. Ces événements ont été séparés en deux sous-groupes, dépendant du nombre de vertex QED et QCD (QCD=2, QED=3 et QCD=4, QED=1) pour les processus QED et QCD, respectivement. Afin d'accélérer les calculs et de réduire la section efficace de production, des coupures de pré-sélection ont été appliquées. Elles seront présentées dans la section 2.3.4. Les événements QCD ont été générés avec une section efficace de 36.3 pb et les événements QED, avec une section efficace de 0.39 pb, en incluant le rapport d'embranchement $W \rightarrow l_{e,\mu} + \nu_{e,\mu}$. Ces événements de bruit de fond ont été utilisés pour l'étude du potentiel d'observation, alors que les événements W +jets générés avec PYTHIA ont été utilisés pour comparaison avec une étude précédente[44].

2.3.2 Simulation du détecteur ATLAS

Les événements de signal et de bruit de fond ont ensuite été simulés à l'aide du programme de simulation rapide d'ATLAS, ATLFAST[48]. ATLFAST a été utilisé afin de reproduire les conditions expérimentales du détecteur ATLAS au LHC. Le programme ATLFAST reproduit la plupart des caractéristiques du détecteur: reconstruction des jets dans les calorimètres, étalement en impulsion/énergie pour les leptons et photons, effets du champ magnétique et énergie transverse manquante. Le programme fournit la liste des jets reconstruits ainsi que des leptons et photons isolés. Les paramètres du programme sont ajustés afin de reproduire les valeurs attendues des performances du détecteur ATLAS provenant de la simulation complète.

Les énergies des jets ont été reconstruites en regroupant l'information des cellules du calorimètre hadronique de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ à l'intérieur d'un domaine de pseudorapidité de $-2.5 < \eta < 2.5$, où ϕ est l'angle azimutal. La résolution en énergie hadronique du détecteur ATLAS est paramétrisée par $0.5/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0.03$ pour cette

couverture en η . Un algorithme de cône a été utilisé pour trouver les jets. Les gerbes hadroniques sont considérées comme des jets si elles déposent une énergie transverse E_T supérieure à 20 GeV à l'intérieur d'un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$. Les cellules de calorimètre électromagnétique de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ à l'intérieur de la même plage de pseudorapidité, $-2.5 < \eta < 2.5$, sont utilisées pour mesurer l'énergie des leptons. La résolution en énergie électromagnétique est donnée par $0.1/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0.007$ pour cette plage en η . Une gerbe électromagnétique est identifiée comme lepton si $E_T > 5$ GeV à l'intérieur d'un cône de rayon $\Delta R = 0.2$. Les critères suivants d'isolation des leptons ont été appliqués: séparation par $\Delta R > 0.4$ des autres regroupements et une déposition de $E_T < 10$ GeV dans un cône de $\Delta R = 0.2$ autour du lepton. Une efficacité d'identification des leptons de 90% a aussi été appliquée.

2.3.3 Comparaison avec une étude antérieure

Le premier objectif est de démontrer que le potentiel d'observation du LHC dans la région FP, tel que publié dans [44], peut être reproduit. Cette étape est essentielle: nous devons nous assurer qu'une augmentation du potentiel d'observation obtenue à l'aide de nouvelles coupures est vraiment attribuable à ces nouvelles coupures et non pas à un changement dans les paramètres de simulation. Ici, un point de l'espace supersymétrique sera qualifié d'observable si le nombre d'événements de signal restant après les coupures d'analyse est plus grand ou égal à 10 et que la signifiante statistique du signal est supérieure à 5. Afin de déterminer si une hypothèse nulle est vérifiée, i.e. que l'expérience est compatible avec le bruit de fond attendu, ou qu'une hypothèse alternative est vérifiée, i.e. que l'expérience est compatible avec un signal combiné au bruit de fond, on définit la signifiante comme le degré de confiance que l'on peut avoir en l'une ou l'autre des hypothèses [49]. La signifiante peut être définie de plusieurs façons (voir, par exemple, [50]); elle est ici définie comme le rapport S/\sqrt{B} où S est le nombre d'événements de signal et B , le nombre d'événements de bruit de fond. Cette définition a été choisie afin d'être compatible avec les résultats publiés dans [44]. Dans certains cas, la définition plus restrictive $S/\sqrt{S+B}$ sera aussi utilisée.

À cette fin, des événements ont été générés pour les paramètres mSUGRA $A_0 = 0$, $\tan\beta = 30$, $\mu > 0$, m_0 et $m_{1/2}$, avec les mêmes valeurs que les quelques points étudiés dans [44]. La section efficace de production du point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV a été calculée avec ISAJET version 7.64 (utilisé dans [44]), et comparée aux valeurs correspondantes obtenues dans cette étude avec la plus récente version: ISAJET version 7.72 (voir le Tableau 2-3). Pour la comparaison, les limites sur l'impulsion transverse des jets produits dans l'interaction, définies par le paramètre P_T dans la carte de données ISAJET, ont été fixées à 100 et 2000 GeV, afin de reproduire les sélections utilisées dans [44]. Dans ISAJET v7.64, le neutralino le plus léger, $\tilde{\chi}_1^0$, et le chargino le plus léger, $\tilde{\chi}_1^\pm$, ont des masses de 243 GeV et 328 GeV qui sont devenues, dans ISAJET v7.72, 239 GeV et 316 GeV, respectivement. Ces différences sont dues à l'inclusion, dans la version ultérieure, de toutes les corrections radiatives à une boucle dans le calcul des masses et à un ensemble plus complet d'équations des groupes de renormalisation. Il est à noter que les résultats trouvés dans [44] ont été obtenus à l'aide de la simulation Monte Carlo rapide CMSJET[51], utilisée pour le détecteur CMS au LHC. De plus, les bruits de fond analysés dans [44] ont été générés à l'aide d'ISAJET.

Version	Section efficace (fb)
v7.64	214 [44]
v7.64	216
v7.72	241
v7.72 - fenêtre P_T élargie	292

Tableau 2-3: Section efficace de production pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV obtenue dans l'étude précédente [44] et dans celle-ci en utilisant deux versions d'ISAJET. Les limites sur P_T ont été fixées à 100 et 2000 GeV dans ISAJET, sauf pour la dernière section efficace montrée dans le Tableau pour laquelle la plage de P_T a été étendue pour couvrir le domaine de 3 à 2000 GeV.

Deux points supersymétriques, $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ et $[4000, 700]$ GeV ont été produits à l'aide d'ISAJET v7.64, simulés à l'aide d'ATLFAST et analysés à l'aide des coupures trouvées dans [44] et énumérées comme Ensemble de coupures 1. Dans ces coupures, la signature recherchée comprend: un lepton isolé (e.g. provenant de la désintégration d'un chargino), plusieurs jets provenant de la chaîne de désintégration

supersymétrique dont deux très énergétiques (e.g. provenant de la désintégration d'un gluino), une grande énergie transverse manquante (provenant des neutralinos produits en fin de chaîne) et une distribution angulaire particulière du système énergie transverse manquante/lepton (e.g. provenant de la désintégration d'un chargino en neutralino et lepton).

Ensemble de coupures 1 *Coupures d'analyse utilisées dans [44]:*

- *Les électrons, muons et photons doivent être isolés à l'intérieur de $|\eta| < 2.4$*
- $p_T^e > 20 \text{ GeV}$
- $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$
- $p_T^\gamma > 20 \text{ GeV}$
- $p_T^J > 40 \text{ GeV}$ à l'intérieur de $|\eta| < 3.0$
- *Nombre de jets ≥ 4*
- *Nombre de leptons = 1*
- $\cancel{E}_T \geq 400 \text{ GeV}$
- $p_T^{J_1} \geq 500 \text{ GeV}$
- $p_T^{J_2} \geq 300 \text{ GeV}$
- $\Delta\phi(p_T^{lep}, \cancel{E}_T) \geq 20^\circ$

où, p_T^e , p_T^μ , p_T^γ , p_T^J sont les impulsions transverses des électron, muon, photon et jet, respectivement; $|\eta|$ - la pseudorapidité de la particule; \cancel{E}_T - l'énergie transverse manquante; $p_T^{J_1}$ et $p_T^{J_2}$ - l'impulsion transverse du jet dominant et du deuxième jet, respectivement; $\Delta\phi(p_T^{lep}, \cancel{E}_T)$ - l'angle orbital entre l'impulsion transverse du lepton et le vecteur d'impulsion transverse manquante.

Les valeurs de section efficace obtenues pour le signal supersymétrique et le bruit de fond (événements W +jets et $t\bar{t}$ générés à l'aide de PYTHIA) après application de l'Ensemble de coupures 1, sont montrées dans le Tableau 2-4.

$[m_0, m_{1/2}]$ (GeV)	σ_{signal}' (fb)	σ_{signal}'' (fb)	σ_{signal} (fb)	σ_{BG}' (fb)	σ_{BG} (fb)
[3500,600]	0.44 ± 0.03	0.48 ± 0.06	0.63 ± 0.03	1.7 ± 0.3	1.84 ± 0.06
[4000,700]	0.18 ± 0.02	0.17 ± 0.04	0.27 ± 0.03	1.7 ± 0.3	1.84 ± 0.06

Tableau 2-4: Sections efficaces obtenues pour CMSJET dans [44] (σ'), pour ATLFAST avec des paramètres modifiés pour être proches des réglages de CMSJET (σ''), et pour ATLFAST avec ses propres paramètres par défaut (σ). Toutes les valeurs sont celles obtenues après les coupures utilisées dans [44], énumérées dans l'Ensemble de coupures 1.

D'après le Tableau 2-4, les sections efficaces de signal et de bruit de fond, obtenues en utilisant les coupures énumérées, sont reproduites de façon satisfaisante, en prenant en compte le fait que deux codes de simulation différents (ATLFAST et CMSJET) ont été utilisés avec leurs propres réglages de paramètres. De plus, en ajustant les paramètres d'ATLFAST pour être plus en accord avec ceux de CMSJET, les sections efficaces résultantes sont encore plus en accord avec les valeurs trouvées dans [44]. Puisque la présente étude est faite pour le détecteur ATLAS, les paramètres standards d'ATLFAST seront désormais utilisés.

Les efficacités des différentes coupures de l'Ensemble de coupures 1 sont présentées dans le Tableau 2-5. Dans ce Tableau, les résultats présentés dans [44] et obtenus à l'aide de la simulation Monte Carlo rapide CMSJET sont comparés aux résultats obtenus à l'aide d'ATLFAST dans cette étude. Chaque efficacité est calculée en utilisant le nombre d'événements restant après avoir appliqué la coupure précédente. Les coupures de pré-sélection mentionnées dans le Tableau 2-5 sont définies comme un sous-groupe de l'Ensemble de coupures 1 et montrées dans l'Ensemble de coupures 2.

Ensemble de coupures 2 Sous-groupe de l'Ensemble de coupures 1, énumérées comme coupures de pré-sélection dans le Tableau 2-5:

- Un lepton ($p_T^e > 20 \text{ GeV}$ ou $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$ dans $|\eta| < 2.4$)
- Nombre de jets, $N_J \geq 2$ ($p_T^J > 40 \text{ GeV}$ dans $|\eta| < 3.0$)
- Les muons doivent être isolés
- Une énergie transverse manquante $\cancel{E}_T \geq 200 \text{ GeV}$
- $p_T^{J_1}$ et $p_T^{J_2} \geq 40 \text{ GeV}$.

	pré-sélection	$N_j \geq 4$	$\cancel{E}_T \geq 400 \text{ GeV}$	$p_T^{J_1} \geq 500 \text{ GeV}$ $p_T^{J_2} \geq 300 \text{ GeV}$	$\delta\phi \geq 20^\circ$	ϵ_{tot}
[3500,600]'	2.91	62.21	31.79	43.65	82.07	0.21
[3500,600]	3.49	72.46	26.84	54.56	80.94	0.30
$t\bar{t}'$	0.16	40.38	2.80	8.07	43.26	6.3×10^{-5}
$t\bar{t}$	0.17	35.64	3.82	8.62	37.03	7.2×10^{-5}
W +jets'	0.17	17.24	13.17	11.27	16.33	7.1×10^{-5}
W +jets*	0.17	9.64	13.21	13.79	25.30	7.5×10^{-5}
W +jets**	—	0.022	10.83	24.84	29.93	1.8×10^{-4}

Tableau 2-5: Efficacités (en %) des coupures de l'Ensemble de coupures 1 utilisées dans [44]([']) comparées aux résultats obtenus dans cette étude. * réfère au bruit de fond généré à l'aide de PYTHIA et **, à celui généré à l'aide de MadGraph. ISAJET v7.64 a été utilisé afin de générer les événements de signal. Afin d'obtenir un nombre total d'événements, les efficacités doivent être multipliées par les sections efficaces totales de production.

D'après le Tableau 2-5, l'efficacité calculée pour ATLFast de l'Ensemble de coupures 1 trouvé dans [44] est légèrement supérieure à celle calculée pour CMSJET et ce, tant pour le signal que pour le bruit de fond. L'effet pourrait être attribué à

une définition différente des paramètres d'isolation et de groupement des cellules de calorimètres utilisés dans les deux programmes de simulation rapide considérés.

Les événements W +jets forment le bruit de fond dominant. Pour les événements de bruit de fond W +jets générés à l'aide de MadGraph, l'efficacité n'a pas pu être déterminée pour les coupures de pré-sélection prises seules, mais seulement pour la combinaison des coupures de pré-sélection et de la coupure sur le nombre de jets. En effet, un nombre minimum de quatre jets a été demandé lors du calcul des diagrammes dans MadGraph. Les coupures utilisées dans [44] ne sont pas aussi efficaces pour la réduction du bruit de fond W +jets généré à l'aide de MadGraph que pour celui généré à l'aide de PYTHIA. Puisque le calcul de MadGraph est considéré plus fiable, l'application des coupures trouvées dans [44] pourrait s'avérer moins efficace que prévu.

2.3.4 Nouvelles coupures d'analyse

Afin d'étendre le potentiel d'observation du LHC pour la région FP, un nouvel ensemble de coupures a été étudié. Les événements de signal ont été générés à l'aide d'ISAJET v7.72, le bruit de fond $t\bar{t}$, à l'aide de PYTHIA et le bruit de fond W +jets, à l'aide de MadGraph. Les coupures de pré-sélection utilisées sont énumérées dans l'Ensemble de coupures 3. Les événements sont normalisés pour une luminosité intégrée de $100 fb^{-1}$.

Ensemble de coupures 3 *Coupures de pré-sélection utilisées dans cette étude:*

- *Un lepton avec une impulsion transverse minimale de $p_T^{lep} \geq 20$ GeV.*
- *Au moins quatre jets avec une impulsion transverse minimale de $p_T^J \geq 20$ GeV*
- *Le jet dominant ayant une impulsion transverse minimale de $p_T^{J_1} \geq 40$ GeV.*
- *Une énergie transverse manquante de $\cancel{E}_T \geq 200$ GeV.*

- Les deux jets dominants ayant une masse invariante $M_{jj} = \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2}$ d'au moins 60 GeV.

Le but des trois dernières coupures de pré-sélection est de supprimer le coeur des événements de bruit de fond W +jets, optimisant ainsi le calcul de la section efficace et accélérant le temps d'accumulation des événements d'intérêt. Ces coupures n'ont pratiquement pas d'impact sur les événements supersymétriques étudiés (voir la Figure 2-8).

Le spectre en P_T du lepton et la multiplicité des jets sont montrés dans la Figure 2-9 pour les événements supersymétriques et le bruit de fond. Ces distributions sont obtenues après les coupures de pré-sélection énumérées dans l'Ensemble de coupures 3.

Les coupures d'analyse utilisées dans cette étude sont énumérées dans l'Ensemble de coupures 4. Les valeurs particulières de ces coupures varient pour différents points supersymétriques et seront montrées plus loin.

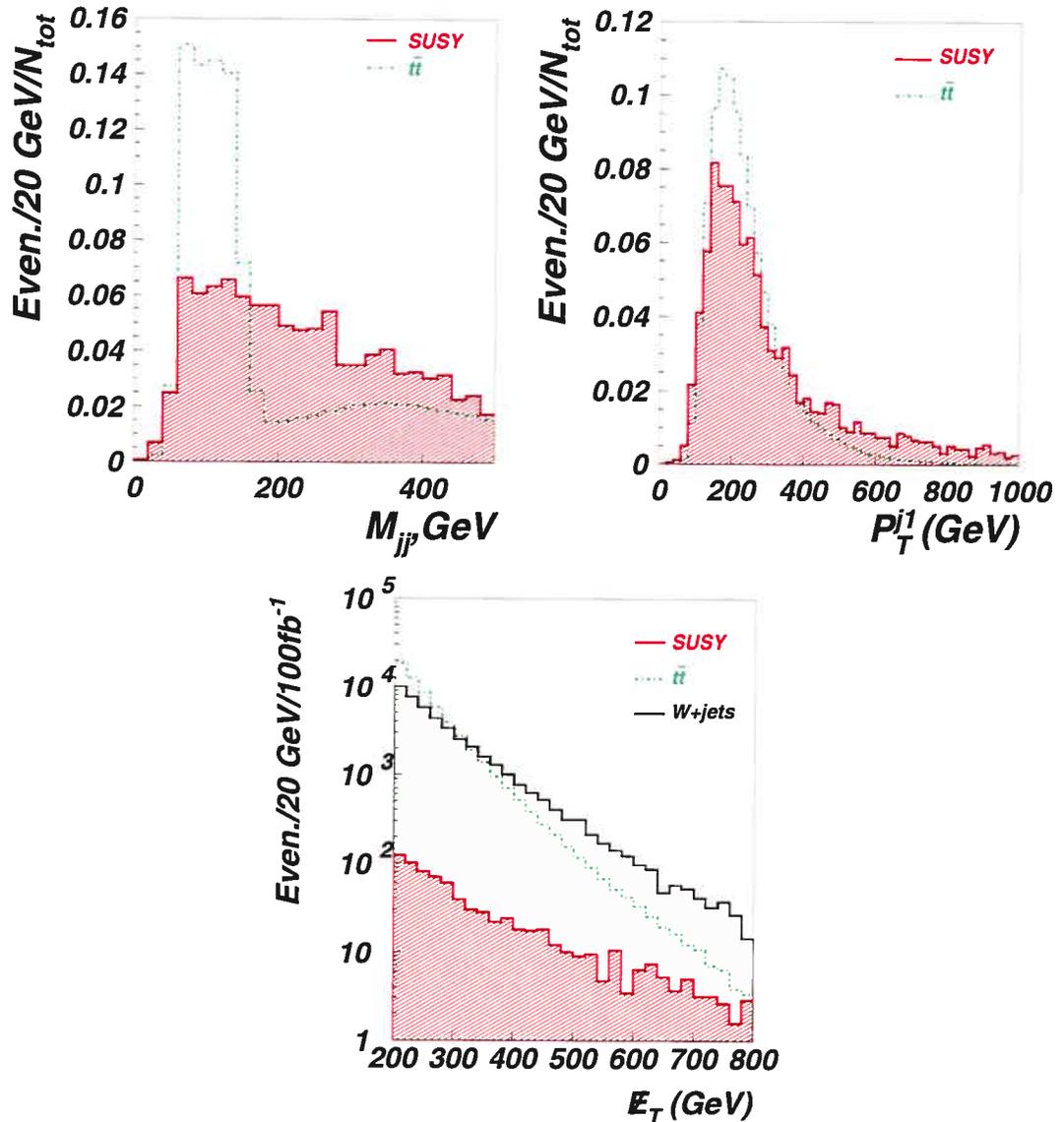


Figure 2-8: Masse invariante des deux jets dominants, M_{jj} avant la coupure de pré-sélection sur M_{jj} (en haut à gauche), P_T du jet dominant avant la coupure de pré-sélection sur P_T ($jet(1)$) (en haut à droite) et énergie transverse manquante, E_T (en bas). Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec le bruit de fond $t\bar{t}$. Les coupures de pré-sélection utilisées pour optimiser le calcul des diagrammes W +jets dans MadGraph sont appropriées pour ces distributions du signal supersymétrique.

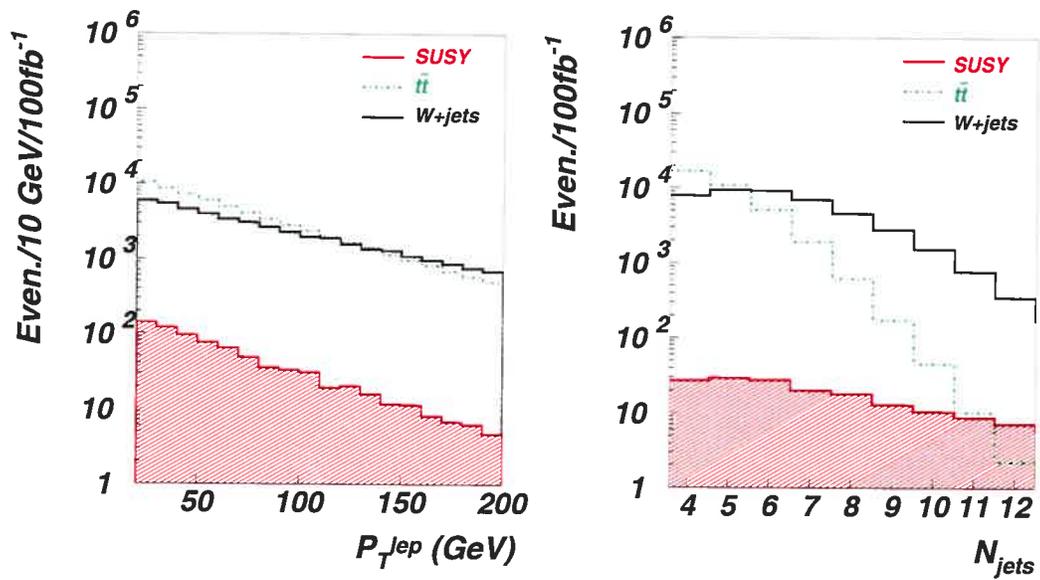


Figure 2-9: Distributions de l'impulsion transverse du lepton (à gauche) et de la multiplicité des jets avec $p_T^J \geq 20$ GeV (à droite) après les coupures de pré-sélection. Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets.

Ensemble de coupures 4 *Les coupures d'analyse utilisées dans cette étude:*

- Une nombre minimal de jets, N_j
- Une énergie transverse manquante minimale, \cancel{E}_T
- Une valeur maximale pour l'impulsion transverse du lepton, p_T^{lep}
- Une valeur minimale pour la masse transverse de la combinaison lepton/énergie transverse manquante, donnée par:

$$M_T = \sqrt{2p_T^{\text{lep}} \cancel{E}_T (1 - \cos\phi(\cancel{E}_T, p_T^{\text{lep}}))} \quad (2.1)$$

- Une valeur maximale pour le rapport entre le P_T du jet dominant et la norme de la somme vectorielle des P_T du lepton et de tous les jets d'un événement, donné par:

$$R = p_T^{J_1} / \left| \sum_i \vec{p}_{T,i} \right| \quad (2.2)$$

Toutes les nouvelles coupures, énumérées dans l'Ensemble de coupures 4, ont été appliquées en premier lieu sur le point de référence $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV, étudié dans [44] et revu dans la section précédente.

La distribution en M_T , défini par l'Équation 2.1, est présentée dans la Figure 2-10 pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV et pour les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets. La Figure 2-10 montre aussi la distribution en R , défini par l'Équation 2.2, pour le même point et les mêmes événements.

Pour le signal, le lepton et l'énergie transverse manquante proviennent de la désintégration d'une sparticule comme le chargino, menant à de grandes valeurs de M_T . Pour les deux types de bruit de fond, le lepton et l'énergie transverse manquante proviennent de la désintégration d'un boson W . Pour cette raison, les deux distributions présentent un maximum pour une valeur de M_T proche de la masse du W . Pour les

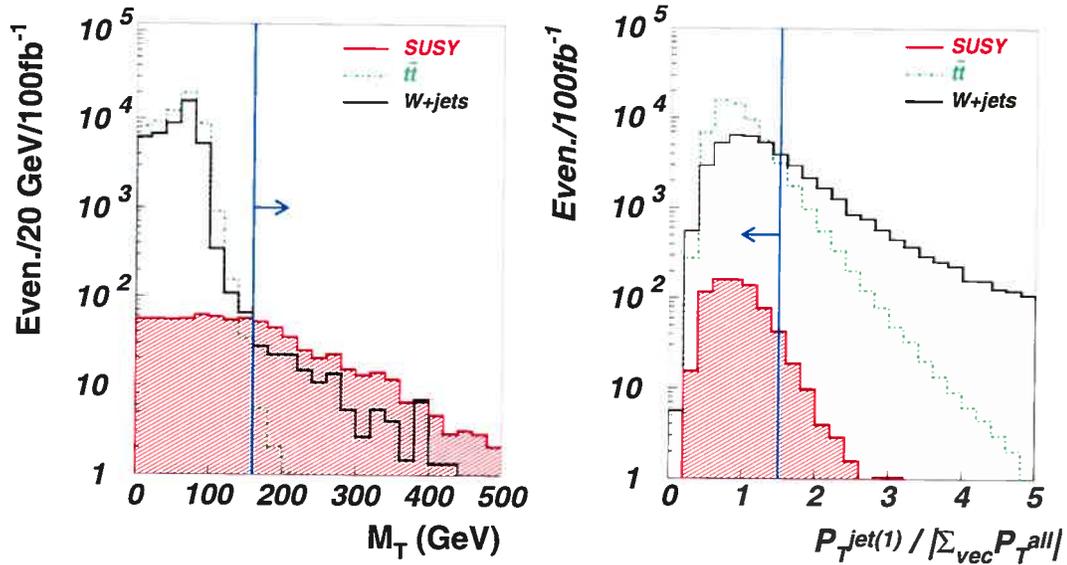


Figure 2-10: Distribution de M_T , défini par l'Équation 2.1, (à gauche) et de R , défini par l'Équation 2.2 (à droite). Les deux distributions sont montrées après les coupures de pré-sélection (Ensemble de coupures 3). Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets. Les flèches représentent les valeurs choisies pour ce point.

événements W +jets, la distribution montre une queue à haute masse, ce qui rend la coupure sur M_T légèrement moins efficace que pour le bruit de fond $t\bar{t}$, même si cette coupure reste très efficace dans la séparation entre bruit de fond et signal.

La corrélation entre M_T et le moment transverse du lepton pour le même point supersymétrique, de même que pour les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets, est présentée dans la Figure 2-11. La corrélation entre M_T et R est présentée dans la Figure 2-12. D'après ces Figures, les valeurs de coupures choisies ($M_T \geq 160$ GeV, $p_T^{lep} \leq 200$ GeV et $R \leq 1.5$) rejettent la plupart du bruit de fond tout en laissant une fraction raisonnable des événements supersymétriques.

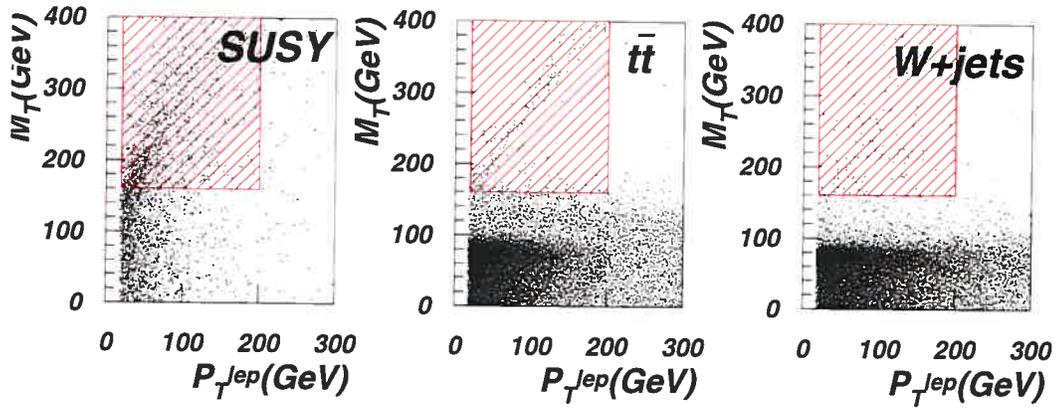


Figure 2-11: Distribution de M_T , défini par l'Équation 2.1, en fonction du moment transverse du lepton, p_T^{lep} , après les coupures de pré-sélection. Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets. La boîte rouge représente les événements acceptés pour les valeurs de coupures choisies.

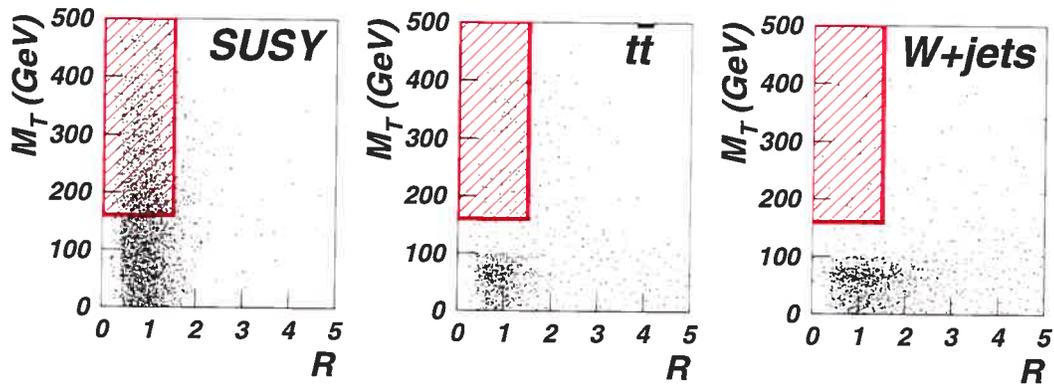


Figure 2-12: Distribution de M_T , défini par l'Équation 2.1, en fonction de R , défini par l'Équation 2.2, après les coupures de pré-sélection et celle sur p_T^{lep} . Le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72 est montré avec les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets. La boîte rouge représente les événements acceptés pour les valeurs de coupures choisies.

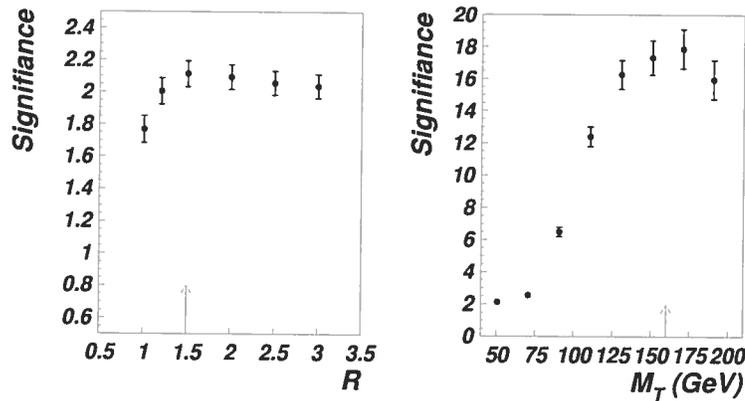


Figure 2-13: Pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72, la signifiante statistique du signal est montrée en fonction de la valeur de la coupure sur R (à gauche) et sur M_T (à droite). La signifiante est montrée pour la coupure choisie combinée aux coupures de pré-sélection seulement. Les flèches représentent les valeurs choisies pour ce point.

Le choix d'une valeur maximale pour R et d'une valeur minimale pour M_T a un impact sur la signifiante statistique du signal. Cet impact peut être vu pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV dans la Figure 2-13 et pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [4670, 975]$ GeV dans la Figure 2-14.

Le choix d'une valeur maximale du rapport R de 1.5 pour le point $[3500, 600]$ GeV et de 1.2 pour le point $[4670, 975]$ GeV ainsi que le choix d'une valeur minimale de M_T de 160 GeV pour les deux points maximise la signifiante statistique du signal. Varier la coupure sur le nombre de jets (e.g., augmenter la valeur de N_j au-delà de la valeur de pré-sélection) n'a pas amélioré la signifiante. $N_j \geq 4$ a donc été conservé. La coupure sur la valeur maximale de p_T^{lep} n'a pas montré une influence très forte sur la signifiante et a donc été utilisée afin d'améliorer légèrement la signifiante. Les valeurs de coupures choisies pour le point $[3500, 600]$ GeV sont énumérées dans l'Ensemble de coupures 5.

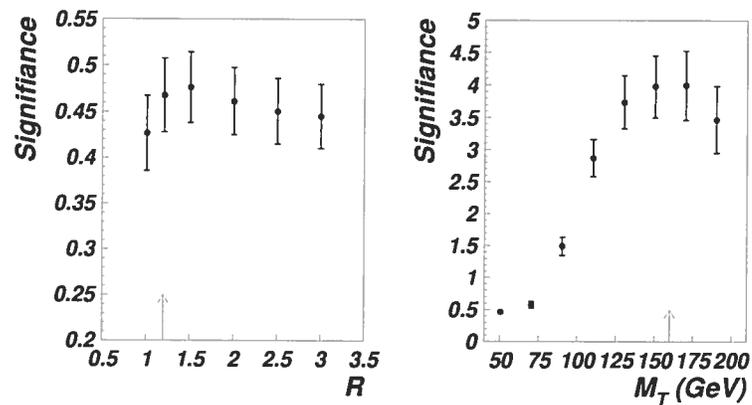


Figure 2-14: Pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [4670, 975]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.72, la signifiante statistique du signal est montrée en fonction de la valeur de la coupure sur R (à gauche) et sur M_T (à droite). La signifiante est montrée pour la coupure choisie combinée aux coupures de pré-sélection seulement. Les flèches représentent les valeurs choisies pour ce point.

Ensemble de coupures 5 *Valeurs de l'Ensemble de coupures 4 utilisées dans cette étude pour un sous-ensemble de points montrés dans les Tableaux 2-10 et 2-11:*

- $N_j \geq 4$
- $\cancel{E}_T \geq 200 \text{ GeV}$
- $p_T^{lep} \leq 200 \text{ GeV}$
- $M_T \geq 160 \text{ GeV}$
- $R < 1.5$

L'importance de chaque coupure et leur effet combiné sont montrés dans le Tableau 2-6 pour une luminosité intégrée de $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ au LHC. D'après ce Tableau, la coupure sur M_T est efficace pour la suppression des deux types de bruit de fond (W +jets et $t\bar{t}$), alors que la coupure sur le rapport R est principalement efficace pour supprimer les événements W +jets. Pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600] \text{ GeV}$ pris en exemple, on peut obtenir 294 événements de signal avec une signifiante statistique d'environ 24 même en laissant tomber la coupure sur R , i.e. en appliquant seulement les coupures: $N_j \geq 4$, $p_T^{lep} < 200 \text{ GeV}$, $M_T \geq 160 \text{ GeV}$ et $\cancel{E}_T > 200 \text{ GeV}$.

Les efficacités cumulatives des coupures de pré-sélection (Ensemble de coupures 3) et des coupures choisies (Ensemble de coupures 5) sont montrées dans le Tableau 2-7 pour les points $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600] \text{ GeV}$ et $[m_0, m_{1/2}] = [4000, 700] \text{ GeV}$ et les bruits de fond. Dans ce Tableau, les points supersymétriques ont été générés à l'aide des versions 7.64 et 7.72 d'ISAJET.

À ce point, les signifiante et le nombre d'événements de signal restant après l'analyse pour 100 fb^{-1} (Ensemble de coupures 5) peuvent être comparés à ceux obtenus à l'aide des coupures proposées dans [44], i.e. l'Ensemble de coupures 1. En comparant les efficacités des coupures présentées dans les Tableaux 2-5 et 2-7 pour le point

	Toutes les coupures	p_T^{lep} enlevé	M_T enlevé	R enlevé
	(évén.)	(évén.)	(évén.)	(évén.)
[3500,600]	268	289	689	294
$t\bar{t}$	11	15	53905	16
W +jets	25	32	28558	141
S/\sqrt{B}	44.7	42.2	2.4	23.5

Tableau 2-6: L'effet de chaque coupure de l'Ensemble de coupures 5 utilisées dans cette étude sur le nombre d'événements et la signifiante statistique du signal est montré en enlevant tour à tour chaque coupure de l'analyse (toutes les autres coupures sont appliquées). Les valeurs sont montrées pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV, ISAJET v7.72 avec le paramètre P_T allant de 3 - 2000 GeV et les bruits de fond correspondants.

$[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV généré à l'aide d'ISAJET v.7.64, on peut voir que l'Ensemble de coupures 5 garde environ quatre fois plus d'événements de signal et supprime les bruits de fond $t\bar{t}$ et $W+4$ jets (MadGraph) mieux que l'Ensemble de coupures 1. Cela résulte en une meilleure signifiante statistique: l'Ensemble de coupures 1 donne $S/\sqrt{B} \sim 2$ alors que l'Ensemble de coupures 5 donne $S/\sqrt{B} \sim 35$.

Si l'on considère la suppression du bruit de fond W +jets généré à l'aide de PYTHIA, l'Ensemble de coupures 5 est moins performant que l'Ensemble de coupures 1, mais le gain en efficacité de sélection du signal contrebalance cet effet et l'Ensemble de coupures 5 résulte en une meilleure signifiante statistique. On obtient une signifiante statistique $S/\sqrt{B} \sim 4$ avec 44 événements de signal après l'application de l'Ensemble de coupures 1. En appliquant l'Ensemble de coupures 5 au même signal et bruit de fond, on arrive à 205 événements de signal passant l'analyse avec une signifiante $S/\sqrt{B} \sim 8$. Les valeurs des coupures de l'Ensemble de coupures 5 ont été sélectionnées pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v.7.72. Si on fixe la valeur minimale de M_T dans cet Ensemble de coupures à 130 GeV au lieu de 160 GeV, par exemple, on peut obtenir une signifiante encore plus grande pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV produit à l'aide d'ISAJET v7.64, i.e. $S/\sqrt{B} \sim 9$ avec 271 événements de signal. Le même exercice fait avec la version plus récente d'ISAJET (v7.72) donne 268 événe-

	Pré-coupures	$p_T^{lep} < 200$ GeV	$M_T \geq 160$ GeV	$R \leq 1.5$	ϵ_{tot}
[3500,600] v7.64	2.80	97.43	38.71	89.94	0.95
[3500,600] v7.72	2.65	97.01	39.21	91.14	0.92
[4000,700] v7.64	1.98	96.13	34.58	95.35	0.63
[4000,700] v7.72	1.19	94.39	34.41	93.93	0.36
$t\bar{t}$	0.075	95.13	0.027	66.67	1.3×10^{-5}
W +jets*	0.033	91.33	1.26	93.09	3.5×10^{-4}
W +jets**	0.031	87.02	0.32	17.55	1.5×10^{-5}

Tableau 2-7: Efficacités (en %) des différentes coupures. La fraction est calculée en utilisant le nombre d'événement restant après la coupure précédente. Pour les points générés à l'aide d'ISAJET v7.64, P_T va de 100 à 2000 GeV. Pour les points générés à l'aide d'ISAJET v7.72, P_T va de 3 à 2000 GeV. * réfère à un bruit de fond généré à l'aide de PYTHIA et **, à celui généré à l'aide de MadGraph. Afin de trouver un nombre final d'événements, les efficacités doivent être multipliées par les sections efficaces totales de production.

ments de signal passant l'analyse avec une signifiante statistique $S/\sqrt{B} \sim 45$ pour le bruit de fond W +jets généré à l'aide de MadGraph ($S/\sqrt{B} \sim 11$ pour le bruit de fond W +jets généré à l'aide de PYTHIA).

Les résultats obtenus dans [44] pourraient toutefois être améliorés: les coupures $N_j \geq 8$ jets, $E_T \geq 300$ GeV, $p_T^{J_1} \geq 400$ GeV avec $p_T^{J_2} \geq 300$ GeV et $\delta\phi \geq 20^\circ$ donnent une signifiante statistique $S/\sqrt{B} = 8.8$ avec 66 événements de signal. Ce résultat n'a toutefois pas été retenu dans [44] en raison d'un nombre insuffisant d'événements de bruit de fond générés, limitant la statistique pour la grande multiplicité de jets demandée. Il est par contre à noter que ces valeurs sont encore inférieures à celles trouvées dans cette analyse en appliquant l'Ensemble de coupures 5 et ce, pour les

deux modes de génération du bruit de fond W +jets.

Pour le point $[m_0, m_{1/2}] = [4000, 700]$ GeV généré à l'aide d'ISAJET v.7.64, la signifiante statistique tombe sous la limite d'observabilité de $S/\sqrt{B} < 5$ pour les coupures proposées dans [44]. En considérant le bruit de fond W +jets généré à l'aide de PYTHIA, l'utilisation de l'Ensemble de coupures 1 donne 18 événements de signal avec une signifiante $S/\sqrt{B} \sim 2$. La signifiante tombe à $S/\sqrt{B} \sim 0.9$ si le bruit de fond W +jets généré à l'aide de MadGraph est utilisé. Avec l'Ensemble de coupures 5 et le bruit de fond W +jets généré à l'aide de PYTHIA, une signifiante $S/\sqrt{B} \sim 6$ est atteinte avec 144 événements de signal. Avec le bruit de fond W +jets généré à l'aide de MadGraph, la signifiante devient $S/\sqrt{B} \sim 24$. Avec ISAJET v.7.72, le même nombre d'événements de signal et les mêmes signifiantes sont trouvées pour ce point et cet Ensemble de coupures. Le Tableau 2-8 résume les signifiantes statistiques obtenues en appliquant les Ensembles de coupures 1 et 5 pour les points $[3500, 600]$ GeV et $[4000, 700]$ GeV.

	[3500,600] GeV	[4000,700] GeV
Ensemble de coupures 1		
PYTHIA	4	2
MadGraph	2	0.9
Ensemble de coupures 5		
PYTHIA	8(11)	6(6)
MadGraph	35(45)	24(24)

Tableau 2-8: Signifiantes statistiques obtenues pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} pour les points $[3500, 600]$ GeV et $[4000, 700]$ GeV générés à l'aide d'ISAJET v7.64 en appliquant les Ensembles de coupures 1 et 5. La signifiante statistique est montrée pour les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets dans le cas où les événements W +jets sont générés à l'aide de PYTHIA ou de MadGraph. La signifiante statistique obtenue lorsque les événements de signal sont générés à l'aide d'ISAJET v7.72 est aussi montrée entre parenthèses pour l'Ensemble de coupures 5.

Le gain en signifiante statistique est dû à la combinaison d'un seuil sur M_T et d'une valeur maximale sur R . D'après le Tableau 2-7 (voir aussi les Figures 2-11 et 2-12), ces coupures ont un effet dramatique sur le bruit de fond, tout en laissant une large

fraction du signal. Le choix de ces coupures (énumérées dans l'Ensemble de coupures 5) permet une séparation plus efficace du signal et du bruit de fond et résulte en un nombre plus grand d'événements de signal passant l'analyse que l'Ensemble de coupures 1. Ces coupures peuvent être appliquées avec succès à d'autres points supersymétriques dans la région FP, améliorant ainsi le potentiel d'observation du LHC, tel qu'il sera discuté dans la prochaine section.

2.3.5 Extension du potentiel d'observation du LHC dans la région FP

Afin de balayer l'espace des paramètres supersymétriques m_0 et $m_{1/2}$ de la région FP, des événements additionnels ont été produits avec les paramètres mSUGRA $A_0 = 0$, $\tan\beta = 30$, $\mu > 0$ et de nombreuses valeurs m_0 et $m_{1/2}$. Les sections efficaces de production ont été obtenues pour le paramètre P_T d'ISAJET, donnant les limites sur l'impulsion transverse des jets générés, allant de 3 à 2000 GeV. Pour le reste de cette section le bruit de fond W +jets considéré sera seulement celui généré à l'aide de MadGraph puisqu'il est considéré plus fiable que celui généré à l'aide de PYTHIA.

La stratégie pour chaque point supersymétrique est de maximiser la signifiante tout en conservant un nombre d'événements de signal le plus grand possible. Durant l'optimisation, certaines valeurs de coupures auraient donné une meilleure suppression et/ou une meilleure signifiante mais n'ont pas pu être sélectionnées en raison de limitations d'ordre statistique sur le bruit de fond. Les deux conditions formant le critère d'observabilité sont: 1) un minimum de 10 événements de signal restant après l'analyse avec 2) une signifiante statistique $S/\sqrt{B} \geq 5$, par souci de cohérence avec l'étude antérieure. La procédure d'optimisation a été effectuée en variant les valeurs des coupures pour chaque point afin d'obtenir la meilleure signifiante combinée à un nombre d'événements de signal suffisant. Outre l'Ensemble de coupures 5, plusieurs autres Ensembles de coupures ont été sélectionnés (voir le Tableau 2-9).

Ensemble de coupures	N_j	\cancel{E}_T (GeV)	p_T^{lep} (GeV)	M_T (GeV)	R	W +jets (évén.)	$t\bar{t}$ (évén.)
5	≥ 4	≥ 200	≤ 200	≥ 160	≤ 1.5	25	11
6	≥ 4	≥ 200	≤ 200	≥ 160	≤ 1.2	19	8
7	≥ 4	≥ 220	≤ 200	≥ 160	≤ 1.2	18	6
8	≥ 4	≥ 240	≤ 200	≥ 160	≤ 1.5	18	5
9	≥ 4	≥ 240	≤ 200	≥ 160	≤ 1.2	14	4
10	≥ 4	≥ 250	≤ 200	≥ 160	≤ 1.5	15	4
11	≥ 4	≥ 250	≤ 200	≥ 160	≤ 1.2	11	3

Tableau 2-9: Résumé des différents Ensembles de coupures identifiés lors de la procédure d'optimisation, avec le nombre d'événements de bruit de fond restant après analyse pour une luminosité intégrée de $100fb^{-1}$.

La section efficace de production, le nombre d'événements de signal restant après analyse, la signifiante statistique obtenue ainsi que l'Ensemble de coupures choisi pour chaque point étudié sont montrés dans les Tableaux 2-10 et 2-11. La signifiante statistique est montrée pour deux définitions: S/\sqrt{B} et $S/\sqrt{S+B}$. Le nombre d'événements de bruit de fond restant après application de chacun des Ensembles de coupures et normalisé à $100fb^{-1}$ est montré dans le Tableau 2-9.

Le Tableau 2-12 montre comment le signal restant après l'analyse est distribué entre les différents canaux de production pour les points [3500,600] et [4670,975] GeV. Les valeurs avant analyse ont été présentées dans le Tableau 2-2. D'après ce Tableau, les événements de signal sélectionnés par l'analyse proviennent principalement de la production de neutralinos et charginos lourds; la contribution des paires de gluinos, très significative pour le point [3500,600] GeV disparaît graduellement pour des valeurs plus grandes de $m_0/m_{1/2}$ en raison de l'augmentation de la masse des gluinos. La force de l'analyse proposée repose sur le fait que la signature choisie englobe différents modes de production: demander une très grande multiplicité de jets ou des jets très énergétiques, par exemple, sélectionne préférentiellement les événements de type gluino, ce qui limite le potentiel d'observation en raison de la faible section efficace de production.

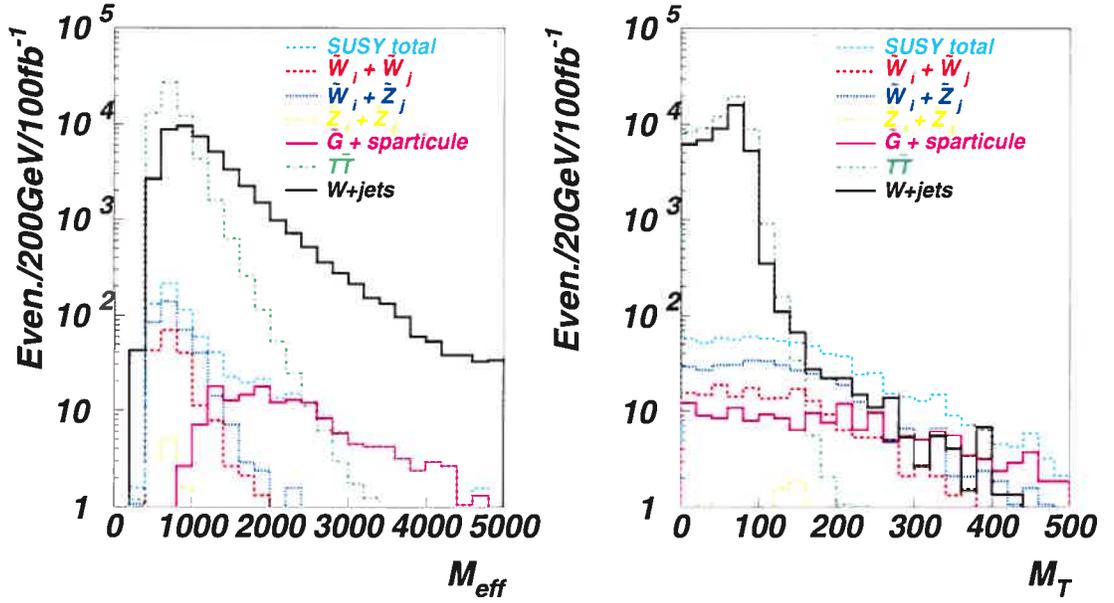


Figure 2-15: Comparaison entre les variables M_{eff} (à gauche) et M_T (à droite), définies dans les Équations 2.3 et 2.1, respectivement, et utilisées dans la recherche de la supersymétrie. Les distributions des bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets et du signal pour le point [3500,600] GeV (séparé en différents canaux de production) sont montrées.

En effet, une des variables utilisées dans la recherche de la supersymétrie au LHC est M_{eff} , définie comme:

$$M_{eff} = \sum_{J=1}^4 p_T^J + \cancel{E}_T \quad (2.3)$$

Cette variable a l'avantage d'être reliée à l'échelle de masse de la supersymétrie (voir [34]), c'est pourquoi elle est largement utilisée. Or, une coupure sur une grande valeur de M_{eff} revient à sélectionner seulement les événements de type gluino, comme il est montré à la Figure 2-15, à gauche. La variable M_T utilisée dans la présente analyse sélectionne non seulement les événements de type gluino, mais aussi ceux contenant des charginos (voir la Figure 2-15, à droite), ce qui permet d'aller plus loin dans l'espace des paramètres supersymétriques.

En conclusion, le résultat du balayage en $[m_0, m_{1/2}]$ est présenté à la Figure 2-16. L'augmentation du potentiel d'observation du LHC atteint des valeurs de m_0 d'environ 5 TeV.

Il est à noter que plusieurs sources d'erreur systématique entrent dans la détermination de ce potentiel d'observation. En premier lieu, comme mentionné précédemment, la masse du quark top a une forte influence sur la position, dans l'espace supersymétrique, de la région FP. Ici, une masse de 175 GeV a été supposée. Une diminution de cette masse amènerait la région FP vers de plus bas m_0 . Cela a plusieurs conséquences: diminution de la masse des neutralinos et charginos, augmentation de la section efficace de production et diminution du nombre de jets et de l'impulsion transverse des jets et du lepton. Les valeurs des coupures choisies lors du balayage de l'espace supersymétrique (voir le Tableau 2-9) devraient donc être ajustées en conséquence.

Certains bruits de fond ont aussi été négligés en supposant une bonne exclusion des jets mal identifiés comme leptons. L'étalonnage du détecteur ATLAS dans les premiers temps d'opération permettra de valider cette approche en déterminant une efficacité d'exclusion de ces jets. L'étalonnage permettra en outre de déterminer l'efficacité d'identification des leptons, supposée ici à 90%(d'après [34]), et d'évaluer l'erreur dans la détermination de l'énergie transverse manquante. Finalement, l'empilement des événements dans le détecteur et l'utilisation de la simulation rapide au lieu de la simulation complète sont aussi des sources d'erreur. Notons que la simulation rapide a été choisie afin de pouvoir balayer efficacement l'espace des paramètres supersymétriques, ce qui n'aurait pas pu être fait en simulation complète en raison d'un temps de simulation prohibitif.

