



HAL
open science

Détection directionnelle de matière sombre avec MIMAC

Julien Billard

► **To cite this version:**

Julien Billard. Détection directionnelle de matière sombre avec MIMAC. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT: . tel-00727557v1

HAL Id: tel-00727557

<https://theses.hal.science/tel-00727557v1>

Submitted on 3 Sep 2012 (v1), last revised 20 Dec 2012 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astroparticules et Cosmologie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Julien Billard

Thèse dirigée par **Frédéric Mayet**

préparée au sein **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
et de l'école doctorale de Physique

Détection directionnelle de matière sombre avec MIMAC

Thèse soutenue publiquement le **27 juin 2012**,
devant le jury composé de :

Mr, Pierre Salati

LAPTH, Président

Mr, James Battat

Bryn Mawr College, Rapporteur

Mr, Gilles Gerbier

CEA Saclay, Rapporteur

Mme, Anne Green

Nottingham U., Examineur

Mr, Emmanuel Moulin

CEA Saclay, Examineur

Mr, Frédéric Mayet

LPSC, Directeur de thèse



Table des matières

Remerciements	1
Introduction	3
I Introduction à la détection directionnelle de matière sombre	1
1 La matière sombre galactique	3
1.1 Arguments en faveur de l'existence de la matière sombre	3
1.1.1 À grande échelle	3
1.1.2 À l'échelle locale	8
1.2 Candidats à la matière sombre non-baryonique	10
1.2.1 Contraintes issues de la formation des structures	10
1.2.2 Contraintes issues de la densité relique	11
1.2.3 Un candidat à la matière sombre : WIMP	12
1.3 Le neutralino supersymétrique	12
1.3.1 Motivations pour la supersymétrie	13
1.3.2 L'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM)	14
1.3.3 Un candidat WIMP : le neutralino	15
1.4 Stratégie de détection de WIMP	16
1.4.1 La détection indirecte	16
1.4.2 La détection directe	18
1.4.3 La production de matière sombre	18
1.5 Conclusion	19
2 La détection directionnelle de matière sombre	21
2.1 Taux d'événements WIMP	21
2.2 Section efficace d'interaction	23
2.2.1 Interaction scalaire	24
2.2.2 Interaction axiale	24
2.2.3 Le facteur de forme	26
2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe	27
2.3.1 Détection directe scalaire et axiale	27
2.3.2 Contraintes sur la diffusion axiale sur les protons et neutrons	30
2.3.3 Implication des résultats du LHC sur les sections efficaces axiales	31

2.4	La détection directe non directionnelle	34
2.4.1	Le signal WIMP attendu	34
2.4.2	Le bruit de fond de la détection directe	35
2.4.3	Stratégie de détection des différentes expériences actuelles	35
2.5	La détection directionnelle	38
2.5.1	L'origine du signal directionnel	38
2.5.2	Caractéristiques de la distribution angulaire des événements WIMP	41
2.5.3	L'isotropie du bruit de fond	43
2.5.4	État de l'art de la phénoménologie de la détection directionnelle	44
2.5.5	Les projets et les expériences existantes	45
2.6	Conclusion	47
3	La physique du halo galactique	49
3.1	Modélisation d'un halo de matière sombre	49
3.1.1	Modèle standard du halo de matière sombre	50
3.1.2	Modèle de profil général	51
3.1.3	Modèle d'Osipkov Merritt	53
3.1.4	Modèle de halo triaxial	54
3.1.5	Influence du modèle sur la détection directionnelle	56
3.2	Sous-structures du halo galactique	59
3.2.1	Principe des simulations à N corps	59
3.2.2	Le disque de matière sombre	61
3.2.3	Les débris d'accrétion	62
3.2.4	Les courants de marée	64
3.2.5	Effet des sous-structures sur la détection directionnelle	65
3.3	Les incertitudes astrophysiques	67
3.3.1	Densité locale de matière sombre ρ_0	67
3.3.2	Vitesse de rotation du système solaire v_0	68
3.3.3	Anisotropie de la distribution de vitesse β	68
3.3.4	Rotation du halo	69
3.3.5	Vitesse d'échappement v_{esc}	69
3.4	Conclusion	70
II	Phénoménologie de la détection directionnelle	71
4	Exclusion directionnelle	73
4.1	Les méthodes existantes	73
4.1.1	La méthode de Poisson	74
4.1.2	La méthode du "Maximum Gap"	75
4.2	La méthode de vraisemblance	76
4.2.1	Définition de la fonction de vraisemblance	77
4.2.2	Calcul de la limite d'exclusion	78
4.3	Performances des différentes méthodes	79
4.3.1	Discussion	80

4.3.2	Comparaisons des méthodes d'exclusion directionnelle	81
4.4	Influence des performances d'un détecteur directionnel sur son potentiel d'exclusion	84
4.4.1	Effet du seuil en énergie	84
4.4.2	Effet de la résolution angulaire	85
4.4.3	Effet de l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace	87
4.5	Performances de la détection directionnelle en terme de d'exclusion	88
4.6	Conclusion	90
5	Découverte de matière sombre avec la détection directionnelle	91
5.1	Preuve de découverte	91
5.1.1	Recherche d'un signal directionnel	93
5.1.2	Signature directionnelle	94
5.2	Évaluation de la signficance associée	95
5.2.1	La fonction de vraisemblance	96
5.2.2	Le test statistique par vraisemblance profilée	97
5.2.3	Effet des incertitudes astrophysiques	99
5.3	Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte	100
5.3.1	Limitation due au bruit de fond	101
5.3.2	Effet du seuil en énergie	103
5.3.3	Effet de la résolution en énergie	105
5.3.4	Effet de la résolution angulaire	107
5.3.5	Effet de l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace	108
5.4	Dépendance des résultats avec la modélisation du bruit de fond	110
5.5	Performances attendues de la détection directionnelle en terme de découverte	112
5.6	Conclusion	113
6	Contraire la matière sombre avec la détection directionnelle	117
6.1	L'analyse par <i>Markov Chain Monte Carlo</i> (MCMC)	117
6.1.1	L'intérêt du MCMC	117
6.1.2	Description de la méthode	119
6.2	Application de la méthode	123
6.2.1	Preuve de découverte	124
6.2.2	Contraintes sur la distribution de vitesses des WIMPs	126
6.2.3	Contraintes sur la masse et la section efficace de la particule WIMP	128
6.2.4	Estimation du bruit de fond	129
6.3	Résultats pour différents modèles	130
6.3.1	Effet de la masse de la particule WIMP	131
6.3.2	Effet du modèle de halo	132
6.3.3	Effet du modèle de bruit de fond	134
6.4	Conclusion	135

III	Le projet MIMAC	137
7	Fonctionnement général de la μ-TPC de MIMAC	139
7.1	Description du projet MIMAC	139
7.2	Propriétés des traces de recul nucléaire de basse énergie	141
7.2.1	Le parcours	141
7.2.2	La dispersion angulaire	142
7.3	Le processus d'ionisation	145
7.4	La dérive des électrons primaires	146
7.5	Passage de la grille et transparence	148
7.6	Amplification par avalanche	150
7.7	Création du signal électronique	152
7.7.1	Théorème de Ramo	152
7.7.2	Signal induit sur la grille	152
7.7.3	Signal induit sur les pistes de l'anode	155
8	Stratégie de détection de MIMAC	157
8.1	Mesure de la trace en 3 dimensions	157
8.1.1	L'anode pixélisée	157
8.1.2	L'électronique de lecture	159
8.1.3	Performances et limitations	160
8.1.4	Illustration d'une trace mesurée avec MIMAC	164
8.2	Mesure de l'énergie	164
8.2.1	Le pré-amplificateur de charges	165
8.2.2	Étalonnage et résolution en énergie	167
8.2.3	Le facteur de Quenching en ionisation	168
8.2.4	Performances et limitations	170
8.3	Chaîne d'acquisition de MIMAC	171
8.4	Simulation d'événements	172
8.5	Conclusion	173
IV	Méthodologie d'analyse de données directionnelles	175
9	Reconstruction des traces en 3D	177
9.1	Les observables de MIMAC	177
9.1.1	Description des observables d'intérêt	177
9.1.2	Évolution des observables	179
9.1.3	Limitation d'une reconstruction des traces par régression linéaire	181
9.2	Une méthode d'analyse des traces en deux étapes	182
9.2.1	Étape 1 : Estimation de θ et z	183
9.2.2	Étape 2 : Reconstruction avec une approche par vraisemblance	185
9.2.3	Reconnaissance du sens de la trace	188
9.2.4	Illustration de la méthode	191
9.3	Estimation des performances de MIMAC	193

9.3.1	Résolution spatiale	193
9.3.2	Fiducialisation du détecteur	195
9.3.3	Résolution angulaire	197
9.3.4	Efficacité de la reconnaissance du sens de trace	199
9.4	Conclusion	201
10	Discrimination électron/recoil nucléaire	203
10.1	Les observables discriminantes de MIMAC	204
10.1.1	Définition des observables discriminantes	204
10.1.2	Distributions des observables discriminantes	206
10.1.3	Corrélations des observables	208
10.2	Discrimination par analyse séquentielle	209
10.2.1	Coupure sur la longueur curviligne	209
10.2.2	Coupure sur le NIS	209
10.2.3	Coupure sur NIS + Parcours	211
10.2.4	Comparaison des efficacités	211
10.2.5	Conclusion sur l'analyse séquentielle	212
10.3	Discrimination basée sur une analyse par Arbres de Décision Boostés	213
10.3.1	Analyse BDT dédiée à la discrimination électron/recoil nucléaire	213
10.3.2	Résultats de l'analyse BDT	213
10.3.3	Coupure franche sur la variable BDT	216
10.4	Implications sur le potentiel de découverte de la matière sombre	217
10.5	Conclusion	221
V	Résultats expérimentaux	223
11	Mesure de la vitesse de dérive des électrons primaires	225
11.1	Dispositif expérimental	225
11.2	Limites d'une estimation directe de la vitesse de dérive	227
11.3	Simulation du signal électronique	228
11.3.1	Simulation du courant induit sur la grille	228
11.3.2	Fonction de transfert associée à la mesure du signal sur la grille	230
11.3.3	Produit de convolution total	230
11.4	Analyse par méthode de vraisemblance	231
11.4.1	Définition de la fonction de vraisemblance	231
11.4.2	Illustration de la méthode	233
11.4.3	Comparaison avec les autres méthodes possibles	236
11.5	Résultats de la mesure de vitesse de dérive avec MIMAC	238
11.6	Vers une mesure de la diffusions transverse	240
11.7	Conclusion	241
12	Etude auprès d'un champ de neutrons	243
12.1	Le champ de neutrons AMANDE	243
12.2	Résultats pour un gaz de CF ₄ pur à 50 mbar	244

12.2.1	Étalonnage avec une source ^{55}Fe	245
12.2.2	Reculs d'hydrogène provenant de la structure mécanique	246
12.2.3	Contribution des différents reculs	247
12.2.4	Mesures de traces 3D	250
12.2.5	Validation de la détermination d'un événement	250
12.2.6	Uniformité du gain	253
12.3	Analyse des résultats préliminaires	254
12.3.1	Sélection des événements à analyser	254
12.3.2	Vers une discrimination reculs électronique/nucléaire	255
12.3.3	Distributions angulaires	258
12.4	Conclusion et perspectives	259

Conclusions et perspectives

Remerciements

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été réalisé au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble (LPSC). Je tiens alors à remercier Serge Kox, directeur du LPSC, pour m'avoir permis de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions.