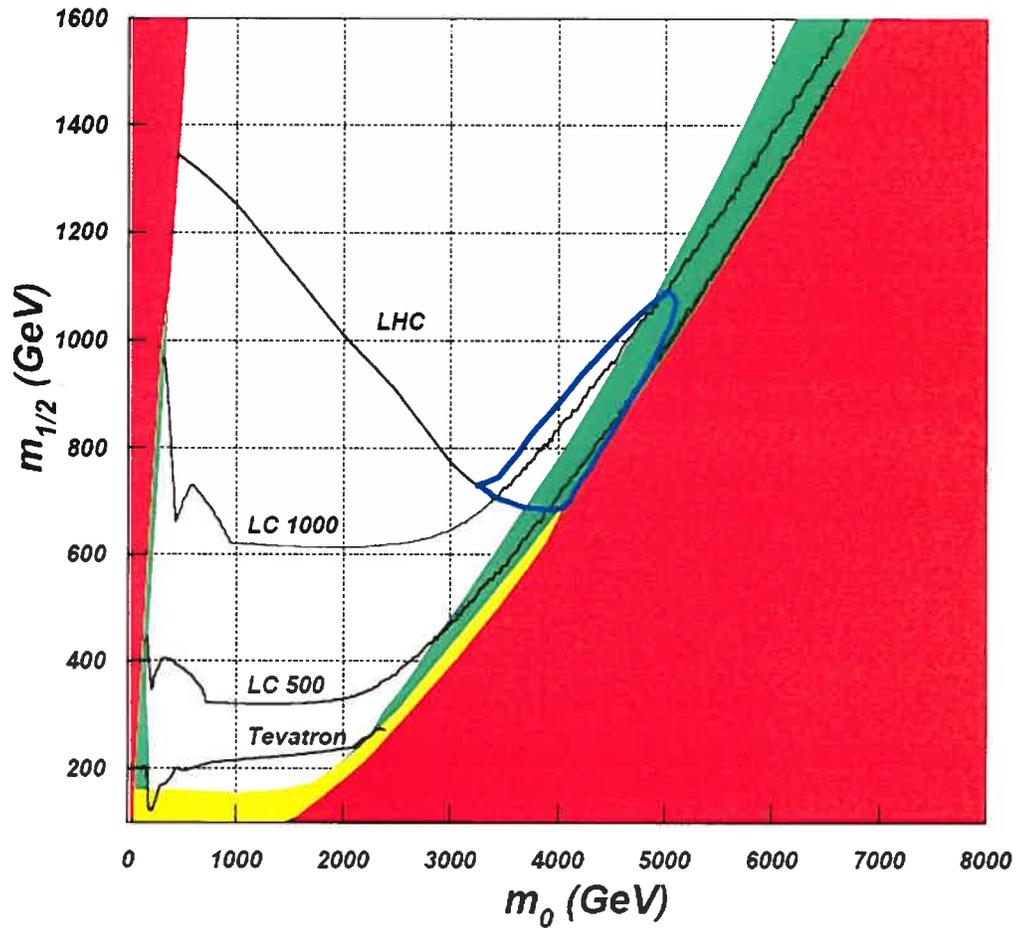


Figure 2-16: Nouveau contour d'observabilité, en bleu, dans le plan m_0 , $m_{1/2}$ trouvé en appliquant les différentes coupures proposées dans cette étude. Les autres contours d'observabilité sont tirés de [44]. Les régions rouges sont exclues théoriquement, les régions vertes sont compatibles avec la densité relique de matière noire trouvée par WMAP et la région jaune est exclue par le LEP2 et les mesures de précision (voir la Figure 1-9).

	m_0 (GeV)	$m_{1/2}$ (GeV)	σ (fb)	S (évén.)	S/\sqrt{B}	$S/\sqrt{S+B}$	Ensemble de coupures
1	3500	600	292.3	268	44.7	15.4	5
2	3900	725	128.1	151	25.2	11.0	5
3	4000	700	398.2	130	25.0	10.4	6
4	4000	750	161.7	131	21.8	10.1	5
5	4060	730	297.9	101	20.6	9.0	7
6	4060	765	165.3	98	18.9	8.8	6
7	4065	720	468.3	95	22.4	8.9	9
8	4120	785	144.8	88	20.7	8.5	9
9	4130	730	456.2	96	19.6	8.8	7
10	4150	765	245.8	68	13.9	7.1	7
11	4150	800	117.0	98	18.9	8.8	6
12	4200	775	257.5	87	20.5	8.5	9
13	4200	810	118.1	97	18.7	8.7	6
14	4250	785	267.6	73	17.2	7.7	9
15	4250	825	123.4	83	16.9	8.0	7
16	4250	840	92.5	95	15.8	8.3	5
17	4325	820	158.5	67	15.8	7.3	9
18	4325	845	121.1	64	15.1	7.1	9
19	4325	870	77.0	81	15.6	7.8	6
20	4400	825	229.4	60	12.5	6.6	8
21	4400	860	134.3	59	12.0	6.5	7
22	4400	890	68.7	76	14.6	7.5	6
23	4450	875	110.9	56	11.7	6.3	8
24	4450	900	78.4	55	13.0	6.4	9

Tableau 2-10: La section efficace de production, le nombre d'événements de signal restant après analyse, la signifiante statistique obtenue pour deux définitions ainsi que l'Ensemble de coupures choisi pour chaque point étudié pour une luminosité intégrée $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ et le paramètre p_T d'ISAJET variant entre 3 et 2000 GeV. Pour 100 fb^{-1} , le nombre d'événements de bruit de fond restant est montré dans le Tableau 2-9.

	m_0 (GeV)	$m_{1/2}$ (GeV)	σ (fb)	S (évén.)	S/\sqrt{B}	$S/\sqrt{S+B}$	Ensemble de coupures
25	4500	860	229.0	52	10.8	6.0	8
26	4500	900	100.9	47	11.1	5.8	9
27	4500	925	68.0	61	11.7	6.5	6
28	4550	880	195.0	46	10.8	5.8	9
29	4550	925	75.4	52	11.9	6.2	10
30	4610	900	186.2	44	10.1	5.5	10
31	4610	950	65.8	46	10.8	5.8	9
32	4670	880	665.0	53	12.2	6.2	10
33	4670	930	126.1	37	8.7	5.0	9
34	4670	975	45.4	50	11.8	6.1	9
35	4750	935	211.7	34	6.5	4.4	6
36	4750	970	89.4	36	8.5	4.9	9
37	4750	1000	51.6	39	9.2	5.2	9
38	4830	1020	55.5	31	7.1	4.4	10
39	4850	935	532.7	31	7.3	4.4	9
40	4850	970	176.1	28	6.4	4.1	10
41	4850	1000	90.6	27	6.2	4.0	10
42	4850	1050	40.2	34	7.8	4.7	10
43	4950	1000	157.9	25	5.7	3.8	10
44	4950	1050	61.0	22	5.9	3.7	11
45	4975	1030	109.4	20	5.3	3.4	11
46	5000	1030	96.3	22	5.9	3.7	11
47	5000	1050	71.6	22	5.9	3.7	11
48	5000	1080	36.0	31	8.3	4.6	11

Tableau 2-11: La section efficace de production, le nombre d'événements de signal restant après analyse, la signifiante statistique obtenue pour deux définitions ainsi que l'Ensemble de coupures choisi pour chaque point étudié pour une luminosité intégrée $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ et le paramètre p_T d'ISAJET variant entre 3 et 2000 GeV. Pour 100 fb^{-1} , le nombre d'événements de bruit de fond restant est montré dans le Tableau 2-9.

Sparticules produites	[3500,600] GeV	[4670,975] GeV
	Poids du canal (%)	Poids du canal (%)
$\tilde{\chi}_1^+ + \tilde{\chi}_1^-$	8.25	12.60
$\tilde{\chi}_2^+ + \tilde{\chi}_2^-$	13.59	19.60
$\tilde{\chi}_1^\pm + \tilde{\chi}_2^\pm$	< 0.49	0.35
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	2.43	4.90
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_2^\pm$	< 0.49	< 0.35
$\tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	6.31	14.00
$\tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_2^\pm$	< 0.49	0.30
$\tilde{\chi}_3^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	7.77	12.90
$\tilde{\chi}_3^0 + \tilde{\chi}_2^\pm$	0.97	0.35
$\tilde{\chi}_4^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	1.94	0.70
$\tilde{\chi}_4^0 + \tilde{\chi}_2^\pm$	26.21	31.50
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^0$	< 0.49	< 0.35
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_2^0$	< 0.49	< 0.35
$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_3^0$	0.49	< 0.35
$\tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_3^0$	0.49	0.70
$\tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_4^0$	< 0.49	0.35
$\tilde{\chi}_3^0 + \tilde{\chi}_4^0$	< 0.49	< 0.35
$\tilde{g} + \tilde{g}$	29.61	1.40
$\tilde{g} + \tilde{\chi}_1^0$	< 0.49	< 0.35
$\tilde{g} + \tilde{\chi}_2^\pm$	0.49	0.35
$\tilde{g} + \tilde{\chi}_4^0$	0.49	< 0.35
$\tilde{g} + \tilde{u}_{L,R}$	0.49	< 0.35
$\tilde{g} + \tilde{d}_{L,R}$	0.49	< 0.35
$\tilde{g} + \tilde{\chi}_1^\pm$	< 0.49	< 0.35

Tableau 2-12: Poids des différents canaux de production après analyse avec l'Ensemble de coupures 5 pour les points $[m_0, m_{1/2}] = [3500, 600]$ GeV et $[4670, 975]$ GeV générés à l'aide d'ISAJET v.7.72 (voir aussi le Tableau 2-2).

2.4 La violation de la parité R

Nous avons vu que le LHC possède un grand potentiel d'observation de la supersymétrie dans les régions de l'espace mSUGRA compatibles avec les mesures de densité relique de matière froide noire non-baryonique. Ces études supposent que le neutralino est stable, i.e. que la parité R, décrite par l'Équation 1.13, est conservée. Or, même si la conservation de la parité R permet au neutralino d'être un candidat à la matière noire, il n'y a pas de préférence théorique claire quand au statut de celle-ci (conservée ou violée): la réponse sera donnée par l'expérience. En effet, la conservation de la parité R a été introduite dans la supersymétrie de façon *ad hoc* afin de fournir une explication à deux observations [19]:

- La longévité du proton ($t_{vie} \geq 10^{32}$ ans)
- L'existence de la matière noire froide non-baryonique

Or, on peut ajouter à la théorie des termes qui violent la conservation de la parité R, soit en violant les nombres leptonique ou baryonique. Si la parité R est violée, la sparticule la plus légère peut se désintégrer en particules du Modèle Standard. Cela signifie qu'une des signatures typiques de la supersymétrie au LHC, exploitée dans la section précédente, soit une grande quantité d'énergie transverse manquante, pourrait ne pas se manifester, même en présence de supersymétrie.

Les théories de violation de la parité R se concentrent surtout sur des signatures comme des événements contenant un nombre inhabituellement élevé de leptons ou de jets [19]. Dans le cadre d'une parité R violée (notée R_p), les limites cosmologiques sur la matière noire ne s'appliquent pas: la sparticule la plus légère n'a donc pas la nécessité d'être électriquement neutre, par exemple.

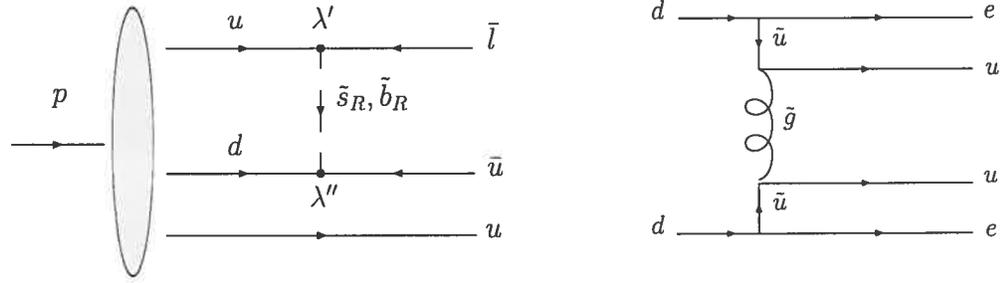


Figure 2-17: Exemples de diagrammes de désintégration du proton (à droite) et de désintégration double β sans neutrino (à droite) permis par les couplages violant la parité R.

Plusieurs recherches permettent toutefois de contraindre les couplages de violation de parité R, comme [19]:

- la longévité du proton (voir la Figure 2-17, à gauche)
- les limites sur la masse des neutrinos
- les limites sur les désintégrations double β sans neutrino (voir la Figure 2-17, à droite)
- les mesures de précision concernant les désintégrations du Z^0

Le superpotentiel violant la parité R du MSSM peut être écrit comme [52]:

$$\mathcal{W}_{\mathbb{R}p} = \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \lambda''_{ijk} U_i^c D_j^c \bar{D}_k + \mu_i L_i H_2, \quad (2.4)$$

où $L_i(Q_i)$ et $E_i(U_i, D_i)$ sont les superchamps chiraux représentant respectivement les doublets de leptons (quarks) gauches et les singulets de leptons (quarks) droits; H_2 est le champ du deuxième doublet de Higgs; μ_i sont les couplages $\mathbb{R}p$ bilinéaires; i, j, k sont les indices de génération. Les termes contenant les coefficients λ , λ' et μ violent le nombre leptonique alors que le terme contenant le coefficient λ'' viole le nombre baryonique. En raison des symétries, $i < j$ dans λ_{ijk} et $j < k$ dans λ''_{ijk} : il y a donc 48 $(9+27+9+3)$ couplages indépendants violant la parité R.

Les études concernant une possible violation de la parité R se concentrent souvent sur une violation du nombre baryonique *ou* une violation du nombre leptonique. En effet, l'étude d'une violation simultanée des deux nombres mène, dans la plupart des scénarios, à une désintégration rapide du proton [19]. La limite sur le temps de vie du proton peut ainsi, dans le scénario d'une parité R violée, être traduite en limite sur la grandeur des produits $\lambda\lambda''$. Il a été montré [53] qu'il existe des sous-groupes des paramètres permettant une R_p cohérente avec les limites sur la désintégration du proton. L'étude d'un seul paramètre non nul à la fois est justifiée par le fait que les limites actuelles sur les produits de couplages sont beaucoup plus strictes que les limites sur les couplages individuels[19].

Dans le scénario R_p , le libre parcours moyen, en mètres, d'un neutralino avant sa désintégration est donné approximativement par [19]:

$$c\tau_{\tilde{\chi}_0^1} \approx 3 \times 10^{-13} \left(\frac{m_{\tilde{l},\tilde{q}}}{100 \text{ GeV}} \right)^4 \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\chi}_0^1}} \right)^5 (\lambda, \lambda', \lambda'')^{-2} \quad (2.5)$$

où $m_{\tilde{l},\tilde{q}}$ est la masse du slepton ou du squark échangé lors de la désintégration. Ce parcours doit être, au maximum, de l'ordre du mètre afin que les produits de la désintégration du neutralino soient détectés dans ATLAS. Pour un libre parcours moyen plus grand, le neutralino pourrait se désintégrer très loin de son point de création. La phénoménologie serait alors similaire au cas où la parité R est conservée, avec une grande énergie transverse manquante. En utilisant l'Équation 2.5, on obtient la limite suivante sur les constantes de couplage pour un libre parcours de l'ordre du mètre:

$$|\lambda, \lambda', \lambda''| > 5 \times 10^{-7} \left(\frac{m_{\tilde{l},\tilde{q}}}{100 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\chi}_0^1}} \right)^{5/2} \quad (2.6)$$

Ainsi, pour des couplages supérieurs à $\approx 10^{-7}$, la désintégration du neutralino pourrait être observable, de même que la production au LHC de particules non accompagnées ou la contribution significative des couplages R_p à des processus rares.

2.4.1 Étude de la désintégration \tilde{R}_p du top dans ATLAS

Les processus impliquant le quark top, le fermion le plus lourd, offrent une chance unique de chercher de la physique au-delà du Modèle Standard. Le LHC est l'outil idéal pour vérifier la conservation de la parité R dans le secteur du top. En effet, le LHC peut être considéré comme une usine de quarks top: avec une section efficace de production $t\bar{t}$ de l'ordre de 800 pb , $\sim 10^8$ quarks top vont être produits par année pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Cette grande statistique permettra des mesures de précision de la physique du top et, en particulier, une grande sensibilité à des désintégrations rares dans un scénario \tilde{R}_p . L'étude de ce secteur est importante car les contraintes sur la \tilde{R}_p sont beaucoup moins grandes pour la troisième génération de fermions que pour les deux premières générations. Les limites sur les couplages λ' impliquant le quark top sont montrées dans le Tableau 2-13 pour une masse de sfermion de 100 GeV [54].

ijk	λ'_{ijk}	ijk	λ'_{ijk}	ijk	λ'_{ijk}
131	0.035	231	0.22	331	0.48
132	0.34	232	0.36	332	0.48
133	0.0007	233	0.36	333	0.48

Tableau 2-13: Limites supérieures sur les couplages λ' impliquant le quark top, en supposant une masse de sfermion de 100 GeV . La grandeur des couplages permis s'accroît avec une augmentation de la masse des sfermions.

Les désintégrations rares du top avec \tilde{R}_p ont été étudiées durant la dernière décennie et ce, même avant la découverte du quark top [55]. Si les sfermions sont assez légers, le top se désintègre préférentiellement en paires fermion-sfermion [56]. Sinon, la désintégration du top passe par une cinématique de désintégration en trois corps [54].

Dans cette étude, le couplage violant le nombre baryonique est posé nul. Le cas alternatif, avec un paramètre non-nul violant le nombre baryonique mais aucun paramètre violant le nombre leptonique mène à une désintégration hadronique du quark top, ce qui est très difficile à observer en raison de l'énorme bruit de fond QCD au LHC.

Le but de la présente étude est de regarder de plus près la désintégration \mathcal{R}_p en trois corps du quark top, avec des différences importantes par rapport aux études antérieures sur le sujet:

- La production et désintégration du quark top sont traitées de façon cohérente, i.e. les diagrammes sont calculés avec un top hors de sa couche de masse. Le rôle crucial de cette approche pour la prédiction des distributions cinématiques et du taux de production sera discuté.
- La simulation du processus se fait au niveau du détecteur afin d'obtenir des prédictions réalistes des possibilités de détection dans ATLAS au LHC.

Puisque l'étude implique seulement la désintégration du quark top, seuls les couplages λ'_{i3k} sont importants et donnent lieu au Lagrangien \mathcal{R}_p suivant:

$$L_{\mathcal{R}_p} = \lambda'_{i3k} [\tilde{\nu}_{iL} \bar{d}_{kR} d_{3L} + \tilde{d}_{3L} \bar{d}_{kR} \nu_{iL} + \tilde{d}_{kL}^* \overline{(\nu_{iL})^C} d_{3L} - \tilde{e}_{iL} \bar{d}_{kR} u_{3L} - \tilde{u}_{3L} \bar{d}_{kR} e_{iL} - \tilde{d}_{kL}^* \overline{(e_{iL})^C} u_{3L}] + h.c. \quad (2.7)$$

Les trois derniers termes de ce Lagrangien montrent que trois types de fermions virtuels peuvent être présents dans les diagrammes de désintégration du quark top pour un λ'_{i3k} non nul: un slepton, un squark de la première ou deuxième génération et un *stop*. Ces diagrammes sont montrés dans la Figure 2-18.

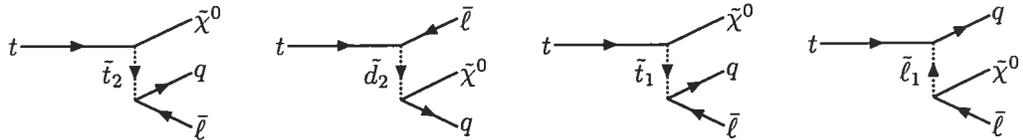


Figure 2-18: Diagrammes de premier ordre pour la désintégration en trois corps du quark top en neutralino, ($\tilde{\chi}^0$), lepton (l) et quark (q) via les opérateurs \mathcal{R}_p .

La largeur de désintégration du top pour ce type de processus dépend:

- de la grandeur des masses et couplages du neutralino et du chargino qui sont fonctions des paramètres du MSSM. En posant l'unification des masses des gauginos, les masses des gauginos $U(1)$ et $SU(2)$, M_1 et M_2 sont reliées par $M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W^2 M_2$. Dans ce cas, les masses et couplages des gauginos et higgsinos sont déterminés par M_2 – la masse du gaugino $SU(2)$, μ – le paramètre de masse dans le superpotentiel du Higgs et $\tan \beta$.
- des masses des sfermions intermédiaires – squarks et sleptons – qui peuvent être plus légers ou plus lourds que le quark top.

Pour simplifier, l'étude portera sur le cas dans lequel le slepton est plus léger que les autres sfermions intermédiaires, i.e. il contribue de façon dominante à la désintégration \mathcal{R}_p du quark top. Les calculs de section efficace ont été effectués à l'aide de CompHEP v33.23 [57] contenant une implantation complète du modèle \mathcal{R}_p des interactions (voir l'Équation 2.4). Pour les calculs au niveau des partons, la fonction de densité partonique CTEQ5L [45] a été utilisée. Les contours des largeurs partielles de désintégrations, Γ_{top} , pour la désintégration du quark top par le canal $t \rightarrow \tilde{\chi}^0 \ell q$ dans le plan $(\mu - M_2)$ sont montrés à la Fig. 2-19.

La largeur de désintégration diminue lorsque M_2 augmente puisque la masse du neutralino augmente avec ce paramètre. La section efficace pour le processus complet $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 \ell q$ décrivant la production $t\bar{t}$ et la désintégration \mathcal{R}_p de l'un des quarks top peut maintenant être évaluée. Les diagrammes correspondants peuvent être vus à la Fig. 2-20. Dans la Fig. 2-21, la section efficace pour le processus $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 \ell q$ en fonction de la masse du slepton est montrée pour trois approches:

- (i) Dans une première approche, le quark top qui se désintègre selon les interactions \mathcal{R}_p reste sur sa couche de masse. La section efficace est alors calculée comme $\sigma(gg \rightarrow t\bar{t}) \times Br[t \rightarrow q\tilde{\ell}] \times Br[\tilde{\ell} \rightarrow \ell\chi^0]$ pour $m_{\tilde{\ell}} < m_{top}$ ou comme $\sigma(gg \rightarrow t\bar{t}) \times Br[t \rightarrow q\ell\chi^0]$

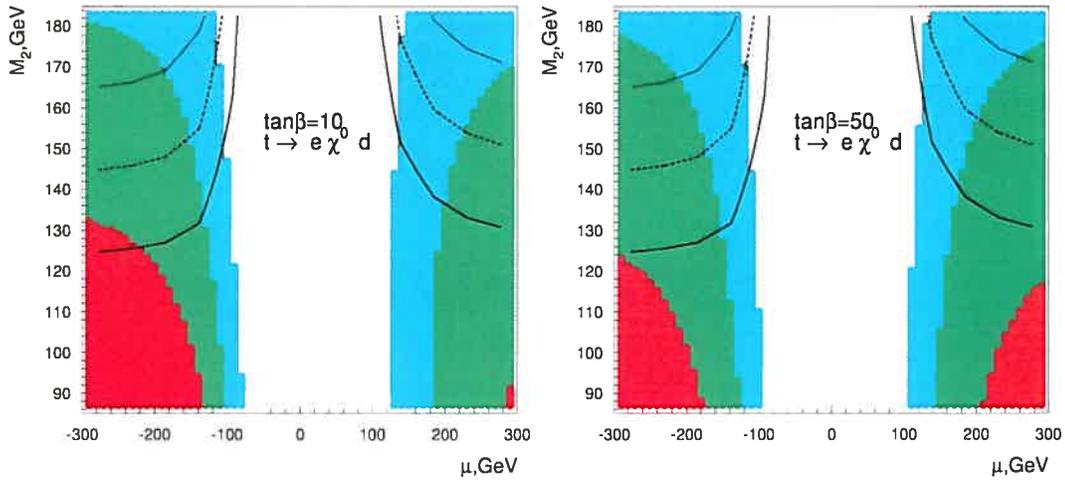


Figure 2-19: Contours de la largeur de désintégration partielle du quark top en trois corps $\Gamma_{top}[t \rightarrow \tilde{\chi}^0 \ell q]$ pour une masse de slepton $m_{\tilde{l}} = 200 \text{ GeV}$. Les sections rouge, verte et bleue correspondent à $\Gamma_{top} > 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}$, $\Gamma_{top} > 5 \times 10^{-6} \text{ GeV}$ et $\Gamma_{top} > 1 \times 10^{-6} \text{ GeV}$, respectivement. Les lignes pleines, en tirets et pointillées correspondent à $m_{\tilde{\chi}_0} = 60 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_0} = 70 \text{ GeV}$ et $m_{\tilde{\chi}_0} = 80 \text{ GeV}$, respectivement.

pour $m_{\tilde{l}} > m_{top}$. Rappelons que l'autre quark top de la paire se désintègre selon le Modèle Standard en $b + W$.

(ii) Dans une seconde approche, la section efficace est calculée à partir des contributions des diagrammes (1-3) seulement.

(iii) Dans une troisième approche, le calcul complet du processus $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 \ell q$ est effectué, i.e. les diagrammes (1-8) sont inclus dans le calcul.

La section efficace évaluée selon l'approche (i) est en accord avec une marge de 30-50% avec celles obtenues par les approches (ii) et (iii) lorsque $m_{\tilde{l}} < m_{top}$. D'un autre côté, lorsque $m_{\tilde{l}} > m_{top}$, l'approche (i) sous-estime la section efficace de l'approche (iii) par environ un ordre de grandeur! Les taux prédits par l'approche (ii) divergent de ceux de l'approche (iii) lorsque la masse du slepton devient plus grande que la masse du top. Afin de comprendre l'origine de la différence entre les approches (i) et (iii), les distributions cinématiques ont été étudiées. La Fig. 2-22 montre les distributions de

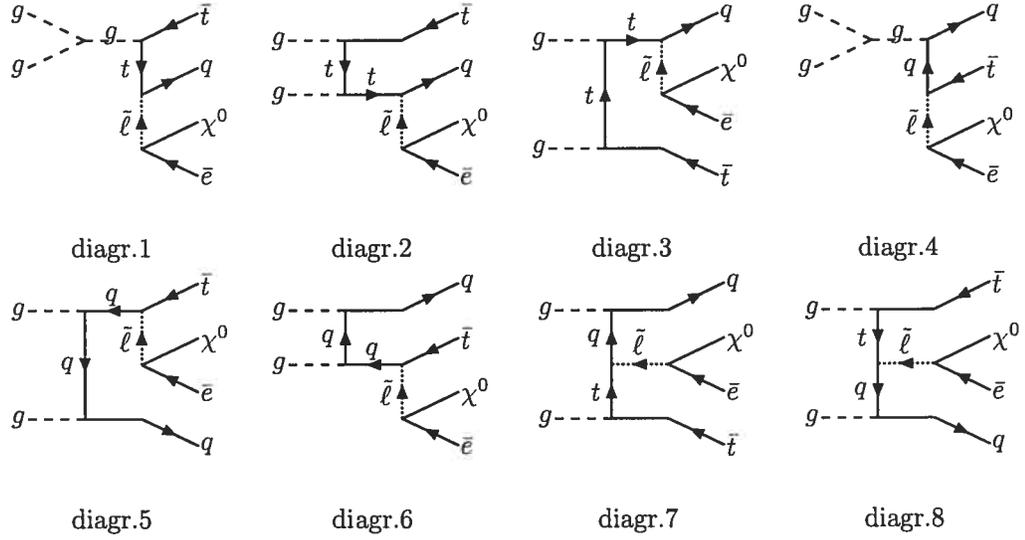


Figure 2-20: Diagrammes de premier ordre pour le processus $gg \rightarrow t\bar{t}\chi^0\ell q$ (production $t\bar{t}$ et désintégration d'un quark top par des interactions R_p).

masse invariante de $\tilde{\chi}^0\ell$ (en haut) et $\tilde{\chi}^0\ell q$ (en bas) pour le calcul complet de l'approche (iii).

Même pour un slepton assez lourd, ($m_{\tilde{\ell}} = 200 \text{ GeV}$), le pic de résonance de slepton dans la distribution de $\tilde{\chi}^0\ell$ est clair: le slepton force le quark top à être en dehors de sa couche de masse et devient lui-même une résonance. Dans l'approche (ii), la distribution de $\tilde{\chi}^0\ell$ est similaire, mais le pic de résonance du slepton est appauvri. La distribution de masse invariante de $q\tilde{\chi}^0\ell$ (bas de la Fig. 2-22) dans la désintégration du quark top est donc sensible à la masse du slepton intermédiaire. Pour un slepton lourd, $m_{\tilde{\ell}} \geq m_{t_{top}}$, le pic de résonance du quark top est fortement supprimé et une *épaule* droite apparaît dans le spectre de la masse invariante. Dans ce cas, la reconstruction expérimentale de la masse du quark top est plus difficile en raison de cette *épaule*. Au contraire, si la masse du slepton est inférieure à celle du quark top, la désintégration en deux corps a lieu et un pic prononcé peut être observé dans la distribution de la masse invariante de $\ell\tilde{\chi}^0q$.

Les sections efficaces obtenues par les approches (i), (ii) et (iii) sont en bon accord

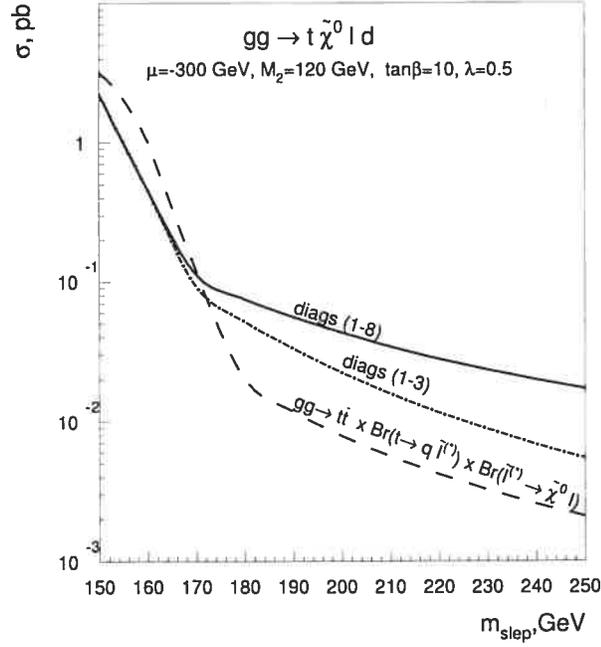


Figure 2-21: Section efficace de $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0_l q$ en fonction de la masse du slepton, m_{slep} , pour les 3 approches (voir le texte).

(à un niveau de 20%) après l'application d'une coupure consistant en une fenêtre de masse de 20 GeV sur la masse invariante de $\ell\tilde{\chi}^0$ afin d'enlever la contribution du slepton.

Il existe une autre différence entre les prédictions des approches (i) et (iii). Dans la Fig. 2-19, on peut voir que la largeur de désintégration R_p du top décroît avec une augmentation du paramètre M_2 . En conséquence, dans l'approche (i), la section efficace pour le processus $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0_l q$ diminue aussi alors que M_2 augmente. Cette situation est tout à fait l'inverse dans l'approche (iii), parce que la section efficace du *vrai* processus $2 \rightarrow 4$ dépend aussi de la largeur du slepton. Dans la Fig. 2-23, on peut voir que la section efficace croît avec M_2 en raison de la diminution de la largeur du slepton.

Pour le reste de l'analyse, l'approche (iii), donnant les sections efficaces et distributions cinématiques correctes, sera utilisée.

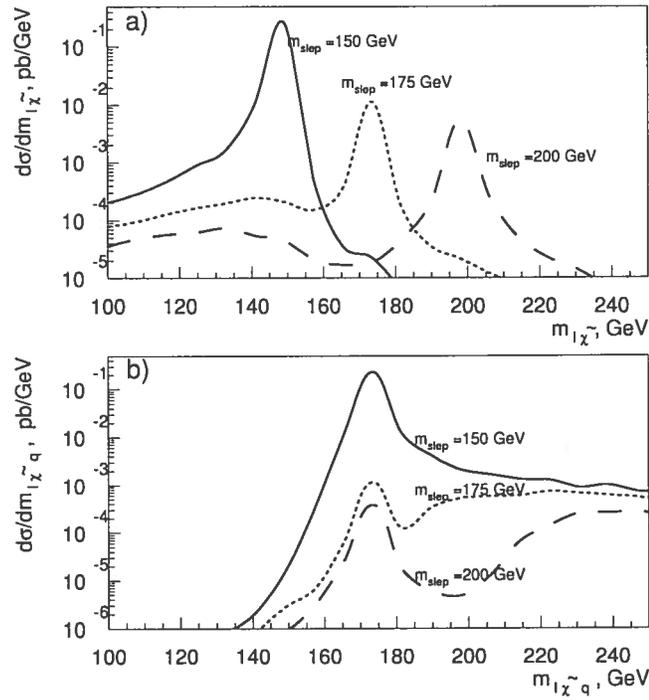


Figure 2-22: Distribution de la masse invariante de $\tilde{\chi}^0 \ell$ au niveau partonique (haut) et celle du $\tilde{\chi}^0 q$ (bas) pour différentes masses de slepton.

Le neutralino a été traité, quant à lui, comme une sparticule sur sa couche de masse. Il se désintègre grâce à une sparticule intermédiaire qui pourrait aussi, en principe, le pousser hors de sa couche de masse. Cela invaliderait l'approche pour le neutralino. Toutefois, la largeur du neutralino est au moins plusieurs ordres de grandeur plus petite que la largeur du squark ou slepton intermédiaire ($\sim 10^{-6} - 10^{-8}$ GeV pour $\lambda' \sim 0.1 - 0.2$ et $m_{\tilde{q},\tilde{l}} \sim 100 - 200$ GeV). Ce fait élimine la probabilité pour la sparticule intermédiaire d'être sur sa couche de masse pour la chaîne de désintégration $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \ell^+(\tilde{\ell}_*^-) \rightarrow dq$. L'astérisque dénote une sparticule intermédiaire hors de sa couche de masse. Nous avons vérifié cet argument qualitatif numériquement et avons calculé les largeurs et distributions de masse pour les processus $t \rightarrow d(\tilde{\ell}^+) \rightarrow \ell^+(\chi^0) \rightarrow \ell^+(\tilde{\ell}_*^-) \rightarrow dq$ pour une vraie désintégration 1 \rightarrow 5 du quark top. Nous avons choisi $m_{\tilde{l}}=150$ GeV et avons trouvé que, en effet, la distribution de masse invariante du système ldq du processus $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \ell^+(\tilde{\ell}_*^-) \rightarrow dq$ a une forme qui ressemble à une distribution delta et que la largeur exacte pour la désintégration 1 \rightarrow 5 du quark top peut être reproduite avec

précision (à l'intérieur d'une erreur numérique de 1%) par le produit de la largeur de désintégration $1 \rightarrow 3$ du quark top et du rapport d'embranchement du neutralino. Ceci valide le traitement du neutralino comme une sparticule sur sa couche de masse et de la désintégration du quark top comme une désintégration à trois corps.

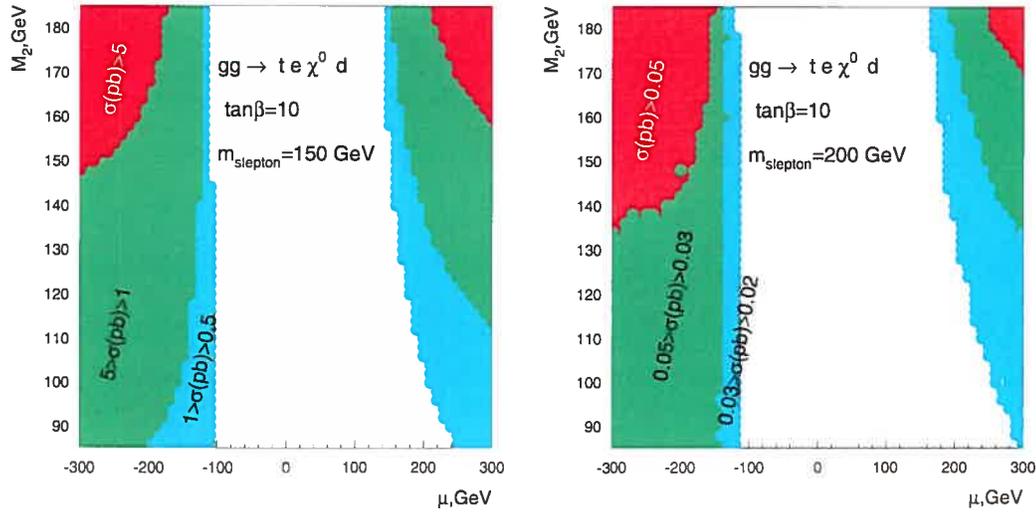


Figure 2-23: Contours pour la section efficace du processus $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 l q$ pour $m_{\tilde{l}} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\tilde{l}} = 200$ GeV (à droite).

Maintenant que les processus sont calculés de façon correcte, il est possible d'évaluer la sensibilité expérimentale au processus $\mathcal{R}_p gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 l q$ à l'aide d'une simulation incluant le détecteur ATLAS.

2.4.2 Signatures et détails de la simulation

Comme mentionné précédemment, CompHEP a été utilisé afin de générer les événements $t\bar{t}$ avec désintégration \mathcal{R}_p de l'un des quarks top ($t \rightarrow \tilde{\chi}^0 q l$) et une désintégration selon le Modèle Standard de l'autre quark top ($\bar{t} \rightarrow W b$). La désintégration du quark top selon le Modèle Standard produit un boson W qui peut se désintégrer de façon hadronique ou leptonique. Le canal privilégié est celui de la désintégration $W \rightarrow \mu\nu$ puisqu'il permet l'amplification de la séparation entre supersymétrie \mathcal{R}_p et Modèle Standard.

Dans l'étude, une valeur de 0.5 pour λ'_{131} a été choisie pour référence. Les valeurs suivantes des paramètres supersymétriques ont été utilisées: une masse de gaugino de $M_2 = 120$ GeV, un paramètre de masse des higgsinos $\mu = -300$ GeV, $\tan\beta = 10$, et une masse de slepton valant soit $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV ($m_{\tilde{\ell}} < m_{top}$) ou 200 GeV ($m_{\tilde{\ell}} > m_{top}$). Sous ces conditions, les sections efficaces totales obtenues par CompHEP pour le processus du signal $2 \rightarrow 4$ (voir la Fig. 2-20, $p_T^q > 10$ GeV) sont de 8 pb pour une masse de slepton de $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV et de 480 fb pour $m_{\tilde{\ell}} = 200$ GeV. Ces valeurs sont à comparer à la section efficace de 833 pb [58] du bruit de fond $t\bar{t}$.

Pour ces paramètres, la masse du neutralino est $m_{\chi^0} = 58$ GeV. Si λ'_{i3k} est non nul seulement pour $i = k = 1$, le neutralino se désintégrera en $\bar{\nu}_e \bar{b} d$ ou $\nu_e b \bar{d}$ (*BDN*) (voir la Figure 2-24).

Nous considérons aussi la possibilité d'un mélange stop-scharm ($V_{\tilde{c}\tilde{t}}$) qui mène à la désintégration du neutralino en $\ell^- c \bar{d}$ ou $\ell^+ \bar{c} d$ (Fig. 2-25). Un tel mélange, menant à des courants neutres changeant la saveur (*FCNC*), n'est pratiquement pas contraint par les données expérimentales [59]. Ici, un mélange stop-scharm maximal est considéré, mais les résultats peuvent être facilement refactorisés pour une valeur arbitraire de ce mélange. Si le mélange stop-scharm est significatif et si l'un des stop est plus léger que les autres sfermions apparaissant dans les diagrammes de Feynman, alors le canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \bar{c} d \bar{e} (c \bar{d} e)$ (*CDE*) pourrait dominer. Dans ce cas, il serait possible d'obtenir avec une efficacité beaucoup plus grande que dans le cas *BDN* un pic étroit de masse après reconstruction de la masse du top.

Un avantage de ce mode de désintégration est que le neutralino, en raison de sa nature Majorana, se désintègre également en leptons chargés positivement et négativement. Cela signifie que la moitié des événements contiendrait deux leptons de même signe. Cette signature propre du signal permet l'application de coupures efficaces supprimant les bruits de fond possibles. L'étude des désintégrations rares du top au LHC permettrait en outre la mesure directe du mélange stop-scharm ou l'établissement d'une limite sur celui-ci. L'analyse sera donc conduite selon deux scénarios: avec ou sans mélange stop-scharm.

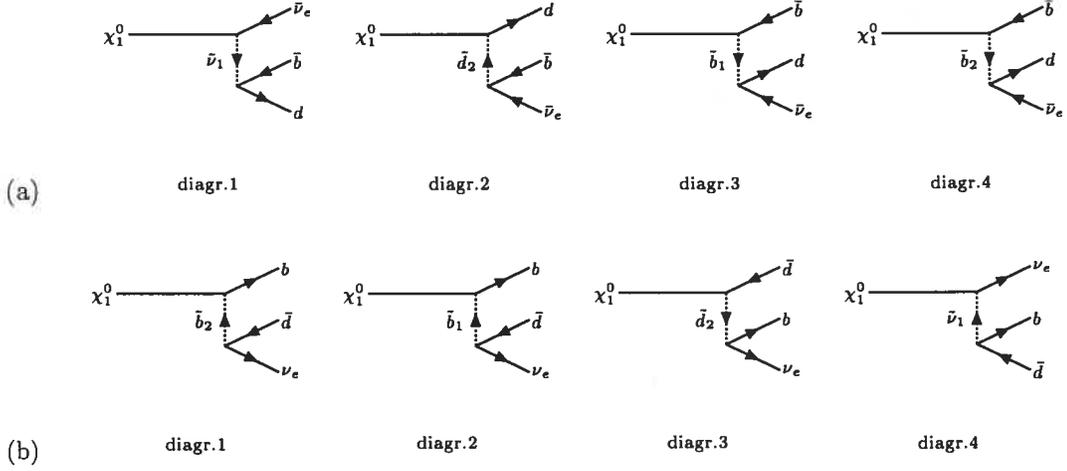


Figure 2-24: Diagrammes de premier ordre pour les désintégrations (a) $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \bar{\nu}_e \bar{b} d$ et (b) $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \nu_e b \bar{d}$ dans le MSSM.

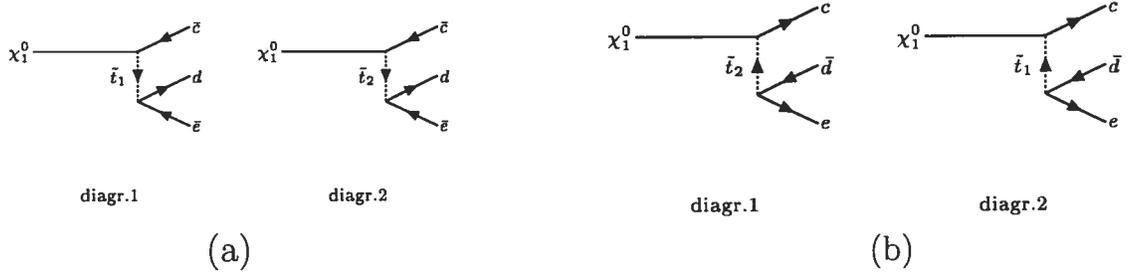


Figure 2-25: Diagrammes de premier ordre pour les désintégrations avec courants neutres changeant la saveur (a) $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \bar{c} d \bar{e}$ et (b) $\tilde{\chi}^0 \rightarrow c \bar{d} e$.

PYTHIA 6.2 [46] a été utilisé pour prendre en charge les radiations initiales et finales, procéder à l'hadronisation des quarks et à la désintégration des résonances formées par ceux-ci. La simulation du signal et du bruit de fond a été faite à l'aide d'ATLFAST [48], introduit dans la section 2.3.2, pour prendre en compte les conditions expérimentales au LHC pour le détecteur ATLAS[29].

Ici, les gerbes hadroniques sont considérées comme des jets si elles déposent une énergie transverse E_T supérieure à 10 GeV à l'intérieur d'un cône de rayon $\Delta R = 0.4$. Les gerbes électromagnétiques sont identifiées comme candidat électron si $E_T > 5$ GeV à l'intérieur d'un cône de rayon $\Delta R = 0.15$. Les critères de sélection par défaut des

muons ($P_T > 6$ GeV et $|\eta| < 2.5$) et ceux d'isolation (les mêmes que pour les électrons) ont aussi été appliqués. Les coupures d'analyse sur le moment transverse utilisées pour les électrons, muons et jets sont de 10 GeV, 10 GeV et 20 GeV, respectivement.

ATLFAST étiquette un jet comme un jet b si un quark b est présent dans un cône $\Delta R = 0.2$ autour du jet reconstruit pour $\eta < 2.5$. L'efficacité d'étiquetage des jets b a été paramétrisée par des fonctions dépendant de P_T , avec une efficacité saturée maximale de $\epsilon_b = 0.7$ à haut P_T . Nous avons vérifié que pour une masse de sfermion dans la plage 100 – 1000 GeV et $\lambda' > 0.005$, le temps de vie du neutralino est plus court que celui d'un méson B. En d'autres termes, le déplacement du vertex du méson B dû à la désintégration du neutralino n'affectera pas l'efficacité d'étiquetage du b .

2.4.3 Analyse du canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$

L'étude porte en premier lieu sur le canal de désintégration CDE du neutralino: $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$. Les distributions partoniques des moment transverse et pseudorapidité des quarks et leptons pour le processus $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0 q\ell(\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde)$ sont montrées dans les Figs. 2-26, 2-27, 2-28 et 2-29. Les distributions des jets issus de la désintégration hadronique du W provenant de $t \rightarrow Wb$ sont aussi montrées.

D'après le spectre de moment transverse des quarks pour le processus impliquant un slepton léger (Fig. 2-26(à gauche)), le jet ayant la plus grande impulsion transverse, avec $P_T > 50$ GeV, est un jet b provenant de la désintégration du top selon le Modèle Standard. Ce jet peut être efficacement séparé du signal, lors de l'analyse, grâce à la technique d'étiquetage du jet b . En excluant ce quark, la région de très grande impulsion transverse est dominée par un quark d provenant du processus $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0 \ell d$. Pour le cas du slepton lourd (Fig. 2-26(à droite)), la région $P_T > 150$ GeV est dominée par ce quark d qui a aussi la particularité d'être émis dans la direction avant (voir la Fig. 2-27(à droite)). Les caractéristiques de ce quark mènent à penser qu'il pourrait être issu des diagrammes de la Figure 2-20 pour lesquels le vertex de \tilde{R}_p est présent sans la

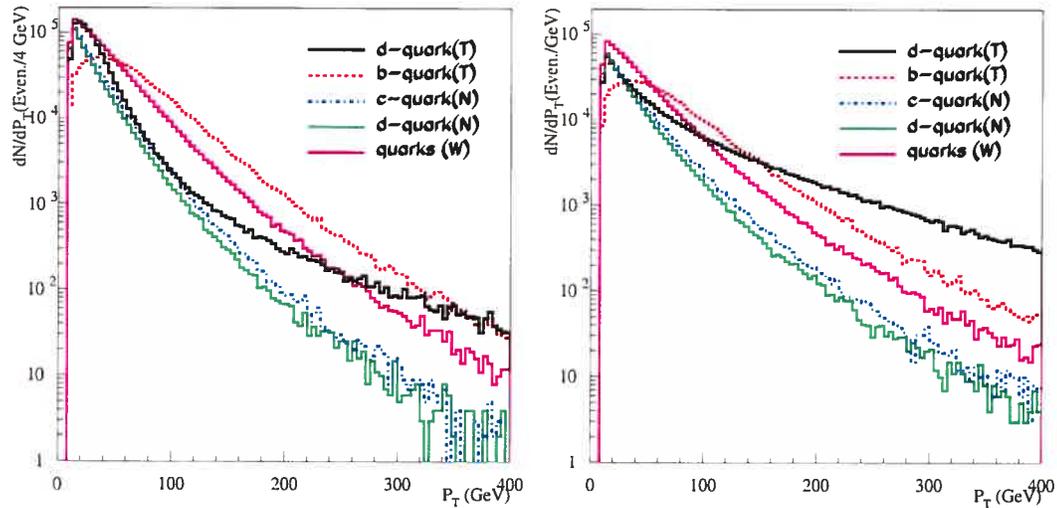


Figure 2-26: Distribution en moment transverse P_T des quarks provenant de la réaction $pp \rightarrow t\bar{\chi}^0 q\ell$ (canal CDE) pour $m_{\bar{\chi}} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\bar{\chi}} = 200$ GeV (à droite). (T) signifie un quark provenant de la désintégration d'un top, (N), un quark provenant d'une désintégration d'un neutralino et (W), d'un quark provenant de la désintégration du W .

désintégration \bar{R}_p d'un quark top. Ces particularités ne seront pas exploitées dans la reconstruction de la masse du quark top. Les deux jets avec les plus petits P_T dans l'événement proviennent de la désintégration du neutralino. Pour les leptons (voir la Figure 2-28), la région $P_T > 50$ GeV ($P_T > 75$ GeV) est dominée par le lepton provenant de la désintégration \bar{R}_p d'un quark top pour le cas du slepton léger (lourd). En terme de pseudorapidité, les leptons sont principalement émis dans la région centrale (Fig. 2-29).

L'ajout de la radiation initiale et de la radiation finale multiplie par ~ 2 le nombre de jets avec $P_T > 10$ GeV qui sont produits dans l'événement. La Figure 2-30 montre la distribution de multiplicité des jets.

Le seul bruit de fond non négligeable pour le canal CDE est formé de processus $tWWq$, lorsque les deux bosons W se désintègrent leptoniquement et que le W provenant du quark top se désintègre hadroniquement. Les diagrammes de Feynman pour le bruit de fond $tWWq$ sont montrés à la Fig. 2-31. La section efficace totale pour ce processus, obtenue de CompHEP, est de 1.1 pb.

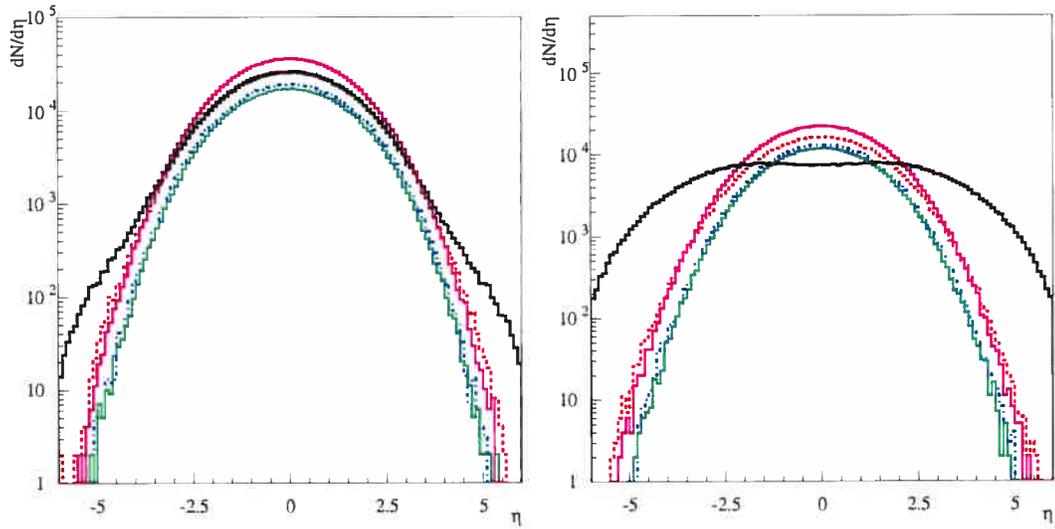


Figure 2-27: Distribution en pseudorapidité η des quarks provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0 q\ell$ pour $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\tilde{\ell}} = 200$ GeV (à droite). Les notations sont les mêmes qu'à la Fig. 2-26.

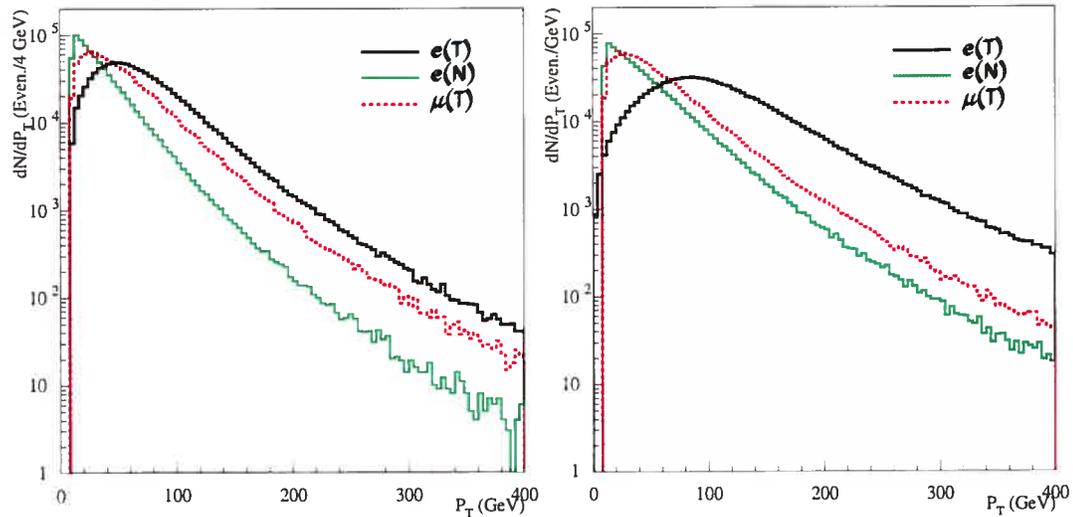


Figure 2-28: Distribution en moment transverse P_T des leptons provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0 q\ell$ pour $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\tilde{\ell}} = 200$ GeV (à droite). (T) signifie un lepton provenant de la désintégration d'un top et (N), un lepton provenant d'une désintégration d'un neutralino.

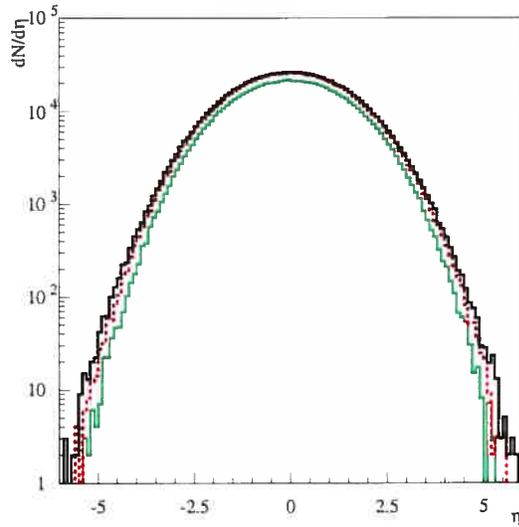


Figure 2-29: Distribution en pseudorapidité η des leptons provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0ql$ pour $m_{\tilde{\chi}} = 150$ GeV. Les notations sont les mêmes que pour la Fig. 2-28.

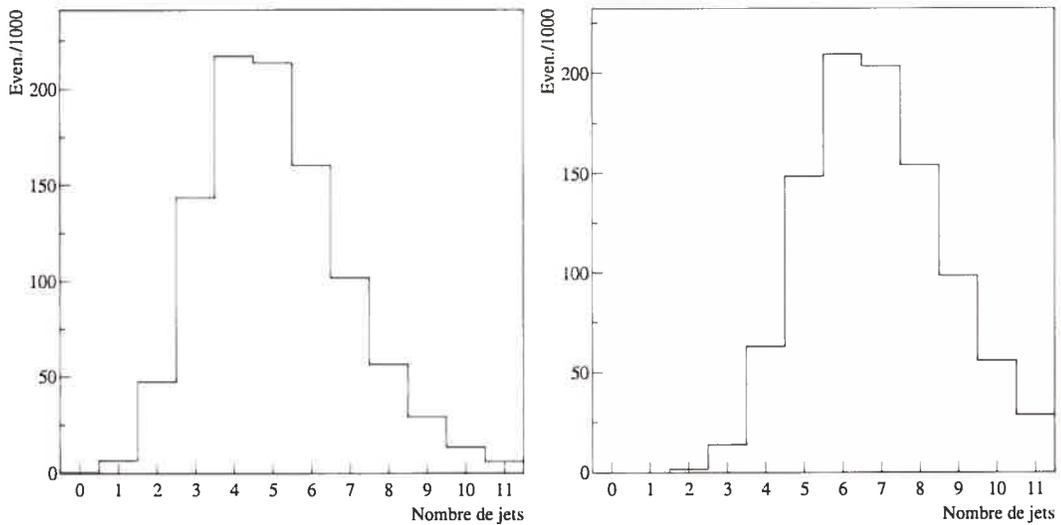


Figure 2-30: Distribution du nombre de jets ($P_T > 20$ GeV dans $|\eta| < 2.5$) reconstruits après ATLFast pour le cas $W \rightarrow \mu\nu$ (à gauche) et $W \rightarrow jets$ (à droite).

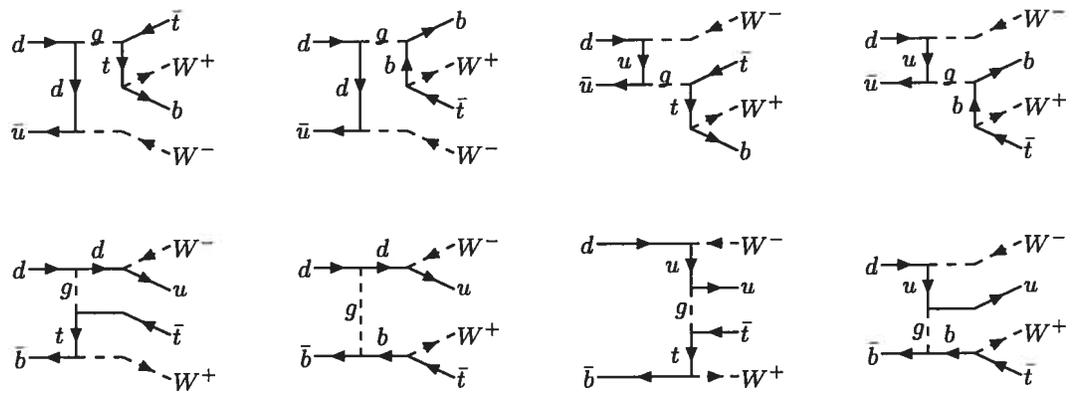


Figure 2-31: Diagrammes de premier ordre pour le processus de bruit de fond tWq .

2.4.4 Résultats pour le canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$

Les conditions suivantes ont été utilisées lors de la reconstruction de la masse du quark top:

- Au moins 4 (6 pour l'état final $t \rightarrow bj\bar{j}$) jets avec $P_T > 20$ GeV et deux électrons avec $P_T > 10$ GeV à l'intérieur d'une pseudorapidité de $|\eta| < 2.5$.
- Un jet étiqueté comme jet b afin d'identifier le jet b -jet provenant du quark top se désintégrant selon le modèle standard.
- Une masse invariante de $(j\bar{j}ee)$, $M(j\bar{j}ee) < 150$ GeV (pour le cas du slepton léger) ou < 200 GeV (pour le cas du slepton lourd), afin de supprimer l'influence du slepton sur sa couche de masse sur le signal du quark top, ce qui est particulièrement efficace pour le cas où $m_{\tilde{l}} < m_{top}$.

Pour la reconstruction du quark top, les deux électrons et les trois jets ayant les plus petits P_T d'un événement sont combinés. Les distributions de masse résultantes pour le système $(jj\bar{j}ee)$ sont montrées dans la Fig. 2-32 pour les deux canaux de désintégration du W étudiés dans le cas du slepton léger, $m_{\tilde{l}} = 150$ GeV (à gauche), et du slepton lourd, $m_{\tilde{l}} = 200$ GeV (à droite). Les données sont présentées pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} pour le cas du slepton léger et de 300 fb^{-1} pour le cas du slepton lourd. Après les coupures mentionnées plus haut, le bruit de fond $tWWq$ pour les événements $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ est très faible et est difficilement visible sur la Fig. 2-32. Les événements pour le cas du slepton lourd montrent un déplacement de la masse du top quark en raison des nombreuses combinaisons de paires de jets possibles et de l'effet du slepton lourd sur sa couche de masse.

Les distributions cinématiques, montrées plus haut, permettent de définir des procédures de reconstruction pour le slepton et le neutralino. Afin de reconstruire le neutralino (Fig. 2-33, à gauche), l'électron de plus bas P_T est combiné aux deux jets de

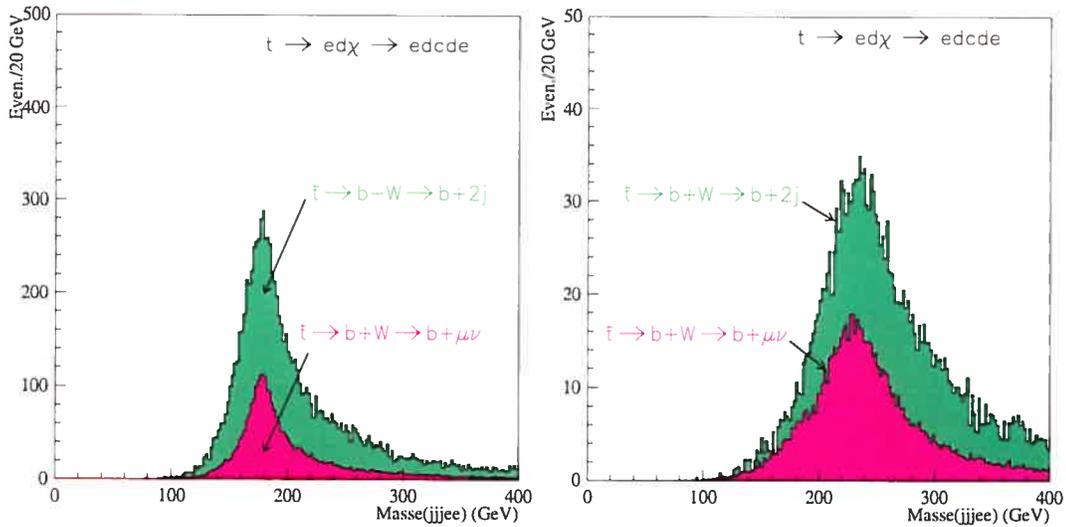


Figure 2-32: Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système (jjee) dans le canal CDE avec un slepton léger (à gauche) ou lourd (à droite) (voir le texte). Les distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de $100 fb^{-1}$ et $300 fb^{-1}$, respectivement. Le pic vert (dominant) correspond à la désintégration du W en jets, alors que le pic rose (plus petit) correspond à la désintégration du W en $\mu\nu$.

plus bas P_T . La figure montre la distribution de la masse invariante pour une luminosité intégrée de $100 fb^{-1}$ dans le cas du slepton léger et de $300 fb^{-1}$ pour le slepton lourd, en raison d'une section efficace plus faible.

Pour la reconstruction du slepton, les électrons sont combinés avec les deux mêmes jets ayant les plus petits P_T (Fig. 2-34). La Figure 2-34 présente le cas du slepton léger (à gauche) pour une luminosité intégrée de $100 fb^{-1}$ et le cas du slepton lourd (à droite), pour $300 fb^{-1}$. Le pic vert (dominant) correspond à la désintégration du W en jets, alors que le pic rose (plus petit) correspond à la désintégration du W en $\mu\nu$.

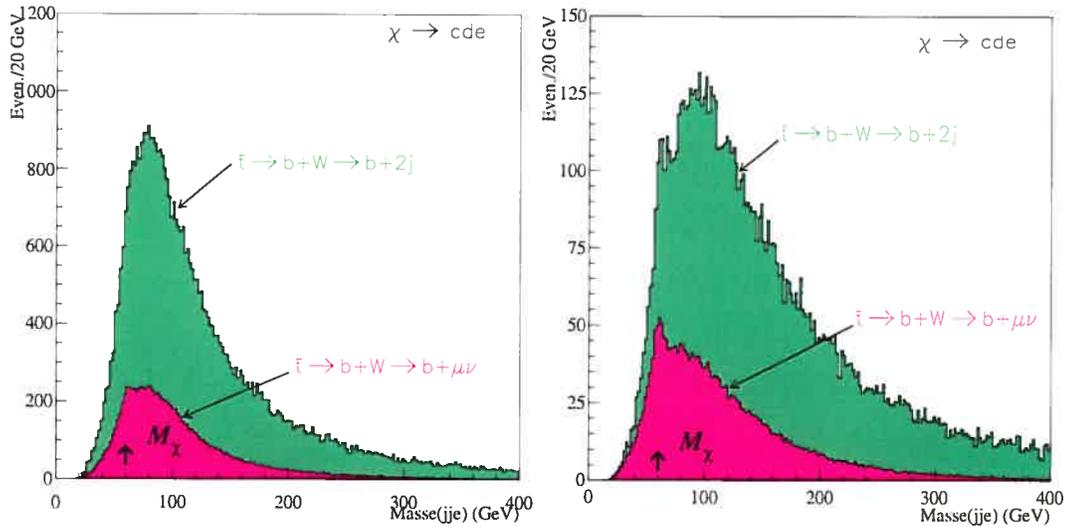


Figure 2-33: Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système (jje) pour le canal CDE et un slepton léger (à gauche) ou lourd (à droite). Les distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de $100 fb^{-1}$ et $300 fb^{-1}$, respectivement. M_χ représente la valeur de masse du neutralino au niveau de la simulation. Le pic vert (dominant) correspond à la désintégration du W en jets, alors que le pic rose (plus petit) correspond à la désintégration du W en $\mu\nu$.

2.4.5 Analyse du canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$

Dans le cas où $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$, seul le scénario dans lequel le W se désintègre en jets a été considéré. En effet, la combinaison de $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$ et du mode de désintégration leptonique $W \rightarrow \nu\ell$ donne deux neutrinos dans l'état final, ce qui rend la reconstruction de l'événement très difficile. La Fig. 2-35 montre les distributions partoniques des moments transverses des quarks pour les événements dans lesquels les neutralinos se désintègrent selon $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$.

Les événements ont donc une topologie à 6 quarks, un électron et un neutrino au niveau partonique. La grande multiplicité des jets implique un large bruit de fond combinatoire dans la sélection des paires de jets, ce qui rend difficile la reconstruction du signal. On peut toutefois observer que les deux jets légers ayant les plus petites impulsions transverses sont issus de la désintégration du neutralino.

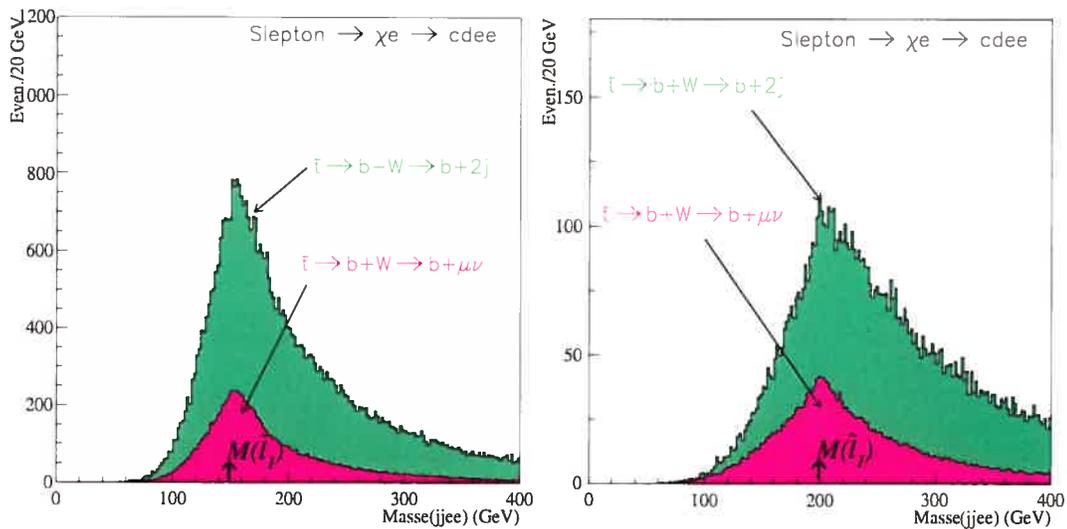


Figure 2-34: Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système (jjee) pour le canal CDE et un slepton léger (à gauche) ou lourd (à droite). Les distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de 100fb^{-1} et 300fb^{-1} , respectivement. $M(\tilde{l}_1)$ représente la valeur de masse du slepton au niveau de la simulation. Le pic vert (dominant) correspond à la désintégration du W en jets, alors que le pic rose (plus petit) correspond à la désintégration du W en $\mu\nu$.

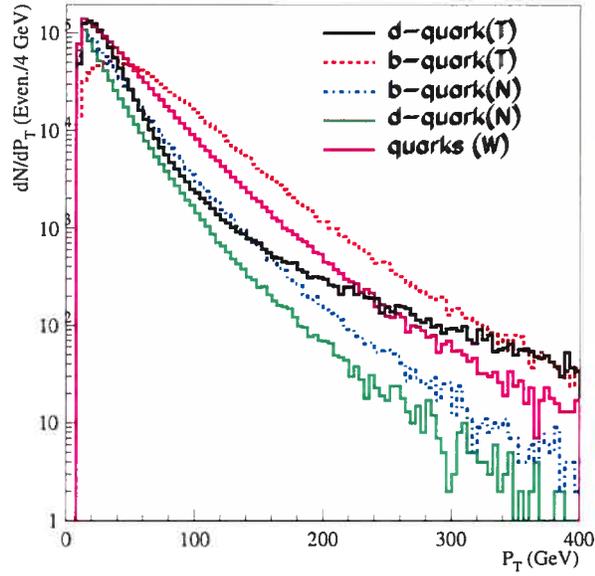


Figure 2-35: Distribution en moment transverse P_T des quarks provenant de la réaction $pp \rightarrow t\tilde{\chi}^0 q\ell$ pour $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV où $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$. (T) signifie un quark provenant de la désintégration d'un top, (N), un quark provenant d'une désintégration d'un neutralino et (W), d'un quark provenant de la désintégration du W .

Le bruit de fond pour $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$ est la production de $t\bar{t}$ et, possiblement, la production de $t\bar{t}b\bar{b}$. Ces bruits de fond ont la topologie du signal lorsque l'un des bosons W se désintègre hadroniquement et l'autre W , leptoniquement en $e\nu$. La génération du bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$ a été effectuée avec CompHEP et la section efficace obtenue est de 5.44 pb. Comme il sera montré plus loin, ce bruit de fond contribue à une hauteur d'environ 2% du bruit de fond total pour toutes les signatures de signal étudiées.

2.4.6 Résultats pour le canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$

Le signal à reconstruire est celui pour lequel un des quarks top se désintègre selon le mécanisme supersymétrique R_p et l'autre, en quark b plus deux jets, selon le modèle standard. Le neutralino produit lors de la désintégration R_p se désintègre selon le canal $bd\nu$.

Afin de procéder à la reconstruction de la masse du quark top, les conditions suivantes sont demandées:

- Au moins 6 jets avec $P_T > 20$ GeV et un électron avec $P_T > 40$ GeV et $|\eta| < 2.5$ (voir la Figure 2-36).
- Au moins deux jets étiquetés comme jet b avec $P_T > 20$ GeV, l'un provenant de $t \rightarrow Wb$ et l'autre, de la désintégration du neutralino.
- Aucune combinaison de deux jets ne doit avoir la masse invariante d'un W , dans une fenêtre de ± 20 GeV.
- Une coupure sur la masse du système $(eb\nu) < 140$ GeV (voir la Figure 2-36), afin de supprimer le bruit de fond $t\bar{t}$. Une telle valeur de masse invariante ne devrait pas survenir dans le scénario de la désintégration \tilde{R}_p du quark top.
- Une coupure sur la masse transverse de $(jje\nu)$: $M(jje \cancel{E}_T) < 150$ GeV (pour le cas du slepton léger) afin de supprimer l'influence du slepton sur sa couche de masse sur le signal du quark top, ce qui est particulièrement efficace dans le cas $m_{\tilde{\ell}} < m_{top}$.

La reconstruction de la masse a été faite avec un électron, \cancel{E}_T et les trois jets ayant les plus petites impulsions transverses dans l'événement.

Les distributions de masse résultantes sont montrées pour le système $(jjje\nu)$ dans la Fig. 2-37 (à gauche) pour le canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$ et le cas du slepton léger ($m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV). Les données sont présentées pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les distributions du signal et du bruit de fond y sont montrées avec des contributions séparées pour les événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}b\bar{b}$. Pour le cas du slepton lourd, ($m_{\tilde{\ell}} = 200$ GeV) les résultats sont présentés dans la Fig. 2-37 (à droite) pour les événements de signal seulement et pour

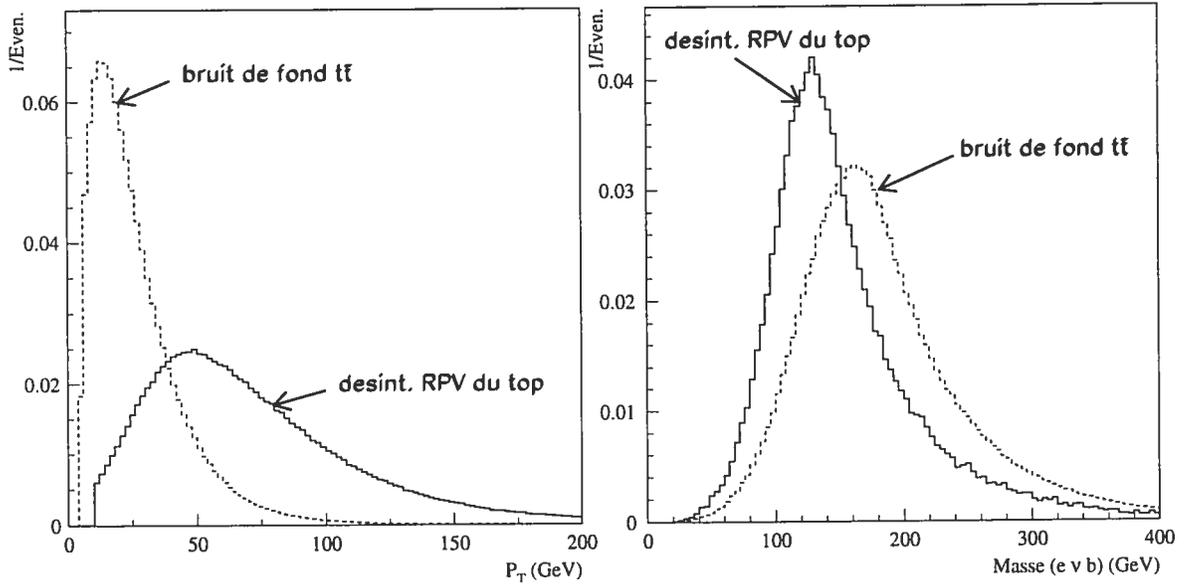


Figure 2-36: Distribution en moment transverse P_T , au niveau partonique, de l'électron produit dans la désintégration \tilde{R}_p du top (ligne pleine) et dans la désintégration leptonique du boson W dans les événements $t\bar{t}$ (ligne pointillée) (à gauche); distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système ($e\nu b$ -jet) dans les événements de désintégration \tilde{R}_p du top avec un neutralino se désintégrant en $b\nu$ (ligne pleine) et dans les événements $t\bar{t}$ (ligne pointillée)(à droite).

une luminosité intégrée de $300 fb^{-1}$. Aucun signal ne peut être extrait pour le canal BDN dans le cas du slepton lourd en raison de la dominance du bruit de fond $t\bar{t}$.

Pour ces événements, la reconstruction du neutralino est obtenue en combinant \cancel{E}_T avec les deux jets ayant les plus petites impulsions transverses; la reconstruction du slepton se fait en combinant les mêmes deux jets avec l'électron de plus basse impulsion transverse et \cancel{E}_T . Le déplacement par rapport aux valeurs simulées pour le neutralino (60 GeV) et le slepton (150 GeV) est dû à la difficulté de calculer l'énergie du neutrino.

Les importances relatives des signaux $\tilde{\chi}^0 \rightarrow b\nu$ et du bruit de fond $t\bar{t}$ sont montrées dans les Figures 2-37(à gauche) et 2-38. Pour le cas du slepton lourd, la même procédure est utilisée mais, en raison d'une section efficace de production plus faible, le signal ne peut être observé en raison de la dominance du bruit de fond $t\bar{t}$.

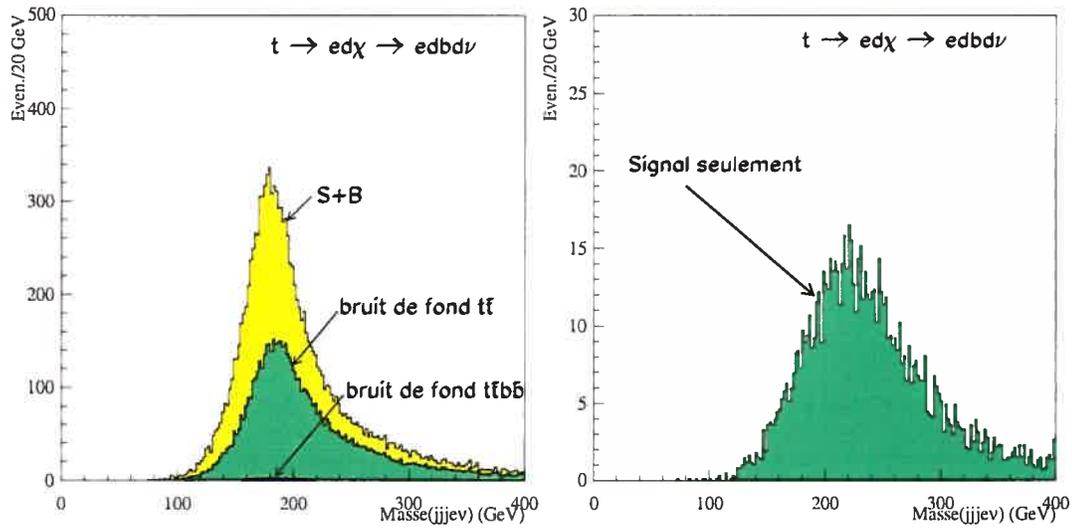


Figure 2-37: Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante du système $(jjje\nu)$ pour $m_{\tilde{\chi}^0} = 150$ GeV (à gauche) et $m_{\tilde{\chi}^0} = 200$ GeV (à droite) pour le canal de désintégration $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$. Les simulations ont été faites pour une luminosité intégrée de $100fb^{-1}$ et $300fb^{-1}$, respectivement. Les bruits de fonds $t\bar{t}$ et $t\bar{t}b\bar{b}$ sont présentés en vert et en bleu, respectivement, pour le cas $m_{\tilde{\chi}^0} = 150$ GeV seulement (à gauche). Pour ce cas, la somme du signal et du bruit de fond est présentée en jaune. Le bruit de fond domine le signal dans le cas du slepton lourd (à droite) et c'est pourquoi seul le signal, en vert, est présenté dans ce cas.

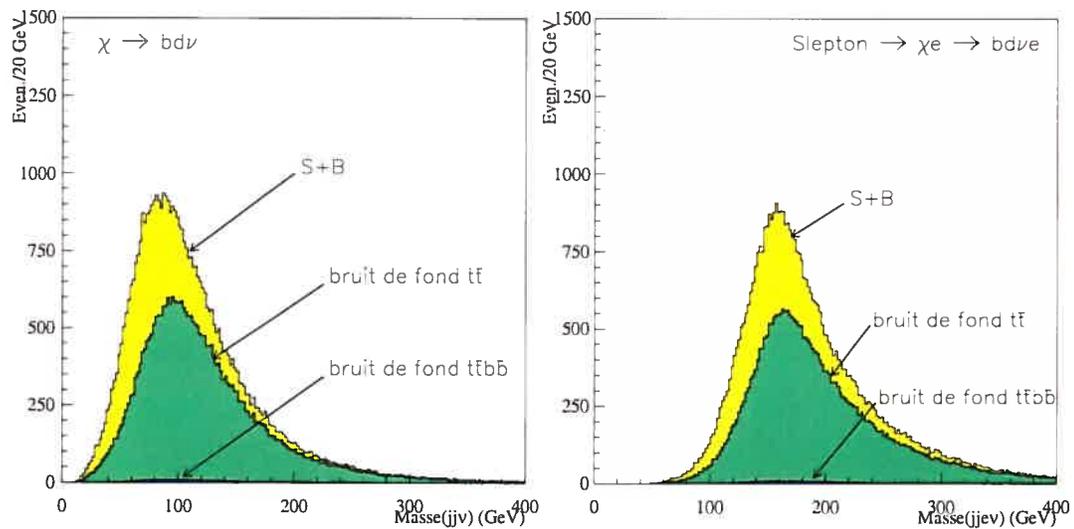


Figure 2-38: Distribution, au niveau du détecteur, de la masse invariante pour les systèmes $(jj\nu)$ (à gauche) et $(jje\nu)$ (à droite) pour le cas $m_{\tilde{l}} = 150$ GeV et $\tilde{\chi}^0 \rightarrow b\nu$. Les événements dus aux bruit de fond $t\bar{t}$ et $t\bar{t}b\bar{b}$ sont montrés en vert et en bleu, respectivement, alors que la somme du bruit de fond et du signal est présentée en jaune. Les distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de 100fb^{-1} .

	$\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ $W \rightarrow \mu\nu$	$tWWj$ BG	$\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ $W \rightarrow 2jets$	$tWWj$ Bruit de fond
Nombre d'événements ($L = 100 fb^{-1}$)	86012	67	538369	417
Coupures utilisées	$\epsilon(\%)$	$\epsilon(\%)$	$\epsilon(\%)$	$\epsilon(\%)$
2 leptons	49.46	59.21	47.93	57.32
2 leptons + 4 jets	36.29	21.50	17.98	8.61
1 jet b étiqueté	19.46	9.65	9.40	3.44
$M_{slep} < 150$ GeV	3.53	0.50	1.90	0.34

Tableau 2-14: Coupures avec leurs efficacités respectives (ϵ (%)) pour les événements de signal avec $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ dans le cas du slepton léger.

2.4.7 Potentiel d'observation du LHC

Les résultats finaux sont présentés dans les Tables 2-14, 2-15, 2-16 et Figure 2-39. Les Tables 2-14 et 2-15 présentent les efficacités des coupures sur le signal et le bruit de fond (ϵ^{CDE} et ϵ^{BDN}) pour les canaux $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ et $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$, respectivement, pour le cas du slepton léger. Après optimisation des coupures, $\epsilon_{signal}^{BDN}/\epsilon_{background}^{BDN} \simeq 12$ et $\epsilon_{signal}^{CDE}/\epsilon_{background}^{CDE} \simeq 7.1(5.6)$ pour les canaux de désintégration leptoniques (hadroniques) du boson W . Dans le cas du slepton lourd, le rapport $\epsilon_{signal}^{CDE}/\epsilon_{background}^{CDE}$ est similaire à celui obtenu dans le cas du slepton léger.

Le Tableau 2-16 donne le nombre d'événements attendus, calculés pour une luminosité intégrée $L = 100fb^{-1}$, pour les canaux CDE et BDN et pour le slepton léger de masse $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV. Le cas du slepton lourd, i.e. $m_{\tilde{\ell}} = 200$ GeV, n'est pas montré pour tous les canaux car, dans ce cas, le canal BDN est dominé par le bruit de fond $t\bar{t}$ et la masse reconstruite du top dans le canal CDE n'est pas centrée sur la masse du top (voir la Figure 2-32). D'après ce Tableau, la signature CDE a un bruit de fond négligeable pour les canaux de désintégration hadronique et leptonique du W . Le canal BDN , au contraire, a un bruit de fond beaucoup plus important qui provient des événements $t\bar{t}$ du modèle standard. Néanmoins, pour le cas du slepton

	$\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$ $W \rightarrow 2jets$	$t\bar{t}$ BG	$t\bar{t}b\bar{b}$ BG
Nombre d'événements ($L = 100 fb^{-1}$)	538576	6100000	535000
Coupures utilisées	$\epsilon(\%)$	$\epsilon(\%)$	$\epsilon(\%)$
1 lepton	61.81	45.53	48.08
6 jets + 1 lepton	24.22	5.34	30.88
2 jets b étiquetés	7.17	2.17	10.72
$M_{(evb)} < 140$ GeV	3.57	0.53	2.00
$M_{step} < 150$ GeV	1.12	0.09	0.30

Tableau 2-15: Coupures avec leurs efficacités respectives (ϵ (%)) pour les événements de signal avec $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$ dans le cas du slepton léger.

léger, les événements $t\bar{t}$ sont efficacement supprimés par les coupures et une signifiante de $S/\sqrt{B} \sim 50$ est obtenue.

La sensibilité du LHC au paramètre λ' dépend principalement de la masse du slepton, de μ , M_2 et $\tan\beta$ qui définissent le rapport d'embranchement de la désintégration \tilde{R}_p du top. Pour le choix particulier des paramètres fait ici, le potentiel de mesure du couplage λ' au LHC est présenté à la Figure 2-39. La Figure présente la signifiante S/\sqrt{B} en fonction de λ' pour chaque type de désintégration du neutralino étudié.

Le canal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ est avantageux: il permet la détermination de limites d'exclusion sur $\lambda' > 0.027$ ($\lambda' > 0.041$) à un niveau de 2σ et même la possibilité d'observer un signal à 5σ pour $\lambda' > 0.04$ ($\lambda' > 0.067$) dans le cas d'un slepton léger (lourd). Pour ce canal, une plus grande statistique est atteinte si le W provenant de la désintégration standard du top se désintègre hadroniquement. Rappelons qu'un mélange maximal stop-scharm est inclus dans cette analyse ($V_{\tilde{c}t}$). La limite sur λ' présentée ci-haut devrait donc être comprise comme la limite sur $\lambda' \times V_{\tilde{c}t}$. Pour le canal BDN , la sensibilité à λ' est significativement réduite: $\lambda' > 0.15$ à 5σ pour le cas du slepton léger. Pour le cas du slepton lourd, le canal BDN n'est pas observable.

Signal	Fenêtre de masse (GeV)	$\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ $W \rightarrow \mu\nu$ (évén.)	Bruit de fond (évén.)	$\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ $W \rightarrow 2j$ (évén.)	Bruit de fond (évén.)	$\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$ $W \rightarrow 2j$ (évén.)	Bruit de fond (évén.)
t	$m_t \pm 10$	949	0.1	2526	0.3	1683	1150
	$m_t \pm 20$	1535	0.1	4389	0.5	2954	2138
	$m_t \pm 30$	1876	0.1	5588	0.7	3835	2882
$\tilde{\chi}_1^0$	$m_{\tilde{\chi}} \pm 10$	1991(441)	0.2(1.5)	6738(909)	0.9(2.7)	3415	2551
	$m_{\tilde{\chi}} \pm 20$	3602(744)	0.4(2.7)	12433(1470)	1.8(4.8)	6346	5172
	$m_{\tilde{\chi}} \pm 30$	4906(996)	0.6(3.9)	17325(1950)	2.7(7.2)	8558	7874
\tilde{e}	$m_{\tilde{e}} \pm 20$	3985(705)	0.4(2.1)	13208(1875)	1.5(5.4)	6253	8079
	$m_{\tilde{e}} \pm 30$	5330(969)	0.5(3.0)	18130(2685)	2.2(8.1)	8503	11399
	$m_{\tilde{e}} \pm 40$	6278(1200)	0.7(4.2)	21786(3384)	2.9(10.5)	10112	13969

Tableau 2-16: Nombre d'événements attendus pour les canaux $CDE(\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde)$ et $BDN(\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu)$ avec $m_t = 175$ GeV et $m_{\tilde{\chi}} = 60$ GeV pour une luminosité intégrée $L = 100 fb^{-1}$ dans le cas du slepton léger, $m_{\tilde{e}} = 150$ GeV, et pour une luminosité intégrée $L = 300 fb^{-1}$ dans le cas du slepton lourd, $m_{\tilde{e}} = 200$ GeV, présenté entre parenthèses. Les bruits de fond présentés sont: événements $tWWq$ pour le cas $\tilde{\chi}^0 \rightarrow cde$ et production $t\bar{t} + t\bar{t}b\bar{b}$ pour le signal $\tilde{\chi}^0 \rightarrow bd\nu$.

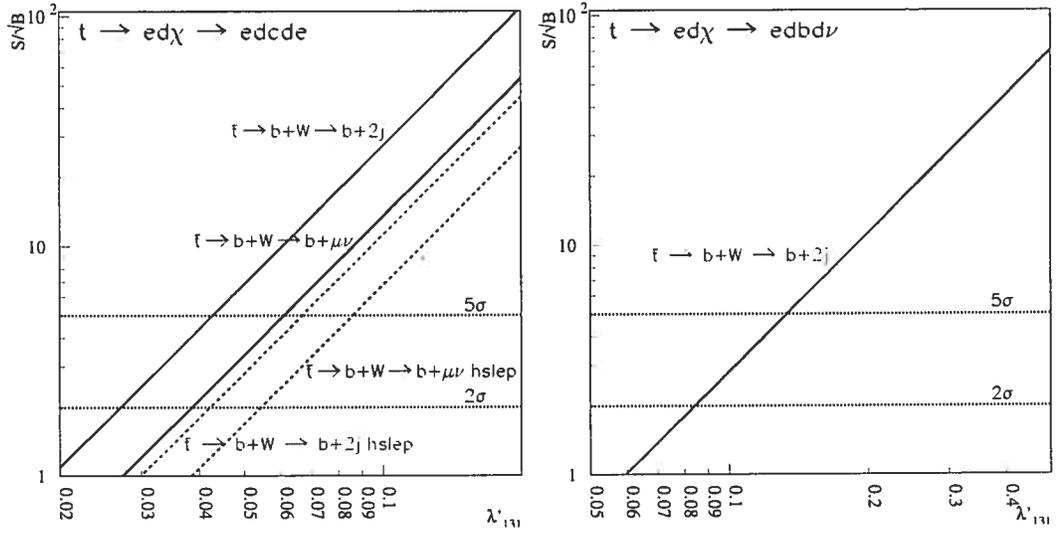


Figure 2-39: S/\sqrt{B} en fonction de λ' pour les canaux CDE (à gauche) et BDN (à droite). Pour le canal de désintégration $W \rightarrow \mu\nu$, les données sont présentées pour les événements avec $m_{\tilde{\ell}} = 150$ GeV (ligne pleine) et $m_{\tilde{\ell}} = 200$ GeV (ligne pointillée).

Comme mentionné, la limite sur λ' dépend de plusieurs paramètres supersymétriques. Afin de réduire la dépendance au modèle, il est plus pratique de présenter la limite en terme de rapports d'embranchement, R , de la désintégration R_p du quark top – $R_{R_p}^t = R(t \rightarrow q\chi^0\bar{\ell})$. Pour le slepton léger, le LHC est sensible à $R_{R_p}^t \gtrsim 6 \times 10^{-5}$, pour le canal CDE et à $R_{R_p}^t \gtrsim 6 \times 10^{-4}$ pour le canal BDN à 2σ . Dans le cas du slepton lourd, le LHC est sensible à $R_{R_p}^t \gtrsim 6 \times 10^{-8}$.

Il semble étrange que le LHC soit beaucoup plus sensible à $R_{R_p}^t$ dans le cas du slepton lourd. La solution à ce problème est cachée dans la définition formelle de $R_{R_p}^t = R(t \rightarrow q\chi^0\bar{\ell})$ qui suppose que $R_{R_p}^t$ est calculé pour *un quark top sur sa couche de masse*. D'un autre côté, pour le cas du slepton lourd, il y a de forts effets du quark top hors de sa couche de masse et la contribution des diagrammes 4 à 8 de la Figure 2-20 qui représentent l'interaction $gg \rightarrow t\tilde{\chi}^0\ell d$ avec le vertex R_p sans la désintégration R_p du quark top. En conséquence, il est plus pratique de définir $R_{R_p}^t$ comme le rapport entre la section efficace de production et de désintégration R_p et celle du modèle standard. Pour cette définition, le cas du slepton lourd a une limite $R_{R_p}^t$ d'environ 2×10^{-5} .

Il est donc assez générique et presque indépendant du modèle de dire que la sensibilité du LHC à $R_{\tilde{R}_p}^t$ est de l'ordre de 10^{-5} pour le canal CDE et qu'elle tombe d'environ d'un ordre de grandeur pour le canal BDN . Le canal CDE est non seulement plus sensible au couplage λ' , mais permet aussi la mesure (ou la pose d'une limite) du mélange $\tilde{c} - \tilde{t}$ qui n'est pratiquement pas contraint pour le moment. Le canal BDN permet de fournir une limite indépendante sur le couplage λ' et ce, de façon insensible au paramètre de mélange des squarks.

2.5 Exploration supersymétrique future: le collisionneur $e^+ - e^-$

Comme il a été démontré dans les sections précédentes, de nombreux scénarios supersymétriques pourront être étudiés avec le détecteur ATLAS au LHC. Or, même si le détecteur ATLAS découvre la supersymétrie et mesure plusieurs de ses paramètres, de nombreuses questions resteront ouvertes [60]:

- Chaque particule est-elle associée à un superpartenaire avec le spin, les nombres quantiques et les couplages attendus?
- Quelles sont les masses exactes, largeurs, rapport d'embranchement, paramètres des mélanges et phases CP?
- Quel est le mécanisme de brisure de la supersymétrie?

En effet, si la supersymétrie existe et est découverte au LHC, les événements supersymétriques produits seront caractérisés par des cascades de désintégrations complexes et une grande énergie transverse manquante (si la parité R est conservée). Les cascades de désintégrations seront difficiles à résoudre dans l'environnement défavorable d'un collisionneur hadronique. Les caractéristiques précises, comme les masses, couplages et spins des nouvelles particules seront difficiles, voire impossibles à extraire [61].

Il semble y avoir un consensus mondial à l'effet que le prochain projet d'importance en physique des hautes énergies, après l'exploitation complète de l'énorme potentiel du LHC, devrait être la construction d'un collisionneur linéaire (LC) $e^+ - e^-$ dans la plage d'énergie 0.5-1 TeV au centre de masse. L'un des arguments principaux de ce projet est l'exploration de la supersymétrie [60]. Certains auteurs (par exemple [42]) ont souligné que pour obtenir une grande luminosité, les paquets d'électrons ou de positrons d'un futur LC devraient présenter une grande densité de charges, causant l'émission de *beamstrahlung* lors du croisement de faisceaux. Ce rayonnement donnerait alors lieu à la création de particules supplémentaires s'empilant dans les événements. Les sections efficaces seraient aussi modifiées par l'étalement du spectre en énergie des électrons (positrons) de collision. Or, il a été montré que les effets du *beamstrahlung* ne nuisent pas à l'analyse pour la plupart des études physiques[61].

Les cascades de désintégration seraient plus simples et les signaux plus propres pour un tel collisionneur, pour lequel seules les sparticules légères seraient accessibles[61]. Dans un collisionneur $e^+ - e^-$, l'énergie et l'impulsion totales sont très bien connues, ce qui n'est pas le cas dans un collisionneur hadronique comme le LHC. Pour une couverture calorimétrique complète, cela permet de déterminer l'énergie et l'impulsion manquantes qui sont en étroite relation avec l'énergie et l'impulsion des neutralinos créés dans un événement supersymétrique. Au LHC, l'énergie totale des partons interagissant n'est pas connue; on peut toutefois poser que l'impulsion transverse est nulle dans le système initial. Puisque les distributions en énergie et en impulsion des partons sont larges, seule l'impulsion transverse est utile [19, 62].

De plus, la recherche de la supersymétrie au LHC inclut plusieurs processus à la fois en raison de la large plage d'énergies partoniques impliquées: plusieurs signaux supersymétriques (squarks, gluinos, charginos, ...) sont présents dans un même ensemble de données. Afin d'appliquer des contraintes sur les paramètres supersymétriques, il faut minimiser le nombre de paramètres: une version contrainte du MSSM est donc utilisée au LHC[62].

Outre des états finaux plus simples, et un possible balayage des seuils pour déterminer les masses, de l'information chirale peut aussi être extraite dans un collisionneur linéaire $e^+ - e^-$ en utilisant des faisceaux polarisés longitudinalement [19]. Le LC permettrait donc la mesure de précision des masses, spins et couplages de certaines particules. Ces mesures seraient le test le plus direct de la supersymétrie. Elles fourniraient aussi des informations sur la physique à de très hautes énergies. Enfin, les informations tirées des données d'un LC pourraient être appliquées *a posteriori* afin de résoudre les cascades complexes mesurées au LHC. Une ré-analyse des données archivées du LHC pourrait alors être effectuée [61].

Enfin, le LHC et un futur accélérateur linéaire $e^+ - e^-$ sont complémentaires dans la recherche des paramètres de la supersymétrie compatibles avec la densité relique de matière noire froide non-baryonique. Si l'on prend par exemple le plan des paramètres de mSUGRA permis par les contraintes de WMAP, le LHC permet de couvrir les régions de co-annihilation avec le stau et la région d'annihilation par résonance A , régions qui restent majoritairement inaccessibles à un collisionneur linéaire. D'un autre côté, seule la partie plus basse de la région FP peut être couverte au LHC, alors qu'un accélérateur linéaire permettrait d'explorer plus loin cette région (voir la Figure 2-16). La complémentarité des accélérateurs permettrait une couverture presque complète de l'espace supersymétrique du mSUGRA compatible avec la densité relique de matière noire froide non-baryonique[25].

2.6 Le neutralino, candidat à la matière noire froide?

Comme nous l'avons vu, l'expérience ATLAS au LHC offre la possibilité de découvrir la supersymétrie. Advenant une telle découverte, un futur LC permettrait de mesurer avec précision de nombreux paramètres de la supersymétrie. Même si toutes ces mesures étaient compatibles avec des paramètres supersymétriques fournissant un candidat à la matière noire froide non-baryonique, les collisionneurs ne seront jamais en mesure de distinguer un neutralino stable sur un temps cosmologique d'un neutralino ayant un

très grand temps de vie. Or, certains modèles de brisure de supersymétrie prédisent des neutralinos stables à notre échelle de temps, mais instables à l'échelle cosmologique [63]. Les possibles neutralinos reliques de l'univers devront donc être détectés afin d'avoir une confirmation de la nature de la matière noire.

Il existe une relation entre les informations pouvant être recueillies à l'aide des accélérateurs et celles fournies par les mesures de détection directe de la matière noire [64], schématisée dans la Figure 2-40. En effet, les expériences de détection directe ne peuvent confirmer ni infirmer les scénarios supersymétriques. La détection d'événements dans de telles expériences pourrait limiter la masse et les couplages de la particule, mais pas de façon précise: de nombreuses incertitudes astrophysiques (distribution en vitesse de la matière noire, profil du halo, etc.) obscurciraient les résultats. D'un autre côté, le LHC (ou un futur LC) ne peut pas découvrir la matière noire car le temps de vie maximal pouvant être exploré dans les collisionneurs est beaucoup trop petit. Le temps de vie nécessaire pour que les neutralinos créés au début de l'univers subsistent encore aujourd'hui est en effet environ 24 ordres de grandeur plus grand que celui pouvant être exploré dans les collisionneurs!

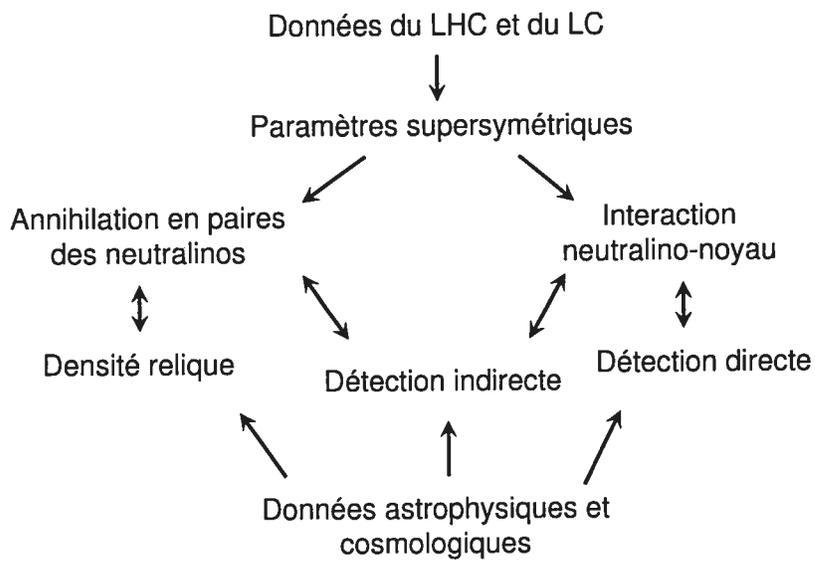


Figure 2-40: Complémentarité des expériences de matière noire et des collisionneurs dans la recherche des propriétés microscopiques de la matière noire. La Figure est une modification d'une image tirée de [64].

CHAPITRE 3

Recherche du $\tilde{\chi}$ comme matière noire froide

3.1 Principe de détection

Ainsi qu'il a été mentionné dans les chapitres précédents, si le neutralino forme la matière noire de l'univers, il y a deux façons de le détecter: indirectement, par les produits d'annihilation $\tilde{\chi}\tilde{\chi}$ des neutralinos qui s'accumulent dans le Soleil, la Terre ou le halo galactique, ou directement, en mesurant les reculs nucléaires induits par des diffusions neutralinos-noyaux dans un détecteur. Ces mesures sont complémentaires car chaque région permise de l'espace des paramètres mSUGRA compatible avec la densité relique mesurée par WMAP donne des prédictions uniques pour les combinaisons collisionneur / détection directe / détection indirecte [27]. De plus, la combinaison des différentes recherches permet de couvrir presque tout l'espace des paramètres permis dans mSUGRA, sauf pour certaines portions de l'entonnoir d'annihilation A ou de très grandes valeurs de $m_{1/2}$ dans le corridor de co-annihilation stau [27]. La région FP, couverte au chapitre précédent pour l'expérience ATLAS au LHC, est particulièrement intéressante car les télescopes neutrinos et les expériences de détection directe la couvrent bien [27, 63]. En l'absence d'un signal positif, le but des expériences de détection directe et indirecte est de poser des limites sur les propriétés des particules de matière noire[65].

3.1.1 Détection indirecte

La détection indirecte mise sur la mesure des produits d'annihilation des neutralinos qui sont concentrés à l'intérieur du Soleil, au centre de la Terre ou dans les régions internes du halo galactique. Les télescopes neutrinos, les télescopes γ ou les détecteurs de rayons cosmiques sont donc utilisés dans la détection indirecte [66]. Par exemple, l'annihilation peut produire des positrons et des anti-protons dont le spectre peut être mesuré par des détecteurs situés dans l'espace ou portés par des ballons [64, 27], comme le satellite PAMELA[67] (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) ou l'expérience AMS-02[68] (Alpha Magnetic Spectrometer Experiment) à bord de la station spatiale internationale. L'annihilation pourrait aussi produire des photons pouvant être détectés dans des télescopes Čerenkov sur la Terre ou dans des détecteurs placés dans l'espace [64, 27], comme EGRET[69] (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) ou GLAST[70] (Gamma-ray Large Area Space Telescope). L'annihilation des neutralinos peut aussi produire des neutrinos qui peuvent être recherchés par des télescopes neutrinos comme IceCube [71] (Ice Cherenkov) et ANTARES[72] (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch).