Je tiens à remercier très chaleureusement l'ensemble des membres de mon jury de thèse. Un grand merci à James Battat et à Gilles Gerbier pour avoir été les rapporteurs de mon manuscrit de thèse, ainsi qu'à Anne Green, Emmanuel Moulin et Pierre Salati pour en avoir été les examinateurs.

Cette thèse s'est déroulée au sein de l'équipe MIMAC du LPSC que je tiens à remercier dans son intégralité. Un grand merci à Daniel Santos, directeur du groupe, pour tous les enseignements et l'enthousiasme qu'il m'a transmis tout au long de ma thèse. Je garde un excellent souvenir des nombreuses discussions passionnées que nous avons eues durant ces trois dernières années.

Je tiens à remercier avec ma plus grande gratitude et avec beaucoup d'affection, mon directeur de thèse Frédéric Mayet. Pendant ces trois années, tu as été d'un soutien sans relâche, tu m'as toujours poussé à aller plus loin et ce dans un climat de confiance et d'excitation scientifique. Alors un grand merci pour toute la confiance que tu m'as accordée et pour avoir été un véritable formateur ! Je tiens également à remercier très chaleureusement et avec beaucoup de sympathie l'ensemble des collaborateurs des équipes techniques du LPSC sans qui le projet MIMAC n'aurait jamais pu voir le jour. Je pense notamment à Olivier Guillaudin qui m'a transmis avec beaucoup de patience et de pédagogie l'intérêt et l'émerveillement que je porte aujourd'hui à la physique de la détection. Je remercie très chaleureusement Olivier Bourrion pour ses nombreux conseils avisés, sa sympathie et pour m'avoir formé à l'électronique de MIMAC. Merci également à Germain Bosson qui m'a énormément aidé lors de la mesure de la fonction de transfert de l'électronique d'acquisition qui fut d'un intérêt capital dans la suite des études que j'ai menées.

Enfin, tous mes voeux de réussite aux deux nouveaux arrivants de l'équipe MIMAC. Tout d'abord Jacob Lamblin, que je tiens à remercier pour sa sympathie, son énergie et pour les nombreuses connaissances qu'il m'a transmises, et Quentin Riffard, le nouveau doctorant de l'équipe à qui je souhaite d'avoir autant de plaisir à travailler sur ce projet et dans cette équipe que j'ai pu en avoir ces trois dernières années.

Un grand merci à nos collaborateurs de l'IRSN Cadarache : Lena Lebreton, Mickael Petit et Donovan Maire avec qui les expériences sur faisceau ont toujours été un véritable plaisir. Je souhaite remercier très chaleureusement Juan Macias-Perez, Laurent Derome et Benoit Clément qui m'ont permis de découvrir et d'approfondir mes connaissances en statistique durant mes trois années de doctorat. Merci pour votre patience, votre pédagogie et pour vos conseils avisés. Bien que cela ne soit pas nécessairement l'endroit idéal, je tiens également à remercier Elsa Merle-Lucotte, Fabrice

Naraghi et Konstantin Protassov pour avoir permis à mon expérience de monitorat de se réaliser dans les meilleures conditions. Merci pour votre confiance, votre soutien et pour vos conseils.

Merci à mes chers amis du LPSC qui ont fait de chaque jour une fête durant ces trois années de thèse. Je pense notamment à FatFat (alias : proton, Benoit Coste, baggy, etc...) pour son amitié fidèle, pour être toujours au top et pour avoir été un coloc et un co-bureau énorme ! Bureau également partagé avec notre inséparable troisième complice Alexia. Merci encore à vous deux pour votre patience inégalable au lendemain de mes soirées documentaires. Merci à TomDele, Manu, Caille et Pierre pour m'avoir accueillis comme coloc par intérim dans leur énorme appart du bonheur, et à Nico Arbor pour nos nombreux duels en ping pong, badminton et squash. Tous mes vœux de bonheurs à Isa, Polo et leur nouveau né Léandre. Merci également à tous mes amis en dehors du LPSC et ma famille pour votre soutien sans relâche durant ces trois années.

Merci à mes parents qui, bien qu'à 10000 km de Grenoble, ont toujours suivi avec beaucoup d'attention et d'affection l'ensemble de mon parcours. Merci pour votre soutien continu, votre écoute, votre présence et tout vos conseils. Merci à ma grande soeur Pauline pour notre grande complicité et pour être une si belle personne. Merci à vous deux, Benoit et Pauline, pour être sur le point de mettre au monde une petite merveille que je suis impatient de découvrir.

Enfin, je tiens à remercier ma petite Margot, avec qui la vie est une magnifique aventure. Tu es une personne extraordinaire que j'admire avec la plus grande ferveur. Merci pour la joie de vivre que tu rayannes, ta grande générosité et nos fous rires.

Introduction

De nombreuses observations cosmologiques et astrophysiques convergent vers un scénario dans lequel l'essentiel de la matière de notre Univers est sous forme sombre, froide et non baryonique. Cette matière est composée de particules interagissant faiblement, que l'on appelle WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) et qui formeraient un halo de forme quasi-sphérique englobant notre galaxie. Par ailleurs, le modèle standard de la physique des particules nécessite certaines extensions prédisant l'existence de nouvelles particules candidates à la matière sombre non-baryonique, tel que le neutralino le plus léger.

Les particules WIMP sont aujourd'hui recherchées par de nombreuses stratégies de détection indirecte, directe et par production auprès des collisionneurs. La détection directionnelle de matière sombre correspond à une alternative à la détection directe standard, qui cherche à mesurer l'énergie du recul nucléaire et sa direction. En effet, grâce à la rotation du système solaire autour du centre galactique, les événements issus d'une interaction avec un WIMP devraient présenter une forte dépendance angulaire opposée à la direction du vecteur vitesse du système solaire. Ainsi, en mesurant les directions des reculs nucléaires, la détection directionnelle va permettre d'obtenir une signature angulaire non-ambigüe en faveur d'une détection de matière sombre galactique.

Cette thèse est consacrée à l'étude de la détection directionnelle dans le cadre du projet MIMAC. Elle porte sur la phénoménologie de la détection directionnelle, les méthodes d'analyse associées au détecteur MIMAC et des mesures expérimentales visant à caractériser la réponse de ce dernier.

La première partie de cette thèse est dédiée à la problématique de la matière sombre et de la détection directionnelle.

- Dans le chapitre 1, on commencera par discuter certains arguments astrophysiques et cosmologiques permettant d'inférer l'existence de particules WIMP dans le halo de notre galaxie. Nous détaillerons ensuite le cas du neutralino supersymétrique qui constitue l'un des WIMP privilégiés.
- Au chapitre 2, nous décrirons le principe de la détection directe de matière sombre et discuterons ses avantages et ses faiblesses. Ensuite, nous détaillerons le cas de la détection directionnelle afin de souligner son intérêt dans la recherche de matière sombre galactique. Nous présenterons une étude dans le cadre du MSSM permettant de souligner la complémentarité entre ces deux méthodes de recherche directe de matière sombre.
- Le chapitre 3 est dédié à l'étude de la physique du halo galactique. On y discutera de la validité du modèle de la sphère isotherme et isotrope, considéré comme modèle standard par toutes les expériences de détection directe. Ce dernier sera confronté à d'autres modèles de halo analytiques ou issus des simulations à N corps. Nous détaillerons la possible existence de sous-structures dans le halo qui pourraient profondément modifier le signal WIMP attendu dans un détecteur terrestre. Nous conclurons cette étude par une brève revue des différentes incertitudes

astrophysiques.

La seconde partie présente les résultats des études phénoménologiques que j'ai réalisées durant ma thèse.

- Le chapitre 4 est consacré à l'étude du potentiel d'exclusion d'un détecteur tel que proposé par la collaboration MIMAC. Pour ce faire, j'ai développé une nouvelle méthode statistique, dédiée à l'analyse de données directionnelles, plus performante que les méthodes actuelles.
- Au chapitre 5 nous discuterons d'un scénario plus optimiste : la découverte de matière sombre. Utilisant le signal caractéristique d'une détection directionnelle de matière sombre, j'ai mis en place une stratégie d'analyse permettant d'authentifier de manière non-équivoque la détection de WIMP. L'intérêt de la méthode statistique, basée une fonction de vraisemblance profilée, est qu'elle permet d'estimer la signification associée à la détection de WIMP tout en tenant compte des incertitudes astrophysiques principales et des performances du détecteur MIMAC. À l'aide de ces méthodes d'analyse, on passe alors d'une stratégie d'exclusion de bruit de fonds, à une stratégie de découverte de la matière sombre.
- Cette partie se termine avec le chapitre 6 qui démontre que la mesure de la direction du recul nucléaire permet de contraindre/identifier la matière sombre. En effet, l'information contenue dans les données directionnelles est suffisante pour effectuer des analyses avec un grand nombre de paramètres libres. Cela implique qu'il est possible de contraindre simultanément les propriétés de la particule WIMP et du halo galactique. Nous verrons alors que MIMAC devrait être capable de mesurer la masse et la section efficace des WIMP et de contraindre la distribution de vitesses de ces dernières.