La détection indirecte permet de sonder efficacement les régions '*bulk*' et FP de l'espace mSUGRA compatible avec la densité relique mesurée par WMAP. Les régions de l'espace des paramètres supersymétriques ayant une large section efficace d'annihilation des neutralinos devraient en effet aussi donner de larges sources pour la détection indirecte. Par exemple, l'entonnoir d'annihilation A donne un grand nombre de γ , e^+ et anti-protons. La section efficace neutralino-nucléon est toutefois faible dans cette région, limitant ainsi le potentiel d'observation des télescopes neutrinos, ces derniers dépendant plus de la section efficace neutralino-noyau que du taux d'annihilation des neutralinos [27]. En effet, les neutralinos doivent d'abord être capturés par la Terre par des diffusions neutralino-noyau avant de pouvoir s'annihiler pour donner des neutrinos qui peuvent être détectés. Le reste de la thèse portera sur la détection directe des neutralinos, introduite dans la prochaine section.

3.1.2 Détection directe

La détection directe des neutralinos se fait via le recul nucléaire induit dans le processus $\tilde{\chi} + (A, Z) \rightarrow \tilde{\chi} + (A, Z)^*$. Dans cette expression, seul le canal élastique est considéré car l'énergie des neutralinos est en général trop petite (pour $m_{\tilde{\chi}} = 100$ GeV, $E_{\tilde{\chi}} \sim 40$ keV) pour causer l'excitation d'un noyau [73]. Il existe, dans quelques rares cas, des états excités de basse énergie, comme pour le ^{127}I qui a un état excité à ≈ 50 keV [74]. Théoriquement, ces états pourraient être atteints lors d'une diffusion neutralino-noyau, ce qui permettrait la détection du γ provenant de la désexcitation du noyau, plus facile à observer que le simple recul nucléaire. Cependant, le nombre d'événements attendus étant déjà très petit pour la collision élastique, nous ne considérerons pas davantage cette possibilité encore moins probable de diffusion inélastique.

a. Méthodes de détection et taux de comptage attendus

La diffusion neutralino-noyau induit un recul nucléaire dont l'énergie est donnée par:

$$E_R = \frac{m_N m_{\tilde{\chi}}}{(m_N + m_{\tilde{\chi}})^2} m_{\tilde{\chi}} v^2 (1 - \cos \theta) \quad (3.1)$$

où m_N est la masse du noyau-cible, $m_{\tilde{\chi}}$, celle du neutralino, v est la vitesse du neutralino et θ , l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse neutralino-noyau. Pour des masses typiques de neutralinos de 10-100 GeV, on obtient des énergies de recul de quelques keV à une centaine de keV. On peut donc supposer une diffusion isotropique, i.e. uniforme en $\cos \theta$ dans cet intervalle d'énergie: les reculs sont donc distribués uniformément en E_R sur la plage $0 \leq E_R \leq E_{R,max}$. Le détecteur doit donc mesurer de tels dépôts d'énergie dans une cible de très grande masse tout en rejetant les bruits de fond qui sont nombreux dans cette gamme d'énergie [4, 18].

Trois méthodes de détection, utilisées seules ou combinées, permettent une telle mesure [4, 75, 76]:

- détection de la scintillation causée par l'activité électronique engendrée par le noyau de recul (cristal de NaI, xénon liquide, etc)
- détection de l'ionisation due au noyau de recul (détecteur semi-conducteur au germanium ou au silicium, gouttelettes de fréon surchauffé, etc)
- détection des phonons produits par le mouvement du noyau de recul dans le réseau (germanium, Al_2O_3 , $CaWO_4$, etc). La cible étant refroidie à des températures de l'ordre de 10 mK, un dépôt d'énergie de 10 keV provoque un accroissement mesurable de la température. Cet accroissement peut être mesuré, par exemple, par un fil supraconducteur attaché à la cible qui fait une transition à une conduction normale après une hausse de la température.

Afin de calculer le nombre d'événements attendus dans une expérience de détection directe, on doit connaître le flux de neutralinos sur Terre. La vitesse de la matière noire et sa distribution spatiale sont des quantités méconnues et donc une source importante d'incertitude. Le cas le plus simple est de postuler un halo sphérique non rotatif [77] dans lequel les neutralinos ont une distribution Maxwellienne des vitesses tronquée à la vitesse d'échappement de la Galaxie [75] et donnée par:

$$f(v)d^3v = (v^2 e^{-v^2/v_0^2} / \pi^{3/2} v_0^3) d^3v \quad (3.2)$$

avec la dispersion des vitesses donnée par

$$\bar{v} = \langle v^2 \rangle^{1/2} = (3/2)^{1/2} v_0 \approx 270 \text{ km s}^{-1} \quad (3.3)$$

où $v_0 \approx 220 \text{ km s}^{-1}$. De plus, une hypothèse généralement admise est que la matière noire a une densité locale, ρ_{halo} , de 0.3 GeV cm^{-3} . Puisque la formation du halo est à toute fin pratique indépendante de la nature de la matière noire - si la matière noire est non-relativiste et n'interagit que faiblement - on peut poser que [78]:

$$\rho_{\tilde{\chi}} = \rho_{halo} \times \frac{\Omega_{\tilde{\chi}}}{\Omega_{CDM}} \quad (3.4)$$

En normalisant à ces valeurs, on obtient un flux de neutralinos, pour un halo formé entièrement de neutralinos, donné par [64]:

$$\Phi_{\tilde{\chi}} = 6.6 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \frac{\rho_{\tilde{\chi}}}{0.3 \text{ GeV/cm}^3} \frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\chi}}} \frac{v}{220 \text{ km/s}} \quad (3.5)$$

Il y aurait donc un flux important de neutralinos provenant du halo dans les détecteurs sur Terre.

Le taux différentiel (par unité de masse du noyau cible) d'événements par rapport à l'énergie de recul E_R est donné par:

$$\frac{dR}{dE_R} = N_T \frac{\rho_{\tilde{\chi}}}{m_{\tilde{\chi}}} \int_{v_{min}(E_R)}^{v_{max}(E_R)} dv f(v) \frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R) \quad (3.6)$$

où N_T est le nombre de noyaux cibles par unité de masse ($N_T = N_A/A$ où N_A est le nombre d'Avogadro et A , la masse atomique du noyau), $\rho_{\tilde{\chi}}$ est la densité locale de neutralinos de masse $m_{\tilde{\chi}}$, v est la vitesse des neutralinos dans le référentiel du détecteur au repos, avec v_{min} et v_{max} , les vitesses minimum et maximum, respectivement, $f(v)$ est la distribution en vitesses des neutralinos dans le référentiel du détecteur au repos et $\frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R)$ est la section efficace différentielle pour la diffusion neutralino-noyau. Les vitesses seront converties en E_R pour les calculs.

Avant d'aborder le calcul plus détaillé des sections efficaces neutralino-noyau, il est important de mentionner que le taux de détection attendu pour une section efficace de type interaction faible est $\leq 1/(\text{kg jour})$, ce qui est très petit par rapport au bruit de fond dû à la radioactivité naturelle. Une des tâches principales de toutes les expériences de recherche directe est donc de lutter contre le bruit de fond [77].

b. Bruits de fond

La réduction du bruit de fond est donc l'enjeu principal des expériences de détection directe. En l'absence de bruit de fond, la sensibilité d'un détecteur serait proportionnelle à sa masse, M , multipliée par le temps d'exposition, t ; dans une expérience où un

taux attendu de bruit de fond doit être soustrait, la sensibilité devient proportionnelle à \sqrt{Mt} . L'augmentation de la sensibilité devient toutefois éventuellement impossible lorsque la soustraction du bruit de fond devient limitée par les erreurs systématiques sur l'étalonnage du détecteur [79].

Les bruits de fond proviennent principalement des interactions avec les rayons cosmiques ainsi que de la radioactivité de l'environnement et du détecteur lui-même. Une faible radioactivité interne des détecteurs est atteinte en fabricant les détecteurs à partir de matériaux radio-purs [75]. L'influence des rayons cosmiques est diminuée en plaçant le détecteur profondément sous terre [76]. Un blindage pour contrer les γ provenant de la radioactivité, en plomb par exemple, peut aussi s'avérer nécessaire.

La radioactivité de l'environnement peut aussi produire des neutrons, par des réactions (α, n) dans la roche par exemple, qui induisent des reculs nucléaires dont le spectre énergétique peut être très similaire à celui attendu pour les neutralinos [75]. Une réaction (α, n) se produit lorsqu'un noyau d'uranium ou de thorium se désintègre en émettant un α qui interagit avec un noyau d'aluminium ou de sodium dans la roche par exemple et produit un neutron. Ces neutrons peuvent toutefois être modérés à l'aide d'un blindage fait d'un matériau de basse masse atomique, comme le polyéthylène, la paraffine ou l'eau, chaque 10 cm de blindage réduisant le flux de neutrons au-dessus du seuil d'environ un ordre de grandeur [79].

Les muons cosmiques, en interagissant avec le blindage, peuvent aussi générer des neutrons. Ce bruit de fond peut être efficacement éliminé par un système de veto de muons entourant le détecteur. Les muons cosmiques peuvent aussi générer des neutrons en interagissant dans la roche, produisant des neutrons énergétiques (> 20 MeV) sur lesquels le blindage n'a que peu d'effet: le flux de ces neutrons est réduit en se plaçant plus profondément sous terre [79] (voir la Figure 3-1).

La recherche d'une signature particulière des neutralinos permet aussi de contrer les effets du bruit de fond. Des exemples de ces signatures sont: la forme du spectre en énergie des reculs, la dépendance sur le A du noyau (A^2 pour l'interaction cohérente

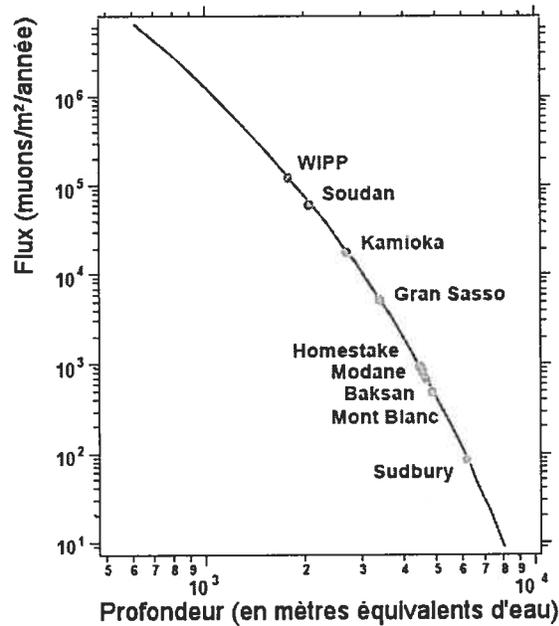


Figure 3-1: Flux de muons cosmiques en fonction de la profondeur exprimée en mètres équivalents d'eau. La Figure est une modification d'une Figure trouvée dans [75].

des neutralinos, introduite plus loin, et $A^{2/3}$ pour les neutrons), l'absence d'interactions multiples des neutralinos dans le détecteur (contrairement aux neutrons), un taux uniforme dans tout le volume du détecteur (contrairement à une contamination radioactive de surface), la direction des neutralinos incidents et une modulation annuelle du signal [75].

La modulation annuelle du taux de comptage attendu en détection directe est une excellente signature des neutralinos [18, 66]: la vitesse relative de la Terre par rapport aux neutralinos change de façon périodique (voir la Figure 3-2), ce qui cause une variation dans le temps du flux de neutralinos et donc du taux de détection. La vitesse de la Terre dans le plan galactique est donnée par $v_E(t) = v_{\odot} + v_{\oplus} \cos \gamma \cos \omega(t - t_0)$ où v_{\odot} est la vitesse du Soleil autour de la Galaxie (environ 220 km/s), v_{\oplus} est la vitesse de la Terre autour du Soleil (environ 30 km/s), $\gamma = 60^\circ$ est l'angle de l'orbite de la Terre par rapport au plan galactique et $\omega = 2\pi/T$ où $T = 1$ an et t_0 est environ le 2 juin (lorsque la vitesse de la Terre est maximale)[80]. Notons que le minimum de taux de comptage survient environ le 3 décembre, lorsque la vitesse de la Terre est minimale.

La modulation annuelle du flux fait varier le taux de comptage d'environ 3% [76].

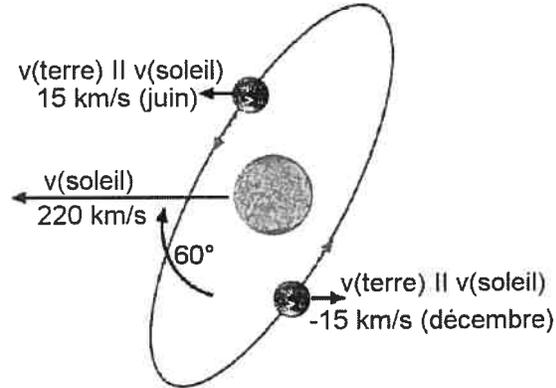


Figure 3-2: Le changement dans la projection de la vitesse de la Terre sur celle du Soleil dû à l'orbite de la Terre donne lieu à une modulation du flux de neutralinos sur Terre et donc du taux de comptage attendu. Le plan galactique est ici perpendiculaire à la feuille.

3.2 Section efficace de diffusion $\tilde{\chi}$ -noyau

Les sections efficaces $\tilde{\chi}$ -noyau dépendent de la physique sur trois échelles de grandeur. Afin de déterminer la section efficace $\tilde{\chi}$ -noyau, il faut [81, 74]:

- déterminer les couplages $\tilde{\chi}$ -quark à partir d'un lagrangien effectif obtenu en fixant les paramètres de la supersymétrie, dont la composition du neutralino
- calculer les sections efficaces $\tilde{\chi}$ -proton et $\tilde{\chi}$ -neutron à l'aide d'un modèle des quarks dans le nucléon
- mettre ces deux contributions en commun, selon un modèle nucléaire, afin d'évaluer la section efficace $\tilde{\chi}$ -noyau.

Les neutralinos du halo ont des vitesses $v \approx 10^{-3}c$: la limite non-relativiste peut donc être considérée. Dans cette limite, seuls deux types de couplages neutralino-quark

sont présents et la section efficace différentielle peut être séparée en deux contributions distinctes [82]:

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \left(\frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SI} + \left(\frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SD} \quad (3.7)$$

La partie cohérente ou indépendante du spin, notée SI , est décrite par un couplage scalaire entre le neutralino et le noyau et est proportionnelle au nombre de nucléons dans le noyau (i.e., proportionnelle au carré de la masse atomique du noyau, A^2). La partie cohérente reçoit des contributions de la diffusion sur les quarks, $\tilde{\chi}q \rightarrow \tilde{\chi}q$, décrite par le lagrangien [64] $L \sim \tilde{\chi}\tilde{\chi}\bar{q}q$. La seconde partie de la section efficace neutralino-noyau est la partie incohérente ou dépendante du spin, notée SD , et résulte d'un couplage axial entre le neutralino et les quarks constituants. Cette interaction, qui couple le spin du neutralino ($S_{\tilde{\chi}}$) au spin total du noyau (S_N) dépend du spin du noyau et est décrite par le lagrangien [64] $L \sim (\tilde{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\tilde{\chi})(\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5q)$ qui se réduit à $S_{\tilde{\chi}} \cdot S_N$ dans la limite $q = 0$, où q est le moment de transfert [83].

Les particules échangées lors de l'interaction peuvent être un boson de jauge, un boson de Higgs ou un squark [83]. Le couplage scalaire, ou SI , vient de l'échange d'un Higgs ou d'un squark alors que le couplage axial, ou SD , résulte de l'échange d'un boson Z ou d'un squark (voir la Figure 3-3).

3.3 Interaction scalaire ou cohérente

3.3.1 Calcul de la section efficace SI

Cette section efficace est donnée par [84]:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SI} = \frac{2G_F^2 m_N}{\pi v^2} [Zg_p + (A - Z)g_n]^2 F_{SI}^2(E_R) \quad (3.8)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi, $G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$; m_N est la masse du noyau N , v est la vitesse du neutralino dans le référentiel du laboratoire; Z et A sont

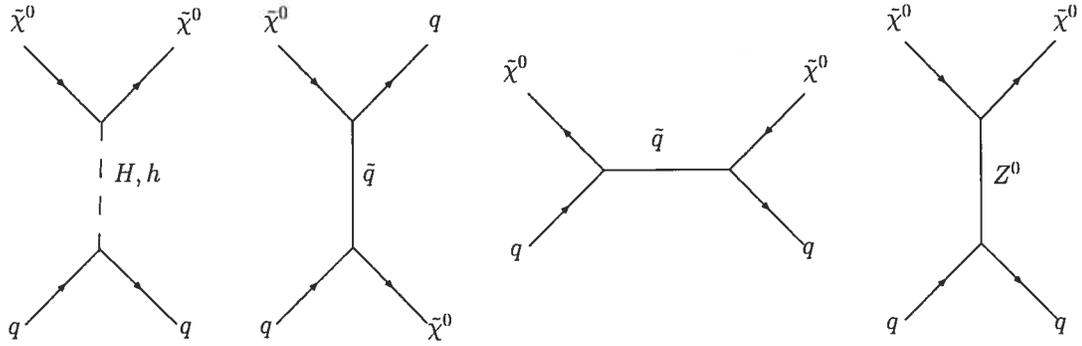


Figure 3-3: Diagrammes de Feynman pour l'interaction $\tilde{\chi}$ -quark. Les interactions scalaires SI viennent de l'échange d'un Higgs ou d'un squark, alors que les interactions axiales SD résultent de l'échange d'un squark ou d'un boson Z . Dans le premier diagramme, h représente le Higgs le plus léger qui se comporte comme le Higgs du Modèle Standard, alors que H représente le Higgs neutre plus lourd (voir la section 1.2.1).

le nombre atomique et le nombre de masse atomique du noyau cible N , respectivement; g_p et g_n sont les constantes de couplage neutralino-proton et neutralino-neutron pour l'interaction SI .

L'énergie de recul maximale est donnée par (voir l'Équation 3.1):

$$E_{R,max} = E_R(\theta = \pi) = 2\mu_{\tilde{\chi}N}^2 v^2 / m_N \quad (3.9)$$

où $\mu_{\tilde{\chi}N}$ est la masse réduite neutralino-noyau:

$$\mu_{\tilde{\chi}N} = \frac{m_{\tilde{\chi}} m_N}{m_{\tilde{\chi}} + m_N} \quad (3.10)$$

On a donc:

$$v^2 = \frac{m_N}{2\mu_{\tilde{\chi}N}^2} E_{R,max} \quad (3.11)$$

Dans l'Équation 3.8, F_{SI} est le facteur de forme indépendant du spin défini comme la transformée de Fourier de la distribution de matière nucléaire. Sauf pour les noyaux très légers, on peut modéliser la distribution de matière nucléaire par $\int d^3r' \rho_0(r') \rho_1(r - r')$, où la densité ρ_0 est constante à l'intérieur du rayon R_0 et décroît sur une surface d'épaisseur s comme $\rho_1(r) = \exp(-\frac{1}{2}s^2 q^2)$ [85]. L'épaisseur de la surface nucléaire s est

approximée par $s \sim 0.9$ fm. Le paramètre R_0 est relié au rayon nucléaire et à l'épaisseur s par $R_0 = \sqrt{R^2 - 5s^2}$ avec $R = 1.2 A^{1/3}$ fm.

La transformée de Fourier de cette distribution de matière donne le facteur de forme F_{SI} [82, 83]:

$$F_{SI} = \frac{3J_1(qR_0)}{qR_0} e^{-\frac{1}{2}s^2q^2} \quad (3.12)$$

où $q^2 = 2m_N E_R$ est le carré du transfert de tri-impulsion et J_1 est la fonction de Bessel sphérique d'indice 1. Le facteur de forme est normalisé à l'unité pour $q^2 = 0$. En effet,

$$J_1(qR_0) = \frac{\sin(qR_0)}{(qR_0)^2} - \frac{\cos(qR_0)}{qR_0} \quad (3.13)$$

Dans la limite $qR_0 \rightarrow 0$, l'Équation 3.13 devient:

$$\frac{J_1(qR_0)}{qR_0} = \frac{1}{(qR_0)^3} (qR_0 - \frac{(qR_0)^3}{6} + \dots) - \frac{1}{(qR_0)^2} (1 - \frac{(qR_0)^2}{2} + \dots) \quad (3.14)$$

i.e.,

$$J_1(qR_0 \rightarrow 0) = \frac{1}{3} \quad (3.15)$$

Pour $qR_0 \rightarrow 0$, on obtient alors:

$$F_{SI}(0) = 1 \quad (3.16)$$

En remplaçant v^2 selon l'Équation 3.11 dans l'Équation 3.8 et en intégrant cette dernière sur E_R , de 0 à $E_{R,max}$, on trouve:

$$\sigma_{SI}^{\tilde{\chi}N}(v) = \frac{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2}{\pi} [Zg_p + (A-Z)g_n]^2 G_{SI}(v) \quad (3.17)$$

où on a défini

$$G_{SI}(v) = \frac{1}{E_{R,max}} \int_0^{E_{R,max}} F_{SI}^2(E_R) dE_R \quad (3.18)$$

La quantité $G_{SI}(v)$ a été calculée pour différents noyaux (^{19}F , ^{73}Ge , ^{127}I) et les résultats sont montrés dans la Figure 3-4.

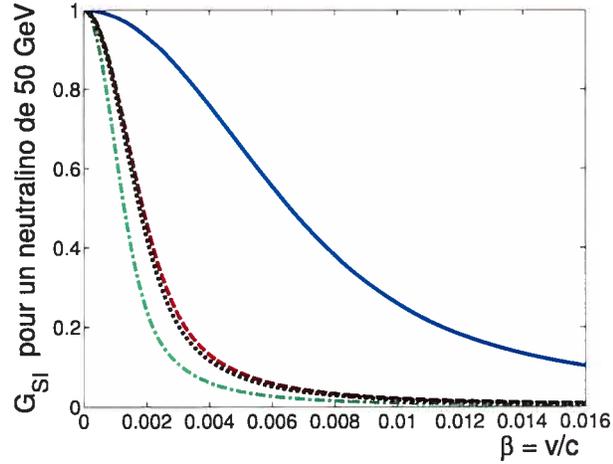


Figure 3-4: G_{SI} (Équation 3.18) en fonction de β pour un neutralino de 50 GeV interagissant avec un noyau de ^{19}F (ligne pleine bleue), ^{73}Ge (ligne en tirets rouges), ^{79}Br (ligne pointillée noire) et ^{127}I (ligne tiret-pointillé verte).

On peut établir l'identité suivante:

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{g_p + g_n}{2} \right\}^2 \left[1 - \frac{g_p - g_n}{g_p + g_n} \left(1 - \frac{2Z}{A} \right) \right]^2 A^2 &= \left\{ \frac{1}{g_p + g_n} \right\}^2 \left\{ \frac{g_p + g_n}{2} \right\}^2 \\ &\times \left[g_p + g_n - (g_p - g_n) \left(1 - \frac{2Z}{A} \right) \right]^2 A^2 \\ &= [Zg_p + (A - Z)g_n]^2 \end{aligned} \quad (3.19)$$

L'équation 3.17 peut donc être ré-écrite comme:

$$\sigma_{SI}^{\tilde{\chi}N}(v) = \frac{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2}{\pi} \left\{ \frac{g_p + g_n}{2} \right\}^2 \left[1 - \frac{g_p - g_n}{g_p + g_n} \left(1 - \frac{2Z}{A} \right) \right]^2 A^2 G_{SI}(v) \quad (3.20)$$

ou

$$\sigma_{SI}^{\tilde{\chi}N}(v) = \frac{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2}{\pi} g^2 A^2 G_{SI}(v) \quad (3.21)$$

où l'on a défini

$$g = \frac{g_p + g_n}{2} \left[1 - \frac{g_p - g_n}{g_p + g_n} \left(1 - \frac{2Z}{A} \right) \right] \quad (3.22)$$

Dans la limite $v \rightarrow 0$, $G_{SI}(0) \rightarrow 1$ et l'Équation 3.21 devient:

$$\sigma_{SI}^{\tilde{\chi}N}(0) = \frac{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2}{\pi} g^2 A^2 \quad (3.23)$$

Puisque le rapport Z/A est presque constant pour les noyaux typiquement employés dans la recherche directe de matière noire (voir le Tableau 3-1) et que, pour le

neutralino, on s'attend à $g_p \approx g_n$ [65], la constante de couplage g est donc approximativement indépendante du noyau cible utilisé dans l'expérience: les degrés de liberté supersymétrique et nucléaire se découplent [82].

On peut donc définir une section efficace SI neutralino-nucléon(p) *généralisée*:

$$\sigma_{SI}^{\tilde{\chi}p} = \frac{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}p}^2}{\pi} g^2 \quad (3.24)$$

qui est reliée à la section efficace SI neutralino-noyau(N) via

$$\sigma_{SI}^{\tilde{\chi}p} = \frac{\mu_{\tilde{\chi}p}^2}{\mu_{\tilde{\chi}N}^2} \frac{\sigma_{SI}^{\tilde{\chi}N}}{A^2} \quad (3.25)$$

Cette conversion permet de comparer des limites dérivées de différentes expériences utilisant des noyaux-cibles différents. De plus, les prédictions théoriques supersymétriques donnent $\sigma_{SI}^{\tilde{\chi}p}$ qui peuvent alors être comparées à l'expérience [65].

Noyau	^{19}F	^{23}Na	^{40}Ca	^{73}Ge	^{127}I	^{131}Xe
Z	9	11	20	32	53	54
A	19	23	40	73	127	131
Z/A	0.47	0.48	0.50	0.44	0.42	0.41

Tableau 3-1: Valeurs de Z/A pour des noyaux typiquement employés dans la recherche directe de la matière noire.

3.3.2 Section efficace SI et espace supersymétrique

La section efficace SI neutralino-nucléon a été calculée à l'aide du code DARKSUSY[86] en fonction des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ de l'espace mSUGRA pour $A_0 = 0$, $signe(\mu) > 0$ et $\tan\beta = 30$. Dans les limites $m_0 < 6000$ GeV et $m_{1/2} < 1400$ GeV, la section efficace SI neutralino-nucléon passe de 10^{-8} pb à 10^{-11} pb (voir la Figure 3-5).

Pour $m_0 \leq 1$ TeV, la contribution dominante à l'interaction SI vient de l'échange de squarks et le taux d'interaction décroît donc lentement au fur et à mesure que la

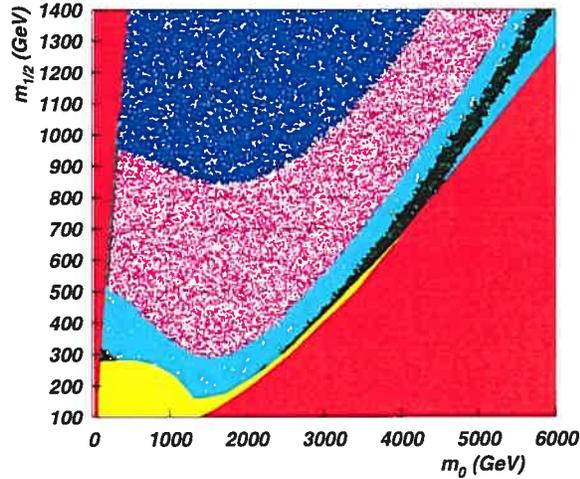


Figure 3-5: Section efficace cohérente neutralino-nucléon en fonction des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $\tan\beta = 30$. Les régions rouges sont exclues théoriquement, les régions vertes, difficilement visibles en raison du balayage serré des paramètres, sont compatibles avec la densité relique de matière noire trouvée par WMAP et la région jaune est exclue par le LEP2 et les mesures de précision (voir la Figure 1-9). Les points noirs représentent une section efficace de 10^{-8} pb, les points bleu pâle, 10^{-9} pb, les points magenta, 10^{-10} pb et les points bleu foncé, 10^{-11} pb.

masse des squarks échangés, et donc m_0 , croît. Pour $m_0 \geq 1$ TeV, la tendance est renversée: dans la région FP, plus m_0 croît, plus le contenu Higgsino du neutralino augmente. Cela a pour effet que les diagrammes avec échange de Higgs, contenant des vertex $h\tilde{\chi}\tilde{\chi}$ et $H\tilde{\chi}\tilde{\chi}$ qui sont supprimés pour des neutralinos de type Bino, sont de moins en moins supprimés [63]. Une augmentation de $\tan\beta$ augmente aussi le contenu Higgsino du neutralino, rendant ainsi plus probable l'échange de Higgs [87]. Dans la région de co-annihilation du stau, les sections efficaces peuvent être petites parce que le neutralino est de type Bino, ce qui supprime les diagrammes d'échange de Higgs, et que les squarks deviennent de plus en plus lourds au fur et à mesure que $m_{1/2}$ augmente, supprimant les diagrammes d'échange de squarks [64]. Notons qu'en relaxant les conditions d'unification de mSUGRA, les sections efficaces SI peuvent être plus élevées [88].

3.3.3 Résultats des expériences actuelles

Un balayage des paramètres mSUGRA compatibles avec la densité relique maximale de matière noire mesurée par WMAP a été fait à l'aide du code DARKSUSY pour m_0 variant de 0 à 13000 GeV, $m_{1/2}$ variant de 0 à 5000 GeV, $A_0 = 0$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $\tan\beta$ variant de 10 à 60. DARKSUSY a aussi été utilisé pour effectuer un balayage des paramètres MSSM sans condition d'unification avec les paramètres $M1$, $M2$, $M3$, μ et toutes les masses des sfermions variant jusqu'à 10 TeV, m_A jusqu'à 1 TeV et $\tan\beta$, de 1 à 60. Les sections efficaces trouvées sont montrées dans les deux scénarios en fonction de la masse du neutralino dans la Figure 3-6. Les résultats et limites projetées de diverses expériences de recherche directe de matière noire, décrites brièvement dans le Tableau 3-2, y sont aussi présentés. Afin de comparer les prédictions théoriques aux résultats des expériences, qui sont généralement présentés pour $\Omega_{\tilde{\chi}} = \Omega_{CDM}$, la section efficace théorique obtenue a été multipliée par un facteur $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2 / 0.095$ lorsque la prédiction théorique donnait $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.095$, i.e. une densité relique trop petite pour que les neutralinos forment la totalité de la matière noire.

L'expérience DAMA/NaI[80] prétend avoir un signal de modulation s'étendant sur sept ans à un niveau de confiance de 6.3σ dans la bande d'énergie (2-6) keV avec une exposition de 107731 kg·jours et dont l'amplitude est de (0.0200 ± 0.0032) coups/kg/keV. Cette expérience a été menée à l'aide de 9 cristaux ultrapurs de NaI(Tl) de 9.7 kg chacun placés dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Comme on le voit dans la Figure 3-6, les expériences ZEPLIN-II[90] et CMDS-II[91] excluent toutefois la région permise par DAMA/NaI.

Comme on peut le voir dans la Figure 3-6, les expériences de détection directe sont sensibles à des neutralinos de très grande masse, mais sont limitées par la section efficace d'interaction neutralino-nucléon. Les collisionneurs, quant à eux, sont sensibles à de très faibles interactions mais sont limités par les masses des neutralinos. Les accélérateurs sont donc sensibles à des modèles auxquels les expériences de détection directe n'ont pas accès et *vice versa* [98].

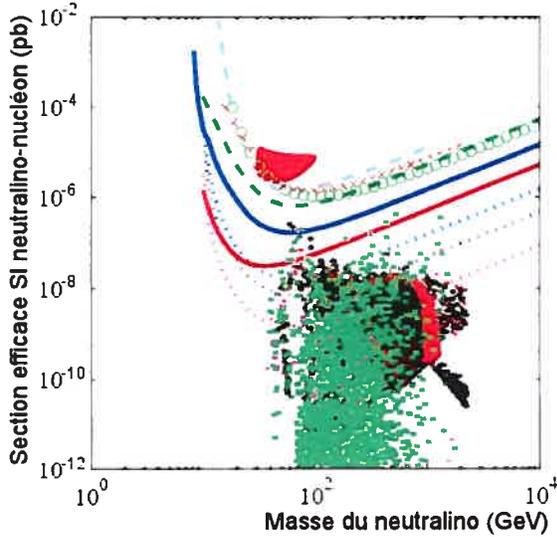


Figure 3-6: Section efficace cohérente neutralino-nucléon en fonction de la masse du neutralino pour les régions permises de l'espace de mSUGRA (avec les paramètres m_0 variant de 0 à 13000 GeV, $m_{1/2}$ variant de 0 à 5000 GeV, $A_0 = 0$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $\tan\beta$ variant de 10 à 60) et de l'espace MSSM sans condition d'unification (avec les paramètres M_1, M_2, M_3, μ et toutes les masses des sfermions variant jusqu'à 10 TeV, m_A jusqu'à 1 TeV et $\tan\beta$, de 1 à 60). Les points rouges et magenta sont ceux pour lesquels $0.095 \leq \Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.130$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement; les points noirs et verts, ceux pour lesquels $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.095$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement. Les limites d'exclusion mesurées sont présentées pour CRESST-II (ligne en tirets gris), EDELWEISS-I (x marron), WARP (ronds verts), ZEPLIN-II (ligne en tirets verts), CDMS-II (ligne bleue) et XENON10 (ligne rouge). Les limites projetées sont présentées pour CDMS-2007 (ligne pointillée bleue), SuperCDMS (ligne pointillée noire) et SuperCDMS@Snolab (ligne pointillée rose). Le signal de modulation annuelle soutenu par DAMA/NaI est présenté comme un contour rouge. Les limites d'exclusion ont été tracées à l'aide de [89].

Expérience	Laboratoire	Type de détecteur	Méthode
DAMA/NaI[80]	Gran Sasso	Cristaux de NaI(Tl)	Scintillation
ZEPLIN-II[90]	Boulby	Xe liquide (milieu actif) et gazeux	Scintillation et ionisation
CDMS-II[91]	Soudan	ZIP de Ge et Si (<i>Z-dependent Ionisation Phonon</i>)	Ionisation et phonons
EDELWEISS[92]	Modane	Semi-conducteur Ge	Ionisation et phonons
CRESST-II[93]	Gran Sasso	Cristaux de $CaWO_4$	Scintillation et phonons
WARP[94]	Gran Sasso	Argon liquide (milieu actif) et gazeux	Scintillation et ionisation
XENON10[95]	Gran Sasso	Xe liquide (milieu actif) et gazeux	Scintillation et ionisation
NAIAD[96]	Boulby	Cristaux de NaI(Tl)	Scintillation
PICASSO[97]	Sudbury	Gouttelettes de C_4F_{10} surchauffé	Ionisation

Tableau 3-2: Survol des différentes expériences dont les résultats expérimentaux sont présentés dans la Figure 3-6, soit: DAMA/NaI (DARK MATTER experiment), ZEPLIN-II (Zoned Proportional scintillation in LIquid Noble gases), CDMS-II (Cryogenic Dark Matter Experiment), EDELWEISS (Expérience pour détecter les WIMPS en site souterrain), CRESST-II (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers), WARP (WIMP Argon Programme) et XENON10 (Xenon 10 kg Dark Matter Search Experiment). Les limites des expériences NAIAD (NaI Advanced Detector) et PICASSO (Project in CANada to Search for Supersymmetric Objects) sont présentées dans la section portant sur les interactions SD dans la Figure 3-9.

3.4 Interaction axiale ou dépendante du spin

L'interaction dépendante du spin n'est présente que pour les noyaux ayant un spin non-nul. En raison de la dépendance en A^2 de la section efficace SI , on s'attend à ce que la contribution cohérente domine dans le cas des noyaux lourds. Pour un noyau plus léger toutefois, la section efficace SD pourrait être plus importante [73]. Même si un détecteur a une très grande sensibilité aux interactions cohérentes, il est possible de manquer un signal de matière noire si seules les interactions cohérentes sont mesurées [99]. Il est donc important que des expériences de détection directe se basent aussi sur la mesure de l'interaction SD .

3.4.1 Calcul de la section efficace SD

La partie dépendante du spin SD de la section efficace est donnée par:

$$\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}(v) = \int_0^{E_{R,max}} \left(\frac{d\sigma}{dE_R}\right)_{SD} dE_R \quad (3.26)$$

où

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_R}\right)_{SD} = \frac{2G_F^2 m_N}{\pi v^2} 8\Lambda^2 J(J+1) F_{SD}^2(E_R) \quad (3.27)$$

avec

$$\Lambda = \frac{1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle] \quad (3.28)$$

où $\langle S_p \rangle$ est la contribution des protons et $\langle S_n \rangle$, celle des neutrons, au spin total J du noyau N de masse m_N , a_p et a_n sont les constantes de couplage SD neutralino-proton et neutralino-neutron, respectivement, $G_F = 1.166 \times 10^{-5} GeV^{-2}$ est la constante de couplage de Fermi, v est la vitesse du neutralino dans le référentiel du laboratoire et F_{SD} , le facteur de forme dépendant du spin.

En utilisant l'Équation 3.11 qui relie v à $E_{R,max}$, on obtient:

$$\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}(v) = \frac{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2}{\pi} [8\Lambda^2 J(J+1)] G_{SD}(v) \quad (3.29)$$

où on a défini

$$G_{SD}(v) = \frac{1}{E_{R,max}} \int_0^{E_{R,max}} F_{SD}^2(E_R) dE_R \quad (3.30)$$

Comme mentionné précédemment, les neutralinos du halo ont $\beta = v/c \approx 220/300000 \approx 10^{-3}$. On peut donc dire que $v \rightarrow 0$ et que $G_{SD}(v) \rightarrow 1$. La situation se complique pour le cas où le transfert d'impulsion n'est pas nul: les détails de la distribution des nucléons pourraient alors devenir importants. Pour des vitesses du neutralino de l'ordre de $10^{-3}c$, cela survient lorsque le noyau a $A \geq 28$ pour n'importe quelle masse de neutralino ou lorsque $M_{\tilde{\chi}} > 100A/(1.2A^{4/3} + 100) \text{ GeV}$ [83]. Si le noyau étudié correspond à ces contraintes, on peut écrire l'Équation 3.29 comme:

$$\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}(0) = \frac{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2}{\pi} \frac{8(J+1)}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \quad (3.31)$$

L'Équation 3.31 est habituellement ré-écrite comme:

$$\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}(0) = 4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2 C_N^{SD} \quad (3.32)$$

où le facteur $C_N^{SD} = (1/\pi)(8(J+1)/J)[a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2$ est appelé le facteur d'accroissement total. Si la contribution d'un nucléon (proton ou neutron) au facteur d'accroissement total est définie comme [65]:

$$C_{nucleon(N)}^{SD} = \frac{8(J+1)}{\pi} \frac{1}{J} a_{nucleon}^2 \langle S_{nucleon} \rangle^2 = F a_{nucleon}^2 \langle S_{nucleon} \rangle^2 \quad (3.33)$$

avec $F = (8/\pi)(J+1)/J$, on a

$$a_{nucleon} \langle S_{nucleon} \rangle = \pm \sqrt{C_{nucleon(N)}^{SD}/F} \quad (3.34)$$

En utilisant l'Équation 3.34 dans les Équations 3.31 et 3.32, on obtient:

$$\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}(0) = (\sqrt{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2 C_{p(N)}^{SD}} \pm \sqrt{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2 C_{n(N)}^{SD}})^2 \quad (3.35)$$

Les calculs de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ par des modèles de couches nucléaires indiquent des contributions non-nulles au spin nucléaire provenant et des protons et des neutrons [65]: les degrés de liberté supersymétrique et nucléaire ne se découplent donc pas en général. Cela empêche l'extraction directe d'une section efficace $\tilde{\chi}$ -nucléon universelle comme dans le cas cohérent [82]. Or, afin de pouvoir comparer les expériences entre elles, il est utile de parler d'une section efficace neutralino-proton au lieu d'une section efficace neutralino-noyau. Il existe toutefois un développement, proposé par [65, 84, 100], qui permet d'enlever la dépendance des limites sur la composition des neutralinos et de comparer les différentes expériences entre elles. C'est ce développement qui sera utilisé ici.

L'Équation 3.35 peut être écrite comme:

$$\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}(0) = (\sqrt{\sigma_{p(N)}^{SD}} \pm \sqrt{\sigma_{n(N)}^{SD}})^2 \quad (3.36)$$

si l'on définit la contribution des nucléons (protons ou neutrons) à la section efficace totale comme:

$$\sigma_{nucleon(N)}^{SD} = 4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2 C_{nucleon(N)}^{SD} \quad (3.37)$$

Si l'on considère un nucléon isolé ($J = 1/2$, $\langle S_{nucleon} \rangle = 1/2$)

$$C_{nucleon}^{SD} = \frac{8(J+1)}{\pi} \frac{1}{J} a_{nucleon}^2 \langle S_{nucleon} \rangle^2 = \frac{6}{\pi} a_{nucleon}^2 \quad (3.38)$$

et (via l'Équation 3.37)

$$\sigma_{nucleon}^{SD} = 4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2 \frac{6}{\pi} a_{nucleon}^2 = \frac{24}{\pi} G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}nucleon}^2 a_{nucleon}^2 \quad (3.39)$$

On peut faire le rapport entre les sections efficaces neutralino-nucléon libre et neutralino-nucléon dans un noyau en utilisant l'Équation 3.37 dans les deux cas:

$$\frac{\sigma_{nucleon}^{SD}}{\sigma_{nucleon(N)}^{SD}} = \frac{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}nucleon}^2 C_{nucleon}^{SD}}{4G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}N}^2 C_{nucleon(N)}^{SD}} \quad (3.40)$$

On a donc un lien entre les sections efficaces obtenues sur les protons(neutrons) dans un noyau et les sections efficaces sur les protons(neutrons) libres:

$$\sigma_p^{SD} = \sigma_{p(N)}^{SD} \frac{\mu_{\tilde{\chi}p}^2}{\mu_{\tilde{\chi}N}^2} \frac{C_p^{SD}}{C_{p(N)}^{SD}} \quad , \quad \sigma_n^{SD} = \sigma_{n(N)}^{SD} \frac{\mu_{\tilde{\chi}n}^2}{\mu_{\tilde{\chi}N}^2} \frac{C_n^{SD}}{C_{n(N)}^{SD}} \quad (3.41)$$

Lorsqu'on a le nombre limite d'événements d'une expérience de détection directe, on fait l'hypothèse que tous les événements sont dus à des diffusions élastiques neutralino-proton dans le noyau N . Si on fait l'hypothèse que la section efficace totale neutralino-noyau est dominée par la contribution proton seulement, i.e.,

$$\sigma_{p(N)}^{SD} \sim \sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD} \quad (3.42)$$

l'Équation 3.41 devient alors

$$\sigma_p^{SD} = \sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD} \frac{\mu_{\tilde{\chi}p}^2}{\mu_{\tilde{\chi}N}^2} \frac{C_p^{SD}}{C_{p(N)}^{SD}} \quad (3.43)$$

Une section efficace neutralino-neutron libre peut aussi être tirée des données expérimentales en supposant $\sigma_{n(N)}^{SD} \sim \sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}$. On obtient alors l'Équation 3.43 avec tous les indices p remplacés par des indices n .

L'utilisation des rapports $C_{nucleon}^{SD}/C_{nucleon(N)}^{SD} = 3J/(4(J+1)\langle S_{nucleon} \rangle^2)$ assure l'annulation de la dépendance sur les couplages a_p et a_n qui contiennent la dépendance sur le modèle supersymétrique sous-jacent. On a donc une extraction de la section efficace indépendante du modèle [65, 84, 100].

Si $\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SDlim}$ est la limite supérieure neutralino-noyau tirée des données, on a l'inégalité

$$\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD} \leq \sigma_{\tilde{\chi}N}^{SDlim} \quad (3.44)$$

On peut alors définir une limite sur la section efficace neutralino-proton (et neutralino-neutron) comme:

$$\sigma_p^{SDlim} = \sigma_{\tilde{\chi}N}^{SDlim} \frac{\mu_{\tilde{\chi}p}^2}{\mu_{\tilde{\chi}N}^2} \frac{C_p^{SD}}{C_{p(N)}^{SD}} \quad (3.45)$$

et, de la même façon pour les neutrons:

$$\sigma_n^{SDlim} = \sigma_{\tilde{\chi}N}^{SDlim} \frac{\mu_{\tilde{\chi}n}^2}{\mu_{\tilde{\chi}N}^2} \frac{C_n^{SD}}{C_{n(N)}^{SD}} \quad (3.46)$$

avec (pour une même masse de proton et de neutron): $\mu_{\tilde{\chi}N}^2/\mu_{\tilde{\chi}p}^2 = \mu_{\tilde{\chi}N}^2/\mu_{\tilde{\chi}n}^2 = [(1 + m_{\tilde{\chi}}/m_p)/(1 + m_{\tilde{\chi}}/m_N)]^2$.

Les Équations 3.45 et 3.46 permettent le calcul de limites d'exclusion sur les sections efficaces neutralino-proton et neutralino-neutron en fonction de la masse du neutralino.

D'après l'Équation 3.36, $\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}(0)$ peut être exprimé comme:

$$\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}(0) = (\sqrt{\sigma_p^{SD}\kappa_p} \pm \sqrt{\sigma_n^{SD}\kappa_n})^2 \quad (3.47)$$

où on a défini

$$\kappa_p = \frac{\mu_{\tilde{\chi}N}^2 C_{p(N)}^{SD}}{\mu_{\tilde{\chi}p}^2 C_p^{SD}} \quad (3.48)$$

et

$$\kappa_n = \frac{\mu_{\tilde{\chi}N}^2 C_{n(N)}^{SD}}{\mu_{\tilde{\chi}p}^2 C_n^{SD}} \quad (3.49)$$

On obtient alors:

$$1 = \left(\sqrt{\frac{\sigma_p^{SD}\kappa_p}{\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n^{SD}\kappa_n}{\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SD}}} \right)^2 \quad (3.50)$$

En utilisant l'inégalité 3.44, on a:

$$1 \geq \left(\sqrt{\frac{\sigma_p^{SD}\kappa_p}{\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SDlim}}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n^{SD}\kappa_n}{\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SDlim}}} \right)^2 \quad (3.51)$$

Parce qu'on a

$$\frac{\kappa_p}{\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SDlim}} = \frac{1}{\sigma_p^{SDlim}} \quad (3.52)$$

et

$$\frac{\kappa_n}{\sigma_{\tilde{\chi}N}^{SDlim}} = \frac{1}{\sigma_n^{SDlim}} \quad (3.53)$$

alors l'Équation 3.51 devient

$$1 \geq \left(\sqrt{\frac{\sigma_p^{SD}}{\sigma_p^{SDlim}}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n^{SD}}{\sigma_n^{SDlim}}} \right)^2 \quad (3.54)$$

Une façon alternative de voir la limite est de considérer la région exclue en fonction des couplages neutralino-nucléon a_p et a_n [65, 84, 100], en négligeant la différence de masse entre neutron et proton. En utilisant l'Équation 3.39 dans l'Équation 3.54, on trouve:

$$\frac{\pi}{24G_F^2 \mu_{\tilde{\chi}p}^2} \geq \left(\frac{a_p}{\sqrt{\sigma_p^{SDlim}}} \pm \frac{a_n}{\sqrt{\sigma_n^{SDlim}}} \right)^2 \quad (3.55)$$

La limite ainsi obtenue représente une bande permise dans le plan a_p/a_n . Le signe de la pente de cette bande est déterminé par le signe relatif entre parenthèses dans l'Équation 3.55, lui-même déterminé par le signe du rapport $\langle S_p \rangle / \langle S_n \rangle$. La limite optimale sur les couplages a_p et a_n pourrait donc être obtenue en utilisant deux noyaux cibles ayant des signes opposés de rapport $\langle S_p \rangle / \langle S_n \rangle$. La région admise serait alors comprise à l'intérieur de l'intersection des deux bandes de pentes opposées dans le plan [65]. Un exemple de calcul de limites dans le plan a_p/a_n sera donné plus loin pour l'expérience PICASSO. La prochaine section sera dédiée aux modèles permettant de calculer les valeurs de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ pour un noyau cible donné.

3.4.2 Calcul des $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ de la section efficace SD

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la section efficace SD neutralino-noyau dépend des facteurs $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ qui donnent la répartition du spin entre les composantes protons et neutrons du noyau, respectivement. Dans le cas de nucléons libres, $\langle S_p \rangle = 0.5$ pour un proton et $\langle S_n \rangle = 0.5$ pour un neutron. Dans le cas d'un noyau, le calcul de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ dépend du modèle nucléaire utilisé. Trois modèles sont présentés ici [84, 101, 102]: le modèle extrême de particule libre (ESPM), le modèle du groupe impair (OGM) et le modèle étendu du groupe impair (EOGM). Le résultat de calculs détaillés selon des modèles en couches seront aussi présentés.

Dans le cas extrême du modèle de particule libre (ESPM), l'hypothèse posée est que tout le spin du noyau provient du dernier nucléon (proton ou neutron) non païré dans le noyau. Par exemple, dans le cas d'un proton non païré, $\langle S_p \rangle = 0.5$ et $\langle S_n \rangle = 0$.

Dans le modèle du groupe impair (OGM), dont le développement est donné dans [103], on néglige les contributions aux moments orbital et angulaire dues aux nucléons formant le groupe pair dans le noyau. Ce faisant, le moment magnétique pour un noyau avec un proton non-païré, donné par:

$$\mu = g_p \langle L_p \rangle + G_p \langle S_p \rangle + g_n \langle L_n \rangle + G_n \langle S_n \rangle \quad (3.56)$$

devient:

$$\mu = g_p \langle L_p \rangle + G_p \langle S_p \rangle \quad (3.57)$$

où $g_p = 1$, $G_p = 5.586$, $g_n = 0$ et $G_n = -3.826$ sont les facteurs orbitaux g et spinoriels G pour les protons et les neutrons (en unités de magnétons nucléaires). Puisque le moment angulaire total, si on néglige la contribution du groupe pair, est $J = \langle L_{impair} \rangle + \langle S_{impair} \rangle$, on peut ré-écrire l'équation 3.57 comme:

$$\mu = g_p J + (G_p - g_p) \langle S_p \rangle \quad (3.58)$$

On peut ainsi tirer la valeur de $\langle S_p \rangle$ du moment magnétique μ :

$$\langle S_p \rangle = \frac{\mu - g_p J}{(G_p - g_p)} \quad (3.59)$$

Par exemple, pour le fluor ^{19}F , $J = 1/2$ et la valeur expérimentale du moment magnétique est $\mu = 2.629$. Ainsi, on trouve $\langle S_p \rangle = 0.46$ avec $\langle S_n \rangle = 0$ et donc $\langle L_p \rangle = 0.04$ et $\langle L_n \rangle = 0$. Pour un noyau avec un neutron non-pairé, les indices n et p sont interchangés dans les équations ci-dessus. Pour le ^{73}Ge , qui est un noyau avec neutrons impairs et $J = 9/2$, la valeur expérimentale du moment magnétique est $\mu = -0.879$. Ainsi, on trouve $\langle S_n \rangle = 0.23$ avec $\langle S_p \rangle = 0$ et donc $\langle L_n \rangle = 4.27$ et $\langle L_p \rangle = 0$.

Pour un noyau ayant un noyau-miroir (le noyau obtenu par échange des protons et des neutrons avec $Z = N \pm 1$), le modèle étendu du groupe impair (EOGM) peut être utilisé. Dans l'Équation 3.56, on peut aussi considérer l'effet des courants mésoniques dans le noyau qui introduisent un terme additionnel $-\mu_M$ dans l'Équation 3.56 pour le noyau ayant un nombre impair de protons et $+\mu_M$ pour le noyau ayant un nombre impair de neutrons. L'échange de courants vectoriels de mésons lourds introduit un terme μ_x dans l'Équation 3.56 pour le noyau ayant un nombre impair de protons, de forme:

$$\mu_x = -x (\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle) \quad (3.60)$$

où x sera déterminé plus loin.

On peut donc ré-écrire l'Équation 3.56 comme:

$$\begin{aligned} \mu_P &= g_p J + (G_p - g_p - x)(\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle) - (g_p - g_n)J_n - \mu_M \\ &\quad + (G_p - g_p + G_n - g_n) \langle S_n \rangle \end{aligned} \quad (3.61)$$

pour le noyau de la paire miroir ayant un nombre impair de protons et comme:

$$\begin{aligned} \mu_N &= g_n J + (G_n - g_n)(\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle) + (g_p - g_n)J_n \\ &\quad + \mu_M + (G_p - g_p + G_n - g_n) \langle S_n \rangle \end{aligned} \quad (3.62)$$

pour celui contenant un nombre impair de neutrons. Le moment isocalaire est défini comme la somme des Équations 3.61 et 3.62 qui donne:

$$\mu_{IS}/J = 1 + (0.76 - x)(\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle)/J + 1.52 \langle S_n \rangle / J \quad (3.63)$$

où l'on a divisé le moment isocalaire par J et l'on a utilisé $g_p = 1$, $G_p = 5.586$, $g_n = 0$ et $G_n = -3.826$. Les différences $(\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle)$ et μ_{IS} sont tirées du moment magnétique expérimental obtenu pour chaque noyau de la paire et de la valeur ft de la désintégration β de Gamow-Teller de l'un à l'autre qui est donnée par:

$$R^2(\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle)^2 = \left(\frac{6170}{ft} - 1\right) \frac{J}{J+1} \quad (3.64)$$

où $R = g_A/g_V$ est le rapport entre les couplages faibles axiaux et vectoriels.

Pour la paire de noyaux miroirs ^{19}F et ^{19}Ne , on a les valeurs $\mu_F/J = 5.2576$ et $\mu_{Ne}/J = -3.7708$, ce qui donne $\mu_{IS}/J = 1.487$ [103]. On a aussi que $R(\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle)/J = 0.9226$ avec $R = 1.00 \pm 0.02$, d'où $(\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle)/J = 0.9226$. Pour le ^{19}F , on a $\mu_x = -0.036$ [104]. Connaissant $(\langle S_p \rangle - \langle S_n \rangle)$, on peut donc extraire de l'Équation 3.60 la valeur de $x = 0.078$. En mettant ces valeurs dans l'Équation 3.63, on trouve $\langle S_n \rangle = -0.047$ et, de là, $\langle S_p \rangle = 0.415$, qui sont les valeurs trouvées dans [81].

Un calcul détaillé sur ordinateur utilisant des modèles de couches nucléaires peut aussi être fait pour différents noyaux d'intérêt [105, 73]. Dans ce cas, la valeur du moment magnétique peut être prédite par le modèle et cette prédiction peut être utilisée comme point de référence pour la validité du calcul de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ [99].

Un résumé des différentes valeurs trouvées pour $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ dans les différents modèles est présenté dans le Tableau 3-3 pour le cas du ^{19}F . On peut y voir que, dans

ce cas, la valeur de $\langle S_p \rangle$ ne change pas beaucoup d'un modèle à l'autre pour le fluor. $\langle S_n \rangle$, au contraire, varie considérablement selon le modèle.

^{19}F	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	μ
ESPM [81]	0.5	0	2.793
OGM [81]	0.46	0	$(2.629)_{exp}$
EOGM ($R = 1.0$) [81]	0.415	-0.047	$(2.629)_{exp}$
SM (Pacheco-Strottman[105])	0.441	-0.109	aucune prédiction publiée
SM (Divari et al[73])	0.4751	-0.0087	2.91

Tableau 3-3: Structure de spin du ^{19}F selon différents modèles: modèle extrême de particule libre (ESPM), modèle du groupe impair (OGM), modèle étendu du groupe impair (EOGM) et modèle de couches nucléaires (SM). Lorsque le moment magnétique expérimental entre dans le calcul des $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$, il est montré entre parenthèses.

3.4.3 Exemple de limites a_p/a_n : l'expérience PICASSO

L'expérience PICASSO, brièvement introduite dans le Tableau 3-2 et sur laquelle portera le prochain chapitre, mesure la section efficace neutralino- ^{19}F . Cette section efficace est largement dominée par la contribution dépendante du spin. Pour ce noyau cible, si l'on prend les valeurs de $\langle S_p \rangle = 0.441$ et $\langle S_n \rangle = -0.109$ données par le calcul du modèle en couches de [105] (voir le Tableau 3-3), on trouve les rapports suivants (voir l'Équation 3.33)[84]:

$$C_{p(N)}^{SD}/C_p^{SD} = \frac{\frac{8}{\pi} a_p^2 \langle S_p \rangle^2 \frac{J+1}{J}}{\frac{6}{\pi} a_p^2} = \frac{4}{3} \frac{J+1}{J} \langle S_p \rangle^2 = 0.778 \quad (3.65)$$

et

$$C_{n(N)}^{SD}/C_p^{SD} = \frac{\frac{8}{\pi} a_n^2 \langle S_n \rangle^2 \frac{J+1}{J}}{\frac{6}{\pi} a_n^2} = \frac{4}{3} \frac{J+1}{J} \langle S_n \rangle^2 = 0.0475 \quad (3.66)$$

On a donc (voir les Équations 3.45 et 3.46):

$$\frac{\sigma_p^{SDlim}}{\sigma_n^{SDlim}} = \frac{0.0475}{0.778} = 0.0611 \quad (3.67)$$

Si l'on considère la section efficace limite trouvée par l'expérience PICASSO[97], qui est $\sigma_p^{SDlim} \approx 1$ pb pour $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV, on trouve la valeur $\sigma_n^{SDlim} = 16.37$ pb à l'aide de l'Équation 3.67. Notons que, d'après l'Équation 3.45, la valeur $\sigma_p^{SDlim} = 1$ pb correspond à $\sigma_{\tilde{\chi}F}^{SDlim} = 158.78$ pb pour cette masse de neutralino.

L'Équation 3.55 pour $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV et cette limite expérimentale peut s'écrire:

$$\frac{2.92}{pb} \geq \left(\frac{a_p}{\sqrt{1.0pb}} \pm \frac{a_n}{\sqrt{16.37pb}} \right)^2 \quad (3.68)$$

donnant deux limites d'exclusion:

$$a_p = 1.708 + 0.247a_n \quad (3.69)$$

et

$$a_p = -1.708 + 0.247a_n \quad (3.70)$$

Les lignes correspondant aux Équations 3.69 et 3.70 représentent les limites d'exclusion (voir la Figure 3-7) pour un neutralino ayant une masse de 50 GeV et $\sigma_{\tilde{\chi}p} = 1$ pb.

Notons que le fait de considérer le modèle en couches de [73] au lieu de celui de [105] diminuerait d'un ordre de grandeur la valeur de $\langle S_n \rangle$ (voir le Tableau 3-3). Cela aurait pour effet de changer la pente de la limite d'exclusion dans le plan de a_p en fonction de a_n : celle-ci passerait de 0.247 à 0.018.

3.4.4 Section efficace SD et espace supersymétrique

La section efficace SD neutralino-proton a été calculée à l'aide du code DARKSUSY[86] en fonction des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ de l'espace mSUGRA pour $A_0 = 0$, $signe(\mu) > 0$ et $\tan\beta = 30$. Dans les limites $m_0 < 6000$ GeV et $m_{1/2} < 1400$ GeV, la section efficace SD neutralino-proton passe de 10^{-4} pb à 10^{-8} pb (voir la Figure 3-8). Ces sections efficaces sont plusieurs ordres de grandeur au-dessus de celles présentées dans le cas SI : les sections efficaces SI neutralino-noyau additionnent toutefois les nucléons alors que les sections efficaces SD peuvent avoir une interférence destructive entre ceux-ci. Les

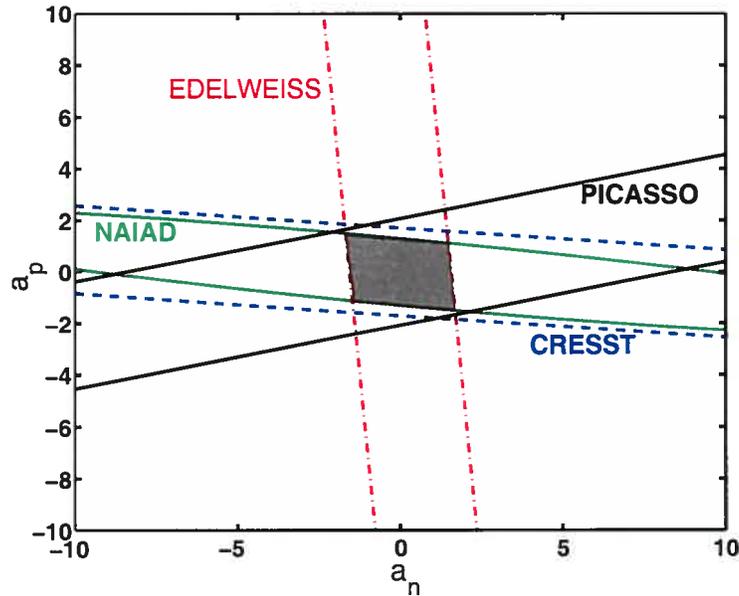


Figure 3-7: Graphique d'exclusion a_p/a_n pour $\sigma_{\tilde{\chi}p} = 1$ pb et $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV d'après les valeurs de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ tirées du modèle de [105]. Notons que la pente de cette limite dépend fortement de la valeur de $\langle S_n \rangle$ qui change selon les modèles (voir le texte). Les limites des expériences CRESST, EDELWEISS et NAIAD, introduites dans le Tableau 3-2, sont aussi présentées telles que calculées dans [100]. La zone permise par la combinaison de ces expériences est colorée en gris.

plus grandes sections efficaces se trouvent encore une fois dans les régions où la masse des squarks est faible de même que dans la région FP pour laquelle la composante higgsino des neutralinos est plus importante, ce qui amplifie les couplages au boson Z [87].

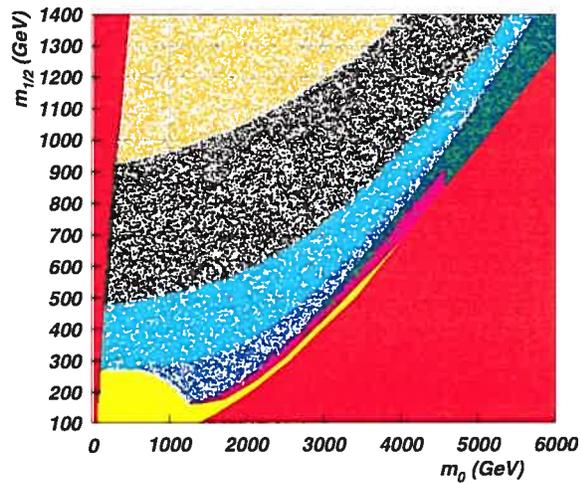


Figure 3-8: Section efficace dépendante du spin neutralino-proton en fonction des paramètres m_0 et $m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $\tan\beta = 30$. Les régions pleines rouges sont exclues théoriquement, les régions vertes, difficilement visibles en raison du balayage serré des paramètres, sont compatibles avec la densité relique de matière noire trouvée par WMAP et la région jaune est exclue par le LEP2 et les mesures de précision (voir la Figure 1-9). Les points magenta représentent une section efficace de 10^{-4} pb, les points bleu foncé, 10^{-5} pb, les points bleu pâle, 10^{-6} pb, les points noirs, 10^{-7} pb et les points dorés, 10^{-8} pb.

3.4.5 Résultats des expériences actuelles

Comme dans le cas SI , un balayage des paramètres mSUGRA compatibles avec la densité relique maximale de matière noire mesurée par WMAP a été fait à l'aide du code DARKSUSY pour m_0 variant de 0 à 13000 GeV, $m_{1/2}$ variant de 0 à 5000 GeV, $A_0 = 0$, $\text{signe}(\mu) > 0$ et $\tan\beta$ variant de 10 à 60. DARKSUSY a aussi été utilisé pour effectuer un balayage des paramètres MSSM sans condition d'unification avec les paramètres $M1$, $M2$, $M3$, μ et toutes les masses des sfermions variant jusqu'à 10 TeV, m_A jusqu'à 1 TeV et $\tan\beta$, de 1 à 60. Les sections efficaces SD neutralino-proton et neutralino-neutron trouvées dans les deux scénarios sont montrées en fonction de la masse du neutralino dans la Figure 3-9 à gauche et à droite, respectivement. Les résultats de diverses expériences de recherche directe de matière noire, déjà introduites dans le Tableau 3-2, y sont aussi présentés. Les expériences de matière noire utilisant des noyaux impairs en protons donnent de bonnes limites sur les sections efficaces neutralino-proton et des limites plutôt faibles sur les section efficaces neutralino-neutron et *vice versa* [65].

La Figure 3-10 montre la relation entre les sections efficaces SI et SD obtenues lors du balayage de l'espace supersymétrique à l'aide de DARKSUSY. On voit que pour une section SI donnée, la section efficace SD peut varier sur deux à trois ordres de grandeur dans le modèle mSUGRA. L'inverse est aussi vrai. On peut aussi voir que, comme mentionné dans [87], pour le modèle supersymétrique MSSM sans condition d'unification, les deux modes d'interaction sont plus découplés que dans mSUGRA.

On pourrait donc se trouver dans une situation où la sensibilité des expériences de détection directe ne permettrait que la mesure de l'un des deux types de signal. Il est donc important d'avoir des expériences de recherche pour les deux modes d'interaction: le mode d'interaction SD , actuellement moins bien exploré que le mode SI , devrait donc faire l'objet d'une attention particulière, surtout que le signal de modulation de DAMA/NaI pourrait bientôt être exclu aussi pour l'interaction SD par les autres expériences. C'est pourquoi l'expérience PICASSO sera étudiée plus en détails dans le prochain chapitre.

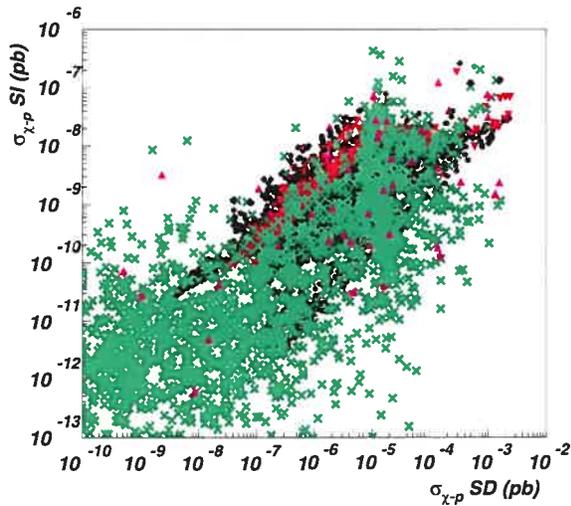


Figure 3-10: Section efficace cohérente SI neutralino-nucléon en fonction de la section efficace dépendante du spin SD neutralino-proton pour les régions permises de l'espace de mSUGRA (avec les paramètres m_0 variant de 0 à 13000 GeV, $m_{1/2}$ variant de 0 à 5000 GeV, $A_0 = 0$, $signe(\mu) > 0$ et $\tan\beta$ variant de 10 à 60) et de l'espace MSSM sans condition d'unification (avec les paramètres $M1, M2, M3, \mu$ et toutes les masses des sfermions variant jusqu'à 10 TeV, m_A jusqu'à 1 TeV et $\tan\beta$, de 1 à 60). Les points rouges et magenta sont ceux pour lesquels $0.095 \leq \Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.130$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement; les points noirs et verts, ceux pour lesquels $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.095$ pour les modèles mSUGRA et MSSM, respectivement.

CHAPITRE 4

L'expérience PICASSO

Le projet PICASSO, introduit dans le chapitre précédent, est une expérience de recherche directe de la matière noire basée sur l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées (un liquide est surchauffé lorsque sa température est plus grande que sa température d'ébullition). La partie active des détecteurs PICASSO contient du ^{19}F , dont la section efficace dépendant du spin est très favorable en raison d'un moment magnétique important. En connaissant le spectre attendu de recul du fluor après interaction avec des neutralinos de la Galaxie et en connaissant la valeur de l'énergie de seuil des détecteurs en fonction de la température, il devient possible de déterminer le taux de comptage induit par les neutralinos, ainsi que montré par l'Équation 3.6.

4.1 Les détecteurs à gouttelettes surchauffées

Les détecteurs à gouttelettes surchauffées sont basés sur le principe des chambres à bulles, dont la technique a été développée par Glaser dans les années 1950[106]. Le milieu actif de ces détecteurs est composé d'un liquide surchauffé métastable qui peut subir une transition de phase lorsqu'une particule chargée incidente y dépose de l'énergie par ionisation. L'état métastable d'un liquide surchauffé est habituellement de courte durée: l'interface entre le liquide métastable et la surface du contenant, par exemple, peut fournir des sites de nucléation hétérogène pour la transition de phase qui limitent le temps de métastabilité[107]. L'utilisation d'un gel pour suspendre les gouttelettes de liquide surchauffé offre une interface lisse libre de sites de nucléation hétérogène,

c'est pourquoi les gouttelettes surchauffées de fluorocarbure (C_4F_{10}) des détecteurs PICASSO (voir la Figure 4-1) sont émulsionnées dans un polymère à base d'eau. Ce polymère, entourant les gouttelettes, fournit une interface lisse qui rend négligeable la nucléation hétérogène et permet ainsi des mesures sur de longues périodes. Avant sa polymérisation, la solution aqueuse hôte est additionnée d'un sel lourd, le CsCl, afin d'augmenter sa densité pour la rendre égale à celle des gouttelettes de C_4F_{10} . Cela permet de maintenir les gouttelettes en place dans le gel[108]. Le liquide actif est simplement introduit à une température inférieure à son point d'ébullition, T_b , dans la solution aqueuse salée et y est émulsionné par un vortex (créé par un brasseur magnétique par exemple). La solution est par la suite polymérisée. La température peut alors être augmentée à la température d'opération. Les gouttelettes pourraient aussi être introduites à une température supérieure à T_b , mais à une pression supérieure à la pression de vapeur des gouttelettes, puis la pression relâchée à la pression d'opération[107]. Chaque gouttelette forme à elle seule une mini chambre à bulle (voir la Figure 4-2).

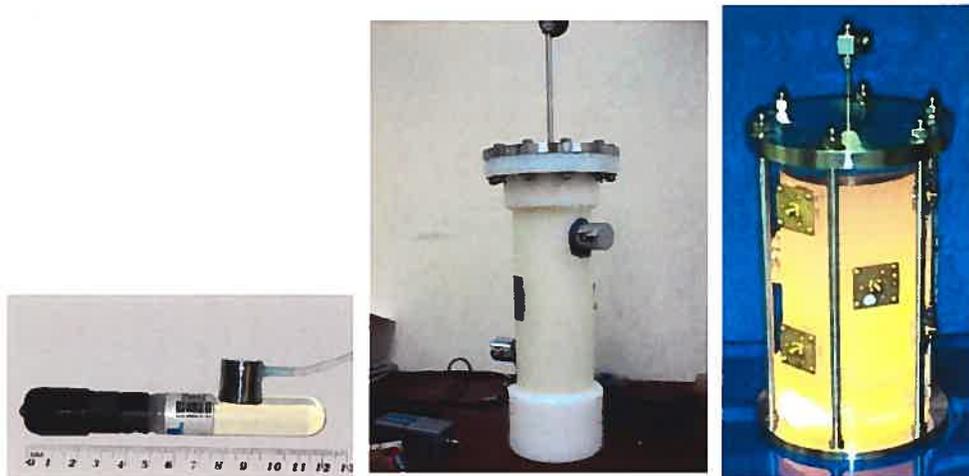


Figure 4-1: Trois générations de détecteurs PICASSO. À gauche, un détecteur de 10 mL couplé à un capteur piézo-électrique (monté sur la paroi du contenant) qui détecte les transitions de phase. Au centre, un détecteur de 1 L avec deux capteurs piézo-électriques. À droite, un détecteur de 4.5 L avec neuf capteurs piézo-électriques.

Les gouttelettes qui subissent une transition de phase restent emprisonnées dans le polymère sous forme de bulles qui peuvent être re-comprimées en gouttelettes. La sensibilité de ces détecteurs à la radiation est fortement dépendante des température et pression d'opération: en appliquant une pression sur le détecteur, la température

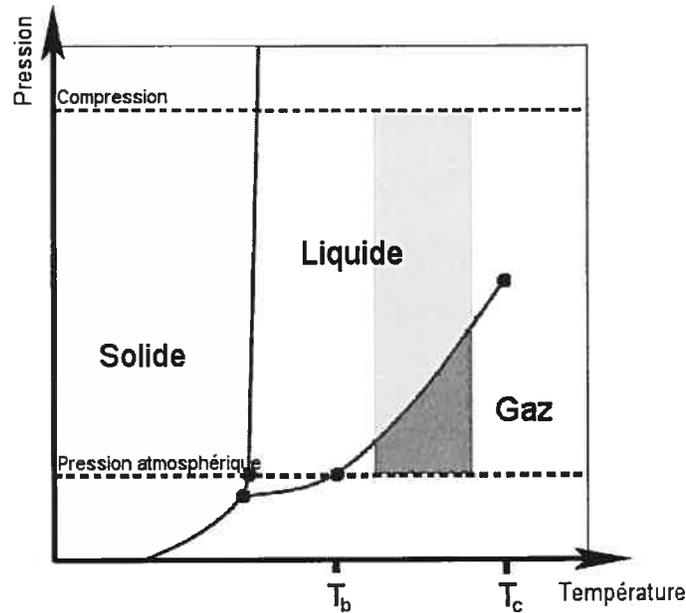


Figure 4-2: Diagramme de phase des gouttelettes. La zone ombragée correspond à la plage de température d'opération des détecteurs (entre la température d'ébullition, T_b et la température critique, T_c). La zone ombragée plus foncée correspond aux conditions de température et de pression d'opération pour lesquelles le détecteur est actif (i.e. les gouttelettes sont surchauffées). La zone ombragée plus pâle correspond à un régime de compression (détecteur inactif).

d'ébullition peut être augmentée, permettant au milieu actif de rester liquide. Sous l'effet de cette pression, les détecteurs sont insensibles à la radiation. En enlevant cette pression, le liquide devient métastable et le détecteur est activé. Après une période de mesure, les bulles formées peuvent être ramenées à l'état de gouttelettes en recomprimant le détecteur. Ainsi, le détecteur peut être réutilisé [108]. La durée de vie d'un détecteur est donc assez longue (≥ 2 ans) [109].

L'interaction entre un neutralino et un noyau atomique entraîne un recul nucléaire. Si l'énergie déposée par le noyau de recul à l'intérieur d'une certaine distance dite critique dans une gouttelette surchauffée est suffisante, une transition de phase explosive peut se produire: la gouttelette se transforme en bulle. Les ondes de choc acoustiques résultantes peuvent être détectées par un senseur piézo-électrique (voir la Figure 4-3). La transition de phase peut être causée par l'énergie déposée par les reculs nucléaires

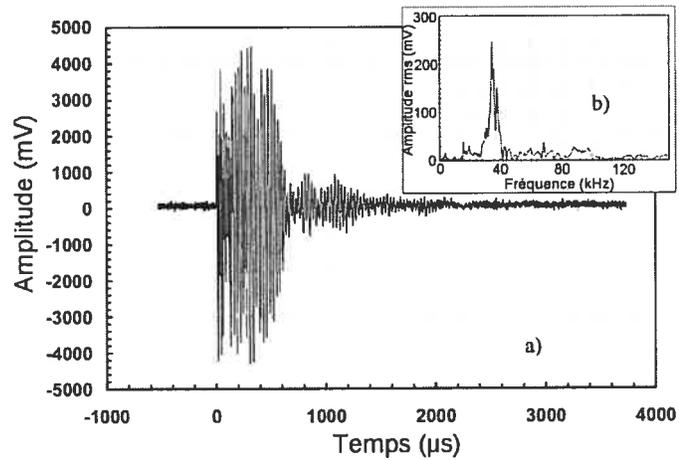


Figure 4-3: (a) Signal de transition de phase enregistré par un capteur piézo-électrique et (b) transformée de Fourier associée.

(via l'interaction avec des neutrons ou autres particules) ou encore par l'énergie déposée directement par des particules α et β par exemple. Ces détecteurs sont des détecteurs à seuil, puisqu'une énergie minimale doit être déposée afin de produire la transition de phase.

La réponse des détecteurs à une particule incidente est déterminée par plusieurs facteurs qui seront détaillés dans la prochaine section. Notons que le pouvoir d'arrêt de la particule, la température d'opération, la pression externe appliquée sur le détecteur et les propriétés intrinsèques du liquide actif entrent en ligne de compte. Les propriétés du liquide actif qui ont une influence sur la réponse du détecteur sont:

- la tension de surface, σ
- la température critique, T_c , i.e. la température au-dessus de laquelle la phase liquide ne peut plus exister
- la température d'ébullition, T_b , i.e. la température au-dessus de laquelle un fluide devient ou vapeur ou liquide surchauffé
- la pression de vapeur, p_v

Pour une température donnée située entre la température d'ébullition et la température critique, le liquide reste thermodynamiquement stable si la pression appliquée sur le détecteur est plus grande que la pression de vapeur: dans ce régime dit de compression, le détecteur est insensible à la radiation. Afin de rendre le détecteur sensible à la radiation, la pression externe est abaissée sous la pression de vapeur: les gouttelettes deviennent alors surchauffées. Dans ce régime, une gouttelette peut passer de la phase liquide à la phase gazeuse si une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel y est déposée. La phase surchauffée s'étend de la température d'ébullition à une température critique pour laquelle la tension de surface devient nulle - les gouttelettes se transforment alors spontanément en bulle: c'est la limite de la surchauffe. Pour le C_4F_{10} , $T_b = 271.3\text{K}$ et $T_c = 386.3\text{K}$. La densité à 15°C de la phase liquide du C_4F_{10} est de 1.534g/cm^3 et celle de la phase gazeuse, de 20.16kg/m^3 alors que la masse molaire est de 238.03g/mol .

Puisque la réponse du détecteur dépend du pouvoir d'arrêt de la particule incidente ainsi que des température et pression d'opération, le détecteur peut être placé dans un régime où il répond principalement à des reculs nucléaires tout en étant insensible aux particules γ , β ainsi qu'aux muons cosmiques. Certains liquides, comme le C_3F_8 , le C_4F_{10} , le CF_3Br ou le CCl_2F_2 s'avèrent très intéressants pour la détection du neutralino car ils contiennent des atomes de ^{19}F , particulièrement sensibles pour la section efficace dépendant du spin. De plus, ces liquides sont surchauffés à la température de la pièce et à pression atmosphérique. Les détecteurs de matière noire basés sur ces liquides offrent donc un double avantage: le recours à des techniques cryogéniques - utilisées dans de nombreuses expériences de détection directe - n'est pas requis et le milieu actif utilisé est disponible en grande quantité à moindre coût.

4.2 Conditions de nucléation

4.2.1 La théorie de Seitz

Selon Apfel (traduction libre de [107]):

La théorie de la nucléation des gouttelettes surchauffées induite par radiation nécessite une collaboration entre le physicien nucléaire, si l'interaction d'une particule neutre avec un noyau est considérée, le physicien atomique, pour les interactions des ions avec la matière, et le physicien des fluides, pour la description du processus dynamique résultant en une bulle de vapeur macroscopique. Puisque cet événement implique des phénomènes physiques couvrant jusqu'à douze ordres de grandeur différents, il ne devrait pas être surprenant qu'aucune théorie existante ne soit en mesure de faire une estimation juste de l'énergie nécessaire pour qu'un neutron, par exemple, induise une nucléation dans un liquide surchauffé donné à une température connue.

Comme le fait remarquer Apfel, la vaporisation par radiation des gouttelettes surchauffées est un problème extrêmement complexe. Ce problème n'a pas été résolu de façon générale à ce jour en dynamique des fluides même si certains calculs numériques ont été tentés avec diverses approximations [110]. Cette approche numérique ne semble d'ailleurs pas possible en pratique en raison du temps de calcul prohibitif qui est requis[111]. La méthode de calcul du taux de nucléation est donc semi-empirique et basée sur la théorie des pics de chaleur introduite par Seitz [112].

La théorie de Seitz utilise le fait que le passage d'une particule ionisante dans le liquide surchauffé agite les molécules localement [110]. Celles-ci transmettent une partie de leur énergie à des molécules voisines et ainsi de suite, créant une région croissante de liquide très chaud. Dans ce petit volume de liquide chauffé soudainement, les molécules

se déplacent rapidement en créant une région de faible densité, ou proto-bulle[113]. Si cette proto-bulle (voir la Figure 4-4) est formée avec un rayon supérieur à un certain rayon critique, elle continuera de prendre de l'expansion: la gouttelette entière de liquide surchauffé sera ainsi vaporisée. Une proto-bulle plus petite s'effondrera éventuellement sur elle-même en raison de la tension de surface. En augmentant la température du liquide surchauffé, la tension de surface diminue et la pression de vapeur augmente: la probabilité qu'une proto-bulle surmonte la barrière de potentiel devient donc de plus en plus grande [114]. On peut donc faire varier la sensibilité des détecteurs en changeant les conditions (température et/ou pression) d'opération. À pression donnée, un spectre en énergie pourra donc être mesuré en changeant la température d'opération.

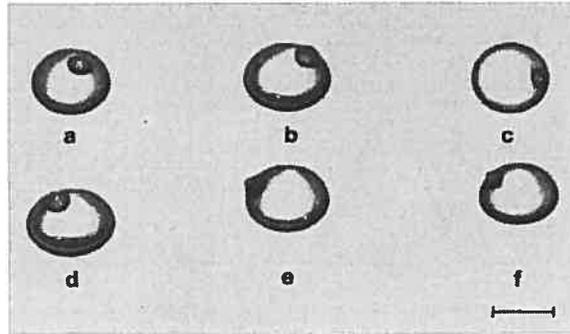


Figure 4-4: Image du développement de diverses proto-bulles à l'intérieur de gouttelettes surchauffées de butane, environ $10\mu s$ après leur formation. Le trait correspond à $1mm$. L'image est tirée de [115].

L'énergie minimale requise pour créer une proto-bulle de rayon critique R_c , appelée énergie critique, est donnée par:

$$E_c = \frac{2\pi}{3}R_c^3\Delta P + \frac{4}{3}\pi R_c^3\rho_v h_{fg} - 4\pi R_c^2T \frac{d\sigma}{dT} + W_k + W_J + W_{visc} + W_h \quad (4.1)$$

où $\Delta P = p_v - p_e$ est la différence entre la pression de vapeur, p_v et la pression externe, p_e , ρ_v est la densité de la phase gazeuse, h_{fg} est la chaleur latente de vaporisation, T est la température d'opération et σ , la tension de surface. Les deux premiers termes représentent l'énergie requise pour chauffer et vaporiser la masse de liquide impliquée et pour que celle-ci se dilate contre la pression du liquide. Le troisième terme représente l'énergie de formation de la surface de la proto-bulle[116, 117]. Les quatre derniers termes représentent les processus irréversibles qui sont, respectivement:

l'énergie cinétique transférée par l'expansion de la proto-bulle au mur de liquide environnant, l'énergie acoustique perdue par la génération d'ondes sonores, l'énergie perdue durant l'expansion de la bulle sous l'action de la viscosité et l'énergie thermique perdue lors de l'expansion de la proto-bulle jusqu'au rayon critique [116].

Une valeur maximale de la contribution des termes irréversibles dans l'Équation 4.1 peut être trouvée en calculant [111]:

$$E_{irr} = 2\pi\rho_l R_c^3 v^2 \quad (4.2)$$

où ρ_l est la densité de la phase liquide et v , la vitesse du mur de vapeur. Cette vitesse est donnée par $v = 4D(\rho_l/\rho_v)^{1/3}/R_c$, où $D = k/c_p\rho_l$ est la diffusivité thermique du liquide reliée à la conductivité thermique k et à la chaleur spécifique c_p de la phase liquide. L'Équation 4.2 a été évaluée pour le C_4F_{10} , liquide actif utilisé dans les détecteurs PICASSO. Sa contribution à l'énergie critique (Équation 4.1) varie avec la température, passant de 0.7% à 10°C à 2.5% à 50°C.

Le rayon critique utilisé dans l'Équation 4.1 est donné par:

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{(p_v - p_e)} \quad (4.3)$$

où $\sigma(T) = \sigma_0(T_c - T)/(T_c - T_0)$ est la tension de surface à une température T , où T_c est la température critique et σ_0 est la tension de surface à une température de référence T_0 , habituellement la température d'ébullition, T_b .

Notons que la pression de vapeur à l'intérieur de la proto-bulle est habituellement approximée par la pression de vapeur à l'équilibre sur une surface plane infinie du liquide à la température d'opération, p_∞ ; une meilleure approximation est $p_v - p_e = \left(1 - \frac{v_l}{v_v}\right)(p_\infty - p_e)$ où $\frac{v_l}{v_v}$ est le rapport entre les volumes des phases liquide et gazeuse [113]. Notons aussi que l'Équation 4.1 suppose une proto-bulle sphérique. Or, lorsque la proto-bulle est produite à l'interface gel-gouttelette, la proto-bulle n'est plus sphérique mais a plutôt la forme d'une lentille biconvexe: les barrières d'énergie sont alors diminuées par des facteurs dépendant des angles aux interfaces [118, 114, 119].

L'équation 4.1 est équivalente à celle trouvée dans [111] si l'on remplace R_c en utilisant l'équation 4.3. Plusieurs auteurs, par exemple [107], considèrent quant à eux uniquement le potentiel de Gibbs dans le calcul de l'énergie critique. Dans ce cas, l'énergie critique est donnée par:

$$E_c = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_v - p_e)^2} \quad (4.4)$$

Il est à noter que l'énergie critique ainsi trouvée est un à deux ordres de grandeur plus petite que celle évaluée à l'aide de l'Équation 4.1. Les auteurs utilisant l'Équation 4.4 doivent alors recourir à une efficacité du processus de nucléation. Si l'on considère que l'énergie déposée est $E_d = 2R_c \frac{dE}{dx}$, où $\frac{dE}{dx}$ est la déposition d'énergie par unité de longueur maximale pour le noyau de recul en jeu, cette efficacité est définie expérimentalement comme: $\eta = \frac{E_c}{E_d} = \frac{4\pi\sigma^2}{3(\Delta P)(dE/dx)}$. Afpel [120] a mesuré cette efficacité η pour différents liquides surchauffés [Freon-114 ($C_2Cl_2F_4$), isobutane (C_4H_{10}), n pentane ($n - C_5H_{12}$), Freon-11 ($CFCl_3$), Freon-113 ($C_2Cl_3F_3$) et Freon-12 (CCl_2F_2)]. Il a trouvé des valeurs de η qui varient entre 2 et 6%.

En résumé, selon la théorie de Seitz, la formation d'une bulle se produit lorsque l'énergie déposée dépasse localement l'énergie critique E_c afin qu'une proto-bulle critique se forme. La *localité* de la déposition d'énergie est habituellement définie en exigeant que l'énergie critique soit déposée à l'intérieur d'une distance $l_c = aR_c$ où a est un paramètre libre et R_c est le rayon critique. Pour d'Errico [111], le choix du diamètre critique ($2R_c$, comme dans [120]) comme longueur de déposition permet de bien décrire les résultats expérimentaux pour des énergies de quelques centaines de keV. Il note toutefois que la longueur de déposition doit être modifiée pour des énergies plus grandes que le MeV. Il remet donc en doute la validité d'une proportionnalité directe entre la longueur de déposition et le rayon critique. Selon une revue de littérature trouvée dans [121], la valeur de a varie selon les auteurs de 2 à ≈ 13 , mais l'ajustement aux données expérimentales de [117] donne jusqu'à $a \approx 30$. Dans [122], des fragments de fission très énergétiques (dizaines de MeV) ont été utilisés afin de vérifier les conditions de nucléation. Dans ce cas, le choix $a = 2R_c$ s'est avéré inapproprié pour la description des résultats expérimentaux sur toute la gamme de température: une valeur d'environ $10R_c$ semblait alors nécessaire pour reproduire les seuils mesurés. Dans [123], les seuils

de nucléation pour des neutrons de 2.45 et 14.1 MeV ont été étudiés expérimentalement pour de l'eau, de l'acétone et du benzène surchauffé. L'accord maximal avec les données a été trouvé pour une valeur de rayon critique d'environ $13R_c$. Dans [124], la réponse de détecteurs à gouttelettes surchauffées au passage d'ions lourds comme l'azote ou l'argon a été étudiée afin de déterminer la meilleure valeur du paramètre de longueur critique. Les auteurs concluent que les seuils trouvés ne peuvent pas être reliés avec le pouvoir d'arrêt par une simple courbe basée sur une constante définissant la longueur critique. Les auteurs suggèrent que la structure de la trace de déposition d'énergie joue un rôle important dans la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées. Une particule chargée produirait une chaîne de cavités de vapeurs à l'intérieur de la gouttelette et les cavités ayant un rayon plus grand que la taille critique pourraient se développer pour induire la nucléation [111].

Selon Harper [121], l'énergie étant déposée dans le liquide, il serait plus juste d'avoir un critère de déposition d'énergie $l_c = bR_o$ où R_o est le rayon de la sphère de liquide dans laquelle est déposée l'énergie qui créera la proto-bulle ou en d'autres termes, $R_o = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1/3} R_c$ où ρ_v et ρ_l sont les densités des phases gazeuse et liquide, respectivement. D'après les résultats de Harper, $b = 4.3$ d'où le a équivalent serait de $a = b \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1/3}$. Pour le C_4F_{10} , ce rapport de densité à 20°C est d'environ 0.25, et donc la valeur b de Harper correspondrait à un a d'environ 1.1. Évidemment, comme les densités varient avec la température, à 40°C, une même valeur de b donnerait un a d'environ 1.4. Harper connaît, en utilisant cette valeur, un succès relatif dans une description normalisée de la réponse de détecteurs soumis à un rayonnement pluriénergétique de neutrons (source de Californium) - la masse active de ces détecteurs lui étant inconnue. Toutefois, la même valeur mène à la prédiction d'un taux de comptage qui est quatre fois supérieur à celui mesuré pour une source de neutrons thermiques sur un détecteur de masse active connue [121]. De plus, le seuil expérimental de la source pluriénergétique n'est pas reproduit par le modèle (différence d'au moins 5°C [116]).

4.2.2 La nucléation spontanée

La vaporisation des gouttelettes peut aussi être causée par des fluctuations locales de densité dans le liquide surchauffé[121]: ce type de nucléation est appelé nucléation homogène ou spontanée. Le nombre de cavités de vapeur présentes dans le liquide en fonction de la température correspond à une distribution de Boltzmann. Pour entrer dans le régime de nucléation homogène, il faut que la température soit suffisamment élevée pour que la probabilité de formation d'une proto-bulle de rayon critique soit relativement grande. Lorsque la température du liquide surchauffé atteint cette valeur, la nucléation spontanée débute et le détecteur devient dès lors inutilisable pour la détection de radiation. Le taux de nucléation spontanée est donné par:

$$J = Ce^{AT} \quad (4.5)$$

où C est une constante et $A \sim 3 \ln 10/^\circ C$ [125]. À pression ambiante, il est possible de parler de limite de surchauffe[114]: le taux de nucléation change si rapidement en fonction de la température qu'il existe une région étroite en température en deçà de laquelle la nucléation homogène ne se produit pas et au-delà de laquelle celle-ci domine. Pour la majorité des halocarbones, la limite de surchauffe se situe à des températures très près de $0.9T_c$ [114]. Les expériences sur divers liquides surchauffés ayant des compositions chimiques se rapprochant du C_4F_{10} (CCL_2F_2 (R-12), $C_2Cl_2F_4$ (R-114) et CHC_2F_2 (R-22)) montrent une valeur limite très proche de $0.9T_c$ [126].

Une mesure du bruit de fond a été effectuée à l'aide d'un détecteur à gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} de 10 mL lors d'une mesure de la sensibilité des détecteurs aux rayons γ dont il sera question plus loin. Le TPCS (*Temperature and Pressure Control System*) qui servait à la mesure de la sensibilité γ ne pouvant pas atteindre une température $\geq 71^\circ C$, un b cher d'eau et une plaque chauffante avec brasseur magnétique ont été utilisés pour les mesures de bruit de fond à plus haute température. Une augmentation abrupte du taux de comptage, compatible avec l'équation 4.5, a été mesurée vers $72^\circ C$, ce qui correspond à environ $0.89T_c$ (voir la Figure 4-5). La saturation du taux de comptage ne permettant pas une mesure à de plus hautes températures et la méthode de contrôle de la température avec la plaque chauffante donnant une large

incertitude ($\Delta T = 0.6^\circ\text{C}$), cette mesure ne devrait être considérée qu'à titre indicatif.

Une mesure plus précise pourrait être effectuée en utilisant une goutte de C_4F_{10} plongée dans un milieu de plus faible densité. Celle-ci migrerait lentement vers le haut d'un cylindre gradué dans lequel la température varierait en fonction de la hauteur. L'observation de la transition de phase à une hauteur donnée donnerait alors une mesure de la température de nucléation spontanée, en l'absence de radiation extérieure.

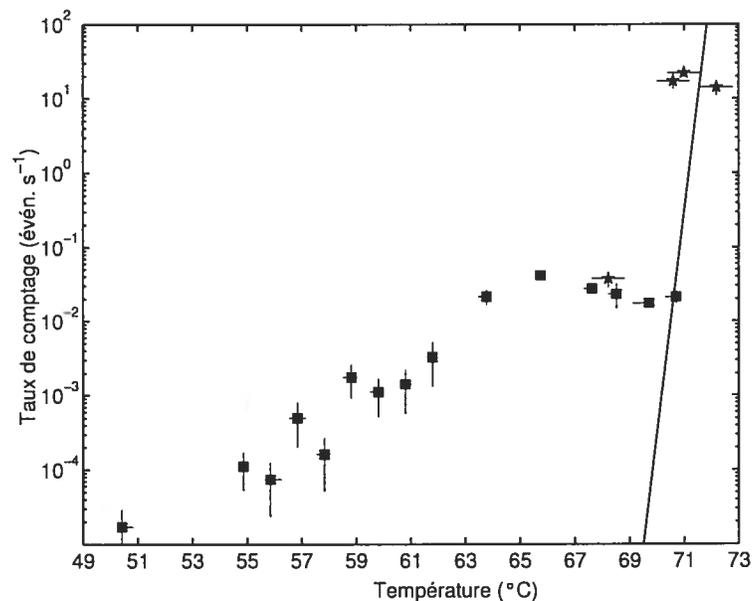


Figure 4-5: Bruit de fond mesuré à l'aide d'un détecteur à gouttelettes surchauffées de 10 mL avec milieu actif de C_4F_{10} . La température était contrôlée soit par le TPCS (■) ou un bêcher d'eau placé sur une plaque chauffante (★). La ligne représente l'ajustement de l'Équation 4.5 aux données à $T > 70^\circ\text{C}$.

4.3 Mesures des seuils à l'aide de faisceaux de neutrons

L'étude de la réponse des détecteurs aux neutrons est primordiale car elle permet de déterminer avec précision le seuil en énergie des détecteurs en fonction de la température et de la pression. De plus, les énergies de recul nucléaires impliquées pour les neutrons de basse énergie sont du même ordre de grandeur que celles attendues pour les

interactions avec les neutralinos (énergies de recul de 10 keV jusqu'à quelques centaines de keV, comme celles induites par des neutralinos de masse $60 \text{ GeV}c^{-2}$ à $1 \text{ TeV}c^{-2}$).

4.3.1 Énergie de seuil en fonction de la température

Afin de déterminer le seuil en énergie des détecteurs, la réponse à des neutrons monoénergétiques de détecteurs de 10 mL avec gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} a été étudiée en fonction de la température et de la pression. Ces neutrons monoénergétiques ont été produits à partir de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ au Tandem van der Graaff de l'Université de Montréal (voir [127] pour de plus amples détails). La température de seuil, pour une pression et une énergie de neutron données, est obtenue en extrapolant la courbe de réponse jusqu'au point où le taux de comptage devient nul (voir la Figure 4-6). En répétant les mesures pour diverses énergies de neutrons (en variant l'énergie des protons incidents), on peut tracer une courbe d'énergie de seuil des neutrons en fonction de la température et de la pression (voir Figure 4-7) [128]. Dans le cas de neutrons d'énergie inférieure à l'ordre du MeV, les neutrons interagissent par diffusion élastique avec les noyaux dans les gouttelettes surchauffées (${}^{12}\text{C}$ et ${}^{19}\text{F}$). Les collisions inélastiques ne deviennent possibles que lorsque l'énergie est supérieure au premier niveau d'excitation des noyaux cibles, soit 1.5 et 4.3 MeV pour le ${}^{19}\text{F}$ et le ${}^{12}\text{C}$, respectivement. Lorsque l'énergie dépasse 2.05 MeV, l'absorption des neutrons par les noyaux devient possible: il y a alors émission d'ions, de protons ou de particules α . L'émission de rayons γ est aussi possible mais, comme nous le verrons plus loin, les détecteurs n'y sont sensibles qu'à des températures très élevées.

L'énergie de seuil des neutrons est convertie en énergie de recul minimale pour un noyau en supposant une collision de plein fouet entre un neutron et un noyau à l'intérieur d'une gouttelette[129]. Après une collision élastique neutron-noyau, le noyau recule avec une énergie donnée par:

$$E_{R,max} = \frac{2A}{(A+1)^2}(1 - \cos \theta_C)E_n \quad (4.6)$$

où A est la masse atomique du noyau, E_n , l'énergie du neutron incident et θ_C , l'angle de

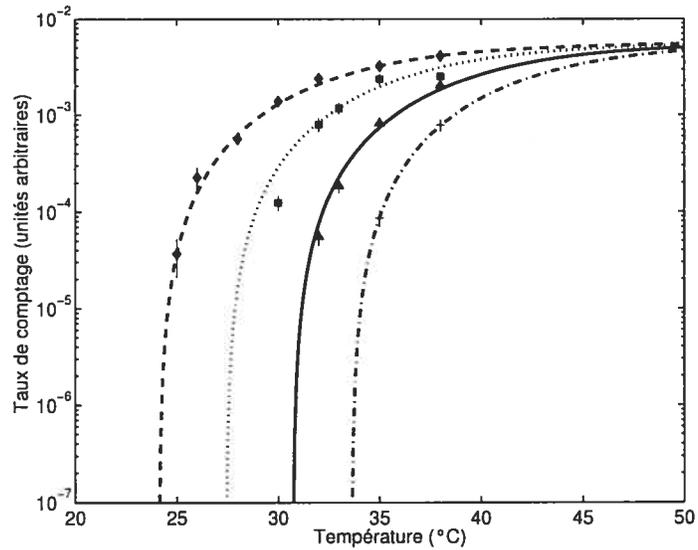


Figure 4-6: Réponse d'un détecteur de 10 mL avec C_4F_{10} à un faisceau de neutrons de 400 keV en fonction de la température pour différentes pressions (de gauche à droite: 1.01, 1.36, 1.70 et 2.05 bars, respectivement). À une pression et énergie de neutron donnée, la température de seuil est obtenue en extrapolant la courbe de réponse jusqu'au point où le taux de comptage devient nulle.

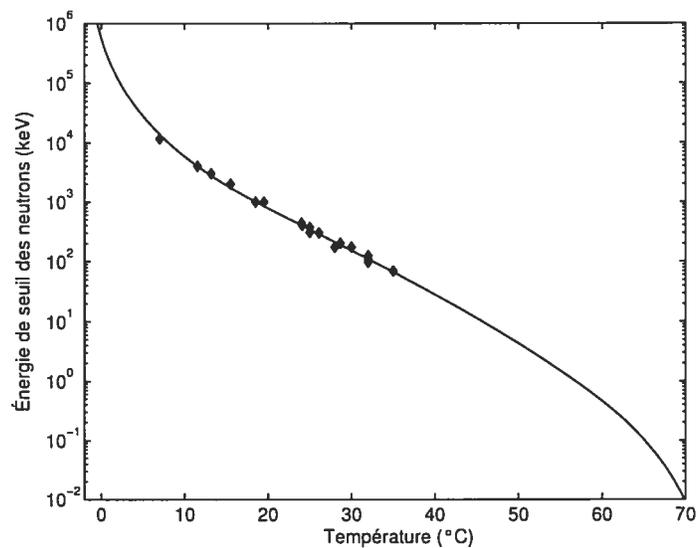


Figure 4-7: Énergie de seuil des neutrons en fonction de la température à pression atmosphérique. Les données expérimentales (\blacklozenge) sont présentées avec la courbe d'ajustement (ligne pleine).

diffusion dans le centre de masse. Le recul maximal d'un noyau après diffusion élastique d'un neutron est donc donné cinématiquement ($\theta_C = \pi$) par:

$$E_{R,max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \quad (4.7)$$

Le facteur multiplicatif $f = \frac{4A}{(A+1)^2}$ est $f = 0.284$ pour un noyau de carbone et $f = 0.19$ pour un noyau de fluor.

Les mesures des énergies de seuil en fonction de la température peuvent être comparées aux conditions standards de nucléation présentées dans la section précédente (voir les Équations 4.1 et 4.3). La comparaison est faite en transformant l'énergie de seuil de neutron mesurée en énergie de seuil de recul des noyaux (^{19}F et ^{12}C) à l'aide de l'Équation 4.7. Seul le noyau qui dépose le plus d'énergie à l'intérieur d'une distance critique $l_c = aR_c$ est considéré. Cette déposition d'énergie dans la distance critique est comparée à la valeur de l'énergie critique donnée par l'Équation 4.1. La valeur de a est ajustée afin de permettre la meilleure concordance entre l'énergie déposée dans l_c et l'énergie critique calculée. Le résultat est montré dans la Figure 4-8 pour l'énergie critique calculée avec $90\%T_c$ ($a = 1$) et $100\%T_c$ ($a = 2$). D'après la Figure, les conditions standards de nucléation ne permettent pas d'expliquer les seuils expérimentaux sur toute la plage de températures mesurées.

Comme nous l'avons montré à la section précédente, il n'existe pas de consensus quant aux critères de vaporisation à adopter, notamment en ce qui concerne la longueur critique. De plus, avant les mesures de seuils faites par la collaboration PICASSO à l'Université de Montréal, aucune étude de seuils à l'aide de faisceaux de neutrons mono-énergétiques n'avait été aussi exhaustive. Pour ces raisons, la courbe tirée de l'ajustement des seuils expérimentaux (voir la Figure 4-7) servira de base, dans le reste de l'étude des détecteurs PICASSO, pour l'extraction semi-empirique des conditions de vaporisation. La courbe d'ajustement aux seuils en énergie des neutrons est donnée par la somme des trois premiers termes de l'Équation 4.1 pondérés à l'aide de constantes libres fixées par l'ajustement. Comme on peut le voir à la Figure 4-7, l'énergie nécessaire tend vers l'infini à la température d'ébullition et vers 0 en s'approchant de la température critique (fixée dans l'ajustement à $0.9T_c$), comme il se doit.