La troisième partie présente le détecteur MIMAC.

- Au chapitre 7, on discutera du fonctionnement général d'une chambre à projection temporelle telle qu'utilisée dans le cadre du projet MIMAC. Ce chapitre va ainsi nous permettre d'illustrer les différents processus physiques associés à la détection d'événements avec MIMAC.
- Le chapitre 8 présente la stratégie de détection du projet MIMAC. On discutera des méthodes de mesure de trace en trois dimensions ainsi que de l'énergie déposée par un événement dans le détecteur. On pourra ainsi évaluer les limitations et les performances actuelles du détecteur.

La quatrième partie est dédiée aux développements de stratégies d'analyse de données directionnelles.

- Le chapitre 9 est consacré à la problématique de la reconstruction d'événements mesurés par la détecteur MIMAC. Le but est de retrouver pour chaque événement : la position du vertex d'interaction (WIMP-noyau), la direction et le sens de la trace mesurée. Pour cela, j'ai développé une nouvelle méthode d'analyse basée sur une approche par vraisemblance couplée à une analyse par arbres de décision boostés permettant d'optimiser la reconstruction de traces. Ce chapitre est également dédié à l'estimation, par simulation, des différentes performances du détecteur en terme de résolutions spatiale et angulaire.
- Au chapitre 10 nous présenterons une étude dédiée à la discrimination électron/recul nucléaire. En effet, les électrons constituent une part importante du bruit de fond de la détection directionnelle, et il est donc impératif de limiter leur contamination. Pour cela, je propose une nouvelle méthode d'analyse basée sur une analyse par arbres de décision boostés, optimisant le rapport efficacité sur pouvoir de rejet. Cette méthode sera également comparée à une méthode d'analyse

séquentielle standard.

La cinquième partie présente certains résultats expérimentaux obtenus durant la thèse.

- La connaissance de la vitesse de dérive des électrons primaires est un élément clé de la reconstruction des traces en trois dimensions. Ainsi, le chapitre 10 est dédié à cette mesure que j’ai effectuée à l’aide d’une méthode expérimentale et d’une analyse originale. J’ai pu montrer que l’on peut mesurer, de manière non biaisée, la vitesse de dérive. Il pourrait être possible de mesurer également les coefficients de diffusions transverse et longitudinale associés à la dérive des électrons primaires.
- Le chapitre 12 présente l’analyse des résultats d’une campagne de mesures réalisée en mai 2011 auprès du champ de neutrons AMANDE à l’IRSN Cadarache. Il s’agit d’une analyse préliminaire permettant de valider la stratégie de détection de MIMAC dédiée à la mesure de recul nucléaire de basse énergie $\mathcal{O}(10)$ keV. Enfin, on terminera par une mise en perspective de l’analyse de données et des performances du détecteur.

Première partie

Introduction à la détection directionnelle de matière sombre

Chapitre 1

La matière sombre galactique

De nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques, mettant en jeu des processus physiques différents et à des échelles différentes, permettent d'inférer la présence de matière sombre non-baryonique dans l'Univers, et en particulier dans le halo de notre Galaxie, sous la forme d'une particule neutre de charge et de couleur, stable et massive appelée génériquement WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*). Dans un premier temps, nous détaillerons les arguments astrophysiques et cosmologiques supportant l'existence de cette particule dans l'Univers. Puis, nous discuterons les raisons imposant l'existence d'une extension du modèle standard de la physique des particules. On se concentrera en particulier sur le cas de l'extension supersymétrique. Cette dernière pourrait alors présenter des particules candidates à la matière sombre sous forme de WIMP, telle que le neutralino supersymétrique le plus léger. En fin de chapitre, on finira par une revue rapide des différentes stratégies de détection de matière sombre afin de souligner leur complémentarité, leurs intérêts et limitations.

1.1 Arguments en faveur de l'existence de la matière sombre

L'existence de la matière sombre a été suggérée pour la première fois par l'astronome Fritz Zwicky en 1933 [1]. En mesurant la dispersion de vitesse des galaxies dans l'amas du Coma, il a pu démontrer que cet amas possède une masse dynamique une centaine de fois plus importante que sa valeur estimée à partir de sa luminosité. Depuis, grâce à des mesures de cosmologie de précision, on a pu estimer qu'environ 90% de la matière contenue dans l'Univers est sous la forme d'une matière sombre et non baryonique qui ne correspond à aucune particule connue du modèle standard. À l'échelle locale, la mesure des courbes de rotation des galaxies spirales, effectuée pour la première fois par Vera Rubin [2], indique que chacune des galaxies semble être englobée par un halo de matière sombre quasi sphérique avec un rayon ~ 10 fois plus grand que celui de la galaxie. Ainsi, on se propose dans cette section de détailler chacun de ces arguments à grande et petite échelle.

1.1.1 À grande échelle

Dans le cadre du modèle standard de la cosmologie, l'Univers est considéré comme étant homogène et isotrope. Dans une telle configuration, la résolution de l'équation d'Einstein de la relativité

1.1 Arguments en faveur de l'existence de la matière sombre

générale amène aux équations de Friedmann qui permettent de décrire l'évolution de l'Univers, au travers du facteur d'échelle $a(t)$, en fonction de la densité totale de matière/énergie ρ_{tot} définie telle que :

$$\rho_{\text{tot}} = \rho_r + \rho_m + \rho_\Lambda \quad (1.1)$$

avec,

- ρ_r la densité de rayonnement et de matière relativiste (photons et neutrinos).
- ρ_m correspond à la densité de matière non relativiste contenue dans l'Univers. Cette dernière possède deux composantes principales : ρ_b la densité de matière baryonique et ρ_{nb} la densité de matière non-baryonique. Il est important de noter que ces deux composantes sont dites sombres car la contribution lumineuse à la matière baryonique, telle que les étoiles, ne représente que $\sim 1\%$ de ρ_m [3].
- ρ_Λ la densité de constante cosmologique Λ . Cette constante a été initialement introduite par Albert Einstein et peut être vue comme étant associée à une nouvelle forme d'énergie effective. Cette dernière est appelée énergie noire du fait de sa nature inconnue et est responsable de l'expansion accélérée de notre Univers [4, 5].

Dans le cas d'un Univers plat, *i.e.* avec la constante k de courbure telle que $k = 0$, la densité totale ρ_{tot} est égale à la densité critique ρ_c ¹. Cela nous permet alors de définir les différentes composantes à la densité totale ρ_{tot} en unité de ρ_c via le paramètre de densité $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$. De cette manière, si l'Univers est plat², $\Omega_{\text{tot}} = \sum \Omega_i = 1$. Par la suite, nous utiliserons cette notation pour décrire les contributions des différentes composantes de l'Univers. À grande échelle, l'hypothèse de l'existence de la matière sombre résulte principalement de la comparaison de la densité de matière Ω_m avec celle de la matière baryonique Ω_b . Par la suite, on se propose de présenter les différentes sondes cosmologiques qui ont permis de mesurer les valeurs de ces deux densités à des précisions de quelques pourcents.

Mesure de Ω_m

La mesure de la densité de matière Ω_m peut se faire en utilisant différentes sondes astrophysiques et cosmologiques telles que les supernovae de type 1a (SNe), le fond diffus cosmologique (CMB) et les oscillations acoustiques de baryons (BAO). On se propose d'expliquer les processus physiques associés à chacune de ces observables et de montrer comment elles convergent vers une même valeur de Ω_m proche de 0,3.

Le fond diffus cosmologique : il correspond au rayonnement fossile qui a été émis lors du découplage rayonnement-matière environ 4×10^5 années après le Big Bang. Il s'agit de la période de recombinaison, où les électrons et protons se lient pour former des atomes d'hydrogène. L'étude des anisotropies en température du CMB permet de caractériser le contenu en énergie/matière de l'Univers. On a pu en déduire, en laissant Ω_k comme paramètre libre, que $\Omega_{\text{tot}} = 1,08_{-0,071}^{+0,093}$ (à 68% de confiance) [6]. Ce résultat est donc en bon accord avec un modèle d'Univers plat ($k = 1$). Par ailleurs, la température du CMB, qui a été mesurée à $2,725 \pm 0,001$ K, permet de mesurer la

1. La densité critique est définie par : $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$, avec G et H_0 les constantes de gravitation et de Hubble.
2. Dans le cas d'un Univers non plat $k \neq 0$. On définit alors la densité de courbure Ω_k qui contribue à Ω_{tot} tel que : $\Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = \Omega_{\text{tot}}$.

1.1 Arguments en faveur de l'existence de la matière sombre

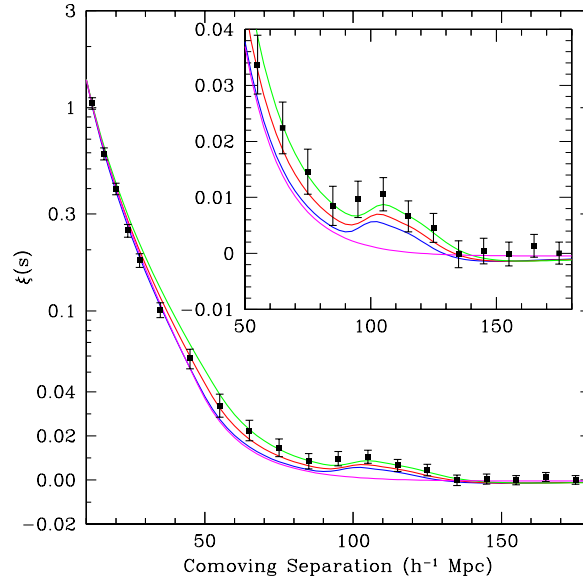


FIGURE 1.1 – Fonction de corrélation à deux points en fonction de la distance comobile. Les points noirs correspondent aux données obtenues de 46748 galaxies cartographiées par SDSS. Les lignes en traits pleins correspondent à un modèle théorique d’Univers plat, avec les couples de valeurs de paramètre $(\Omega_m h_{70}^2; \Omega_b h_{70}^2)$ suivants : $(0,12; 0,024)$ en vert, $(0,13; 0,024)$ en rouge et $(0,12; 0,024)$ en bleu. La courbe magenta correspond à un Univers sans baryons et avec $\Omega_m h_{70}^2 = 0,105$. La constante $h_{70} = H_0/70$ avec H_0 la constante de Hubble. Figure extraite de [8].

densité de rayonnement avec une excellente précision telle que $\Omega_r \approx 0,004$ [7].

Les supernovae de type 1a : sont des explosions thermonucléaires de naines blanches formant un système binaire avec une étoile compagnon. Lorsque la masse de la naine blanche, générée par accréation de celle de l’étoile compagnon, dépasse la masse de Chandrasekhar ($1,4M_\odot$), elle explose sous la forme d’une supernova [9]. La courbe de luminosité en fonction du temps de ce type de supernova (1a) peut être étalonnée permettant à ces dernières d’être utilisées comme des chandelles standards. Il est alors possible de déduire le module de distance à partir de la luminosité apparente de la supernova en fonction de son redshift, mesuré par spectroscopie de la galaxie hôte. Les projets Supernova Cosmology Project [4] et High-Redshift Supernova Project [5] ont pu démontrer que notre Univers est en expansion accélérée et que cette dynamique pouvait être obtenue en considérant une nouvelle forme d’énergie d’origine encore inconnue, baptisée énergie noire, impliquant une valeur de Ω_Λ non nulle. Comme nous le verrons par la suite, la mesure des supernovae de type 1a étant sensible à la dynamique de l’expansion de l’Univers, elle va permettre de contraindre les paramètres Ω_m et Ω_Λ .

Les oscillations acoustique de baryons : correspondent à des ondes acoustiques ayant eu lieu dans le plasma primordial. Avant l’égalité rayonnement-matière, les sur-densités de matière sont lissées par la pression de radiation et entretenues par la matière non baryonique non-couplée aux photons. Ainsi, le plasma de baryons et d’électrons oscille entre l’effondrement gravitationnel et

1.1 Arguments en faveur de l'existence de la matière sombre

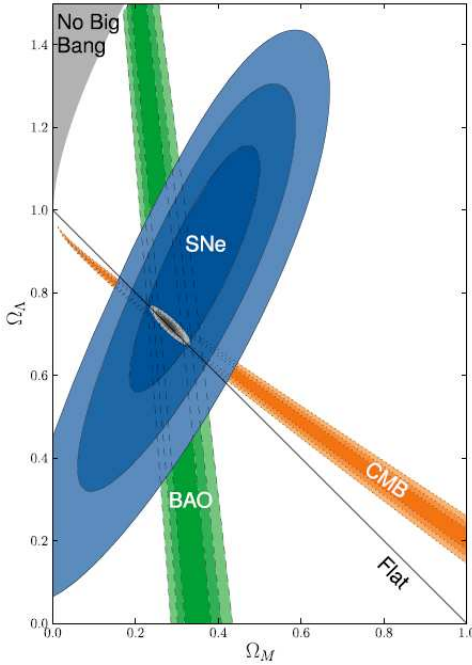


FIGURE 1.2 – Résultats de différentes expériences de cosmologie observationnelle dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$. Les contraintes provenant de l'étude des supernovae sont en bleue, celles issues des BAO en vert et celles déduites de l'étude du fond diffus cosmologique en orange. Les contours sont donnés à 68%, 95% et 99% de confiance. Figure extraite de [10].

l'échappement dû à la pression de radiation [9]. L'étude de la fonction de corrélation à deux points de la distribution de la matière mesurée par SDSS [8] permet de mettre en évidence deux pics de corrélation qui sont présentés à la figure 1.1. Le premier pic, à petites échelles, correspond à l'agglomération de matière non baryonique créant un premier puits de potentiel. Le second qui est observé pour des plus grandes échelles correspond au second puits de potentiel créé par les baryons ayant subi la pression de radiation et interagissant gravitationnellement avec la matière non baryonique. De manière évidente, dans un modèle sans baryons ce second pic n'existe pas (courbe magenta de la figure 1.1). L'étude de la fonction de corrélation permet alors de déduire la densité de baryons et de matière dans l'Univers aujourd'hui. La densité de matière non baryonique influence la position du second pic et la densité relative des baryons et de la matière non baryonique influence l'amplitude de ce même pic de corrélation.

La figure 1.2 représente les contraintes sur le plan $(\Omega_\Lambda, \Omega_m)$ issues de différentes observables cosmologiques : supernovae de type Ia (SNe) [10] (contours bleus), les oscillations acoustiques de baryons (BAO) [8] (contours verts) et le fond diffus cosmologique (CMB) [11] (contours oranges). Le contours gris représente la combinaison des trois contraintes précédentes. On peut en déduire que les mesures actuelles de cosmologie de précision convergent vers un même scénario dans lequel $\Omega_m = 0,282 \pm 0,016$ et $\Omega_\Lambda = 0,723 \pm 0,016$ [6]. On retrouve la corrélation $\Omega_m + \Omega_\Lambda = \Omega_{\text{tot}} \approx 1$ provenant de la mesure du CMB. Dans le cas des supernovae, on voit que Ω_m et Ω_Λ sont corrélées car elles influencent toutes les deux, et de manière opposée, la dynamique de l'expansion de l'Univers. Contrairement aux résultats de ces deux sondes cosmologiques, on

1.1 Arguments en faveur de l'existence de la matière sombre

voit que la mesure de Ω_m provenant des BAO n'est pas corrélée avec la densité de constante cosmologique. Il est intéressant de remarquer à partir de la figure 1.2, qu'aucune des trois sondes cosmologiques présentées ne permet à elle seule de contraindre les deux valeurs de Ω_m et Ω_Λ de manière précise. C'est la combinaison de ces trois observables, associées à des processus physiques différents, qui permet de contraindre avec une excellente précision le contenu énergie/matière de notre Univers. Notons qu'il est possible d'obtenir des contraintes fortes sur chacun des paramètres cosmologiques avec la seule mesure du CMB [6]. Cependant, cela exige de faire l'hypothèse que Ω_{tot} est égale à 1. Le résultat présenté à la figure 1.2 est obtenu en effectuant un minimum d'hypothèse sur le modèle cosmologique de notre Univers.

Mesure de Ω_b

La matière possède deux constituants principaux qui sont la matière baryonique et non baryonique. Il est donc nécessaire de connaître les contributions de chacune de ces deux formes de matières à la densité totale de l'Univers.

L'étude des oscillations acoustiques de baryons permet de contraindre la densité relative de matière baryonique et non baryonique. De plus, l'étude du spectre de puissance en température du CMB, permet également de contraindre la densité de baryons qui est directement reliée au rapport de l'amplitude du premier et second pic acoustique. La combinaison des contraintes issues de l'étude du CMB (avec Ω_{tot} libre) et des BAO indique que : $\Omega_b = 0,0480 \pm 0,0028$ (68% C.L.) [6]. Notons, que dans le cas du CMB seul et avec Ω_{tot} et H_0 comme paramètres libres, on trouve $\Omega_b = 0,095^{+0,056}_{-0,044}$ (68% C.L.) [6]. Cela souligne l'intérêt de la combinaison des mesures obtenus par différentes observables cosmologiques, pour atteindre d'excellentes précisions sans effectuer d'hypothèses fortes.

Une autre sonde cosmologique permettant de contraindre la densité de matière baryonique est la nucléosynthèse primordiale (BBN). Elle correspond à la création des noyaux légers qui se sont formés durant les trois premières minutes du Big Bang. Elle a débuté au moment où la température du plasma primordial était de l'ordre de l'énergie de liaison des nucléons dans les noyaux. On peut alors mesurer l'abondance des noyaux légers et la comparer aux modèles théoriques de la nucléosynthèse primordiale. Le calcul de l'abondance primordiale des noyaux légers (H, D, ^3He , ^4He et Li) fait intervenir la physique nucléaire (section efficace, durée de vie) et la cosmologie par le biais du taux d'expansion et du rapport des densité photon/baryon η . La mesure des abondances des différents noyaux légers permet alors de contraindre le rapport η [12] et donc la densité de baryons Ω_b car la densité de photons est directement déduite de la température du CMB. L'accord entre le calcul et les mesures des abondances convergent vers un scénario où $\Omega_b = 0,04 \pm 0,004$ (à 68% C.L.) [12].

Il est intéressant de noter que l'étude des BAO, du CMB et de la nucléosynthèse primordiale permet d'obtenir une estimation de la densité de baryons à partir de processus physiques ayant eu lieu à des instants très différents dans l'histoire de l'évolution de l'Univers. Cette constatation nous conforte d'autant plus dans l'idée d'un modèle cosmologique basée sur un scénario du Big Bang.

La compilation de ces différentes sondes cosmologiques nous amène à une estimation de $\Omega_b = 0,0480 \pm 0,0028$ (à 68% de confiance) [6]. On constate alors que $\Omega_b \ll \Omega_m$ impliquant alors

1.1 Arguments en faveur de l'existence de la matière sombre

l'existence d'une importante contribution de matière sombre non baryonique dont la densité aujourd'hui est estimée à [6] :

$$\Omega_{nb} = 0,234 \pm 0,014 \text{ (68\% C.L.)} \quad (1.2)$$

On en déduit alors que $\approx 23\%$ du contenu de l'Univers est constitué de matière sombre non baryonique dont la nature est aujourd'hui encore inconnue. Le tableau 1.1 récapitule les valeurs des densités des différentes composantes de notre Univers. Ces résultats ont été obtenus en combinant les mesures du fond diffus cosmologique, des oscillations acoustiques de baryons et des supernovae de type Ia.