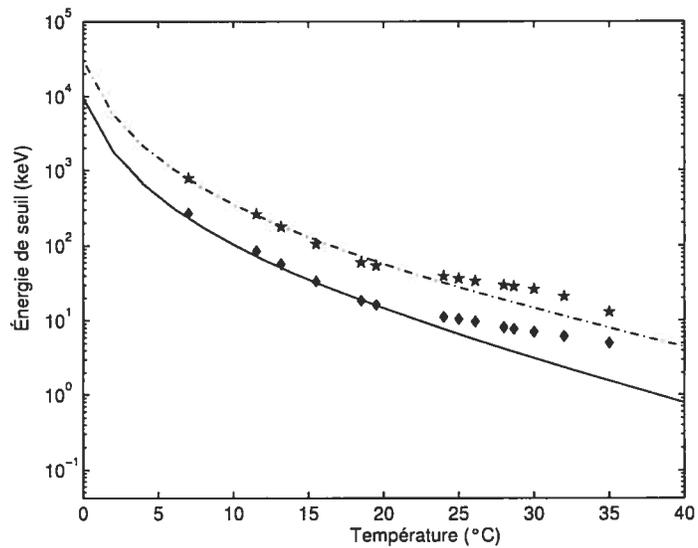


Figure 4-8: Calcul de l'équation d'énergie de seuil (voir l'Équation 4.1) avec corrections (voir l'Équation 4.2) pour le C_4F_{10} avec $90\%T_c$ (ligne pleine) et $100\%T_c$ (ligne tirets-pointillées). Pour les énergies de seuil de neutrons mesurées (voir la Figure 4-7), le dépôt maximal d'énergie qui peut être fait par les noyaux de recul dans R_c (ajustement à la courbe à $90\%T_c$) et $2R_c$ (ajustement à la courbe à $100\%T_c$) est aussi présenté (★ et ◆).

4.3.2 Taux de comptage en fonction de l'énergie des neutrons

D'après les mesures des seuils avec les neutrons monoénergétiques (voir la Figure 4-6), la probabilité $P(E_R, E_{R,seuil})$ qu'un noyau de recul à une énergie proche de l'énergie de seuil provoque une transition gouttelette→bulle est nulle pour $E_R < E_{R,seuil}$ et augmente avec E_R pour $E_R \geq E_{R,seuil}$ pour atteindre $P = 1$:

$$P(E_R, E_{R,seuil}(T)) = 1 - \exp\left[\frac{-b(E_R - E_{R,seuil})}{E_{R,seuil}}\right] \quad (4.8)$$

où b est un paramètre qui doit être tiré d'un ajustement aux données [128]. À partir de cette probabilité, on peut calculer l'efficacité, $\epsilon^i(E_n, T)$ qu'un noyau de recul de type i engendre une transition de phase à une température T après une diffusion élastique avec un neutron d'énergie E_n . Cette efficacité est donnée par le rapport entre le spectre intégré des reculs ayant une énergie supérieure au seuil et le spectre intégré de tous les reculs:

$$\epsilon^i(E_n, T) = \frac{\int_{E_{R,seuil}^i}^{E_{R,max}^i} \frac{dN_i}{dE_R^i} P(E_R^i, E_{R,seuil}^i(T)) dE_R^i}{\int_0^{E_{R,max}^i} \frac{dN_i}{dE_R^i} dE_R^i} \quad (4.9)$$

où dN_i/dE_R^i est la distribution en énergie des noyaux de recul. Pour les neutrons d'énergie inférieure à environ 500 keV, les diffusions élastiques des neutrons avec ^{12}C et ^{19}F sont isotropiques: la distribution en énergie est donc donnée par $dN_i/dE_R^i = 1$. L'Équation 4.9 devient donc:

$$\epsilon^i(E_n, T) = \frac{1}{E_{R,max}^i} \int_{E_{R,seuil}^i}^{E_{R,max}^i} P(E_R^i, E_{R,seuil}^i(T)) dE_R^i \quad (4.10)$$

où l'on peut remplacer $E_{R,max}^i$ par $f_i E_n$ et $E_{R,seuil}^i$ par $f_i E_{n,seuil}$.

Cette efficacité peut être utilisée pour calculer le taux de comptage attendu lors d'une irradiation par un faisceau de neutrons d'énergie E_n à une température T , i.e. le nombre de bulles formées par unité de temps:

$$R(E_n, T) = \varphi(E_n) V_l \sum_i \epsilon^i(E_n, T) N_i \sigma_n^i(E_n) \quad (4.11)$$

où $\varphi(E_n)$ est le flux de neutrons monoénergétiques d'énergie E_n en $cm^{-2}s^{-1}$, V_l est le volume de liquide surchauffé contenu dans le détecteur en cm^3 , N_i est la densité de

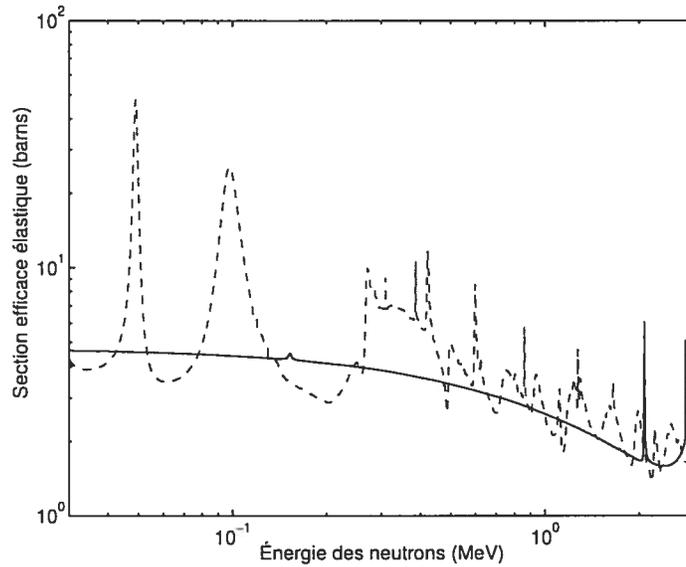


Figure 4-9: Section efficace d'interaction élastique d'un neutron sur un noyau de ^{12}C (ligne pleine) et d'un neutron sur noyau de ^{19}F (ligne pointillée) en fonction de l'énergie du neutron incident[130]. Cette section efficace est utilisée lors du calcul de la réponse des détecteurs placé devant un faisceau de neutrons (voir l'Équation 4.11).

l'espèce i d'atome du liquide surchauffé en cm^{-3} et $\sigma_n^i(E_n)$ est la section efficace de diffusion élastique d'un neutron d'énergie E_n sur un atome de type i en cm^2 (voir la Figure 4-9).

Notons que le taux d'interaction pour un flux donné de neutrons d'énergie connue dépend, comme montré dans l'Équation 4.11, de la section efficace nucléaire pour cette énergie ainsi que de la quantité et de la nature du liquide surchauffé. Il ne dépend pas de la distribution en taille des gouttelettes présentes dans le gel si ces gouttelettes sont en très grand nombre[131].

Le taux de comptage en fonction de l'énergie des neutrons est montré à la Figure 4-10 pour trois température d'opération différentes à pression atmosphérique. L'ajustement de l'Équation 4.11 aux données expérimentales suggère une valeur de $b = 1.0 \pm 0.1$. De plus, si on considère que l'énergie de seuil des neutrons correspond à une collision de plein fouet entre un neutron et un atome de carbone (Figure 4-10 à gauche), on obtient un meilleur ajustement des données que si on considère que le seuil des neutrons

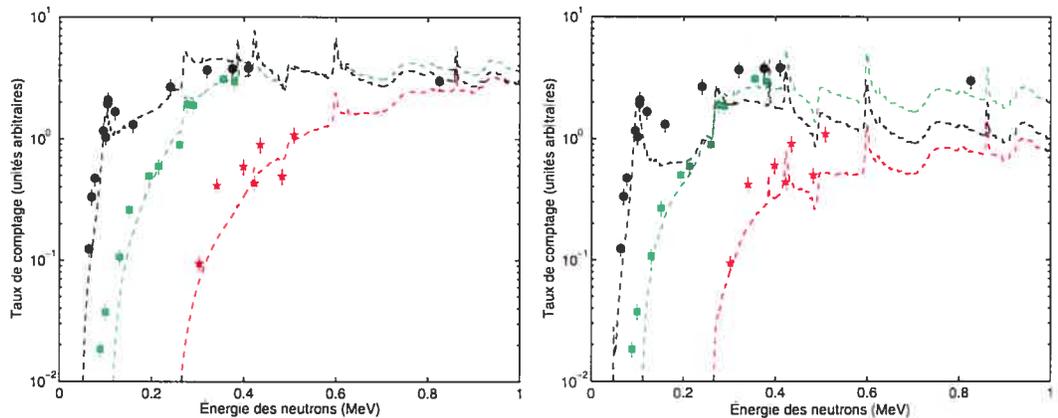


Figure 4-10: Réponse d'un détecteur à un faisceau monoénergétique de neutrons à différentes températures: $T = 10^{\circ}\text{C}$ (★ rouges), $T = 15^{\circ}\text{C}$ (■ verts) et $T = 20^{\circ}\text{C}$ (● noirs). L'ajustement aux données, représenté par les lignes pointillées, est obtenu en utilisant les sections efficaces connues[130] pour les interactions $n-^{12}\text{C}$ et $n-^{19}\text{F}$ avec conditions $E_{R,seuil} = f_{carbone}E_{n,seuil}$ (à gauche) ou $E_{R,seuil} = f_{fluor}E_{n,seuil}$ (à droite) pour $b = 1$.

correspond à une collision de plein fouet entre un neutron et un atome de fluor (Figure 4-10 à droite), surtout à $T = 20^{\circ}\text{C}$. La mesure de la réponse des détecteurs à des particules α vient renforcer cette hypothèse, comme il sera discuté dans la section 4.5.2. L'ajustement de la simulation de la réponse des détecteurs contaminés aux α avec les données expérimentales demande en effet la condition de vaporisation suivante: une énergie déposée de $E_{dep,min} = f_{carbone}E_{n,seuil}$ et $l_c = 18R_c$. Ces conditions seront utilisées pour toutes les simulations.

4.3.3 Simulation de la réponse à un faisceau de neutrons

La réponse d'un détecteur de 10 mL placé devant un faisceau de neutrons mono-énergétiques a été simulée, à l'aide de Geant4 [132]. Afin de simuler les événements, la géométrie du détecteur doit être décrite. Ici, la géométrie du détecteur virtuel a été approximée à un cylindre de 10 mL de volume fait de polycarbonate et rempli du gel contenant du CsCl. Des gouttelettes de C_4F_{10} ont été placées aléatoirement dans le gel

et leur densité a été variée en fonction de la température. Les particules ou noyaux primaires, ici les neutrons, sont générés avec une énergie, vertex et direction de propagation appropriés. Une fois généré, le noyau ou la particule primaire et les particules ou noyaux secondaires engendrés sont suivis pas à pas dans leur parcours. Lorsqu'une particule ou un noyau passe à l'intérieur d'une gouttelette, différentes valeurs sont enregistrées dans un fichier de sortie: identification de la particule ou de l'ion, énergie déposée dans un pas, grandeur du pas, position dans le détecteur, etc.

Lorsque la simulation est terminée, le fichier de sortie est analysé par un code séparé afin de déterminer combien de bulles ont été créées en fonction de la température pour une pression d'opération donnée. La perte d'énergie par ionisation des noyaux de basse énergie est prise en compte en utilisant le modèle de pouvoir d'arrêt nucléaire ICRU_R49 [133] et le modèle de pouvoir d'arrêt électronique SRIM2000p [134]. Les diffusions élastiques et inélastiques entre les neutrons et tous les types d'atomes présents dans toutes les parties du détecteur ont été considérées à l'aide de la librairie ENDF/B-VI [135].

Lors de la simulation de la réponse à un faisceau de neutrons, la fraction de masse active du détecteur virtuel, aussi appelée *loading* et définie comme $L = m_{C_4F_{10}}/m_{gel}$, a été fixé à 0.7%. Après l'analyse, la réponse simulée a été normalisée par un facteur multiplicatif afin de correspondre aux données expérimentales. Ce facteur multiplicatif est interprété comme une correction à la fraction de masse active de 0.7%, permettant ainsi une détermination du contenu en masse active du détecteur. Des fluctuations en énergie du faisceau de protons utilisé pour créer les neutrons entraînent une fluctuation de l'énergie des neutrons autour de l'énergie moyenne. Cet effet a été pris en compte par les simulations, en attribuant aux neutrons virtuels une énergie initiale contenant des fluctuations gaussiennes ($\sigma = 5 \text{ keV}$ pour un faisceau de 200 keV par exemple).

Les résultats obtenus à l'aide des simulations reproduisent assez bien les données expérimentales pour les énergies de faisceau de neutrons étudiées, soit 200 et 400 keV (voir la Figure 4-11) en utilisant les conditions de vaporisation $E_{dep,min} = f_{carbone} E_{n,seuil}$ et $l_c = 18R_c$. Il est à noter que le rôle joué par l'environnement du détecteur dans

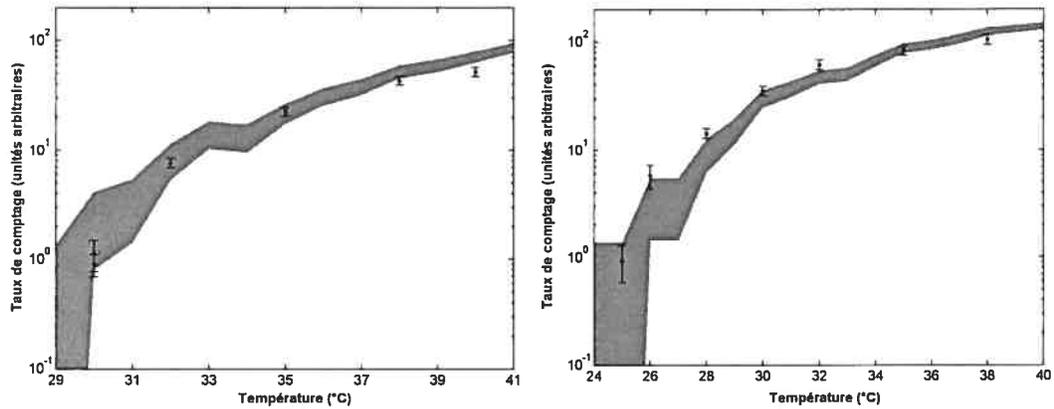


Figure 4-11: Résultats des simulations (région ombragée) comparés aux données expérimentales (points) pour un faisceau de neutrons monoénergétiques de 200 keV (à gauche) et 400 keV (à droite). Les résultats des simulations sont montrés avec une erreur statistique qui correspond à un intervalle à 68.3% de niveau de confiance selon la statistique de Poisson si moins de 21 événements ont été simulés; pour plus d'événements simulés, l'erreur est \sqrt{N} . L'ajustement aux données donne une fraction de masse active de $(0.62 \pm 0.04)\%$ et $(0.68 \pm 0.02)\%$ pour les neutrons de 200 et 400 keV, respectivement.

l'atténuation du faisceau de neutrons n'a pas été considéré. En ajustant les réponses expérimentales aux réponses simulées, on peut déterminer la quantité de liquide actif présent dans le détecteur et on trouve des valeurs compatibles de $0.62 \pm 0.04\%$ et $0.68 \pm 0.02\%$, pour 200 et 400 keV, respectivement.

4.3.4 Mesures des seuils à haute température

Comme montré à la Figure 4-7, les seuils mesurés expérimentalement couvrent de $T = 7^\circ\text{C}$ ($E_{n,seuil} = 11.7 \text{ MeV}$) à $T = 35^\circ\text{C}$ ($E_{n,seuil} = 70 \text{ keV}$). Afin de décrire la réponse des détecteurs en dehors de cette plage de température, l'extrapolation de la courbe ajustée aux mesures est utilisée. La réponse attendue des détecteurs aux neutralinos s'étend jusqu'à 50°C (voir la section 4.7): il est donc important de mesurer les seuils à de plus hautes températures, i.e. à de plus basses énergies. L'accélérateur Tandem van der Graaff de l'Université de Montréal sera utilisé pour cette mesure, étant

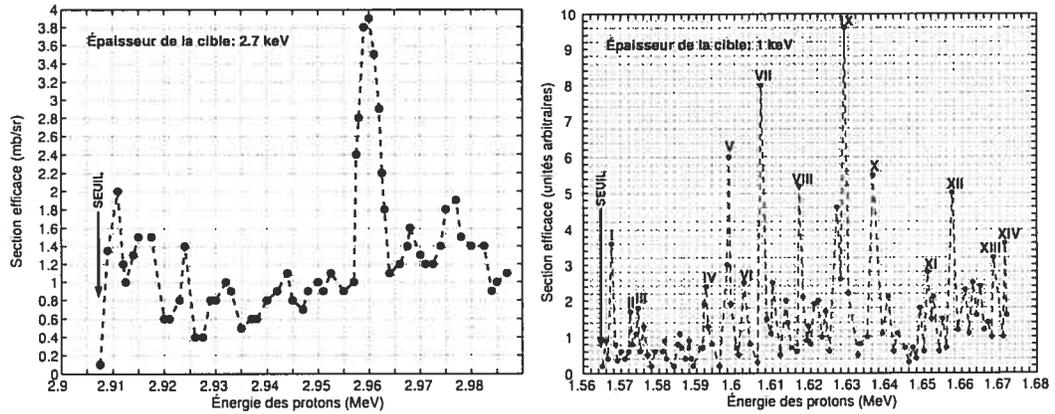


Figure 4-12: Sections efficaces des réactions $^{45}\text{Sc}(p, n)^{45}\text{Ti}$ (à gauche) et $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ (à droite) utilisées dans la création des faisceaux de neutrons à l'accélérateur Tandem de l'Université de Montréal. Les sections efficaces sont tirées de [137] et [138].

maintenant équipé de boîtes à haute tension pour les aimants et d'éléments d'analyse de très haute précision habituellement utilisés en résonance magnétique. Afin de produire les neutrons, les protons de l'accélérateur seront dirigés vers une cible de ^{45}Sc ou de ^{51}V à des énergies correspondant à des résonances dans les réactions $^{45}\text{Sc}(p, n)^{45}\text{Ti}$ et $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ (voir la Figure 4-12). Les cibles sont créées par le dépôt d'une mince couche de scandium ($\rho = 2.989\text{g/cm}^3$) ou de vanadium ($\rho = 5.96\text{g/cm}^3$) sur un support en tantale qui arrête les protons afin qu'ils ne rejoignent pas le détecteur (la portée des protons de 3 MeV dans le tantale est d'environ $30\mu\text{m}$).

L'énergie des neutrons émis par ces réactions en fonction de leur angle d'émission est donnée par [136]:

$$E_n = \frac{1}{2\alpha} (G \pm \sqrt{H}) \quad (4.12)$$

où les signes + et - correspondent à θ , l'angle d'émission des neutrons, plus petit ou plus grand que $\pi/2$, respectivement et où:

$$\alpha = (M_p + M_N)^2 \left[1 + \frac{2E_p}{M_p + M_N} \left(1 + \frac{E_p}{2(M_p + M_N)} \right) - 2M_p \frac{E_p}{(M_p + M_N)^2} \left(1 + \frac{E_p}{2M_p} \right) \cos^2 \theta \right] \quad (4.13)$$

où M_p et M_N sont les masses du proton et du noyau-cible, respectivement, E_p , l'énergie

cinétique du proton, et θ , l'angle d'émission des neutrons; avec:

$$G = 2M_p M_n E_p \left\{ 2 \left[1 + \frac{E_p}{2M_p} \right] \cos^2 \theta + M_{N^*} \frac{M_p + M_N}{M_p M_n} \frac{Q}{E_p} \left[1 + \frac{Q}{2M_{N^*}} \right] \right. \\ \left. + \left[\frac{M_p^2 - M_N^2 + M_n^2 - M_{N^*}^2}{2M_p M_n} \right] + \left[4(M_N - M_n) \frac{M_p + M_N}{2M_p M_n} \right] \left[1 + \frac{E_p}{2(M_p + M_N)} \right] \right\} \quad (4.14)$$

où M_{N^*} et M_n sont la masse du noyau résultant et du neutron, respectivement et Q , la valeur Q (Q -value) de la réaction; avec:

$$H = 2M_p E_p \left(1 + \frac{E_p}{2M_p} \right) \cos^2 \theta \left\{ 4M_N^2 (E_p^2 - E_s^2) + 4M_N [(M_p + M_N)^2 \right. \\ \left. - (M_n^2 + M_{N^*}^2)] [E_p - E_s] - 8M_p M_n^2 E_p \left(1 + \frac{E_p}{2M_p} \right) \sin^2 \theta \right\} \quad (4.15)$$

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

$$E_s = -Q \left(1 + \frac{M_p}{M_N} - \frac{Q}{2M_N} \right) \quad (4.16)$$

La variation d'énergie des neutrons émis en fonction de l'angle d'émission peut être vue dans la Figure 4-13 pour plusieurs valeurs d'énergie des protons incidents sur une cible de scandium ou de vanadium. Les valeurs de Q pour le scandium et le vanadium ont été tirées de [139] alors que les masses des noyaux en jeu ont été prises de [140]. L'erreur sur l'énergie due au mouvement thermique de la cible a aussi été calculée mais s'est avérée négligeable ($\ll 1\%$).

L'énergie d'émission des neutrons dépend aussi de l'épaisseur de la cible utilisée (voir la Figure 4-14). Le pouvoir d'arrêt des protons dans le vanadium, pour les énergies de protons impliquées est d'environ $22 \text{ keV}/\mu\text{m}$, alors que pour le scandium, il est d'environ $60 \text{ keV}/\mu\text{m}$ [134]. Le choix d'une cible pour une énergie de neutron donnée est un compromis entre une bonne section efficace de production (cible plus épaisse) et une bonne résolution en énergie des neutrons émis (cible plus mince). Pour les mesures, trois cibles de vanadium ont été fabriquées avec des épaisseurs de 10, 50 et 100 nm (correspondant à $\Delta E_p \approx 0.6, \approx 3$ et $\approx 6 \text{ keV}$, respectivement). De même, trois cibles de scandium ont été fabriquées avec des épaisseurs de 5, 20 et 200 nm (correspondant à $\Delta E_p \approx 0.1, \approx 0.4$ et $\approx 4.4 \text{ keV}$, respectivement). Des cibles de lithium seront aussi utilisées afin de reproduire les courbes de seuils à des énergies déjà mesurées.

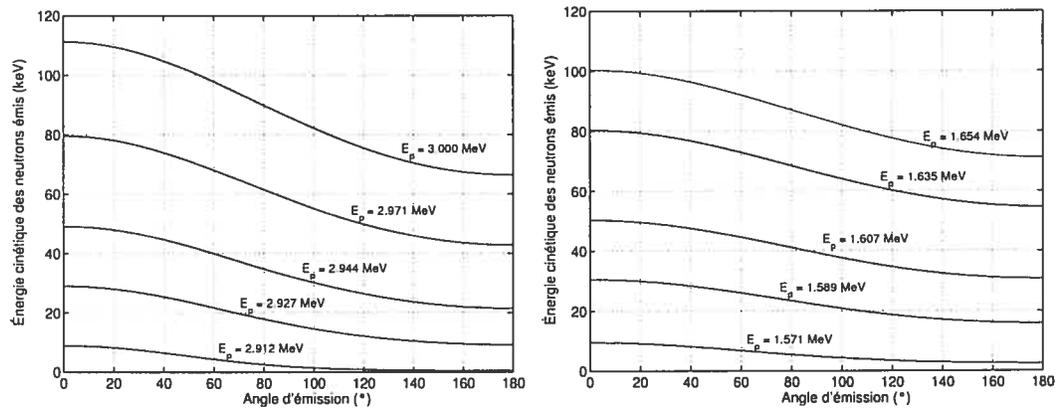


Figure 4-13: Variation de l'énergie des neutrons émis en fonction de l'angle d'émission pour plusieurs valeurs d'énergie des protons incidents (correspondant à des résonances dans la section efficace de production) pour une cible de scandium (à gauche) et de vanadium (à droite).

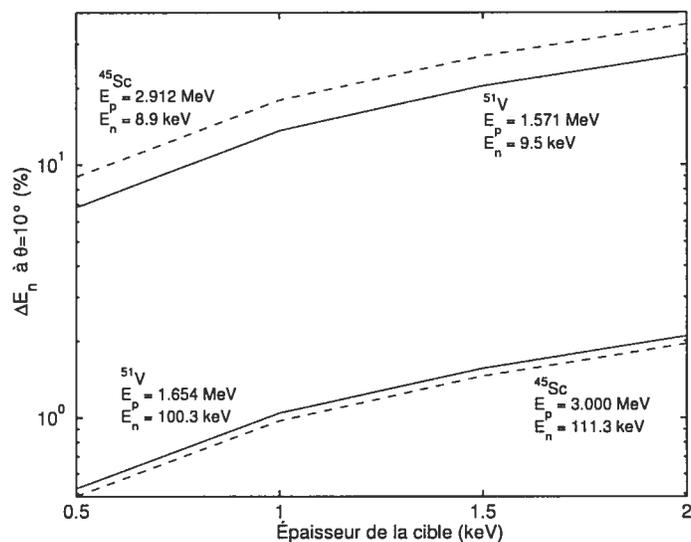


Figure 4-14: Variation de l'énergie des neutrons émis en fonction de l'épaisseur de la cible pour deux résonances dans le scandium (lignes pointillées) et dans le vanadium (lignes pleines). L'épaisseur physique, en nm par exemple, peut être trouvée en divisant l'épaisseur en keV par le pouvoir d'arrêt (dE/dx) des protons dans le matériau donné.

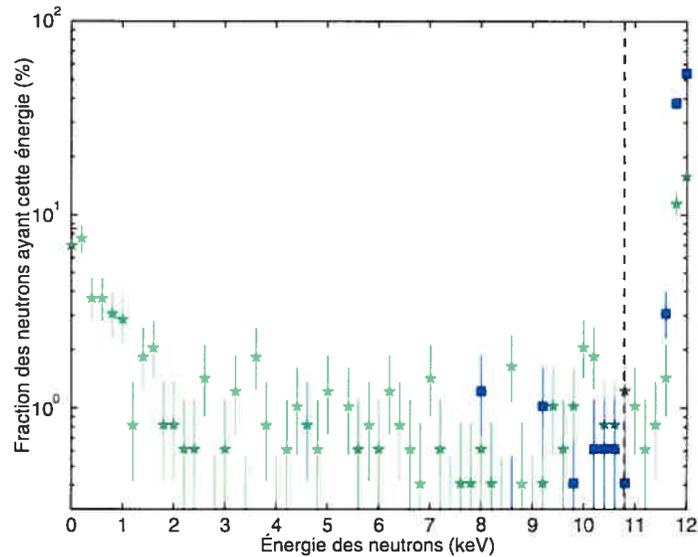


Figure 4-15: Simulation du spectre des neutrons émis à la résonance de 12 keV par une interaction $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ dans une cible placée à 12 cm d'un détecteur de 22 mL à l'intérieur d'un TPCS. Les ■ bleus représentent l'énergie des neutrons émis qui rejoignent le détecteur et les ★ vertes, l'énergie de ces mêmes neutrons lorsqu'ils atteignent les gouttelettes du détecteur. La ligne en tirets verticale représente une variation d'énergie de 10%.

Une fois les neutrons émis avec une certaine résolution en énergie inhérente à la méthode de production, ceux-ci peuvent encore perdre de l'énergie par des interactions avec l'environnement du détecteur ou avec le gel même du détecteur. Des simulations permettent de choisir la configuration géométrique et le type de détecteur les plus appropriés pour la mesure de seuil en plus d'aider à la compréhension de la réponse. Un exemple de simulation est montré à la Figure 4-15. Dans cette Figure, le spectre des neutrons atteignant un détecteur de 22 mL placé à 12 cm de la cible dans un TPCS est comparé au spectre des neutrons atteignant les gouttelettes, la différence étant due à l'atténuation des neutrons dans le gel.

La mesure des seuils avec des neutrons de basse énergie (obtenus par un faisceau de protons dirigé vers des cibles de scandium ou de vanadium) est présentement dans la phase de préparation/étalonnage. Les premières mesures de seuil devraient être faites au cours de l'été 2007.

4.4 Détermination de la masse active

L'extraction d'une limite sur la section efficace entre les neutrons et les noyaux de fluor nécessite non seulement la connaissance du seuil en énergie des détecteurs en fonction de la température et de la pression, mais aussi la détermination de la masse active des détecteurs. Il n'est pas évident de savoir quelle quantité de liquide actif a été dispersée dans le gel lors de la fabrication car une certaine partie de ce liquide s'évapore durant le processus. Diverses méthodes ont donc été employées afin de déterminer la masse restant dans le détecteur, soit: une mesure directe par pesée du détecteur durant la fabrication, une mesure directe du volume de liquide actif par observation au microscope, une mesure comparative à la source de neutrons d'actinium-béryllium (AcBe) et finalement une mesure comparative par méthode Monte Carlo.

4.4.1 Mesure directe par pesée

La mesure directe par pesée doit s'effectuer avec une balance ayant une précision de 0.1 g tout en étant capable de mesurer un poids allant jusqu'à 5 kg. Une mesure du poids a été effectuée lors de la fabrication, avant l'ajout du liquide actif. En soustrayant cette masse de celle obtenue pour le détecteur complet, après polymérisation, on peut obtenir la masse de liquide actif qui est resté dans le détecteur. Cette méthode présente plusieurs avantages puisqu'elle est directe, non-invasive et qu'elle requiert relativement peu de temps. L'incertitude de cette méthode est d'environ 2% et est déterminée par l'erreur de la balance et par la condensation de vapeur d'eau provenant de l'air ambiant sur les parois froides du détecteur durant la fabrication.

4.4.2 Mesure par microscope et distribution en diamètres des gouttelettes

La mesure par microscope est une autre mesure directe de la masse active, mais elle est invasive et nécessite la destruction du détecteur: le détecteur est décomprimé et ouvert. Des tranches du gel sont prélevées en divers endroits du détecteur. Ces échantillons sont ensuite observés à l'aide d'un microscope à transmission, préalablement calibré, couplé à une caméra numérique reliée à un ordinateur. Les images prises des échantillons sont ensuite analysées afin d'extraire les tailles des gouttelettes observées (voir la Figure 4-16). Connaissant ainsi le volume de liquide actif observé ainsi que le volume total des échantillons observés, on peut inférer la quantité de volume actif présent dans tout le détecteur. L'erreur sur la masse active dépend du volume de gel analysé ainsi que de l'incertitude sur l'étalonnage du microscope (5%).

Cette méthode donne non seulement la quantité de masse active présente dans le détecteur, mais aussi la distribution en taille des gouttelettes, un paramètre qui influe sur la réponse α du détecteur, comme il sera montré dans la section 4.5.2. La distribution en diamètre des gouttelettes a été mesurée pour un détecteur de 1 L (*Cb_P01_205_024*). Afin de mesurer la distribution, des échantillons du détecteur ont été prélevés en divers endroits (plus ou moins loin des parois pour différentes profondeurs) de celui-ci: 6.1mm^3 de gel ont été analysés, soit 8176 gouttelettes. Un grossissement de 10x a été utilisé pour cette mesure et le microscope a été calibré à l'aide d'un vernier ouvert à 0.20 mm déposé sur la platine. La fraction de masse active trouvée, en g/g, est de $(0.36 \pm 0.04)\%$. La distribution en diamètre des gouttelettes, pour les détecteurs de 1 L, a un maximum autour de $d = 5\mu\text{m}$ et dévie de la distribution mesurée pour les détecteurs de 10 mL utilisés dans les premières étapes du projet PICASSO, comme montré à la Figure 4-17. Cette étude a en outre montré que la distribution en taille des gouttelettes était indépendante de la position en profondeur de l'échantillon dans ces détecteurs[141].

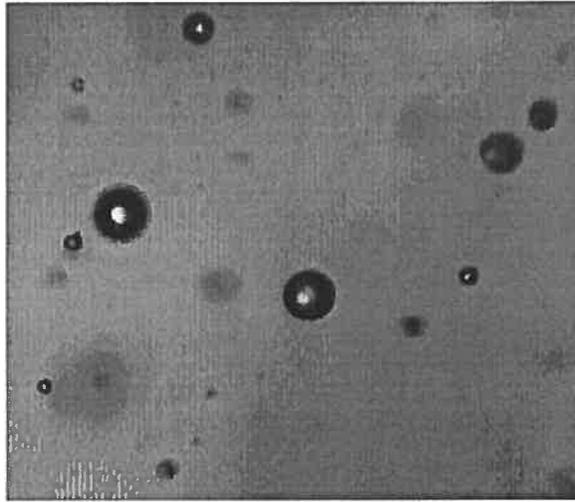


Figure 4-16: Exemple de photo prise avec un microscope à transmission d'un échantillon de détecteur afin de mesurer la distribution en diamètre des gouttelettes.

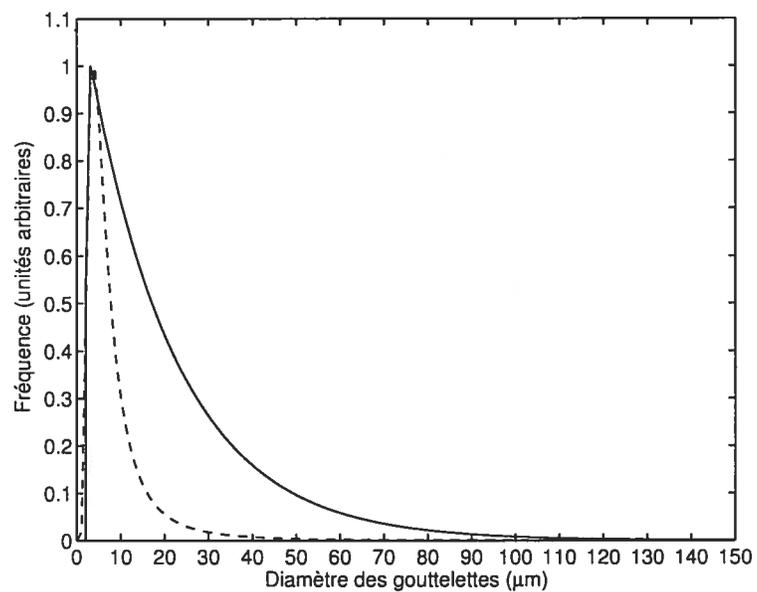


Figure 4-17: Comparaison entre les distributions en diamètre des gouttelettes observées pour un détecteur de 10 mL (ligne pleine) et un détecteur de 1 L (ligne pointillée) obtenues en analysant des échantillons de gel au microscope.

4.4.3 Étalonnage avec une source d'actinium-béryllium (AcBe)

La troisième méthode pour déterminer la masse active est une méthode comparative utilisant une source d'actinium-béryllium (AcBe). Une source d'AcBe est une source de type (α, n) . La chaîne de désintégration de l'actinium produit des particules α qui peuvent interagir avec le béryllium selon ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. Pour chaque désintégration d' ${}^{227}\text{Ac}$, la probabilité d'émission d'un neutron par interaction avec le béryllium est de 0.0702%. Le spectre des neutrons émis est montré à la Figure 4-18: l'énergie la plus probable est 4.6 MeV et l'énergie maximale, 12 MeV. La chaîne de désintégration de l'actinium produit aussi un important rayonnement γ auquel le détecteur ne devient sensible qu'à haute température, comme nous le verrons plus loin. L'activité nominale (1979) de la source utilisée par l'expérience PICASSO est de $3.2 \times 10^5 n/s$ et $6 \times 10^9 \gamma/s$ avec $T_{1/2} = 21.9$ ans [142]. En mesurant la réponse à une source de neutrons AcBe d'un détecteur étalonné selon l'une des deux méthodes décrites précédemment, on obtient un étalon de mesure pour les autres détecteurs. En effet, le taux de comptage obtenu est directement proportionnel à la masse active d'un détecteur (voir l'Équation 4.11 qui, pour une source polyénergétique, est intégrée sur la distribution en énergie). On obtient donc ainsi une constante d'étalonnage exprimée en $g^{-1}n^{-1}cm^2$ pour une température donnée. En mesurant, à cette température, la réponse d'un autre détecteur à la même source de neutrons, on peut en déduire sa quantité de masse active à l'aide de la constante d'étalonnage.

Notons aussi que la mesure de la distribution en diamètre des gouttelettes présentée à la section précédente permet d'affirmer que la perte de sensibilité des détecteurs due à un appauvrissement en gouttelettes durant une irradiation peut être négligée ici. En effet, même un détecteur ayant une faible fraction de masse active, par exemple un détecteur de 1 L contenant 1 g de liquide actif, contiendrait des centaines de millions de gouttelettes, même en supposant un grand rayon moyen de $10\mu m$, alors qu'une mesure typique d'étalonnage ne compte pas plus qu'environ 1000 événements avant que le détecteur ne soit recomprimé.

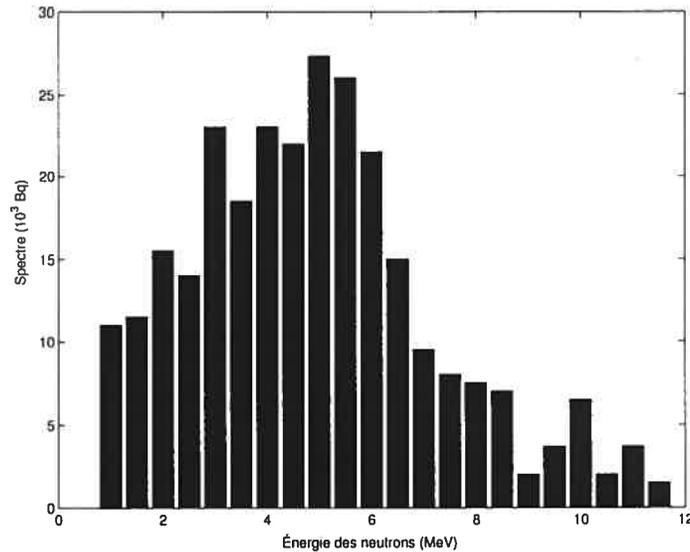


Figure 4-18: Spectre des neutrons de la source AcBe.

4.4.4 Étalonnage par simulation Monte Carlo

Finalement, des simulations Monte Carlo en Geant4 ont été faites afin de déterminer la masse active d'un détecteur de 1 L. La réponse d'un détecteur de 1 L a été simulée avec une source d'AcBe située à 1 m. Afin d'obtenir une efficacité de simulation intéressante, la fraction de masse active du détecteur virtuel a été fixée à 4%, les gouttelettes ayant un rayon uniforme de valeur $r = 363\mu m$ - ce rayon a été obtenu en fixant le nombre de gouttelettes et la fraction de masse active.

La courbe de réponse simulée obtenue est montrée à la Figure 4-19. Notons que dans cette simulation, les neutrons de basse énergie qui pourraient être générés par l'interaction entre les neutrons de la source d'AcBe et l'environnement n'ont pas été pris en compte. Cela pourrait expliquer la différence entre simulation et mesure expérimentale à haute température.

Pour chaque température pour laquelle une valeur expérimentale du taux de comptage est connue, il est possible d'évaluer la masse active, en grammes, présente dans le détecteur en divisant ce taux de comptage expérimental exprimé en $even.n^{-1}cm^2$ par

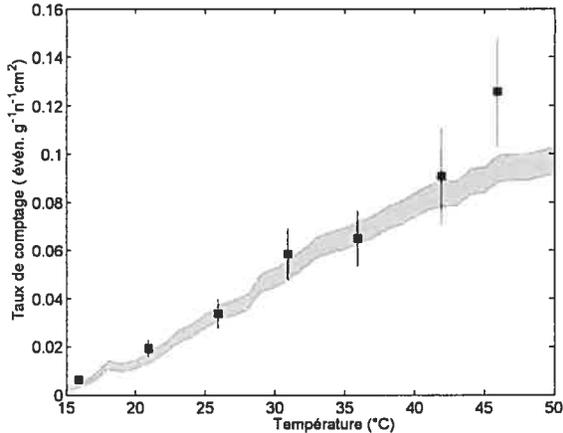


Figure 4-19: Taux de comptage obtenu en fonction de la température lors de la détection des neutrons provenant d'une source d'AcBe. La région ombragée correspond à la simulation alors que les ■ représentent les données expérimentales (détecteur 31). Les résultats de la simulation sont montrés avec une erreur statistique qui correspond à un intervalle à 68.3% de niveau de confiance selon la statistique de Poisson si moins de 21 événements ont été simulés; pour plus d'événements simulés, l'erreur est \sqrt{N} .

le taux de comptage simulé exprimé en $even.g^{-1}n^{-1}cm^2$. La masse est alors trouvée en calculant la moyenne pondérée des points ainsi calculés (voir la Figure 4-20), dans ce cas (détecteur *Mb_P01_210_031* (ou 31)) $m_{sim} = 9.0 \pm 0.4$ g, un résultat compatible avec la masse trouvée par comparaison directe avec un détecteur étalonné au microscope, soit $m_{comp} = 8.2 \pm 1.4$ g. L'incertitude de cette méthode par simulation Monte Carlo est statistique, i.e. elle dépend du nombre de neutrons générés.

Toutes les méthodes de détermination de la masse active présentées donnent des résultats compatibles: la moyenne des constantes d'étalonnage trouvées par les différentes méthodes est de $C = 0.12 \pm 0.01$ $even.g^{-1}n^{-1}cm^2$, comme montrée à la Figure 4-21.

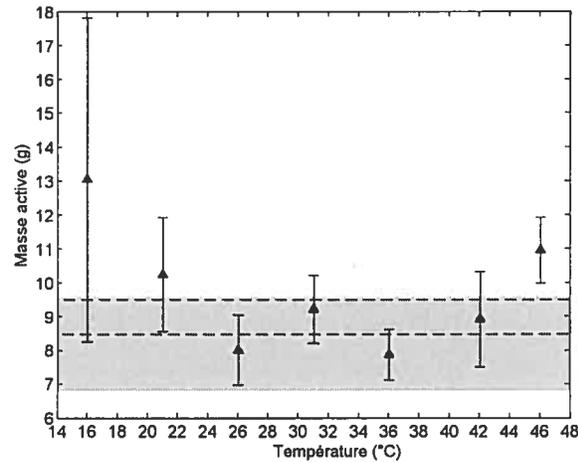


Figure 4-20: Détermination de la masse active d'un détecteur de 1 L par méthode Monte Carlo. Les données sont simulées à différentes températures pour des neutrons ayant un spectre en énergie correspondant à une source d'AcBe. La région ombragée correspond à la masse déterminée expérimentalement, les ▲ représentent les résultats de la simulation et les lignes en tirets sont les limites de la masse active déterminée à l'aide de la simulation.

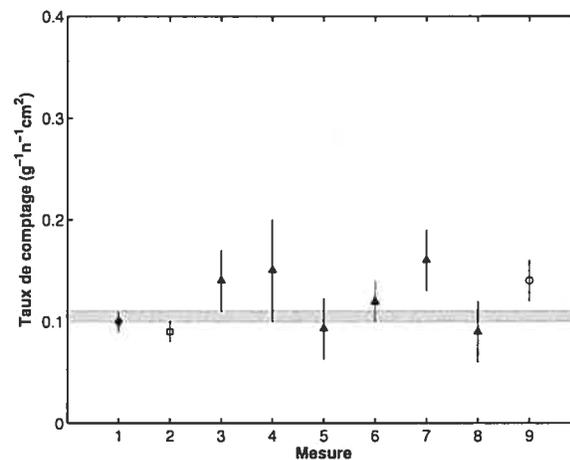


Figure 4-21: Détermination de la constante d'étalonnage (C) de divers détecteurs obtenue par les diverses techniques de mesure: source de neutrons (◆), simulation Monte Carlo simulation (□), microscope (▲) et mesure directe (o). La région ombragée indique la constante d'étalonnage moyenne à $T = 45^\circ\text{C}$: $(0.12 \pm 0.01)g^{-1}n^{-1}cm^2$.

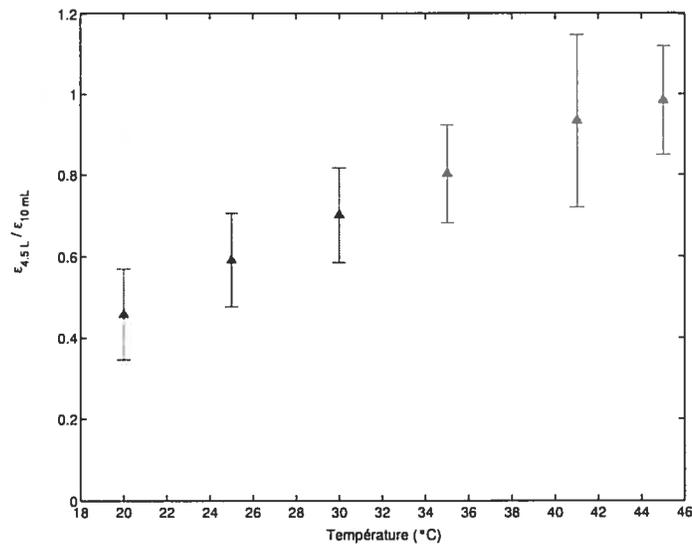


Figure 4-22: Rapport entre la réponse simulée d'un détecteur de 4.5 L et celle d'un détecteur de 10 mL à une source d'AcBe. La différence entre les réponses vient de la modération des neutrons par le gel du détecteur.

4.4.5 Effet du volume des détecteurs sur l'étalonnage avec la source d'AcBe

Des simulations de la réponse des détecteurs de 4.5 L aux neutrons de la source AcBe ont aussi été faites. Le volume du détecteur influence la réponse aux neutrons car le polymère à base d'eau qui compose le gel atténue les neutrons entrant dans le détecteur, changeant ainsi le spectre des neutrons atteignant les gouttelettes de liquide surchauffé. La Figure 4-22 montre le rapport entre la réponse simulée d'un détecteur de 4.5 L et celle d'un détecteur de 10 mL à une source d'AcBe. Puisque le spectre des neutrons est atténué par le gel du détecteur de 4.5 L, la réponse est plus faible à basse température pour ce détecteur que pour le détecteur de 10 mL. À 45°C, la réponse des deux types de détecteur est la même, fournissant un point de comparaison pour la détermination de la masse active à l'aide de la constante d'étalonnage.

L'atténuation des neutrons dans le gel du détecteur de 4.5 L a aussi un effet sur la localisation des événements. La localisation des événements à 40°C pour un détecteur de 4.5 L irradié par une source d'AcBe a été simulée et comparée à la localisation

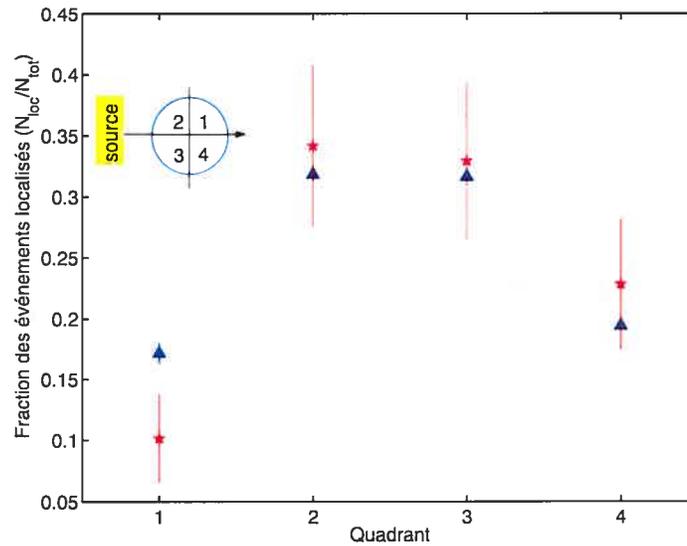


Figure 4-23: Localisation des événements à 40°C pour un détecteur de 4.5 L (73) irradié par une source d'AcBe. Les \blacktriangle bleus représentent la localisation expérimentale par triangulation, alors que les \star rouges correspondent à la simulation. La position des quadrants par rapport à la source est schématisée en haut à gauche.

expérimentale des événements par triangulation à l'aide des senseurs piézo-électriques pour le détecteur *Mb_A05_511_073* (ou 73). Le résultat est montré dans la Figure 4-23. La localisation des événements pourrait permettre d'éventuellement définir un volume fiduciaire pour la recherche de la matière noire: en effet, les neutralinos devraient produire des événements distribués aléatoirement dans tout le volume des détecteurs, contrairement aux neutrons.

En raison du plus grand volume des détecteurs de 4.5 L, la probabilité qu'un seul neutron produise plusieurs transitions de phase à l'intérieur du détecteur doit être considérée. Ces transitions de phase multiples doivent être soustraites du taux de comptage simulé avant de comparer les résultats des simulations aux résultats expérimentaux car le système d'acquisition de données est occupé à enregistrer la première transition de phase lorsque la deuxième survient. Les neutrons de plus faible énergie ont plus de chance de produire des interactions multiples; le taux de comptage simulé à haute température contient donc plus d'événements multiples qu'à basse température. Selon la simulation et comme montré à la Figure 4-24, environ 5% de tous événements

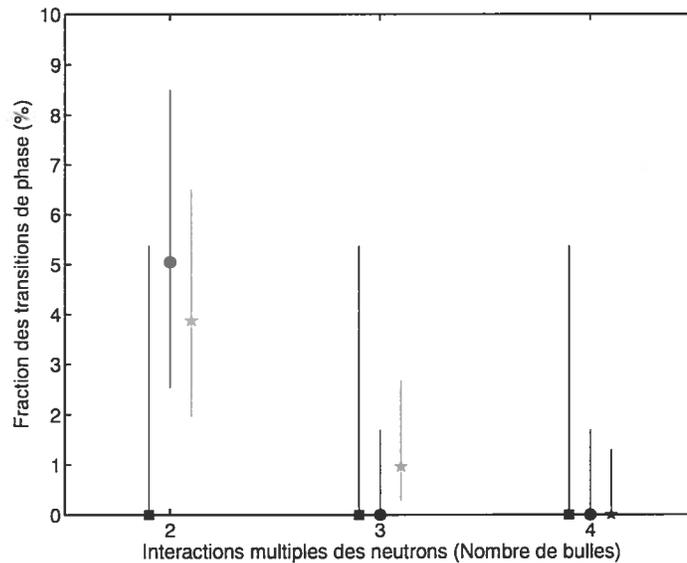


Figure 4-24: Fraction des événements comportant plusieurs transitions de phase par neutron pour un détecteur de 4.5 L placé devant une source de neutrons d'AcBe pour $T=26^{\circ}\text{C}$ (■ noirs), 40°C (● bleus) et 60°C (★ roses).

enregistrés à $T \geq 40^{\circ}\text{C}$ seraient en fait des événements doubles. Pour un ensemble de détecteurs, les interactions multiples des neutrons pourraient permettre l'identification et le rejet d'événements dus à des neutrons, la probabilité d'interactions multiples pour un neutralino étant à toute fin pratique nulle.