Densité de :	Symbole	WMAP-7ans + BAO + SN1a
Rayonnement	Ω_r	$\approx 0,004$
Matière baryonique	Ω_b	$0,0480^{+0,0027}_{-0,0028}$
Matière non baryonique	Ω_{nb}	$0,234 \pm 0,014$
Constante cosmologique	Ω_Λ	$0,723^{+0,016}_{-0,015}$
Totale	Ω_{tot}	$1,0053^{+0,0060}_{-0,0061}$

TABLE 1.1 – Densités des différentes composantes de notre Univers à partir des données WMAP-7ans combinées avec celles des BAO et des SN1a, en considérant Ω_{tot} comme paramètre libre [6].

1.1.2 À l'échelle locale

Si l'existence de matière sombre dans notre Univers semble établie, il est important de vérifier que cette dernière est aussi présente dans notre galaxie afin d'envisager une détection directe. En effet, cette stratégie de détection repose sur la collision élastique entre un noyau cible du détecteur et une particule de matière sombre. Il est donc nécessaire que les WIMP soient présentes dans notre voisinage, *i.e.* dans notre galaxie, pour réaliser ce type de détection.

Courbes de rotation des galaxies spirales

La présence de matière sombre dans notre galaxie, et dans les galaxies spirales en général, a été démontré en 1970 quand Vera Rubin a étudié, pour la première fois, les courbes de rotation de ces galaxies [2]. En effet, dans le cas d'une galaxie, on peut considérer que tous les objets la composant sont liés gravitationnellement, *i.e.* sont en orbite autour du centre galactique. Dans ce cas, leur vitesse de rotation v est simplement donnée par la loi de Newton,

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.3)$$

avec G la constante de gravitation et $M(r) = \int_0^r \rho(\vec{r}') d\vec{r}'$ la masse contenue dans le volume d'une sphère centrée sur le centre de la galaxie et de rayon r .

1.1 Arguments en faveur de l'existence de la matière sombre

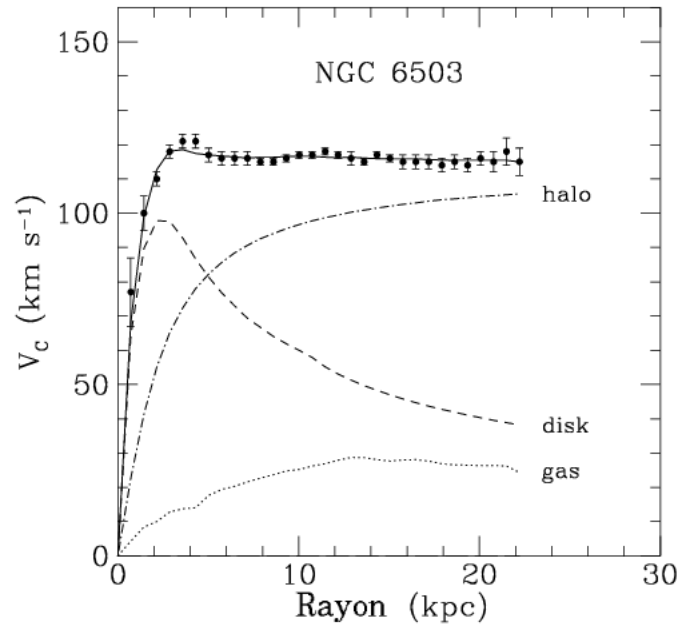


FIGURE 1.3 – Courbe de rotation avec la contribution des différentes parties de la galaxie. Les mesures ont été effectuées en utilisant le décalage dû à l'effet Doppler sur la raie à 21 cm de nuages d'hydrogène neutre liés gravitationnellement [2, 13].

La mesure de la vitesse tangentielle v dans le cas des étoiles appartenant au disque galactique se fait en utilisant le décalage par effet Doppler des raies d'émission. Dans le cas des nuages d'hydrogène se trouvant au-delà du disque galactique, on utilise le décalage par effet Doppler de la raie à 21 cm de la transition hyperfine de l'atome d'hydrogène. Au-delà du disque baryonique, on s'attend à une décroissance proportionnelle à $1/\sqrt{r}$ de la vitesse de rotation car dans un tel cas $M(r)$ est une constante. Cependant, le résultat de la mesure des courbes de rotation des galaxies spirales telle que présentée sur la figure 1.3 montre que la vitesse de rotation tend vers une valeur asymptotique contrairement à ce que prédit la loi de Newton de la gravitation. Il est important de souligner que ce résultat a été obtenu pour un très grand nombre de galaxies spirales (~ 1100) [14] dont la Voie Lactée [15].

Comme le montre la figure 1.3, cette vitesse plateau ne peut pas s'expliquer ni par le disque baryonique, ni par la présence de gaz interstellaire car ce dernier n'est pas en abondance suffisante dans la galaxie. Pour expliquer cette vitesse tangentielle, tout en étant en accord avec la loi de Newton³, on peut invoquer l'existence d'un halo de matière sombre qui engloberait toute la galaxie et dont le rayon est environ 10 fois plus grand que celui du disque visible et caractérisé par un profil de densité proportionnel à $1/r^2$. Comme nous le verrons au chapitre 3, ce type de profil de densité aboutit à un halo de matière en équilibre thermodynamique décrit par une distribution de Maxwell-Boltzmann.

3. Cette allure de courbe de rotation peut également s'expliquer avec une modification de la loi de Newton. Il s'agit de la théorie MOND "MODified Newtonian Dynamics" [16].

1.2 Candidats à la matière sombre non-baryonique

Contraintes sur la composante baryonique

La mesure des courbes de rotation telle que présentée à la figure 1.3 supporte l’hypothèse que de la matière sombre est présente dans notre galaxie et qu’elle contribue à plus de 90% de sa masse totale. Cependant, comme nous l’avons vu précédemment, la majorité de la matière baryonique est également non visible (sombre). Elle pourrait également expliquer l’allure des courbes de rotation si elle se trouvait en abondance suffisante dans la galaxie et sous la forme d’objets compacts et massifs tels que des naines brunes, des nuages d’hydrogène ou des trous noirs. De tels objets sont appelés génériquement MACHO (*MAssive Compact Halo Objects*) et des expériences telles que EROS [17] et MACHO [18] ont tenté de détecter ces candidats à la matière invisible de la galaxie. En profitant de l’effet de lentille gravitationnel et en mesurant l’évolution de la luminosité des étoiles constituant le Grand Nuage de Magellan, ces dernières ont pu mettre des limites sur la présence de telles structures dans notre galaxie.

Les expériences EROS et MACHO ont permis d’exclure la présence de MACHO contribuant à plus de 8% à la masse totale du halo pour une gamme de masse de MACHO comprise entre 10^{-7} et $10 M_{\odot}$ [17]. Il est intéressant de noter cependant que des candidats MACHO ont été détectés et que par conséquent de telles structures semblent exister dans notre galaxie bien qu’elles ne permettent pas d’expliquer, à elles seules, l’allure de la courbe de rotation de notre galaxie. Dans la suite, on négligera la composante baryonique au halo de matière sombre de notre Galaxie.

1.2 Candidats à la matière sombre non-baryonique

Dans cette section, nous allons discuter de la nature de la particule constituant la matière sombre non-baryonique. Nous détaillerons d’abord les différentes contraintes astrophysiques et cosmologiques que doit respecter cette particule afin de pouvoir constituer un candidat à la matière sombre non baryonique présente dans notre galaxie.

1.2.1 Contraintes issues de la formation des structures

L’étude de la formation des structures (galaxies et amas de galaxie) nous montre que, bien que l’Univers ait été extraordinairement homogène au moment du découplage rayonnement/matière (recombinaison), il est aujourd’hui fortement anisotrope. En effet, à partir des cartographies effectuées par des expériences telles que SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [8], on peut mesurer la distribution des galaxies en fonction de leur distance par rapport à nous. En utilisant une fonction de corrélation à deux points, on est capable de calculer le spectre de puissance $p(k)$ de la matière [19]. Ce dernier contient des informations extrêmement riches concernant la formation des structures.

On peut montrer par simulation numérique [20, 21] que si la matière sombre était chaude, *i.e.* relativiste, au moment de la formation des structures (il y a $\sim 10^9$ années), les fluctuations de densité de matière auraient été effacées par la pression de radiation du rayonnement et par la matière sombre chaude. Cela aurait alors imposé un mécanisme de formation des structures dite “top-down” où les grandes structures seraient apparues en premier et se seraient divisées par la suite en plus petites structures telles que les galaxies. Dans un tel scénario on s’attend à avoir un spectre de puissance quasiment nul aux petites échelles, qui est en contradiction avec les résultats de 2dF Galaxy Redshift Survey [22]. La comparaison entre les mesures et les modèles théoriques

1.2 Candidats à la matière sombre non-baryonique

s'accordent sur un modèle où les structures se sont formées selon une évolution dite "bottom-up" dans laquelle se sont d'abord formées les petites structures (galaxies) pour s'assembler ensuite et former des amas puis des super-amas de galaxies. Il est donc nécessaire que la matière sombre non baryonique, très présente à l'époque de la formation des structures, soit froide (non relativiste) donc suffisamment massive ($\mathcal{O}(10)$ GeV/c²) afin d'amplifier les fluctuations de densité de matière primordiale. Dans un tel cas, il y a compétition entre la pression de radiation du rayonnement et l'effondrement gravitationnel dû à l'amplification des puits de potentiel. Cette compétition va avoir pour effet de simplement lisser les plus petites structures sans qu'elles ne soient totalement effacées par la pression de radiation. À partir de l'égalité rayonnement-matière les sur-densités à toutes échelles se mettent à croître afin de former les structures que l'on observe aujourd'hui. Il est intéressant de noter que cette contrainte sur la formation des structures exclu le neutrino du modèle standard comme particule candidate à la matière sombre. En effet, ce dernier possédant une masse très faible ($m_\nu \leq 2$ eV/c²) [23], il était nécessairement ultra-relativiste au moment de la formation des structures et ne peut donc pas expliquer les mesures obtenues de la distribution de matière.

1.2.2 Contraintes issues de la densité relique

Si l'on considère que la matière sombre a été produite comme une relique thermique après le Big Bang, alors cette dernière était nécessairement en équilibre thermique dans l'Univers primordial. De plus, le fait que cette dernière soit encore présente aujourd'hui nous indique qu'elle doit être stable ou du moins que sa durée de vie est équivalente à l'âge de l'Univers. Cela nous permet de nous intéresser à la densité relique de cette particule que nous noterons χ par anticipation.

Le nombre de ces particules n_χ dans l'Univers dépend de la température T de ce dernier. Ainsi, si l'énergie thermique est telle que $k_B T \geq m_\chi c^2$ alors la particule peut à la fois être créée et s'annihiler : elle est en équilibre chimique. Si $k_B T \leq m_\chi c^2$, alors la particule de matière sombre ne peut plus être créée et ne peut donc que s'annihiler, elle n'est plus en équilibre chimique avec les autres particules du plasma primordial. On voit alors que l'instant de la transition de l'équilibre chimique est directement relié à la masse de la particule χ . Plus cette dernière sera lourde et plus tôt aura lieu cette rupture de l'équilibre. La particule se sera donc d'avantage annihilée, réduisant ainsi sa densité relique.

En prenant en compte l'expansion de l'Univers, on montre que la densité comobile⁴ Y_χ de ces particules tend vers une valeur non-nulle. En effet, lorsque $k_B T \leq m_\chi c^2$, il y a compétition entre le taux d'annihilation $\Gamma = \langle \sigma_A v \rangle n_\chi$ et le taux d'expansion de l'Univers caractérisé par la constante de Hubble H . Si le temps entre deux annihilations Γ^{-1} est supérieur à l'âge de l'Univers H^{-1} , alors les particules χ ne sont plus en équilibre thermique et la valeur de Y_χ est figée ; c'est ce que l'on appelle le "freeze-out". Il y a alors gel des particules χ et l'on peut mesurer la densité relique Ω_χ de cette dernière. En effet, si l'on admet que la totalité de la matière sombre non baryonique est constituée d'une unique particule χ , on obtient alors d'après les mesures combinées de WMAP, BAO et SN1a $\Omega_\chi = 0,234 \pm 0,014$ [6]. Aujourd'hui, la mesure de la densité relique correspond à la contrainte la plus forte sur la construction de théorie permettant d'aller au-delà du modèle standard de la physique des particules. En effet, la mesure de Ω_χ est extrêmement précise et, comme nous le verrons à la section 1.2.3, elle est directement reliée à la section efficace d'annihilation de la particule χ et à sa masse. Notons cependant, qu'afin d'éviter cette contrainte très forte, des modèles

4. La densité comobile est une mesure de la densité qui prend en considération l'expansion de l'Univers.

1.3 Le neutralino supersymétrique

plus exotiques prédisent l'existence de matière sombre se produisant de manière non thermique tels que les WIMPZILLAS [24]. Dans la suite de ce manuscrit, seule la matière sombre produite de manière thermique sera considérée.

1.2.3 Un candidat à la matière sombre : WIMP

À partir des observations évoquées précédemment, il apparaît qu'un bon candidat à la matière sombre doit avoir les propriétés suivantes :

- être neutre de charge et de couleur. La particule ne peut donc interagir que par interaction gravitationnelle et par interaction faible.
- être stable pour être toujours présent dans l'Univers aujourd'hui.
- être suffisamment massive ($\mathcal{O}(10)$ GeV/c²) pour être non relativiste lors de la formation des structures.
- posséder une densité relique qui soit compatible avec les mesures de Ω_{nb} présentées précédemment.

Cette particule est appelée génériquement WIMP (Weakly Interacting Massive Particle). Ainsi, si l'on considère ses différentes propriétés, on peut déterminer à partir de l'équation de Boltzmann la densité relique Ω_χ attendue aujourd'hui telle que :

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3/\text{s}}{\langle \sigma_{Av} \rangle} \quad (1.4)$$

Cette relation est valable pour des masses de particules entre le GeV et le TeV. Pour obtenir une densité relique de l'ordre de Ω_{nb} , il faut que $\langle \sigma_{Av} \rangle$ soit de l'ordre de 10^{-8} GeV⁻². On constate avec intérêt que cette valeur de section efficace est caractéristique de l'interaction faible σ_{weak} [25],

$$\sigma_{\text{weak}} \approx \frac{\alpha^2}{m_W^2} \quad (1.5)$$

avec $\alpha \approx 0,01$ la constante de couplage de l'interaction faible et $m_W \sim 100$ GeV/c² la masse du boson W médiateur de cette même interaction. Cette constatation suggère qu'une particule χ possédant les caractéristiques énoncées permet de satisfaire toutes les contraintes astrophysiques et cosmologiques. Cette coïncidence est parfois appelée le "miracle WIMP". Cela explique pourquoi cette classe de particule, ayant une masse de l'ordre $\mathcal{O}(1 - 100)$ GeV/c² et interagissant par interaction faible, est considérée comme un excellent candidat à la matière sombre non baryonique.

1.3 Le neutralino supersymétrique

Le modèle standard de la physique des particules décrit avec une précision remarquable les propriétés des particules et leurs interactions. Seule la gravité ne fait pas partie de ce modèle car cette dernière n'a jamais pu être quantifiée pour des problèmes de renormalisation. Ce modèle possède 18 paramètres libres dans le cas de neutrinos de masse nulle et 28 dans le cas contraire. Le modèle standard a été et est toujours testé par de nombreuses mesures expérimentales et n'a obtenu que des succès dans le domaine des énergies explorées jusqu'à présent.

Une des pièces manquantes de ce modèle sur lequel repose l'intégralité de la validité théorique

du modèle standard est le boson de Higgs qui, à ce jour, n'a pas été découvert. Récemment les collaborations ATLAS [26], CMS [27] et dans une moindre mesure D0 [28], semblent observer un excès de signal, dans leur recherche du boson de Higgs, entre $117 \text{ GeV}/c^2$ et $130 \text{ GeV}/c^2$. Cela pourrait témoigner de l'existence de cette particule dans cette gamme de masse. Cependant, ces résultats doivent être confirmés avec d'avantages de luminosité intégrée afin d'obtenir une pertinence statistique suffisante.

1.3.1 Motivations pour la supersymétrie

En dépit des nombreux succès du modèle standard, ce dernier possède des lacunes nécessitant le développement de théories supplémentaires, que l'on appelle "au-delà du modèle standard". La supersymétrie (SUSY) constitue l'une des extensions les plus prometteuses [29, 30]. Il s'agit d'une symétrie boson-fermion venant se rajouter aux groupes de jauge du modèle standard, $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, décrivant les interactions forte et électro-faible. Ainsi, l'application d'un opérateur Q de l'algèbre de SUSY permet de passer d'un état fermionique à un état bosonique et vice-versa tel que :

$$Q|\text{boson}\rangle = |\text{fermion}\rangle \quad \text{et} \quad Q|\text{fermion}\rangle = |\text{boson}\rangle \quad (1.6)$$

À chaque particule du modèle standard est associée un super-partenaire, ou partenaire supersymétrique, dont l'état fermionique ou bosonique est inversé.

L'introduction de nouvelles particules élémentaires va alors avoir deux conséquences fondamentales qui vont constituer les principaux arguments en faveur de la supersymétrie [13, 31] :

- L'unification des constantes de couplage : le spectre des particules étant différents dans le cadre d'une extension supersymétrique du modèle standard, la renormalisation des constantes de couplage diffère également. Dans le cas du modèle standard seul, les constantes de couplage associées aux interactions forte, faible et électromagnétique ne convergent pas. Cela implique alors que le modèle standard ne permet pas d'unifier ces trois forces. En rajoutant les super-partenaires issus de l'extension supersymétrique, une unification des trois forces pour une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV semble possible [31].
- Conservation de la hiérarchie : le calcul des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs δm_H montre que ces dernières divergent quadratiquement selon $\delta m_H^2 = \mathcal{O}(\alpha/\pi)\Lambda^2$ où Λ est l'échelle d'énergie de coupure. Ainsi, si Λ est égale à l'échelle de Planck alors la masse du Higgs devient de l'ordre de la masse de Planck. Ceci est impossible dans le cadre du modèle standard car le boson de Higgs a été introduit pour briser la symétrie électrofaible et doit donc avoir une masse $m_H = \mathcal{O}(100) \text{ GeV}/c^2$. L'intérêt de la supersymétrie est qu'en associant à chaque fermion et boson du modèle standard un partenaire supersymétrique d'état de spin opposé, les corrections radiatives s'annulent si les particules supersymétriques ont les mêmes masses que celles de leurs partenaires.

Cependant, la supersymétrie n'a encore jamais été observée. Par exemple, aucune particule scalaire chargée avec une masse de $511 \text{ keV}/c^2$ telle que le partenaire supersymétrique de l'électron (\tilde{e}), n'a été détectée. On s'attend donc à ce que la supersymétrie soit brisée et que les corrections radiatives à la masses du Higgs ne soient pas exactement nulles, mais de l'ordre de la brisure SUSY multipliée par la constante de couplage. On obtient alors pour une brisure SUSY de l'ordre du TeV, une masse de Higgs de l'ordre de $100 \text{ GeV}/c^2$ correspondant à l'échelle de

1.3 Le neutralino supersymétrique

la brisure électrofaible. Il est intéressant de noter que la SUSY, dans le cas le plus général, prédit une masse de Higgs inférieure ou égale à $130 \text{ GeV}/c^2$ [32], ce qui est en accord avec les observations préliminaires du LHC.

1.3.2 L'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM)

Le MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*) correspond à l'extension supersymétrique minimale du modèle standard. Ce dernier est caractérisé par 124 paramètres libres rendant alors toutes études phénoménologique difficiles. Ces paramètres libres sont issus de l'extension supersymétrique du modèle standard, qui s'effectue de la manière suivante :

- tous les champs de jauge portés par des bosons médiateurs sont associés à des super-partenaires fermioniques appelés jauginos : Bino \tilde{B} , Wino \tilde{W} , \tilde{W}^\pm .
- les fermions de spin 1/2 tels que les quarks et les leptons, sont associés à des super-partenaires scalaires appelés sfermions : squarks \tilde{q} et sleptons \tilde{l} .
- deux doublets de Higgs sont nécessaires pour donner une masse à tous les fermions. En effet, un seul doublet de Higgs ne permet pas de donner une masse à la fois aux quarks *up* (isospin 1/2) d'une part et aux quarks *down* (isospin -1/2) [33]. Cela impose alors l'existence de 8 degrés de liberté dont 3 sont absorbés pour donner la masse aux W^\pm et Z^0 . Il ne reste alors que 5 états de Higgs physiques : deux bosons de Higgs chargés H^\pm , deux Higgs scalaires et neutres $h(H_1^0), H(H_2^0)$, et un Higgs pseudoscalaire A . Chacun de ces Higgs se voit alors associé un partenaire supersymétrique appelé Higgsino de spin 1/2.