4.4.6 Effet de l'environnement sur l'étalonnage

L'effet de l'environnement du montage a aussi été étudié pour un détecteur de 4.5 L. La salle d'étalonnage a été reproduite virtuellement (murs et planchers de béton). Les neutrons émis par la source d'AcBe, située à 5 mètres du détecteur, peuvent en effet rebondir sur les murs et le plancher avant d'entrer dans le détecteur, ce qui pourrait changer le flux et le spectre des neutrons. De plus, la source d'AcBe est placée dans un blindage de plomb afin d'absorber les rayons γ qu'elle émet - voir la Figure 4-25. Pour cette configuration, la Figure 4-26 montre la réponse du détecteur simulée avec et sans interactions avec l'environnement. La présence de l'environnement ne semble pas être

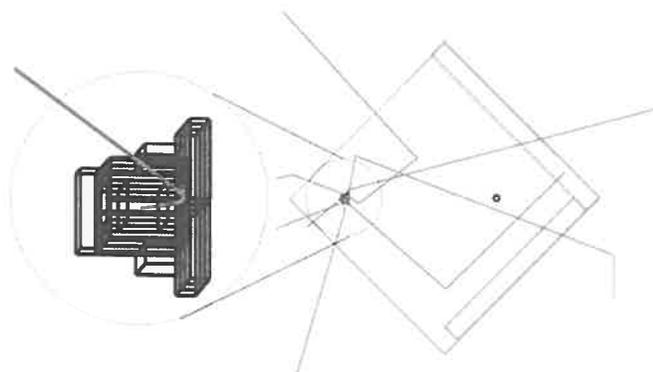


Figure 4-25: Simulation du blindage de plomb et de l'environnement de la source d'Ac-Be utilisée pour l'étalonnage d'un détecteur de 4.5 L. La salle d'étalonnage est vue à vol d'oiseau, la source se trouvant dans un blindage de plomb (à gauche) à 5 mètres du détecteur de 4.5 L (situé à droite). Un agrandissement du blindage de plomb est présenté à gauche. Les lignes vertes représentent des neutrons simulés interagissant avec l'environnement.

un facteur déterminant dans ce cas, le changement dans la réponse dû à l'interaction avec l'environnement restant dans les marges d'erreur statistique de la simulation. Le flux de γ traversant le blindage de plomb et atteignant le détecteur est de 254 ± 45 γ/s selon les simulations. Ce flux pourrait peut-être expliquer la montée de la réponse expérimentale du détecteur *Mb_A05_606_078* (ou 78) à 55°C , montée qui n'est pas reproduite par les simulations.

4.5 Réponse des détecteurs PICASSO aux particules α

Dans la gamme des températures d'opération optimales pour la détection de la matière noire, les détecteurs sont aussi sensibles aux particules α . Les particules α , produites dans le détecteur par les impuretés radioactives, forment le bruit de fond principal lors de la recherche de matière noire. En effet, même après une procédure de purification,

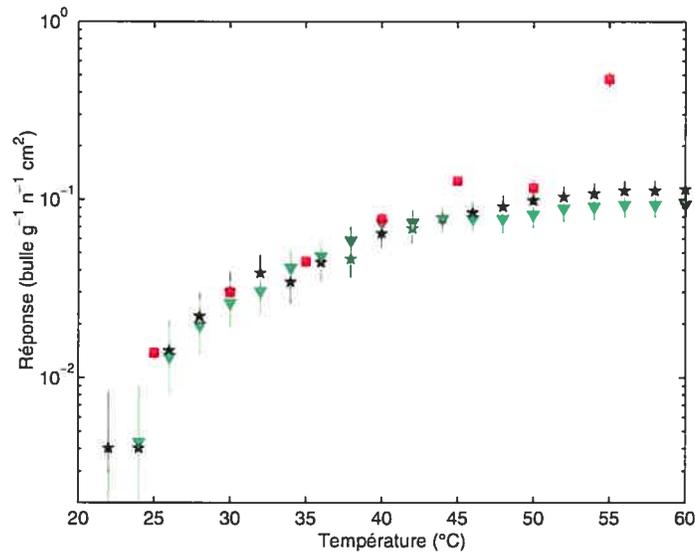


Figure 4-26: Taux de comptage obtenu en fonction de la température pour un détecteur de 4.5 L (78) lors de la détection des neutrons provenant d'une source d'AcBe. Les ■ rouges représentent les données expérimentales, les ▼ verts, une simulation comprenant seulement la source et le détecteur et les ★ noires, une simulation comprenant la source dans son blindage de plomb, le détecteur et l'environnement du montage.

le sel lourd (CsCl) et les autres ingrédients qui entrent dans la composition du gel peuvent encore contenir des contaminants émetteurs de particules α (e.g.: U/Th et leurs produits de désintégration). La réponse des détecteurs aux particules α doit donc être connue avec une grande précision.

4.5.1 Mesures de la réponse α

La réponse à une contamination α a été étudiée expérimentalement[128] en utilisant deux détecteurs de 1 L auxquels ont été ajoutés, durant la fabrication, des émetteurs α . Dans le premier, *MB_A01_307_039* (ou 39), 27.8 mL d'une solution d'américium ($AmCl_3$ dans 0.5M de HCl) d'activité connue (0.72 Bq/mL) ont été ajoutés afin d'obtenir une activité de 20 Bq d' ^{241}Am . La désintégration de l'américium, $^{241}Am \rightarrow \alpha + ^{237}Np$ produit une particule α ayant une énergie de 5.49 MeV. La temps de demi-vie de l' ^{241}Am est de 432.2 ans, alors que celle du ^{237}Np est de 2.14×10^6 ans: on

peut donc affirmer que seule la désintégration de l'américium participe à l'activité α dans ce détecteur. Le deuxième détecteur, *MB_A01_404_056* (ou 56), a été dopé afin d'obtenir 20 Bq d' ^{238}U . La désintégration $^{238}\text{U} \rightarrow \alpha + ^{234}\text{Th}$ produit une particule α de 4.19 MeV avec un temps de demi-vie de 4.47×10^9 ans. La chaîne de désintégration de l' ^{238}U produit huit particules α à l'équilibre. Or, puisque le dopant utilisé ne contient pas les noyaux-filles de l'uranium, seule la première désintégration de la chaîne a été considérée en raison du long temps de demi-vie de l' ^{234}U , prochain émetteur α dans la chaîne, qui est de 2.46×10^5 ans.

Chaque détecteur a été équipé de deux senseurs piézo-électriques avant d'être placé dans un TPCS permettant un contrôle de la température avec une précision de 0.1°C . Les détecteurs ont été étalonnés à l'aide de la source d'AcBe, donnant $m_{C_4F_{10}} = 7.3 \pm 1.1$ g pour le détecteur dopé à l'américium et $m_{C_4F_{10}} = 22.1 \pm 3.1$ g pour celui dopé à l'uranium. Les réponses aux particules α , en $even.\alpha^{-1}g^{-1}$, ont ensuite été mesurées pour ces détecteurs en fonction de la température (de 5 à 45°C), à raison d'environ 500 événements par point. Pour ces mesures, le TPCS était placé dans un blindage fait de cubes d'eau d'épaisseur totale de 60 cm. Ce blindage servait à modérer les neutrons de l'environnement afin de limiter leur contribution. Le signal de sortie des piézo-électriques était tout d'abord amplifié par un préamplificateur à bas bruit de fond conçu par le groupe technologique de l'Université de Montréal avant d'être numérisé par un système composé d'un flash ADC 1MHz basé sur VME (Versa Module Eurocard). Les résultats sont montrés dans la Figure 4-27: la réponse maximale est d'environ $10^{-3} even.\alpha^{-1}g^{-1}$ pour le détecteur contaminé à l'américium et d'environ $4 \times 10^{-4} even.\alpha^{-1}g^{-1}$ pour celui contaminé à l'uranium. La différence entre les réponses des deux détecteurs pourrait être due à une distribution différente des tailles de gouttelettes entre les deux détecteurs. En effet, en raison du faible parcours des particules α dans la matière, l'efficacité géométrique de leur détection est inversement proportionnelle au rayon des gouttelettes, comme il sera montré dans la prochaine section.

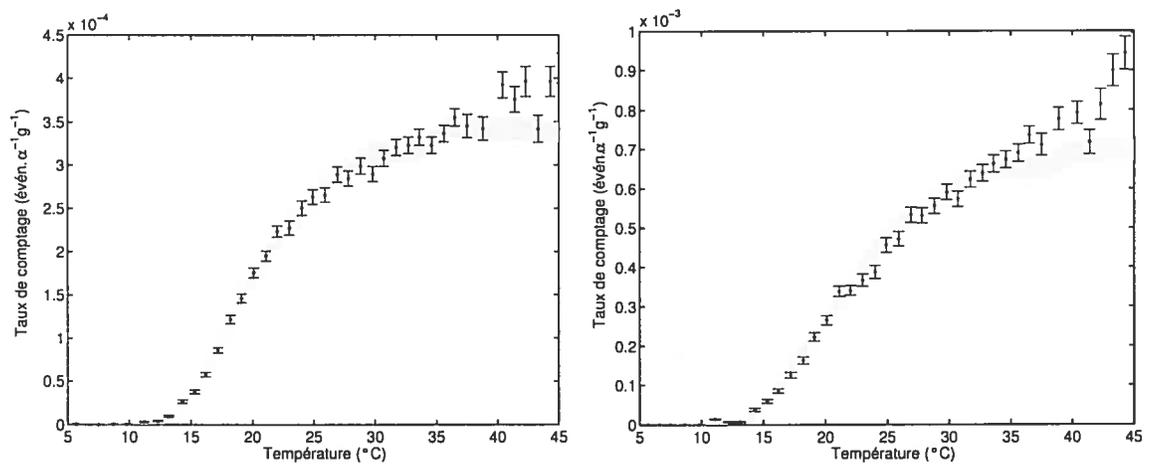


Figure 4-27: Réponse des détecteurs 56 dopé avec 20 Bq d' ^{238}U (à gauche) et 39 dopé avec 20 Bq d' ^{241}Am (à droite) en fonction de la température. Les points représentent les données expérimentales alors que les régions ombragées correspondent aux résultats des simulations, décrites plus loin. Les résultats des simulations sont montrés avec une erreur statistique qui correspond à un intervalle à 68.3% de niveau de confiance selon la statistique de Poisson si moins de 21 événements ont été simulés; pour plus d'événements simulés, l'erreur est \sqrt{N} .

4.5.2 Simulation de la réponse à la contamination α

La réponse à la contamination α a été simulée à l'aide de Geant4. La géométrie du détecteur virtuel a été approximée par un cylindre de 10 mL de volume fait de polycarbonate et rempli d'un gel au CsCl. L'approximation reste valide pour simuler un détecteur de 1 L, car la correction à la réponse due à un rapport surface/volume différent est négligeable en raison de la très faible distance parcourue par les particules α dans le gel. La densité des gouttelettes surchauffées a été variée en fonction de la température et les gouttelettes ont été dispersées au hasard à l'intérieur du gel. D'après la détermination de la masse active effectuée à l'aide de la source d'AcBe, la fraction de masse active a été fixée à 0.5% pour le détecteur dopé à l' ^{241}Am et à 1.5% pour le détecteur dopé à l' ^{238}U .

Les études Monte Carlo indiquent que l'efficacité de détection mesurée est trop grande pour être due seulement à des collisions élastiques entre les particules α et les noyaux des gouttelettes, ce qui mène à l'idée que les transitions de phase sont générées par l'énergie d'ionisation déposée directement par les particules α . Puisque la solution d'américium utilisée dans la fabrication du détecteur dopé est hydrophile et que le C_4F_{10} composant les gouttelettes est hydrophobe, on peut supposer, dans la simulation, que l'américium ne diffuse pas dans les gouttelettes. On peut de plus faire l'approximation qu'il n'y a pas d'effet surfactant dans le cas du détecteur dopé à l'uranium car l'efficacité de détection est trop faible. En effet, le modèle d'effet surfactant développé dans [143], selon lequel les molécules formées dans la solution d'uranium se lient préférentiellement à la surface des gouttelettes (de freon-12 dans leur cas), donne une efficacité de détection des α de l'ordre de 50% à haute température, ce qui est beaucoup plus grand que les efficacités mesurées ici. Pour ces raisons, on ne considère pas, dans la simulation, le recul des noyaux résultant de l'émission α (e.g. le ^{237}Np dans la désintégration de l' ^{241}Am).

Comme dans les simulations neutrons, l'ionisation des noyaux de basse énergie a été prise en compte à l'aide du modèle d'arrêt nucléaire ICRU_R49 [133] et du modèle

d'arrêt électronique SRIM2000p [134]. Les résultats des simulations ont ensuite été analysés par un programme qui calculait l'énergie maximale déposée à l'intérieur de la longueur critique, l_c , par chaque particule ou noyau. Finalement, cette énergie était utilisée afin de calculer la probabilité d'obtenir une transition de phase. Différentes valeurs des paramètres d'énergie de seuil, de longueur critique et de probabilité de transition ont été étudiées, afin de trouver les paramètres décrivant le mieux les résultats expérimentaux.

Afin de comprendre les conditions de vaporisation imposées lors de l'analyse des résultats de simulation, il faut se pencher à nouveau sur les seuils en énergie mesurés à l'aide de faisceaux de neutrons monoénergétiques (voir la Figure 4-7). Comme mentionné dans la section 4.3.1, on considère que le seuil en température trouvé pour une énergie donnée (voir la Figure 4-6) correspond à une collision de plein fouet entre un neutron et un atome dans le liquide surchauffé. Si on suppose que le seuil correspond à une collision de plein fouet entre les neutrons et des atomes de fluor, la condition de vaporisation devient égale à la perte d'énergie par unité de longueur du fluor à l'intérieur d'une certaine longueur critique. Toutefois, cette perte d'énergie par unité de longueur est beaucoup trop élevée pour expliquer le seuil en température et l'efficacité mesurés avec les détecteurs dopés aux α . En effet, le pouvoir d'arrêt des particules α est beaucoup plus petit que celui des noyaux de fluor (voir la Figure 4-28). En demandant un pouvoir d'arrêt comparable à celui du fluor, les particules α s'avèrent incapables de vaporiser les gouttelettes aux températures où une réponse α est pourtant mesurée expérimentalement. Certains auteurs (e.g. [118]) ont contourné cette difficulté en suggérant que les noyaux lourds émis lors des désintégrations radioactives (le ^{237}Np dans la désintégration de l' ^{241}Am), ayant un pouvoir d'arrêt élevé, sont responsables de la réponse des détecteurs à basse température. Or, il a été mentionné précédemment que ces noyaux de très faible portée (environ 70 nm à 100 keV[134]) ne peuvent générer une transition de phase que si la contamination radioactive se situe préférentiellement près de la surface des gouttelettes, entraînant une efficacité de détection de loin supérieure à celle mesurée expérimentalement.

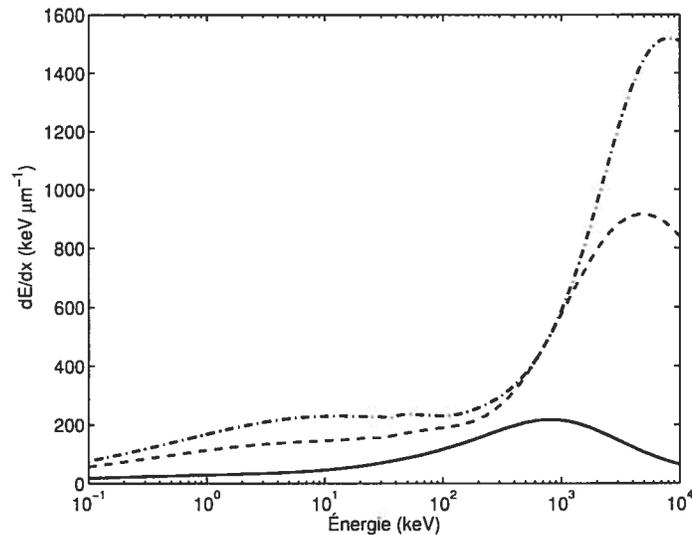


Figure 4-28: Perte d'énergie du fluor (ligne tirets-pointillés), du carbone (ligne en tirets) et d'une particule α (ligne pleine) dans le C_4F_{10} en fonction de leur énergie.

Cela suggère que les seuils mesurés à l'aide des faisceaux monoénergétiques de neutrons correspondent plutôt à des collisions de plein fouet entre les neutrons et les atomes de carbone, comme aussi suggéré par le calcul du taux de comptage en fonction de l'énergie des neutrons (voir la Figure 4-10). Ce choix implique toutefois que la valeur du a dans la longueur critique, $l_c = aR_c$, est grande. En effet, en demandant un pouvoir d'arrêt comparable à celui du carbone dans une petite longueur critique, on permettrait aux atomes de fluor - qui ont un pouvoir d'arrêt supérieur - d'engendrer des transitions de phase, ce qui provoque une contradiction avec notre hypothèse de base (i.e. que le seuil est défini par des collisions neutron-carbone). Lors d'une collision neutron-noyau à énergie de neutron déterminée, les noyaux de carbone reculent avec plus d'énergie que les noyaux de fluor: en posant une grande longueur critique, on peut donc permettre aux noyaux de carbone de déposer plus d'énergie que les atomes de fluor malgré leur pouvoir d'arrêt inférieur, ce qui permet une argumentation cohérente. Cette grande longueur critique pourrait être interprétée en supposant que la cavité de vapeur s'étend initialement le long de la trace de la particule avant d'acquérir une forme sphérique.

En considérant cette option, $E_{R,seuil} = f_{carbone} E_{n,seuil}$, on obtient des simulations que la longueur critique doit être $l_c = 18R_c$ afin de reproduire les données expérimentales de réponse α (voir la Figure 4-27). De plus, on doit supposer que l'efficacité $\eta = E_c/E_{seuil}$ est 1.5 fois plus grande pour les particules α que pour les atomes de recul (fluor et carbone) présents lors d'une irradiation neutron. Cela pourrait être expliqué par le fait que les proto-bulles créées par les α seraient préférentiellement créées en surface des gouttelettes. Enfin, pour reproduire la différence entre les réponses des détecteurs dopés à l'uranium et à l'américium, on doit considérer que la distribution en diamètre des gouttelettes est différente dans les deux cas. Les diamètres des gouttelettes présentes dans le détecteur dopé à l' ^{241}Am seraient plus grands que ceux mesurés pour le détecteur de 1 L (voir Figure 4-17) et ce, par un facteur 1.3. Ce facteur serait de 1.6 dans le cas du détecteur dopé à l' ^{238}U .

Les distributions en diamètre des gouttelettes ont donc été mesurées au microscope pour les détecteurs dopés après que toutes les mesures de réponse aient été faites. Les résultats sont montrés dans la Figure 4-29. Pour chaque détecteur, environ 10^4 gouttelettes ont été analysées. Le rapport entre le diamètre moyen mesuré pour le détecteur dopé à l'uranium et celui de la distribution du détecteur de 1 L montrée à la Figure 4-17 est de 1.5 ± 0.1 , alors que pour le détecteur dopé à l'américium, ce rapport est de 1.3 ± 0.1 , confirmant ainsi expérimentalement la prédiction de la simulation Monte Carlo.

La forte dépendance de la réponse à la contamination α sur la taille des gouttelettes dispersées dans le gel vient de l'efficacité géométrique de détection des α , due à la faible portée des particules α dans le gel (environ $30\mu\text{m}$ à 5 MeV[134]). La simulation de la réponse d'un détecteur dopé à l' ^{241}Am et dont la masse active représente 1% du volume a été effectuée pour différentes tailles de gouttelettes afin d'étudier cette dépendance. L'efficacité de détection maximale est inversement proportionnelle au diamètre des gouttelettes (voir Figure 4-30). La forme de la courbe de la réponse α en fonction de la température ne dépend toutefois pas du rayon des gouttelettes, pour la plage de température d'intérêt pour la mesure des neutralinos (voir la Figure 4-31).

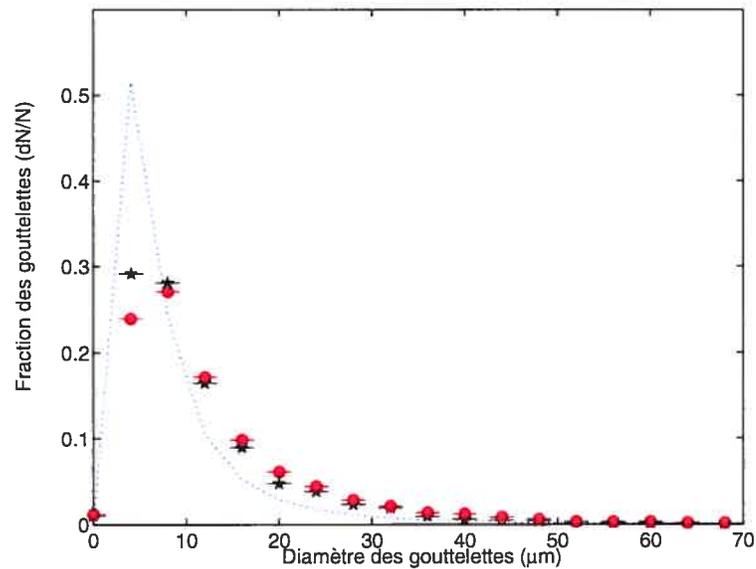


Figure 4-29: Distributions en diamètre des gouttelettes pour les détecteurs 39 dopé l'américium (★ noires) et 56 dopé à l'uranium (● rouges) telles que mesurées au microscope (environ 10^4 gouttelettes mesurées dans chaque détecteur). La distribution mesurée pour un détecteur de 1 L non dopé est aussi montrée (ligne pointillée).

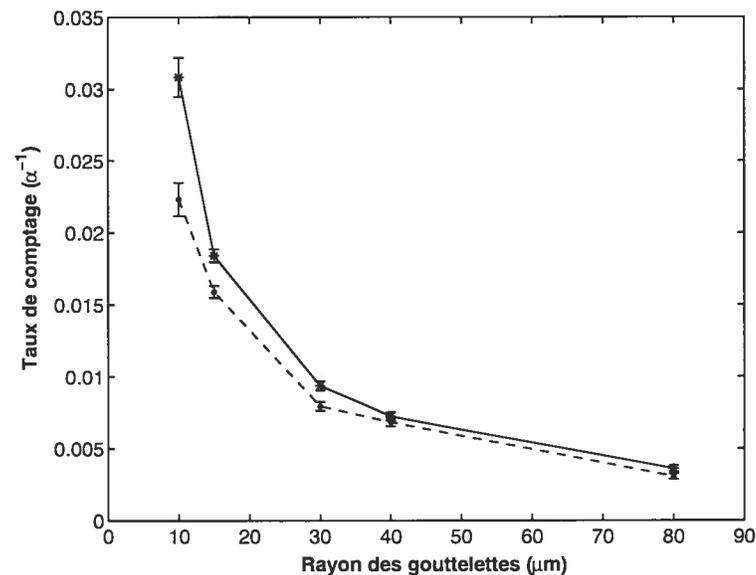


Figure 4-30: Réponse simulée, en événements par désintégration, d'un détecteur de 1 L dopé à l' ^{241}Am avec 1% de masse active en fonction du rayon des gouttelettes pour deux températures différentes: 30°C (.) et 40°C (*). La réponse α est inversement proportionnelle au rayon des gouttelettes.

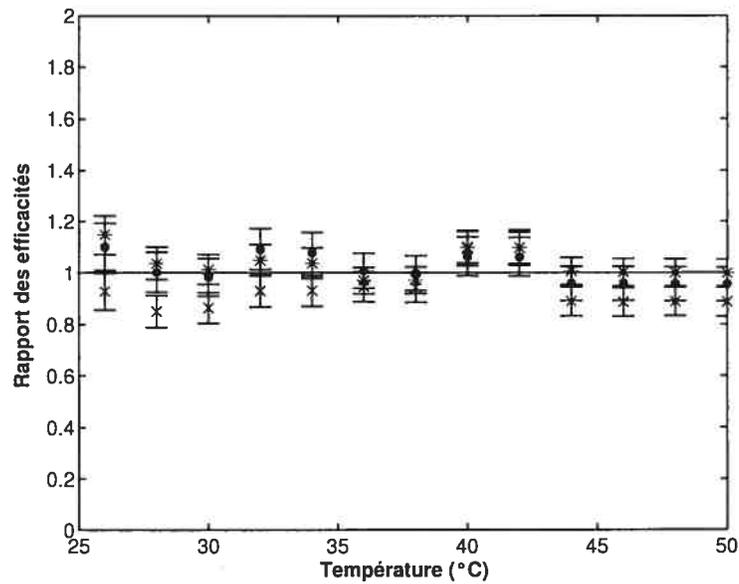


Figure 4-31: Rapport, en fonction de la température, entre les réponses simulées pour trois détecteurs, chacun ayant un rayon de gouttelettes différent ($10 \mu m$ (x), $15 \mu m$ (●) et $30 \mu m$ (*)), et la réponse simulée d'un détecteur contenant une distribution de gouttelettes telle que mesurée dans un détecteur de 1 L (voir Figure 4-17). Les réponses de tous ces détecteurs ont préalablement été normalisées à 1 à haute température. Ce rapport est compatible avec 1 entre $25^{\circ}C$ et $50^{\circ}C$: la distribution en tailles des gouttelettes n'influence donc par la forme de la réponse α dans cette plage de températures d'opération.

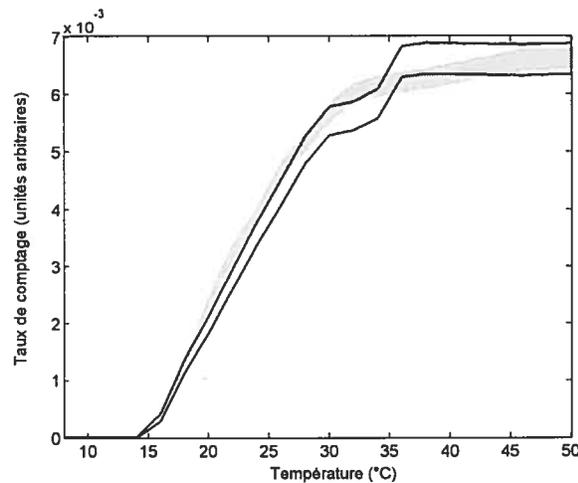


Figure 4-32: Comparaison entre les réponses simulées, en fonction de la température, pour deux détecteurs identiques (même distribution en taille des gouttelettes) dopés avec des contaminants différents [^{241}Am (bande blanche) et ^{238}U (bande ombragée)]. Les résultats des simulations sont montrés avec une erreur statistique qui correspond à un intervalle à 68.3% de niveau de confiance selon la statistique de Poisson si moins de 21 événements ont été simulés; pour plus d'événements simulés, l'erreur est \sqrt{N} . Les deux réponses sont compatibles dans les barres d'erreur.

Finalement, notons que les réponses simulées pour deux détecteurs identiques (même distribution de gouttelettes, même fraction de masse active), l'un dopé avec de l' ^{241}Am , l'autre avec de l' ^{238}U , sont presque les mêmes (voir Figure 4-32) malgré la différence entre les énergies des particules α émises (4.19 MeV dans le cas de ^{238}U et 5.49 MeV dans le cas de ^{241}Am). Ce résultat est important car il permet d'avoir confiance en ce que la courbe α mesurée avec les détecteurs dopés représente aussi celle des détecteurs non dopés même si la nature des contaminants α dans les détecteurs non dopés n'est pas connue avec précision.

4.5.3 Diminution du bruit de fond α

La purification des ingrédients entrant dans la préparation du gel permet de diminuer le bruit de fond α . L'ingrédient contribuant le plus à la contamination radioactive est

le CsCl, un sel lourd qui est dissous dans le gel aqueux afin d'égaliser les densités des gouttelettes et de la solution et qui est nécessaire afin d'obtenir une dispersion uniforme des gouttelettes. Ce sel est naturellement contaminé par des actinides et des noyaux-filles du thorium et de l'uranium émetteurs de particules α . La purification [144] est obtenue en dissolvant le sel dans de l'eau (solution à 10%), en ajoutant du HTiO (un précipité qui attire les contaminants) et en filtrant la solution finale à l'aide de filtres mécaniques ayant des pores de $0.1 \mu\text{m}$. Le niveau de purification atteint dans la dernière phase a été mesuré à $10^{-10}g(U)/g$. Tous les autres ingrédients sont purifiés à l'aide de la même méthode. Le C_4F_{10} lui-même est distillé avant usage afin d'éliminer la contamination radioactive. Une autre façon de réduire l'influence de la contamination α est de fabriquer des détecteurs ayant des gouttelettes plus grosses, la taille des gouttelettes pouvant être ajustée en variant la vitesse de rotation du brasseur magnétique et le temps de brassage lors de la dispersion des gouttelettes dans la solution aqueuse [145].

4.5.4 Réponse des détecteurs PICASSO aux rayons γ

4.5.5 Mesure de la réponse γ

La réponse de deux détecteurs (Mb_p08_407_064 et Mb_p08_407_065, appelés ci-après 64 et 65) de 10 mL aux rayons γ a été mesurée à l'aide d'une source de ^{22}Na . Les détecteurs ont été équipés d'un senseur piézo-électrique chacun et placés dans un TPCS. Les deux détecteurs ont été étalonnés à l'aide d'une source d'AcBe afin de déterminer leur masse active (voir la Figure 4-33). Des masses actives de l'ordre de 10 mg (64) et 30 mg (65) ont ainsi été trouvées, ce qui est faible par rapport aux masses généralement trouvées dans les détecteurs PICASSO. Il est à noter que ces détecteurs n'ont pas été fabriqués à l'Université de Montréal, mais à BTI (*Bubble Technology Industry*[146]).

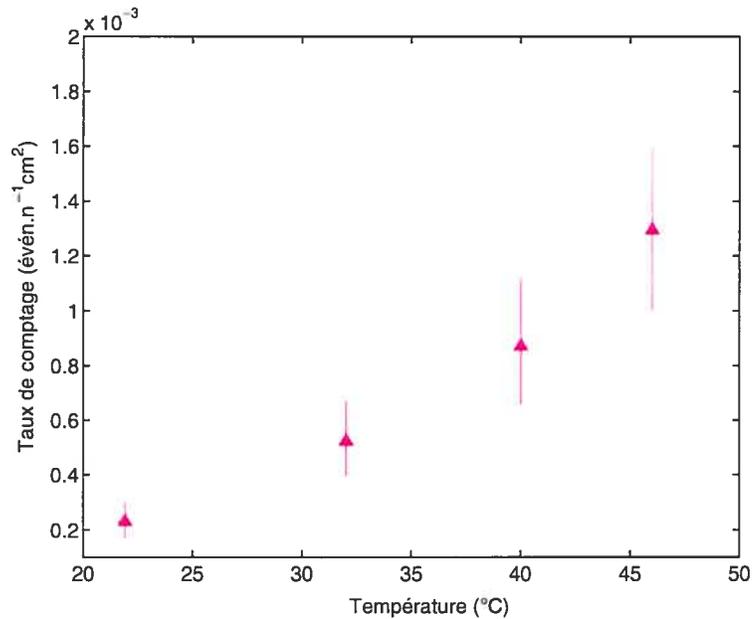


Figure 4-33: Étalonage, à l'aide de la source d'AcBe, du détecteur de 10 mL (64) utilisé lors de la mesure de la réponse γ . Avec la constante d'étalonnage C (voir la Figure 4-21), on trouve une masse active d'environ 10 mg.

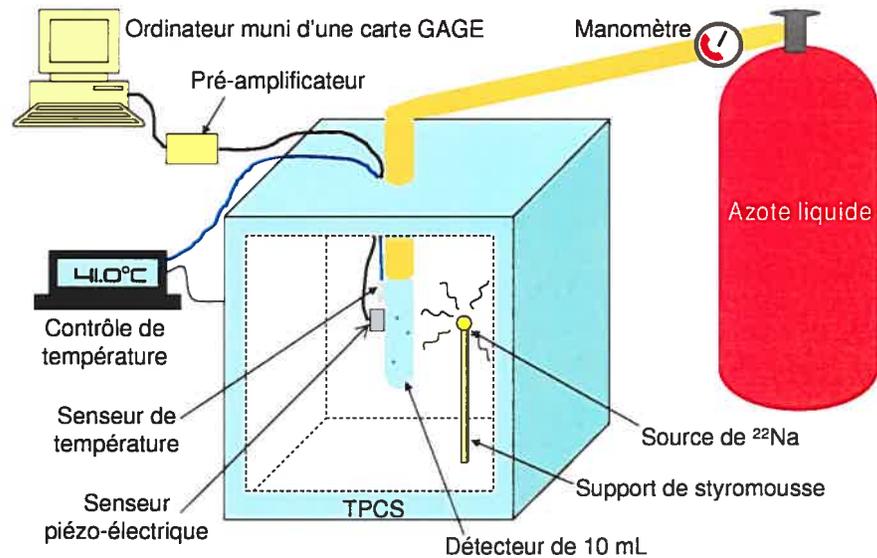


Figure 4-34: Montage utilisé lors de la mesure de la réponse des détecteurs de 10 mL aux rayons γ provenant d'une source de ^{22}Na .

Lors des mesures, une source de ^{22}Na ayant une activité nominale de $7.9\mu\text{Ci}$ (5 mai 1995) était placée à quelques centimètres du détecteur (de 1.9 à 11.1 cm selon les mesures) à l'intérieur du TPCS grâce à un support en styromousse (voir la Figure 4-34). La source de ^{22}Na se désintègre en ^{22}Ne avec un temps de demi-vie de 2.602 ans. Ce faisant, elle émet un γ de 1.275 MeV et, avec une probabilité de 90%, un positron qui s'annihile rapidement dans la source en émettant deux γ de 511 keV émis à 180° l'un de l'autre.

Le signal de sortie du piézo-électrique était tout d'abord amplifié par un préamplificateur conçu par le groupe technologique de l'Université de Montréal avant d'être numérisé par une carte GAGE (commercialisée par GAGE Applied technologies[147]).

La réponse des détecteurs, en $\text{even}.\gamma^{-1}\text{cm}^2$, a été mesurée de 49.5°C à 56.0°C pour le détecteur 64 et de 48.0°C à 70.7°C pour le détecteur 65. Pour de plus basses températures, le taux de comptage ne se différencie pas du bruit de fond. À plus haute température, soit vers $\approx 72^\circ\text{C}$, la nucléation spontanée débute, comme montré dans la section 4.5.2 dans la Figure 4.5. Cela rend le détecteur inutilisable pour la détection de particules et difficilement recomprimable en raison du grand nombre de transitions de phase qui brisent la structure du gel.

Pour chaque température, deux mesures étaient prises: avec et sans source. La mesure sans source, montrée dans la Figure 4.5, représente le bruit de fond qui doit être soustrait de la mesure avec source. Pour la soustraction, le taux de comptage sans source est ajusté afin de représenter le bruit de fond présent durant le temps d'exposition de la mesure avec source. Entre chaque mesure, le détecteur était recomprimé durant quelques heures à l'azote.

Le taux de comptage ainsi obtenu représente la réponse du détecteur aux rayons γ de la source. Ce taux, en fonction de la température, peut être vu dans la Figure 4-35. Dans cette Figure, la réponse du détecteur 64 a été normalisée à la masse active du détecteur 65 afin de les comparer. À $T > 65^\circ\text{C}$, la réponse plafonne avec un taux de comptage maximal d'environ $3.0 \times 10^{-3} \text{ even}.\gamma^{-1}\text{cm}^2$.

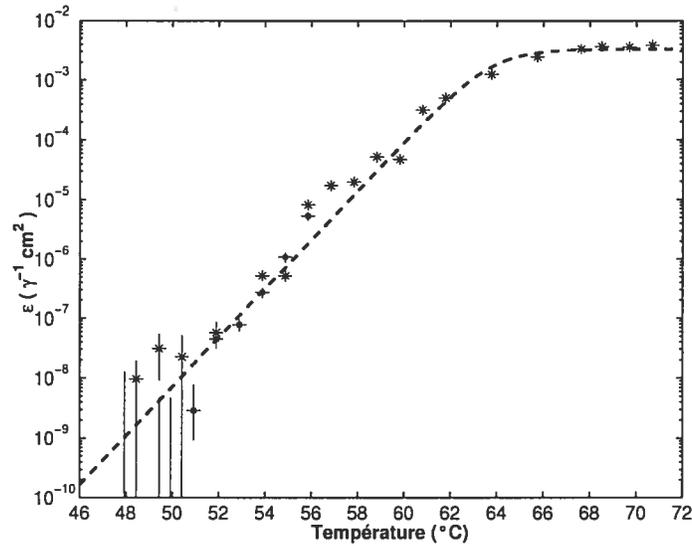


Figure 4-35: La réponse aux rayons γ d'une source de ^{22}Na en fonction de la température pour deux détecteurs de 10 mL (64 (■) et 65 (*)). La réponse peut être approximée par une fonction de Fermi décrite par l'Équation 4.17 (ligne pointillée).

Les données peuvent être ajustées sur six ordres de grandeur par une fonction de Fermi[148]:

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{\epsilon_{max}}{1 + \exp\left(\frac{T_0 - T}{\tau}\right)}, \quad (4.17)$$

où $\epsilon_{max} \approx 3.0 \times 10^{-3} \text{ even.}\gamma^{-1}\text{cm}^2$, $T_0 \approx 63.6^{\circ}\text{C}$ et $\tau \approx 1.05^{\circ}\text{C}$ pour les détecteurs étudiés ici.

La réponse d'un détecteur de 4.5 L, Mb_A05_505_067 (67), au rayonnement de la source de ^{22}Na a aussi été mesurée. La masse active de ce détecteur est de 78.9 ± 8 g, cette masse ayant été trouvée par pesée lors de sa fabrication. Le détecteur était équipé de deux senseurs piézo-électriques couplés à des pré-amplificateurs de bas bruit de fond. Le signal était numérisé par un système basé sur un flash ADC 1MHz et un châssis VME (Versa Module Eurocard). La réponse du détecteur avec et sans source a été mesurée pour trois températures, soit 40, 45 et 50°C. Au-dessus de cette température, le bruit de fond était trop important pour permettre la mesure. De plus, de grosses gouttelettes non recomprimables se sont formées dans la couche supérieure du gel, peut-être en raison du haut taux de comptage lors des essais à plus haute température. Nous suggérons de faire une mesure dans un blindage à plus haute température, avec

une source de γ ayant une activité plus grande, ce qui diminuerait la contribution du bruit de fond.

Les résultats obtenus avec le détecteur de 4.5 L (67) sont comparés à ceux obtenus pour un détecteur de 10 mL (65) dans la Figure 4-36. Dans cette Figure, les réponses sont exprimées en $even.\gamma^{-1}g^{-1}mm^{-1}$, la réponse en $even.\gamma^{-1}g^{-1}$ ayant été divisée par la somme de toutes les traces engendrées (γ et β) par le passage d'un γ dans le détecteur. Cette longueur dépend de la quantité de gel traversée par les γ et a été calculée à l'aide de Geant4. Pour les détecteurs de 10 mL, il n'y a pas de différence notable entre les traces générés par des γ de 511 keV ou des γ de 1.275 MeV. La somme moyenne de toutes les traces pour un détecteur de 10 mL est d'environ 10.7 mm pour une source placée à plus de 4 cm du détecteur. Pour les détecteurs de 4.5 L par contre, les gamma de 511 keV génèrent des traces plus petites que les gamma de 1.2 MeV (voir la Figure 4-37). Pour une source placée à 21 cm de la surface d'un détecteur de 4.5 L, la somme moyenne de toutes les traces est de 86.7 mm. Les réponses des détecteurs de 10 mL et 4.5 L semblent pouvoir être unifiées en utilisant ce taux de comptage normalisé. Les rayons des gouttelettes ne sont pas connus pour ces détecteurs et pourraient aussi influencer la réponse.

4.5.6 Interprétation de la réponse γ

Malgré la présence du CsCl, le nombre atomique moyen, Z , du détecteur est bas: $Z \approx 5.5$. Aux énergies des γ émis par la source de ^{22}Na , l'interaction dominante des γ avec le détecteur est donc la diffusion Compton, ce qui produit des électrons secondaires. Ces électrons sont des particules avec un faible pouvoir d'arrêt. Contrairement aux ions, les traces des électrons comportent des régions où la déposition d'énergie est plus dense. Ces régions très localisées d'ionisation et d'excitation sont des régions où des électrons δ sont produits, électrons dont la trajectoire s'enroule en fin de parcours, déposant ainsi leur énergie ($\leq keV$) de façon locale. Ces électrons δ pourraient être la source de la vaporisation des gouttelettes[149].

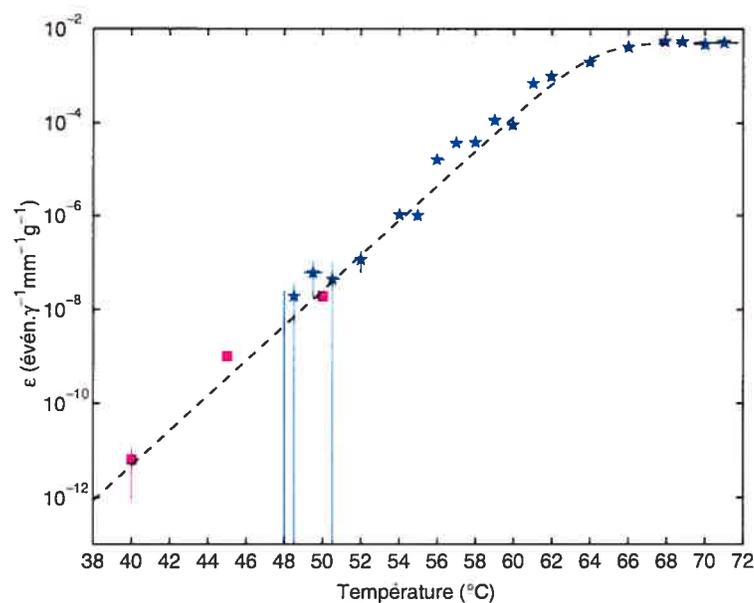


Figure 4-36: Réponse aux rayons γ d'une source de ^{22}Na en fonction de la température pour deux détecteurs: un de 10 mL (65) (\star) et un de 4.5 L (67) (\blacksquare).

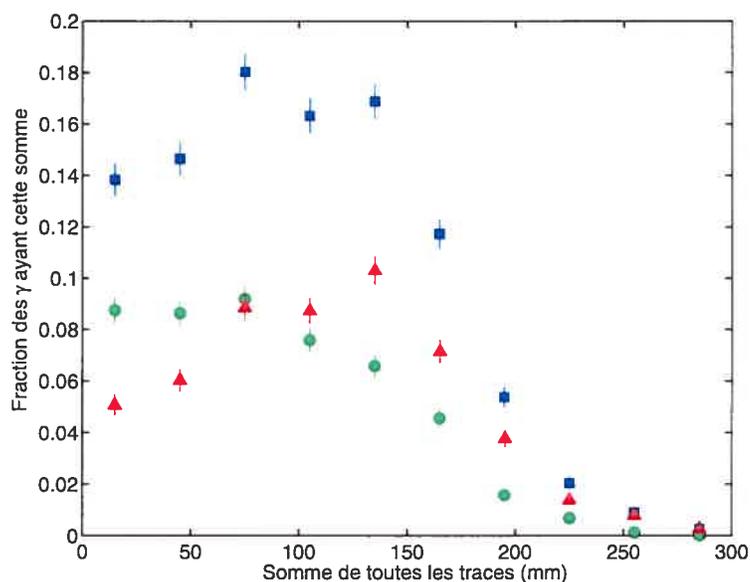


Figure 4-37: Somme de toutes les traces engendrées lors de la simulation du passage, dans un détecteur de 4.5 L, de rayons γ générés par une source de ^{22}Na . Les \blacksquare bleus montrent la distribution totale, les \blacktriangle rouges, la distribution engendrée par les rayons γ de 1.2 MeV et les \bullet verts, par ceux de 511 keV.

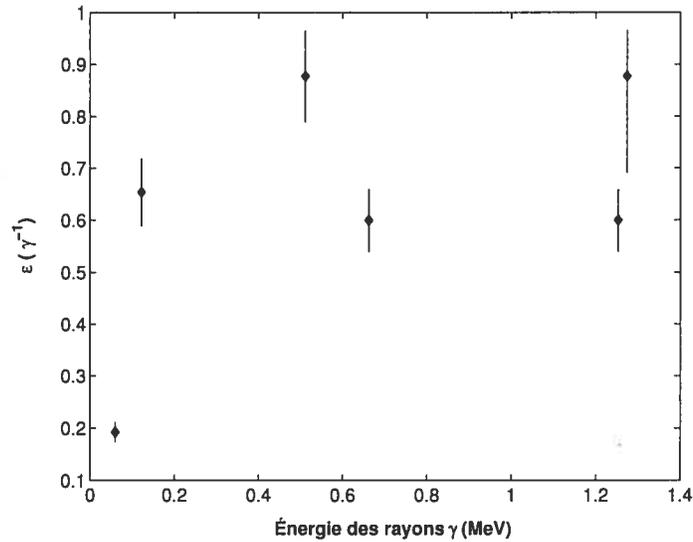


Figure 4-38: Efficacité de détection des rayons γ en fonction de leur énergie: les données sont tirées de [128, 148].

L'efficacité de détection des γ au plateau avait déjà été mesurée en fonction de l'énergie des γ produits à l'aide de diverses sources (^{22}Na , ^{60}Co , ^{57}Co , ^{137}Cs et ^{241}Am)[128, 148]. Le résultat est montré à la Figure 4-38. En l'absence de détails sur la masse active de ces détecteurs, nous nous abstenons ici de faire une comparaison avec le détecteur 65. Sur cette Figure, on peut voir que l'efficacité de détection des γ est presque constante de 100 keV à 1.3 MeV. Pour une valeur de $Z \approx 5.5$, la section efficace de diffusion Compton domine pour des γ de ≈ 400 keV à ≈ 5 MeV, changeant peu sur cette plage d'énergie. La perte d'énergie par unité de longueur, dE/dx des électrons secondaires émis est aussi pratiquement constante dans cette plage. Or, l'émission d'électrons δ est proportionnelle à dE/dx . L'invariance de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie peut donc être expliquée si l'on interprète la réponse γ du détecteur en terme de détection des électrons δ .

La Figure 4-39 montre les spectres des électrons δ émis sur la trace d'électrons de 5 et 500 keV ou de muons de 1 GeV émis dans le gel tels que calculés par une simulation en Geant4. La forme du spectre est indépendante de l'énergie du muon ou de l'électron incident et 50% des électrons δ émis ont une énergie inférieure à 0.05 keV.

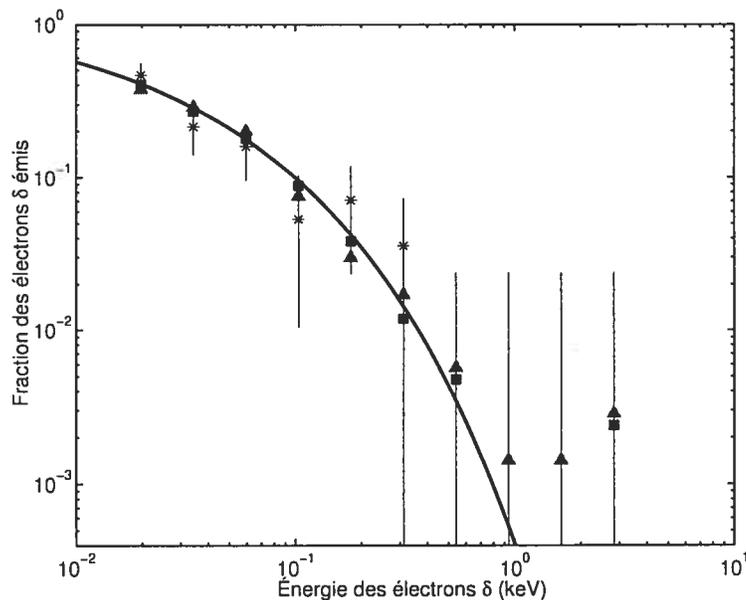


Figure 4-39: Spectre en énergie des rayons δ émis le long de la trace d'un muon de 1 GeV (▲), d'un électron de 500 keV (■) et d'un électron de 5 keV (*) passant dans le détecteur. La ligne correspond à un ajustement au spectre combiné.

Ce spectre, une fois analysé selon les conditions de vaporisation, donne une réponse en fonction de la température qui est comparée à la réponse mesurée pour les détecteurs de 10 mL (voir la Figure 4-40). Dans cette figure, la réponse simulée a été normalisée à la réponse mesurée dans la région du plateau. La courbe simulée a dû être déplacée de -2°C afin de reproduire les données, mais la forme de la courbe montre un accord surprenant pour une telle approximation. Cet écart pourrait peut-être être expliqué par une moins bonne compréhension de la réponse des détecteurs à ces températures élevées: la mesure des seuils à basse énergie des détecteurs permettrait de vérifier la validité de l'extrapolation de la courbe d'énergie de seuil à très haute température. Les nouvelles mesures de seuil planifiées (voir la section 4.3.4) pourront donc permettre des études plus approfondies de la réponse γ . De plus, notons qu'une simulation complète de la réponse γ ne peut être faite en raison du temps prohibitif de calcul requis.

Des simulations ont aussi été faites afin de vérifier l'influence, sur l'efficacité géométrique de détection des électrons δ , de la distribution en diamètre des gouttelettes et de la fraction de masse active présente dans le détecteur. Dans les simulations, une

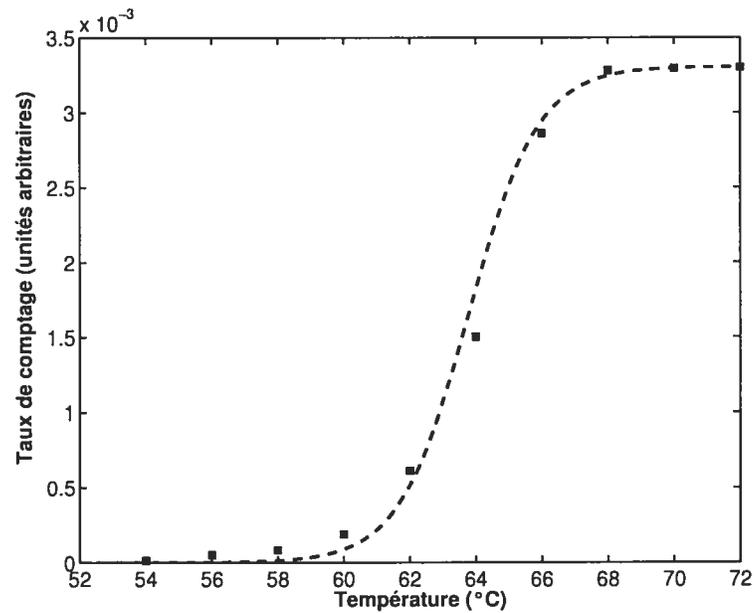


Figure 4-40: La réponse simulée des détecteurs à un rayonnement γ en fonction de la température (■) obtenue en utilisant le spectre des rayons δ montré à la Figure 4-39 après une correction de 2°C (voir le texte). La ligne pointillée correspond à l'ajustement fait sur les données expérimentales. La réponse simulée a été normalisée à la réponse expérimentale dans la région du plateau.