Les winos et higgsinos chargés se combinent pour donner les 4 états propres de masses appelés charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ tandis que les binos, wino et higgsinos neutres se combinent pour former les 4 neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$.

Cependant, le lagrangien supersymétrique possède des termes qui violent la conservation des nombres leptonique et baryonique. En effet, si l'on considère la désintégration du proton par l'échange de squark donnant lieu à des processus tels que : $p \rightarrow e^+\pi^0, \mu^+\pi^0, \nu\pi^+, \dots$, on obtient un taux de désintégration du proton beaucoup plus important que la contrainte actuelle qui est de $\tau_p > 5 \times 10^{33} \text{ s}$ [24]. Une façon élégante de contourner ce problème est d'imposer la conservation d'un nouveau nombre quantique appelé la R -parité qui est définie de la manière suivante [33] :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.7)$$

avec B , L et S les nombres baryonique, leptonique et de spin. Cette nouvelle symétrie, qui a été rajoutée de manière *ad hoc*, vaut +1 dans le cas de particule du modèle standard et -1 dans le cas de particule supersymétriques. La conservation de la R -parité implique que les particules supersymétriques sont nécessairement produites par paires et que ces dernières doivent nécessairement se désintégrer en un nombre impair de particules supersymétriques. Cette dernière conséquence impose alors que la particule supersymétrique la plus légère LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*) est stable et qu'elle pourrait être un candidat à la matière sombre.

1.3.3 Un candidat WIMP : le neutralino

Dans le cadre de la supersymétrie, la nécessité d'invoquer la R -parité pour éviter une désintégration trop rapide du proton, impose l'existence d'une super-particule stable notée LSP. Si celle-ci n'était pas neutre de charge (électrique) et de couleur, elle pourrait s'être liée à la matière ordinaire et former des noyaux anormalement lourds [24]. Cependant, l'existence de tels objets a été exclue par différentes expériences [34, 35]. Cela impose que la LSP est électriquement neutre et qu'elle ne peut interagir que par interaction faible et gravitationnelle.

Dans le cadre du MSSM, cela nous laisse trois candidats possibles qui sont le sneutrino de spin 0, le gravitino de spin 3/2 et le neutralino de spin 1/2. Cependant, un sneutrino comme matière sombre a été exclu par les expériences de détection directe pour des masses comprises entre le GeV et le TeV [36]. Le gravitino pourrait être un candidat viable à la matière sombre car il permet de reproduire une densité relique telle que mesurée par WMAP [37]. Néanmoins, ce dernier est hors de portée de la détection directe car il n'interagit que par interaction gravitationnelle. Cela nous conduit alors à penser que le seul candidat LSP à la matière sombre pertinent dans le cadre de la détection directe de matière sombre est le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$.

Les bino, wino et les deux higgsinos neutres se différencient uniquement par leur nombre quantique électrofaible. Ainsi, après la brisure électrofaible, ces états propres de jauge se mélangent pour former les états propres de masse que sont les neutralinos. Dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ la matrice de mélange M_χ est :

$$M_\chi = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_w & M_Z \sin \beta \sin \theta_w \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_w & -M_Z \sin \beta \cos \theta_w \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_w & M_Z \cos \beta \cos \theta_w & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_w & -M_Z \sin \beta \cos \theta_w & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

où l'angle θ_w est l'angle de mélange du secteur électrofaible et β est l'angle de mélange dans le secteur de Higgs. Ce dernier est défini par $\tan \beta = \langle H_2^0 \rangle / \langle H_1^0 \rangle$, qui correspond au rapport des valeurs attendues dans le vide (vev) des champs H_2^0 et H_1^0 . μ , M_1 et M_2 sont les paramètres de masse des higgsinos, bino et wino respectivement. L'état de masse correspondant au neutralino le plus léger est obtenu en diagonalisant la matrice de mélange précédente et peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$\tilde{\chi}_1^0 = N_{11} \tilde{B} + N_{12} \tilde{W}^3 + N_{13} \tilde{H}_1^0 + N_{14} \tilde{H}_2^0 \quad (1.9)$$

Ainsi, le neutralino le plus léger est dominé par le jauginos et/ou higgsino le plus léger. Par exemple, si $M_1 \ll (M_2, |\mu|)$ alors le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$ aura une masse proche de M_1 et sera quasiment un pur bino. Si par contre les trois paramètres de masse M_1 , M_2 et $|\mu|$ sont de valeurs équivalentes alors le neutralino le plus léger sera composé d'une fraction significative des quatre jauginos et higgsinos. Les contraintes actuelles sur la masse des charginos imposent que $(\mu, M_2) \geq 100 \text{ GeV}/c^2$ [38]. Ainsi, un neutralino avec une masse inférieure à $100 \text{ GeV}/c^2$ implique une importante contribution bino [38]. Dans le cadre du MSSM, le neutralino le plus léger possède une masse entre la dizaine de GeV et un TeV.

1.4 Stratégie de détection de WIMP

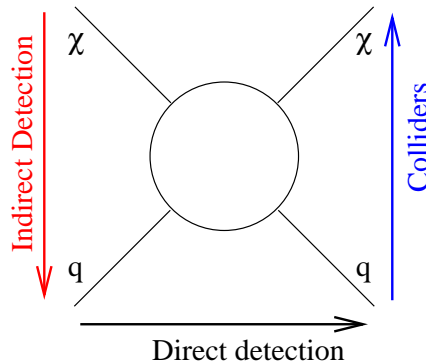


FIGURE 1.4 – Représentation des différentes méthodes de détection de WIMP : Indirecte, Directe et auprès des collisionneurs.

On en déduit alors que, de par sa masse attendue, sa neutralité de charge et de couleur, le neutralino LSP $\tilde{\chi}_1^0$ est un excellent candidat WIMP et donc à la matière sombre non baryonique et froide présente dans notre galaxie.

1.4 Stratégie de détection de WIMP

Il existe trois stratégies de détection de matière sombre représentées à la figure 1.4 : indirecte, directe et par production auprès des collisionneurs tels que le LHC. On voit que la détection indirecte vise à mesurer l'annihilation de la matière sombre, que la recherche directe tente de détecter cette dernière par collision avec une particule de matière ordinaire et qu'enfin, l'utilisation de collisionneurs proton-proton (LHC) pourrait permettre de détecter la production de WIMP. Dans cette section, on se propose d'effectuer une brève revue des différentes stratégies de détection tout en appuyant sur leurs forces et limitations.

1.4.1 La détection indirecte

Le principe de la détection indirecte est de mesurer les produits d'annihilation de deux WIMP. En effet, la présence de particules de matière sombre caractérisées par des dispersions de vitesses de l'ordre de $10^{-3}c$ indique qu'il est possible que ces dernières puissent s'annihiler en particules du modèle standard : $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-, b\bar{b}, c\bar{c}, t\bar{t}, W^+W^-, ZZ, \dots$. Suite à l'hadronisation et/ou désintégration de ces produits d'annihilation, on peut retrouver la production de paires $p\bar{p}, \nu\bar{\nu}, e^+e^-$, etc. Il existe alors trois catégories de détection indirecte de matière sombre : les télescopes à neutrinos, la recherche de rayonnement gammas et la recherche d'antimatière dans le rayonnement cosmique. Le taux d'annihilation de matière sombre étant proportionnel au carré de la densité de cette dernière, la plupart des expériences de recherche indirecte se focalisent sur des objets caractérisés par des sur-densités comme le Centre Galactique et les naines sphéroïdes par exemple.

Les télescopes à neutrinos

Dans le cas des télescopes à neutrino, la sur-densité considérée est le Soleil. Par collisions multiples entre le WIMP et les atomes du Soleil (principalement de l'hydrogène), les particules de

1.4 Stratégie de détection de WIMP

matière sombre sont capturées par l'attraction gravitationnelle de ce dernier. Les WIMP vont ensuite s'annihiler et produire, entre autres, des neutrinos énergétiques. Les détecteurs à neutrinos cherchent à mesurer le flux de neutrinos muoniques en détectant leurs interactions par courant chargé $\nu_\mu + A \rightarrow \mu + X$ dans le milieu sensible (glace ou eau) du détecteur. Le muon produit sera détecté par effet Cerenkov en utilisant des lignes de photo-multiplicateurs. En mesurant alors la trace déposée par le muon, on est capable de mesurer sa direction et de discriminer un neutrino issu du Soleil (ascendant pendant la nuit) de celui produit par pénétration du rayonnement cosmique dans l'atmosphère. L'intérêt et la difficulté des télescopes à neutrinos est qu'ils sont sensibles à la section efficace d'annihilation de la matière sombre et à celle de diffusion élastique dépendante du spin sur le proton (hydrogène du Soleil). Ils permettent d'imposer des limites sur la détection directe de matière sombre. Cependant, ces limites sont fortement dépendantes du modèle de physique des particules considéré et nécessitent d'être interprétées avec prudence. En effet, le taux de production de neutrinos dépend des rapports d'embranchement des canaux d'annihilation, qui ne sont pas connus. Notons cependant, qu'une méthode indépendante du modèle a été proposée par Kamionskowski [39]. De plus, le seuil de détection des muons par effet Cerenkov impose une limite sur l'énergie des neutrinos muoniques issus de l'annihilation de matière sombre et donc sur la masse de cette dernière. Les expériences actuelles sont IceCube [40], ANTARES [41] et SuperKamiokande [42] et toutes les trois possèdent des seuils entre $m_\chi = 70 \text{ GeV}/c^2$ et $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$.