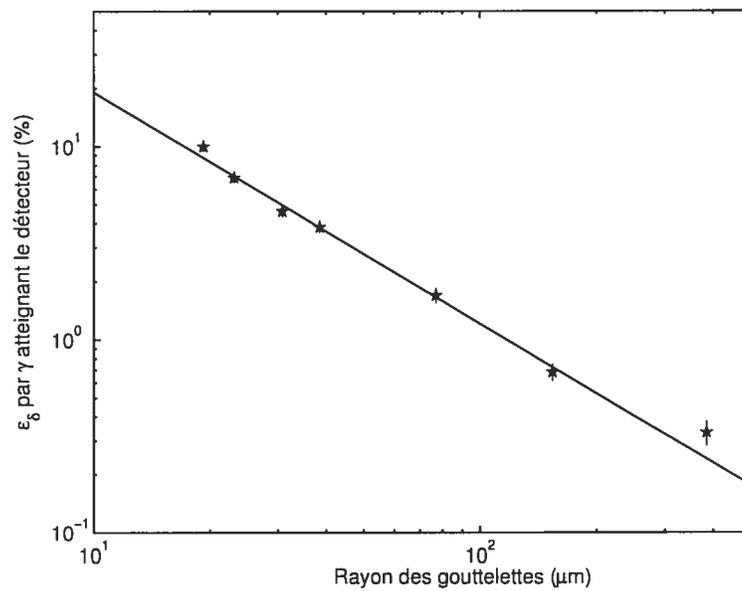


Figure 4-41: Efficacité géométrique de collection par une gouttelette d'au moins un électron δ par γ entrant dans le détecteur (les interactions multiples ne sont pas considérées) en fonction du rayon des gouttelettes pour un détecteur de 10 mL (★). L'ajustement (ligne pleine) donne une dépendance en R^{-1} , comme dans le cas des particules α .

source virtuelle de ^{22}Na était placée à quelques centimètres d'un détecteur de 10 mL. Les électrons secondaires provenaient de l'interaction des rayons γ de la source avec le détecteur (interaction Compton ou, plus rarement, effet photo-électrique). Un événement était compté chaque fois qu'un électron δ émis par un électron secondaire entrait en contact avec une gouttelette. Les événements multiples (plusieurs électrons δ enregistrés pour un rayon γ émis) ont été soustraits de l'efficacité. L'efficacité géométrique de collection des électrons δ est montrée à la Figure 4-41 en fonction du rayon des gouttelettes dispersées dans le détecteur virtuel. L'ajustement des résultats donne une dépendance en R^{-1} , comme dans le cas des particules α . Cette dépendance n'a pas encore été mesurée expérimentalement: une étude de ce type serait utile. Notons que la fabrication de détecteurs ayant des gouttelettes plus grandes, déjà suggérée pour diminuer la réponse aux particules α , pourrait aussi être efficace dans la réduction du bruit de fond γ .

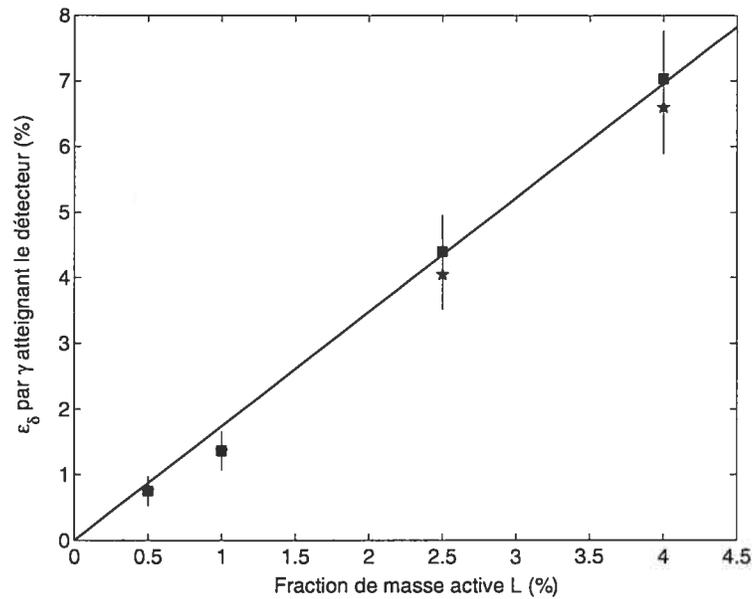


Figure 4-42: Efficacité géométrique de collection par une gouttelette d'au moins un électron δ par γ entrant dans le détecteur en fonction de la fraction de masse active pour un détecteur de 10 mL avec (■ noirs) ou sans (★ bleues) possibilité d'interactions multiples. L'ajustement donne une dépendance en L passant par l'origine.

L'efficacité géométrique de collection des électrons δ est montrée à la Figure 4-42 en fonction de la fraction de masse active L présente dans le détecteur virtuel. Comme attendu, l'ajustement des résultats donne une dépendance en L passant par l'origine.

Finalement, notons que, d'après ces simulations, l'efficacité géométrique de collection des électrons δ serait de 5% au plateau pour un détecteur de 10 mL ayant une masse active 30 mg et des gouttelettes de rayon typique ($5\mu m$): en comparant cette efficacité géométrique à la mesure expérimentale du détecteur 65, il semblerait donc qu'un électron δ aurait environ une probabilité de 1% d'engendrer une transition de phase lorsqu'il entre dans une gouttelette.

4.6 Bruit de fond neutrons

Ainsi qu'il a été mentionné au chapitre précédent, les détecteurs PICASSO sont placés dans le laboratoire souterrain de SNO (Sudbury Neutrino Observatory), ce qui permet de diminuer de plusieurs ordres de grandeur le flux de muons cosmiques pouvant générer des neutrons (voir la Figure 3-1). Les neutrons pouvant imiter la signature des neutralinos, il est important de limiter au maximum leur détection. Or, même à plus de 2 km sous terre, l'environnement n'est pas complètement exempt de neutrons: la roche de la caverne entourant le montage est source de neutrons via des réactions (α, n) et la fission spontanée de l' ^{238}U . Le spectre des neutrons résultant de ces interactions tombe rapidement après 2 MeV et peut être caractérisé par [150]:

$$dN(E) \approx (E/1\text{MeV})^{1/2} \exp(-E/1.29\text{MeV}) dE \quad (4.18)$$

où E est l'énergie des neutrons émis.

Le flux de neutrons rapides dans la mine a été évalué par SNO à environ 4000 $m^{-2}d^{-1}$. Après passage dans un blindage composé de cubes d'eau de 30 cm d'épaisseur entourant les détecteurs, le flux total de neutrons est diminué d'un facteur ≈ 20 et le spectre est atténué, ce qui permet de diminuer la sensibilité de l'expérience aux neutrons pour les températures d'opération (voir la Figure 4-43). La Figure 4-44 montre que, pour la phase actuelle de l'expérience, la contamination interne prévue (due aux émetteurs α) domine la contribution due aux neutrons de fissions[151].

4.7 Recherche de la matière noire

En 2002, PICASSO a commencé à prendre des données à ≈ 2 km sous terre, dans la galerie de purification d'eau du laboratoire de SNO. À cette profondeur, la pression est d'environ 1.2 atm, une différence qui modifie la courbe de réponse des détecteurs. Le montage de cette phase (Phase Ia) consistait en trois détecteurs de 1 L, totalisant une masse de ^{19}F de 19.4 ± 1 g. Le système d'acquisition de données fonctionnait selon un

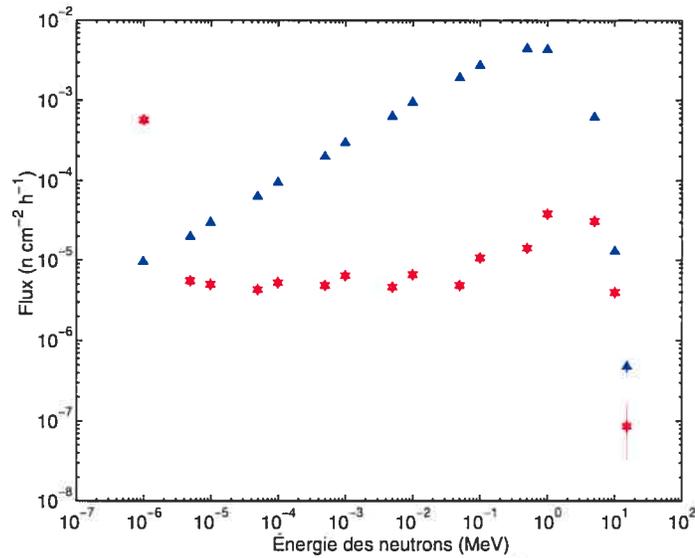


Figure 4-43: Comparaison entre le flux de neutrons de fission dans la mine (\blacktriangle), dont le spectre est donné par l'Équation 4.18, et celui passant à travers le blindage d'eau de 30 cm d'épaisseur (\star), tel qu'obtenu par simulation Monte Carlo.

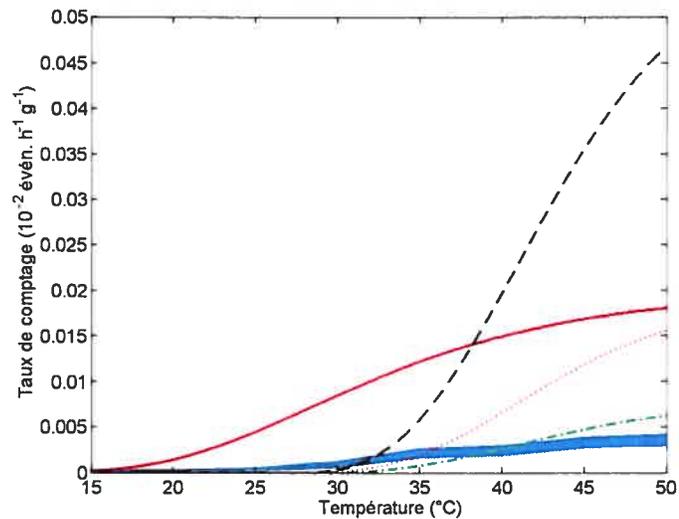


Figure 4-44: Réponse des détecteurs aux neutrons de fission modérés par le blindage (région ombragée bleue), à la contamination interne attendue pour cette phase de l'expérience (ligne pleine rouge) et à un hypothétique neutralino de 50 GeV ayant une section efficace $\sigma_{\tilde{\chi}p}$ de 0.15 pb (ligne en tirets noirs), 0.05 pb (ligne pointillée rose) et 0.02 pb (ligne en tirets-pointillés verts).

cycle intercalant des périodes de prises de données avec des périodes de recompression des détecteurs. Durant les périodes de prise de données, le signal de sortie des senseurs piézo-électriques était constamment lu par le système d'acquisition de données qui enregistrerait les événements dépassant un certain seuil pré-défini en amplitude. Pour l'expérience PICASSO, une période de prise de données se fait à température constante mais, puisque le détecteur a un seuil en énergie qui dépend de la température, différentes périodes de prises de données doivent être effectuées à différentes températures afin de couvrir le spectre d'énergie de recul attendu [152]. Le résultat de recherche de la matière noire a été publié [97] pour une exposition totale de 1.98 ± 0.19 *kgd*. Un ajustement combiné du bruit de fond provenant des émetteurs α et de la réponse neutralino a été fait (voir la Figure 4-45), ce qui a permis de rejeter l'hypothèse d'un signal neutralino. Cet ajustement a donc permis le calcul d'une limite d'exclusion sur les sections efficaces neutralino-proton et neutralino-neutron, qui ont été montrées dans la Figure 3-9. Les limites les plus contraignantes surviennent pour une masse de neutralino de $29 \text{ GeV}c^{-2}$ et sont $\sigma_{\chi p}^{SD} \leq 1.31$ pb et $\sigma_{\chi n}^{SD} \leq 21.5$ pb. Le facteur limitant de cette phase était la contamination interne des détecteurs.

Depuis, les détecteurs de 4.5 L ont remplacé ceux de 1 L et la masse active des détecteurs est maintenant d'environ 80 g de C_4F_{10} par détecteur. Le rayon des gouttelettes a été augmenté d'environ un ordre de grandeur, ce qui devrait en principe diminuer le bruit de fond interne. De plus, de nouvelles techniques de purification ont été mises en place (utilisant le HZrO au lieu du HTiO par exemple), ce qui devrait permettre de diminuer la contamination interne d'un ordre de grandeur environ, i.e. atteindre une contamination de 10^{-11} g(U/Th)/g. Ces deux changements devraient permettre de diminuer la contribution du bruit de fond interne jusqu'au niveau montré à la Figure 4-44. Un programme de localisation des événements par triangulation du signal a aussi été développé depuis la publication de la dernière limite, ce qui ouvre la voie à un possible programme de coupures d'événements de bruit de fond.

La phase actuelle de l'expérience prévoit l'installation, au courant de l'année 2007, de 32 détecteurs de 4.5 L, à raison de 4 détecteurs par TPCS avec recompression hydraulique à l'huile minérale (voir le schéma dans la Figure 4-46). Quatre détecteurs

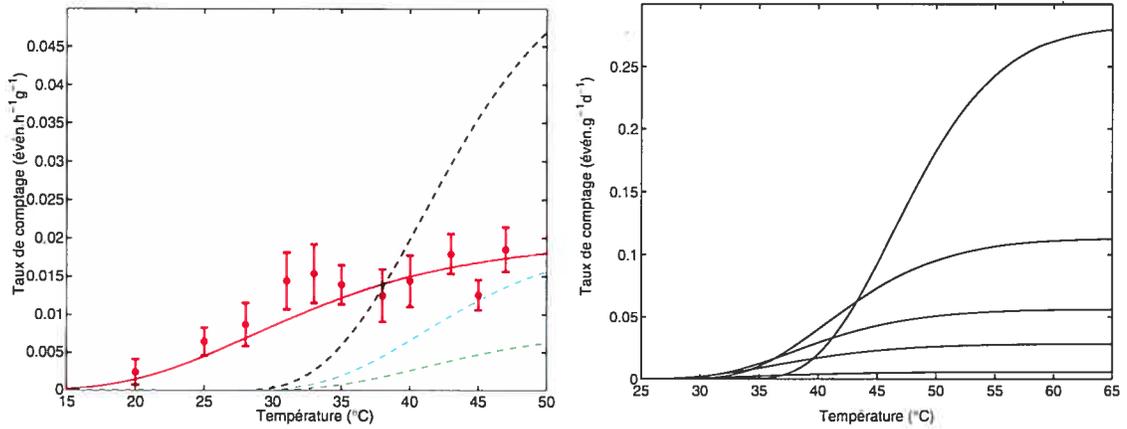


Figure 4-45: À gauche: Taux de comptage du détecteur *SBD40* en fonction de la température lors de la Phase Ia de recherche de matière noire (points rouges). Le détecteur *SBD40* était celui ayant la plus faible contamination interne parmi les trois détecteurs de la Phase Ia. Les réponses des trois détecteurs ont été utilisées dans le calcul de la courbe d'exclusion publiée par PICASSO dans [97]. La courbe de réponse correspondant à une contamination α est aussi montrée (ligne pleine), de même que la réponse attendue pour la matière noire (lignes en tirets) si l'on considère un neutralino ayant une masse de $50 \text{ GeV}c^{-2}$ et une section efficace dépendant du spin neutralino-proton de 2 pb, 5pb et 15 pb, en allant du bas vers le haut. Les réponses sont calculées à la pression d'opération dans le laboratoire souterrain, soit 1.2 bars. À droite: Taux de comptage attendu, à 1.2 bars, pour un neutralino ayant une section efficace dépendant du spin neutralino-proton de 0.7 pb et une masse de 500, 100, 50, 25 et $10 \text{ GeV}c^{-2}$, en allant du bas vers le haut.

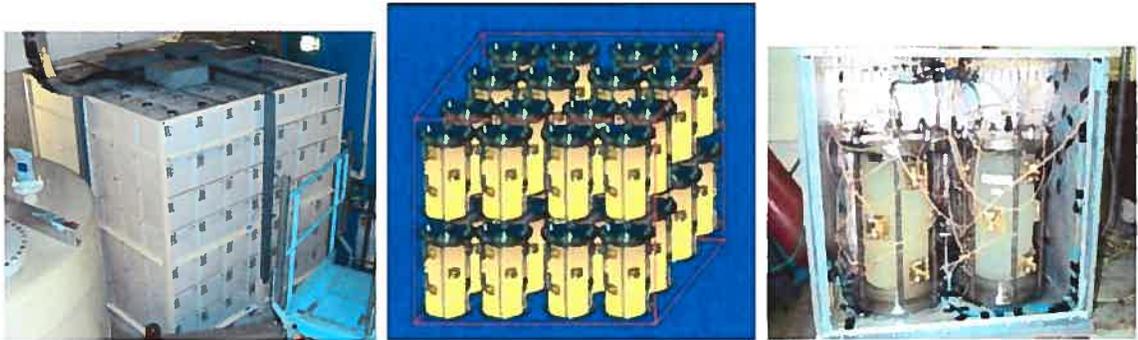


Figure 4-46: Vue du montage dans le laboratoire souterrain: blindage neutron fait de cubes d'eau de 30 cm d'épaisseur (à gauche), schéma de la phase actuelle de l'expérience avec 32 détecteurs de 4.5 L (au centre) et vue de détecteurs de 4.5 L installés et connectés au système d'acquisition de données dans un TPCS (à droite).

de 4.5 L sont déjà en opération dans le nouveau montage au laboratoire souterrain de Sudbury et pourraient mener à une limite d'exclusion intermédiaire. La fabrication de 28 autres détecteurs est en cours. Ces 32 détecteurs fourniront une masse active d'environ 2.6 kg. Avec une exposition de 336 *kgd*, la limite présentée dans la Figure 4-47 (Phase Ib) est envisagée, si l'on suppose une réduction du bruit de fond d'un facteur 6 par rapport à la Phase Ia.

Les prévisions des limites montrées dans la Figure 4-47 pour les prochaines phases, soient les Phase II et III, supposent une réduction du bruit de fond supplémentaire d'un ordre de grandeur par phase, l'augmentation de la masse active à 25 puis à 100 kg et une exposition de 3600 *kgd* et 28000 *kgd*.

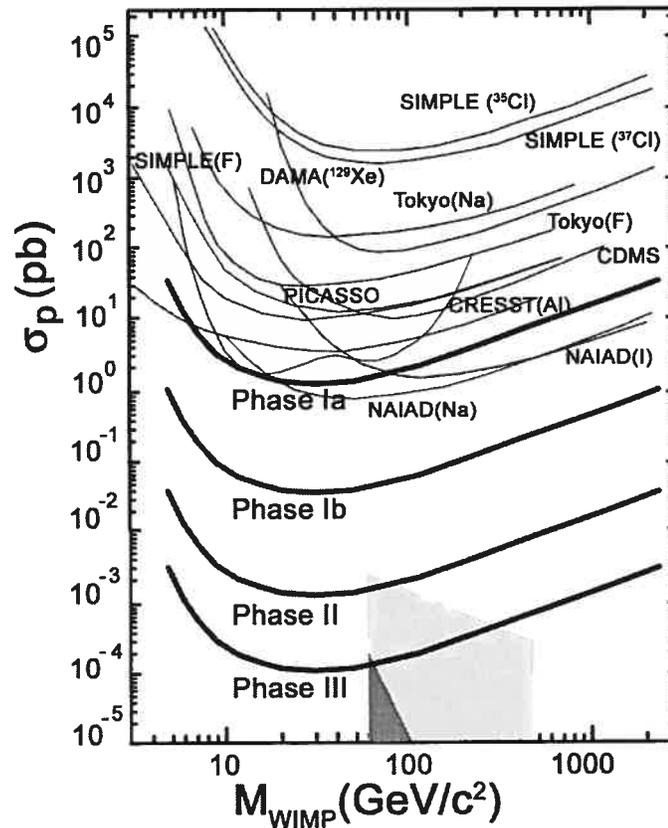


Figure 4-47: Limites d'exclusion publiée[97] (Phase Ia) et projetées pour la phase actuelle de l'expérience PICASSO (Phase Ib) et les prochaines phases (Phases II et III) sur la section efficace dépendant du spin neutralino-proton en fonction de la masse du neutralino. D'autres limites d'exclusion publiées sont aussi montrées. Les régions ombragées correspondent aux prédictions théoriques dans le cadre du MSSM tirées de [153] (région claire) et [154] (région sombre) qui utilisent des contraintes différentes sur les paramètres supersymétriques.

Conclusion

Le neutralino, particule prédite par la supersymétrie, est actuellement un candidat prisé pour former la matière noire de l'univers. En effet, il est massif, neutre, non baryonique et n'interagit que faiblement avec la matière. Les recherches par détection directe, comme l'expérience PICASSO, et avec des collisionneurs, comme le LHC, fournissent des informations complémentaires qui permettront, si ce n'est de le découvrir, d'au moins réduire davantage l'espace des paramètres supersymétriques possibles.

De nouvelles coupures d'analyse ont pu être déterminées à l'aide de simulations, ce qui a permis d'augmenter, par rapport aux études publiées antérieurement, la fraction des paramètres supersymétriques permis par WMAP qui peut être explorée par le détecteur ATLAS au LHC. Dans cette étude, seule une simulation rapide du détecteur a été faite, car le but était de balayer l'espace supersymétrique. Une prochaine étape pourrait être la simulation complète d'événements dans le détecteur ATLAS pour un point choisi dans la région permise de *Focus Point*. Il serait intéressant d'ainsi valider les coupures proposées en choisissant un point de l'espace pouvant potentiellement être découvert dans les premières années d'opération du LHC.

Il a de plus été démontré que le détecteur ATLAS offre l'avantage de pouvoir aussi explorer une partie de l'espace supersymétrique dans le cas où le neutralino n'est pas stable, c'est-à-dire dans le cas où la parité R est violée. Les masses des particules impliquées dans les désintégrations étudiées, dont celle du neutralino, ont été reconstruites en simulation à l'aide de coupures d'analyse dans le cas $\lambda'_{131} \neq 0$, où λ'_{131} est un paramètre permettant la violation de la parité R par violation du nombre leptonique. Dans cette éventualité, la supersymétrie existerait sans pour autant fournir un candidat à la matière noire.

En recherche directe de matière noire, les sections efficaces d'interaction de type neutralino-nucléon ont été calculées pour un balayage de l'espace des paramètres supersymétriques et l'importance de la recherche des deux types d'interaction, cohérente et incohérente, a été montrée. La méthode d'extraction des limites sur les sections efficaces a aussi été explicitée.

Dans le cas de l'expérience PICASSO, une limite concurrentielle a déjà été publiée et la phase actuelle, en installation, devrait encore améliorer la limite sur la section efficace incohérente neutralino-proton. Des études expérimentales et en simulation de la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées permettent non seulement de modéliser la réponse des détecteurs, mais aussi de trouver des moyens de réduire les sources de bruit de fond afin d'augmenter leur sensibilité dans la recherche de matière noire. Il apparaît important de valider l'extrapolation de la courbe de seuil en énergie à haute température, ce qui permettrait entre autres une meilleure compréhension de la réponse γ des détecteurs en plus de consolider les prévisions de réponse pour les neutralinos. Cette validation pourra être effectuée à l'aide des mesures avec faisceaux de neutrons de basses énergies qui débiteront à l'été 2007. Ces mesures seront faites à l'Université de Montréal grâce à l'accélérateur Tandem Van der Graaff. La réponse γ pourrait aussi être étudiée en faisant varier les paramètres des détecteurs (e.g. le rayon des gouttelettes). De nouvelles mesures γ avec des détecteurs de 4.5 L devraient être prises avec un rapport signal sur bruit de fond amélioré (blindage d'eau et/ou laboratoire souterrain de Sudbury et/ou source de plus grande activité). Le programme de simulation devrait être poursuivi et pourrait éventuellement aider à la discrimination du bruit de fond basée sur des interactions multiples de neutrons par exemple. Les programmes de simulation qui ont été écrits permettront aussi de préparer la prochaine génération de détecteurs plus volumineux qui serviront lors des phases futures de l'expérience.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Zwicky, F., *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helvetica Physica Acta, 6, 1933, p. 110.
- [2] Van Den Bergh, S., *The Early History of Dark Matter*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 111, 1999, pp. 657-660.
- [3] Braun, R., *The distribution and kinematics of neutral gas in M31*, Astrophysical Journal, 372, 1991, pp. 54-66.
- [4] Raffelt, G.G., *Dark Matter: Motivation, Candidates and Searches*, hep-ph/97-12538, Lectures at European School of High-Energy Physics, Menstrup, Denmark, June 1997.
- [5] Freeman, K.C., *On the Disks of Spiral and S0 Galaxies*, Astrophysical Journal, 160, 1970, pp. 811-830.
- [6] Bednyakov, V.A., *On Importance of Dark Matter for LHC Physics*, Particles and Nuclei Letters, No.6[103], 2000, pp. 12-24.
- [7] Loewenstein, M. et Muschotzky, R., *The Nature of Dark Matter in Elliptical Galaxies: Chandra Observations of NGC4636*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 124, 2003, pp. 91-94.
- [8] Lewis, A.D., Buote, D.A., Stocke, J.T., *Chandra Observations of ABELL 2029: The Dark Matter Profile Down to $<0.01R_{VIR}$ in an Unusually Relaxed Cluster*, The Astrophysical Journal, 586, 2003, pp. 135-142.
- [9] http://chandra.harvard.edu/photo/2003/abell2029/abell2029_comp.jpg
- [10] Clowe, D., Bradac, M., Gonzalez, A. H., Markevitch, M., Randall, S.W., Jones, C. et Zaritsky, D., *A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter*, Astrophysical Journal Letters, 648, 2006, pp. 109-113.

- [11] <http://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/media/>
- [12] Hu, W., Sugiyama, N. et Silk, J., *The physics of microwave background anisotropies*, Nature, Vol. 386, 6 mars 1997, pp. 37-43.
- [13] Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Page, L., Spergel, D. N., Tucker, G. S., Wollack, E., Wright, E. L., Barnes, C., Greason, M. R., Hill, R. S., Komatsu, E., Nolte, M. R., Odegard, N., Peiris, H. V., Verde, L., Weiland, J. L., *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results*, Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 148, 2003, pp. 1-27.
- [14] <http://map.gsfc.nasa.gov/>
- [15] Spergel, D.N., Bean, R., Doré, O., Nolte, M.R., Bennett, C.L., Hinshaw, G., Jarosik, N., Komatsu, E., Page, L., Peiris, H.V., Verde, L., Barnes, C., Halpern, M., Hill, R.S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S.S., Odegard, N., Tucker, G.S., Weiland, J.L., Wollack, E., Wright, E.L., *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results: Implications for Cosmology*, astro-ph/0603449, à être publié par Astrophysical Journal.
- [16] Ellis, J., Olive, K.A., Santoso, Y. et Spanos, V.C., *Supersymmetric Dark Matter in Light of WMAP*, Physics Letters B, Vol. 565, 2003, pp. 176-182.
- [17] Klapdor-Kleingrothaus, H.V. et Zuber, K., *Particle Astrophysics*, Institute of Physics Publishing, 2000, 507 p.
- [18] De Jesus, M. *WIMP/Neutralino Direct Detection*, International Journal of Modern Physics A, Vol. 19, No. 7, 2004, pp. 1142-1151.
- [19] Drees, M., Godbole, R.M. et Roy, P., *Theory and Phenomenology of Sparticles*, World Scientific, 2004, Singapore, 555 p.
- [20] Olive, K.A., *Introduction to Supersymmetry: Astrophysical and Phenomenological Constraints*, hep-ph/9911307, 11 novembre 1999.
- [21] Giudice, G., *Beyond the Standard Model*, présentation au CERN disponible sur <http://www.wlap.org/cern/lectures/academ/2000/giudice/01/>, décembre 2000.

- [22] Besson, A., *Étude des événements di-leptons +4jets dans le RunII de l'expérience DØ a Fermilab*, thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 1er octobre 2002.
- [23] Martin, S.P., *A Supersymmetry Primer*, hep-ph/9709356, 7 avril 1999.
- [24] Baer, H., Balazs, C., Belyaev, A., *Relic density of neutralinos in minimal supergravity*, hep-ph/0211213, 14 novembre 2002.
- [25] Belyaev, A., *SUSY: Theory Status in the Light of Experimental Constraints*, hep-ph/0410385, 28 octobre 2004.
- [26] Abdallah, J. et al (Delphi Collaboration), *Searches for supersymmetric particles in $e+e-$ collisions up to 208 GeV and interpretation of the results within the MSSM*, The European Physical Journal C, Vol. 31, 2003, pp. 421-479.
- [27] Baer, H., Belyaev, A., Krupovnickas, T. et O'Farrill, J., *Indirect, Direct and Collider Detection of Neutralino Dark Matter in the mSUGRA Model*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2004, 0408-005.
- [28] Baer, H., Paige, F., Protopopescu, S., et Tata, X., *ISAJET 7.69: A Monte Carlo Event Generator for pp , $\bar{p}p$, and e^+e^- Reactions*, hep-ph/0312045, 3 décembre 2003.
- [29] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN/LHCC/94-43, 15 décembre 1994.
- [30] CMS Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38, 15 décembre 1994.
- [31] LHCb Collaboration, *LHCb Technical Proposal: A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP Violation and Rare Decays*, CERN/LHCC/98-4, 20 février 1998.
- [32] ALICE Collaboration, *A Large Ion Collider Experiment - Technical Proposal*, CERN/LHCC-95-71, 15 décembre 1995.
- [33] http://atlas.kek.jp/sub/photos/Accelerator/0107024_01.jpg

- [34] Collaboration ATLAS, *Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, 1999.
- [35] http://atlas.ch/atlas_photos/fulldetector/fulldetector.html
- [36] Aubert, B. et al., *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 558, 2006, pp. 388-418.
- [37] Mazzone, E., *The hadronic calorimeter of the ATLAS experiment at the LHC*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 461, 2001, pp. 351-354.
- [38] Orr, R.S., *Overview of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter System*, Proceedings of the 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Villa, Olmo, Como, Italie, 15-19 octobre 2001, édité par Barone M. et al., World Scientific, Singapore, 2002, pp. 435-448.
- [39] Maki, K. et Orito, S., *Hadron colliders as the neutralino factory: Search for a slow decay of the lightest neutralino at the CERN LHC*, Physical Review D, Vol. 57, 1998, pp. 554-566.
- [40] Belyaev, A., Genest, M-H., Leroy, C. et Mehdiyev, R., *Extended LHC reach in focus point region of MSSM*, à être soumis pour publication à Journal of High Energy Physics.
- [41] Belyaev, A., Genest, M-H., Leroy, C. et Mehdiyev, R., *Signals from R-parity violating top quark decays at LHC*, Journal of High Energy Physics, 2004, 0409-012.
- [42] Chattopadhyay, U. et al., *Looking for a Heavy Higgsino LSP in Collider and Dark Matter Experiments*, Physics Letters B, Vol. 632, 2006, pp. 114-126.
- [43] Baer, H., Balazs, C., Belyaev, A. et O'Farrill, J., *Direct detection of dark matter in supersymmetric models*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2003, 0309-007.

- [44] Baer, H., Balazs, C., Belyaev, A., Krupovnickas, T. et Tata, X., *Updated reach of the CERN LHC and constraints from relic density, $b \rightarrow s\gamma$ and $a(\mu)$ in the $mSUGRA$ model*, Journal of High Energy Physics, 2003, 0306-054.
- [45] Collaboration CTEQ, *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, The European Physical Journal C, Vol. 12, 2000, pp. 375-392.
- [46] Sjostrand, T., Lohrblad, L. et Mrenna, S., *Pythia 6.2: Physics and manual*, hep-ph/0108264, 31 août 2001.
- [47] Stelzer, T. et Long, W.F., *Automatic generation of tree level helicity amplitudes*, Computer Physics Communications, Vol. 81, 1994, pp. 357-371.
- [48] Richter-Was, E.D. et Poggioli, L., *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATLAS-PHYS-98-131, 10 novembre 1998.
- [49] Zhu, Y., *On Statistical Significance of Signal*, High Energy Physics and Nuclear Physics, Vol. 30, 2006, pp. 331-334.
- [50] Bityukov, S.I. et Krasnikov, N.V., *On the observability of a signal above background*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 452, 2000, pp. 518-524.
- [51] Abdullin, S., Khanov, A. et Stepanov, N., *CMSJET*, CMS TN/94-180, 2002.
- [52] Weinberg, S., *Supersymmetry at Ordinary Energies 1. Masses and Conservation Laws*, Physical Review D, Vol. 26, 1982, pp. 287-302.
- [53] Ellis, J.R., Lola, S. et Ross, G.G., *Hierarchies of R-violating interactions from family symmetries*, Nuclear Physics B, Vol. 526, 1998, pp. 115-135.
- [54] Belyaev, A., Ellis, J.R. et Lola, S., *Three-body supersymmetric top decays*, Physics Letters B, Vol. 484, 2000, pp. 79-86.
- [55] Dreiner, H. et Phillips, R.J.N., *Top searches and R-parity violation at hadron colliders*, Nuclear Physics B, Vol. 367, 1991, pp. 591-613.

- [56] Agashe, K. et Graesser, M., *R-Parity Violation in Flavor Changing Neutral Current Processes and Top Quark Decays*, Physical Review D, Vol. 54, 1996, pp. 4445-4452.
- [57] Pukhov, A., Boos, E., Dubinin, M., Edneral, V., Ilyin, V., Kovalenko, D., Kryukov, A., Savrin, V., Shichanin, S. et Semenov, A., *CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33*, hep-ph/9908288, 6 août 1999.
- [58] Bonciani, R., Catani, S., Mangano, M.L. et Nason, P., *NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section*, Nuclear Physics B, Vol. 529, 1998, pp. 424-450.
- [59] Diaz-Cruz, J.L., He, H-J. et Yuan, C.P., *Soft SUSY breaking, stop-scharm mixing and Higgs signatures*, Physics Letters B, Vol. 530, 2002, pp. 179-187.
- [60] Martyn, H.-U., *Supersymmetry Physics at Linear Colliders*, hep-ph/0302024, 4 février 2003.
- [61] Baer, H., Bartl, A., Chen, C.H., Eberl, H., Feng, J., Fujii, K., Gunion, J., Kamon, T., Kao, C., Lopez, J.L., Majerotto, W., McIntyre, P., Munroe, R., Murayama, H., Paige, F., Porod, W., Sender, J., Sopczak, A., Tata, X., Tsukamoto, T. et White, J., *Low Energy Supersymmetry Phenomenology*, FSU-HEP-950401, mars 1995.
- [62] Yao, W.-M. et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G, Vol. 33, 2006, pp. 1-1232.
- [63] Feng, J.L., Matchev, K.T. et Wilczek, F., *Neutralino Dark Matter in Focus Point Supersymmetry*, Physics Letters B, Vol. 482, 2000, pp. 388-399.
- [64] Feng, J.L., *Supersymmetry and Cosmology*, Séminaires donnés à lors du congrès 31st SLAC Summer Institute on Particle Physics: Cosmic Connection to Particle Physics (SSI 2003), Menlo Park, California, hep-ph/0405215, 24 mai 2004.
- [65] Tovey, D.R., Gaitskell, R.J., Gondolo, P., Ramachers, Y. et Roszkowski, L., *A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits for dark matter search*, Physics Letters B, Vol. 488, 2000, pp. 17-26.

- [66] Gondolo, P., *How can we make sure we detect dark matter?*, hep-ph/0501134, 15 janvier 2005.
- [67] Circella, M., *The space mission PAMELA*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 518, 2004, pp. 153-157.
- [68] Di Falco, S., *Indirect dark matter search with AMS-02*, basé sur un séminaire présenté à la 41ème Rencontre de Moriond: Workshop on Cosmology: Contents and Structures of the Universe, La Thuile, Italie, 18-25 mars 2006, astro-ph/0607100.
- [69] Sreekumar, P. et al, *EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-ray Emission*, Astrophysical Journal, Vol. 494, 1998, pp. 523-534.
- [70] Wai, L., *Dark Matter Searches with GLAST*, à paraître dans Proceedings of SUSY06, 14th International Conference on Supersymmetry and the Unification of Fundamental Interactions, UC Irvine, California, USA 12-17 juin 2006, astro-ph/0701884.
- [71] Hubert, D., *Neutralino Searches with AMANDA and IceCube - Past, Present and Future*, Proceedings of the first Workshop on Exotic Physics with Neutrino Telescopes, Uppsala, Sweden, 20-22 septembre 2006, éditeur C. P. de los Heros, Uppsala University, 2007, pp. 39-43.
- [72] Cartwright, S.L., *Prospects for dark matter searches with the ANTARES neutrino telescope*, Proceedings of the Fourth International Workshop on the Identification of Dark Matter, York, UK, 2-6 septembre 2002, édité par Neil J. C. Spooner et Vitaly Kudryavtsev, World Scientific, Singapore, 2003, pp. 531-536.
- [73] Divari, P.C., Kosmas, T.S., Vergados, J.D. et Skouras, L.D., *Shell model calculations for light supersymmetric particle scattering off light nuclei*, Physical Review C, Vol. 61, 2000, 054612, 12 p.
- [74] Vergados, J.D., *On The Direct Detection of Dark Matter - Exploring all the signatures of the neutralino-nucleus interaction*, hep-ph/0601064, 9 janvier 2006.
- [75] Gascon, J., *Direct Search for WIMP Dark Matter*, Astroparticles and cosmology, Édition Frontier Group, 2004, pp. 91-107.

- [76] Lewin, J.D et Smith, P.F, *Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil*, *Astroparticle Physics*, Vol. 6, 1996, pp. 87-112.
- [77] Gondolo, P., *Phenomenological Introduction to Direct Dark Matter Detection*, hep-ph/9605290, 13 mai 1996.
- [78] Ellis, J., Ferstl, A. et Olive, K.A., *Exploration of Elastic Scattering Rates for Supersymmetric Dark Matter*, *Physical Review D*, Vol. 63, 2001, 065016.
- [79] Gaitskell, R.J., *Direct Detection of Dark Matter*, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Vol. 54, 2004, pp. 315-359.
- [80] Bernabei, R., Belli, P., Cappella, F., Cerulli, R., Montecchia, F., Nozzoli, F., Incicchitti, A., Prospero, D., Dai, C.J., Huang, H.H., Ma, J.M. et Ye, Z.P., *Dark Matter particles in the galactic halo: results and implications from DAMA/NaI*, *International Journal of Modern Physics D*, Vol. 13, 2004, pp. 2127-2160.
- [81] Engel, J. et Vogel, P., *Spin-dependent cross sections of weakly interacting massive particles on nuclei*, *Physical Review D*, Vol. 40, 1989, pp. 3132-3135.
- [82] Bottino, A., Donato, F., Mignola, G., Scopel, S., Belli, P. et Incicchitti, A., *Exploring the supersymmetric parameter space by direct search for WIMPs*, *Physics Letters B*, Vol. 402, 1997, pp. 113-121.
- [83] Engel, J., Pittel, S. et Vogel, P., *Nuclear physics of dark matter detection*, *International Journal of Modern Physics E*, Vol. 1, No. 1, 1992, pp. 1-37.
- [84] Genest, M-H. et Leroy, C., *Calculation of the neutralino-nucleon exclusion limits*, rapport interne PICASSO, PSTR-04-016, 20 novembre 2004.
- [85] Helm, R.H., *Inelastic and Elastic Scattering of 187-Mev Electrons from Selected Even-Even Nuclei*, *Physical Review*, Vol. 104, 1956, pp. 1466-1475.
- [86] Gondolo, P., Edsjö, J., Ullio, P., Bergström, L., Schelke, M. et Baltz, E.A., *Dark-SUSY: Computing Supersymmetric Dark Matter Properties Numerically*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2004, 0407-008.

- [87] Bélanger, G., Boudjema, F., Cottrant, A., Pukhov, A. et Semenov, A., *WMAP constraints on SUGRA models with non-universal gaugino masses and prospects for direct detection*, Nuclear Physics B, Vol. 706, 2005, pp. 411-454.
- [88] Lahanas, A.B., Nanopoulos, D.V. et Spanos, V.C., *Neutralino Dark Matter Elastic Scattering in a Flat and Accelerating Universe*, Modern Physics Letters A, Vol. 16, 2001, pp. 1229-1242.
- [89] Gaitskell, R., Mandic, V. et Filippini, J., *SUSY Dark Matter/Interactive Direct Detection Limit Plotter*, <http://dmtools.berkeley.edu/limitplots/>
- [90] Alner, G.J. et al., *First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: a two phase xenon detector for dark matter detection*, astro-ph/0701858, 31 janvier 2007.
- [91] Leclercq, S., *The Cryogenic Dark Matter Search Experiment, Results from the 2004 Campaign and Status of the Current Upgrade*, à paraître dans Proceedings of the XL1st Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories, La Thuile, Italie, 11-18 mars 2006, astro-ph/0605630.
- [92] Benoit, A. et al., *Sensitivity of the EDELWEISS WIMP search to spin-dependent interactions*, Physics Letters B, Vol. 616, 2005, pp. 25-30.
- [93] Angloher, G. et al., *Limits on WIMP dark matter using scintillating CaWO_4 cryogenic detectors with active background suppression*, Astroparticle Physics, Vol. 23, 2005, pp. 325-339.
- [94] Benetti, P. et al., *First results from a Dark Matter search with liquid Argon at 87 K in the Gran Sasso Underground Laboratory*, 16 janvier 2007, astro-ph/0701286, soumis à Astroparticle Physics.
- [95] Baudis, L., *The XENON10 WIMP Search Experiment at the Gran Sasso Underground Laboratory*, à paraître dans Proceedings of 3rd Symposium on Large TPCs for Low Energy Rare Event Detection, Paris, France, 11-12 décembre 2006, astro-ph/0703183.

- [96] Alner, G.J. et al., *Limits on WIMP cross-sections from the NAIAD experiment at the Boulby Underground Laboratory*, Physics Letters B, Vol. 616, 2005, pp. 17-24.
- [97] Genest, M-H. avec Barnabé-Heider, M. et al, *Improved Spin Dependent Limits from the PICASSO Dark Matter Search Experiment*, Physics Letters B, Vol. 624, 2005, pp. 186-194.
- [98] Schnee, R.W., *Status of Direct Searches for WIMP Dark Matter*, à paraître dans Proceedings of SUSY06, the 14th International Conference on Supersymmetry and the Unification of Fundamental Interactions, UC Irvine, California, 12-17 juin 2006, astro-ph/0612565.
- [99] Bednyakov, V.A., Šimkovic, F. et Titkova, I.V., *Nuclear Spin in Direct Dark Matter Search*, hep-ph/0412067, 5 décembre 2004.
- [100] Giuliani, F., *Model-Independent Assessment of Current Direct Searches for Spin-Dependent Dark Matter*, Physical Review Letters, Vol. 93, 2004, 161301.
- [101] Leroy, C., *Calculation of the expectation values of proton and neutron groups spin in nuclei*, PSTR-04-010, 21 juin 2004.
- [102] Bednyakov, V.A. et Šimkovic, F., *Nuclear spin structure in dark matter search: The Zero momentum transfer limit*, Physics of Particles and Nuclei, Vol. 36, 2005, pp. 131-152.
- [103] Buck, B. et Perez, S.M., *New Look at Magnetic Moments and Beta Decays of Mirror Nuclei*, Physical Review Letters, Vol. 50, No. 25, 1983, pp. 1975-1978.
- [104] Raman, S., Houser, C.A., Walkiewicz, T.A. et Towner, I.S., *Mixed Fermi and Gamow-Teller β -transitions and isoscalar magnetic moments*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 21, 1978, pp. 567-620.
- [105] Pacheco, A.F. et Strottman, D., *Nuclear-structure corrections to estimates of the spin-dependent WIMP-nucleus cross section*, Physical Review D, Vol. 40, 1989, pp. 2131-2133.
- [106] Glaser, D.A., *Some Effects of Ionizing Radiation on the Formation of Bubbles in Liquids*, Physical Review, Vol. 87, 1952, p. 665.

- [107] Apfel, R.E., *The superheated drop detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. 162, 1979, pp. 603-608.
- [108] Genest M-H. avec Barnabé-Heider, M. *et al.*, *Characterization of the Response of Superheated Droplet (Bubble) Detectors*, Proceedings of the 8th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, 6-10 octobre 2003, Como, Italie, pp. 574-586.
- [109] Genest, M-H. avec Barnabé-Heider et al., *Simulation of Special Bubble Detectors for PICASSO*, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 120, 2006, pp. 499-502.
- [110] Apfel, R.E, Chu, B.-T. et Mengel, J., *Superheated drop nucleation for neutron detection*, Applied Scientific Research, Vol. 38, 1982, pp. 117-122.
- [111] d'Errico, F., *Fundamental Properties of Superheated Drop (Bubble) Detector*, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 84, Nos. 1-4, 1999, pp. 55-62.
- [112] Seitz, F., *On the Theory of Bubble Chambers*, The Physics of Fluids, Vol. 1, No. 1, 1958, pp. 2-15.
- [113] Tenner, A.G., *Nucleation in Bubble Chambers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. 22, 1963, pp. 1-42.
- [114] Blander, M. et Katz, J., *Bubble Nucleation in Liquids*, American Institute of Chemical Engineers Journal, Vol. 21, No. 5, pp. 833-848.
- [115] Sturtevant, B. et Shepherd, J.E., *Evaporative instability at the superheated limit*, Applied Scientific Research, Vol. 38, 1982, pp. 85-97.
- [116] Harper, N.J. et Rich, J.C., *Radiation-induced nucleation in superheated liquid droplet neutron detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 336, 1993, pp. 220-225.
- [117] Bell, C.R. et al., *Radiation-Induced Boiling in Superheated Water and Organic Liquids*, Nuclear Science and Engineering, Vol. 53, 1974, pp. 458-465.
- [118] Puibasset, J., *Étude de suspensions de gouttelettes de fréon en surchauffe en vue de la réalisation d'un détecteur de matière cachée galactique*, thèse de doctorat, Université Paris VI, décembre 2000.

- [119] Jarvis, T.J., Donohue, M.D. et Katz, J., *Bubble Nucleation Mechanisms of Liquid Droplets Superheated in Other Liquids*, Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 50, No. 2, 1975, pp. 359-368.
- [120] Apfel, R.E, Roy, S.C et Lo, Y.-C., *Prediction of the minimum neutron energy to nucleate vapor bubbles in superheated liquids*, Physical Review A, Vol. 31, No. 5, 1985, pp. 3194-3198.
- [121] Harper, M.J., *A Theoretical Model of a Superheated Liquid Droplet Neutron Detector*, thèse de doctorat, University of Maryland, 1991.
- [122] Deitrich, I.W. et Connolly, T.J., *A Study of Fission-Fragment-Induced Nucleation of Bubbles in Superheated Water*, Nuclear Science and Engineering, Vol. 50, 1973, pp. 273-282.
- [123] El-Nagdy, M.M. et Harris, M.J., *Experimental study of radiation-induced boiling in superheated liquids*, Journal of the British Nuclear Energy Society, Vol. 10, 1971, pp. 131-139.
- [124] Andrews, H.R., Noulty, R.A., Ing, H., d'Errico, F., Lewis, B.J., Bennett, G.I. et Green, A.R., *LET Dependence of Bubble Detector Response to Heavy Ions*, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 120, Nos. 1-4, 2006, pp. 480-484.
- [125] Eberhart, J.G., Kemsner, W. et Blander, M., *Metastability Limits of Superheated Liquids: Bubble Nucleation Temperatures of Hydrocarbons and Their Mixtures*, Journal of Colloids and Interface Science, Vol. 50, No. 2, 1975, pp. 369-378.
- [126] Das, M., Chatterjee, B.K. et Roy, S.C., *How High the Temperature of a Liquid be Raised Without Boiling?*, Physical Review E, Vol. 62, No. 4, 2000, pp. 5843-5846.
- [127] Boukhira, Nadim, *Étalonnage aux neutrons d'un détecteur à gouttelettes surchauffées pour la recherche de la matière sombre*, mémoire de maîtrise, Université de Montréal, novembre 2001.
- [128] Genest, M-H. avec Barnabe-Heider et al., *Response of Superheated Droplet Detectors of the PICASSO Dark Matter Search Experiment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 555, 2005, pp. 184-204.

- [129] Lo, Y.-C. et Apfel, R.E., *Prediction and experimental confirmation of the response function for neutron detection using superheated drops*, Physical Review A, Vol. 38, No. 10, 1988, pp. 5260-5266.
- [130] <http://www.nndc.bnl.gov/exfor7/endl00.htm>
- [131] Roy, S.C., Apfel, R.E. et Lo, Y.-C., *Superheated drop detector: a potential tool in neutron research*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 255, 1987, pp. 199-206.
- [132] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [133] Allisy, A. et al, *Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles*, ICRU Report 49, 1993.
- [134] Ziegler, J.F. et Biersack, J.P., *TRIM (Transport of Ions in Matter), version TRIM-96 in SRIM-2000 (The Stopping and Range of Ions in Matter)*, version 2000.39 coding by D.J. Mawrick et al., copyright 1998, 1999 by IBM Co.
- [135] *ENDF/B-VI: Cross Section Evaluation Working Group*, ENDF/B-VI Summary Document, Report BNL-NCS-17541 (ENDF-201) (1991), edited by P.F. Rose, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA.
- [136] Gibbons, J.H. et Newson, H.W., *Fast Neutron Physics*, édité par Marion, J.B. et Fowler, J.L., Interscience Publishers, 1963.
- [137] Brugger, R.M., Bonner, T.W. et Marion, J.B., *Study of the Nuclear Reactions $Sc^{45}(p, n)Ti^{45}$, $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$, $Cu^{65}(p, n)Zn^{65}$, and $Zn(p, n)Ga$* , Physical Review, Vol. 100, 1955, pp. 84-90.
- [138] Gibbons, J.H., Macklin, R.L. et Schmitt, H.W., *$V^{51}(p, n)Cr^{51}$ Reaction as a 5- to 120-kev Neutron Source*, Physical Review, Vol. 100, 1955, pp. 167-168.
- [139] *Q-value calculator*, <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>
- [140] <http://www.nndc.bnl.gov/amdc/>

- [141] Barnabé-Heider, M., Genest, M-H. et Guénette, R., *Mesure de la distribution des gouttelettes dans Cb_P01_205_204*, Picasso Scientific and Technical Report, PSTR-03-005, 6 août 2003.
- [142] Barnabé-Heider, M., *PICASSO : Portrait de la sensibilité des détecteurs à gouttelettes surchauffées à diverses formes de rayonnement*, mémoire de maîtrise, Université de Montréal, septembre 2005.
- [143] Pan, L.K. et Wang, C.-K.C., *Superheated-liquid-droplet technique for measuring alpha decays in uranium solutions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 420, 1999, pp. 345-355.
- [144] Di Marco, M., *Réduction du bruit de fond en vue de la détection de la matière sombre avec le projet PICASSO*, thèse de doctorat, Université de Montréal, novembre 2004.
- [145] Giroux, G., *Données sur la distribution de gouttelettes de Fréon dans les détecteurs de l'expérience PICASSO*, projet de fin d'étude (PHY3030) présenté à M. Viktor Zacek, Université de Montréal, avril 2006.
- [146] BTI, *Bubble Technology Industries*, Chalk River, Ontario, Canada, K0J 1J0.
- [147] GAGE Applied Technologies, 900 N. State Street, Lockport, IL 60441, États-Unis.
- [148] Boukhira, N. *et al*, *Suitability of superheated droplet detectors for dark matter search*, Astroparticle Physics, Vol. 14, 2000, pp. 227-237.
- [149] Evans, T.M. et Wang, C-K.C., *Measurement of Distributions of Small-Scale Energy Depositions from Low-Linear Energy Transfer Particles Using the Superheated Drop Detector*, Radiation Research, Vol. 151, 1999, pp. 19-30.
- [150] Da Silva, A., Pritychenko, B., Dougherty, B.L., Gray, M., Lu, A., Smith, A., Akerib, D.S., Bauer, D., Cabrera, B., Caldwell, D.O., Lanou, R.E., Sadoulet, B. et Yellin, S., *Neutron background for a dark matter experiment at a shallow depth site*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 354, 1995, pp. 553-559.

- [151] Genest, M-H., *Simulation of PICASSO detectors*, Physics in Canada, juillet/août 2006, pp. 176-178.
- [152] Genest, M-H. avec Barnabé-Heider et al., *Status of the PICASSO project*, Proceedings of the Eighth International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2003), September 5 - 9, 2003, University of Washington, Seattle, USA, Editors F. Avignone and W. Haxton, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 138, janvier 2005, pp. 160-162.
- [153] Bednyakov, V.A., *Aspects of spin-dependent dark matter search*, Physics of Atomic Nuclei, Vol. 67, 2004, pp. 1931-1941.
- [154] Ellis, J., Ferstl, A. et Olive, K.A., *Re-Evaluation of the Elastic Scattering of Supersymmetric Dark Matter*, Physics Letters B, Vol. 481, 2000, pp. 304-314.