L'astronomie γ

L'annihilation de matière sombre peut également produire des photons γ . Ces derniers sont détectés par des télescopes au sol, par exemple HESS [43] et MAGIC [44], en profitant du rayonnement Cerenkov produit par la gerbe électromagnétique provenant de la pénétration d'un gamma de haute énergie dans l'atmosphère. En utilisant un réseau de télescopes, ces expériences sont capables de mesurer la direction de provenance du rayonnement γ mesuré. Dans l'espace, l'expérience Fermi-LAT permet également de mesurer le flux de photons γ , avec des énergies de l'ordre du GeV, provenant de différentes sources astrophysiques. La contrainte la plus forte sur la section efficace d'annihilation de matière sombre vient de la combinaison des mesures de flux de γ avec Fermi-LAT en provenance des naines sphéroïde suivantes : Ursa Major II, Coma Berenices, Bootes I, Ursa Minor, Sculptor, Draco, Sextans and Formax [45]. En effet, l'intérêt de se focaliser sur ce type d'objet astrophysique est qu'il présente une forte concentration de matière sombre, permettant d'optimiser le taux d'annihilation. De plus, contrairement au centre galactique, qui est également caractérisé par une forte densité de matière sombre, le bruit de fond est très faible. L'intérêt de cette méthode indirecte est qu'elle est assez robuste en terme de modélisation du bruit de fond, mais est fortement limitée par les incertitudes sur les profils de densité de matière sombre.

La recherche d'antimatière

L'annihilation de matière sombre peut également être observée dans la production d'antimatière (e^+ , \bar{p} , \bar{D}). La mesure d'un excès d'antimatière par rapport au bruit de fond attendu, pourrait alors être expliqué par l'annihilation de matière sombre. La collaboration PAMELA a reporté un excès dans le spectre de positons entre 10 GeV et 100 GeV [46] interprété comme un signal de matière sombre. Cependant, il est difficile de trouver un modèle de matière sombre qui permette de combiner l'excès observé en positons et le non-excès observé en anti-protons [47]. De plus, la section efficace d'annihilation requise pour expliquer cet excès en terme de matière sombre est bien

1.4 Stratégie de détection de WIMP

supérieure à $\langle\sigma_{Av}\rangle$ provenant de la contrainte sur la densité relicque. Cela exigerait alors un facteur de multiplication du taux d'annihilation pouvant provenir de sur-densités de matière sombre (clumps) ou par un effet de résonance tel que l'effet Sommerfeld [47]. Cependant, la propagation du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire demeure très incertaine. Bien que de nombreux efforts et progrès ont été effectués dans ce domaine [48], l'incertitude sur l'estimation du bruit de fond est encore très importante. Par exemple, l'excès observé par PAMELA pourrait aussi être expliqué par la présence d'un pulsar jeune et proche (voir [47] pour une revue).

1.4.2 La détection directe

Le principe de la détection directe, qui sera présentée en détail à la section 2.4, se base sur la mesure d'une collision élastique entre une particule de matière sombre et un noyau cible du détecteur [49]. Suite à cette interaction, on peut mesurer l'énergie du recul nucléaire (détection directe classique) et sa direction (détection directionnelle). En mesurant alors le nombre de reculs nucléaires observés ainsi que leur distribution, on peut contraindre la masse et la section efficace de la particule de matière sombre. La difficulté de la détection directe réside dans la discrimination des événements issus du bruit de fond (gamma, neutron) et ceux issus d'une interaction avec la matière sombre. Cette stratégie est également soumise à de nombreuses incertitudes astrophysiques (distribution de vitesses et densité locale) ainsi qu'à la physique des particules (nature et intensité des couplages).

1.4.3 La production de matière sombre

La production de matière sombre peut se faire en utilisant des collisionneurs tels que le LHC (Large Hadron Collider). Ce dernier est un collisionneur proton-proton qui devrait pouvoir atteindre 14 TeV dans le centre de masse et qui est aujourd'hui à 7 TeV. Le but ultime de ce dernier est de comprendre l'origine de la brisure électro-faible et de sonder la physique au-delà du modèle standard. Deux expériences à but général, ATLAS et CMS, permettent de mesurer les différents processus issus des collisions proton-proton et devraient permettre d'observer des processus de production de matière sombre, ou de mettre des limites sur ses propriétés.

Comme indiqué précédemment, une des pistes privilégiées de la physique au delà du TeV est la supersymétrie. Cette dernière est donc activement recherchée par les expériences CMS et ATLAS. Le signal associé à la supersymétrie correspond à ce que l'on appelle une cascade supersymétrique. En effet, avec la conservation de la R-parité, on s'attend à produire des particules supersymétriques lourdes qui vont se désintégrer par cascade jusqu'à la LSP (neutralino dans la plupart des modèles). Cette dernière étant neutre de charge et de couleur, elle échappe à la détection et on s'attend alors à mesurer des jets et de l'énergie manquante. Aujourd'hui, aucune des deux expériences ne semble avoir observé une trace de supersymétrie dans les événements mesurés et seulement des limites sont déduites (voir section 2.3).

Au LHC, la matière sombre peut également être produite par la réaction $q\bar{q} \rightarrow \gamma\chi\bar{\chi}$ où le photon (γ) est émis par un des deux quarks de l'état initial. Un tel processus est caractérisé par un photon à grande impulsion transverse et de l'énergie manquante. Ce processus, beaucoup plus simple à reconnaître qu'une cascade supersymétrique, a été étudié dans le cadre d'une théorie effective introduite par P. J. Fox et *al.* [50]. Ces derniers ont montré que si l'interaction entre la matière sombre et les particules du modèle standard est véhiculée par des particules médiatrices très lourdes (\gg à

quelques TeV/c^2), on peut directement relier la section efficace de production de matière sombre à celle de collision élastique. Avec une luminosité intégrée de 5 fb^{-1} et une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, la collaboration CMS a publié une limite d'exclusion sur les sections efficaces dépendante et indépendante du spin qui sont de l'ordre de 10^{-4} pb et 10^{-3} pb respectivement, pour des masses m_χ allant de $1 \text{ GeV}/c^2$ à $1 \text{ TeV}/c^2$ [51]. Dans le cas de la détection directe indépendante du spin, la limite n'est pas compétitive, excepté à basse masse ($\leq 10 \text{ GeV}/c^2$), alors que dans le cas de l'interaction dépendante du spin, cette limite est ~ 3 ordres de grandeur en dessous des limites des détecteurs directs et permet de compléter la limite à basse masse ($\leq 70 \text{ GeV}/c^2$) des télescopes à neutrinos. On tient à rappeler cependant que cette contrainte ne correspond pas au cas d'un neutralino LSP pour lequel l'interaction axiale est principalement véhiculée par un boson Z dont la masse est de $\approx 91 \text{ GeV}/c^2$, *i.e.* bien en dessous de la masse de la particule médiatrice supposée par P. J. Fox et *al.* [50]. Cela implique que la limite obtenue par CMS ne s'applique pas dans le cas d'une matière sombre constituée de neutralino LSP, tel que discuté à la section 2.3.

Notons cependant que la découverte de WIMP par production ne permet pas de valider l'hypothèse que ce dernier constitue la matière sombre. En effet, une détection directe est nécessaire afin de valider son existence dans le halo galactique. Cela souligne le fait qu'une découverte de matière sombre doit impérativement s'effectuer selon différentes méthodes.

1.5 Conclusion

Les observations cosmologiques et astrophysiques convergent vers un même scénario d'Univers constitué à 22% de matière sombre froide et non baryonique. Cette constatation impose l'existence de particules telles que le WIMP correspondant à une particule massive interagissant faiblement. On a pu voir qu'une telle particule permettait de satisfaire les différentes contraintes cosmologiques telles que la densité relique et la formation des structures, mais qu'elle ne pouvait correspondre à aucune particule du modèle standard.

Parallèlement, le modèle standard de la physique des particules nécessite des extensions telles que la supersymétrie permettant la stabilisation de la masse du boson de Higgs et l'unification des constantes de couplage. On a pu voir que la SUSY, moyennant l'ajout de la conservation d'un nouveau nombre quantique R , offre un candidat naturel à la particule WIMP, le neutralino le plus léger.

On observe alors une convergence de la cosmologie et de la physique des particules vers l'existence d'une particule nouvelle qui pourrait constituer la matière sombre que l'on a uniquement observée par interaction gravitationnelle. L'hypothèse d'un halo de matière sombre englobant notre galaxie et constitué de particules WIMP permet d'envisager que cette dernière puisse être découverte de manière directe.

Nous avons également vu qu'il existe d'autres stratégies de détection de matière sombre qui offrent chacune des observables complémentaires et indépendantes. Chacune de ces stratégies est limitée par des incertitudes provenant de la physique des particules et de l'astrophysique. Cela implique qu'une découverte convaincante de matière sombre ne peut se faire que si plusieurs de ces méthodes ont observé un signal convergeant vers un même résultat.

Chapitre 2

La détection directionnelle de matière sombre

Dans l'hypothèse où notre galaxie, la Voie Lactée, est englobée par un halo de matière sombre non baryonique constituée de WIMP, on peut montrer que le flux surfacique de WIMP dans le référentiel terrestre est de l'ordre de $10^5 \text{ cm}^{-2}/\text{s}$. Ainsi, bien que le WIMP possède un couplage très faible avec la matière ordinaire, il semble raisonnable d'envisager de le détecter de manière directe.

Cette stratégie de détection a été proposée en 1985 par M. W. Goodman et E. Witten [49] dans le cas de la détection directe, où seule l'énergie du recul nucléaire est mesurée. Cependant, comme nous le verrons dans la suite, cette stratégie est limitée par le fait que le signal WIMP attendu peut être confondu avec des événements issus du bruit de fond. En 1987, D. N. Spergel [52] a montré que grâce à la rotation du système solaire autour du centre galactique, à travers le halo de matière sombre, un détecteur terrestre capable de mesurer la direction des reculs nucléaires devrait pouvoir mettre en évidence une forte anisotropie de la distribution angulaire des événements mesurés. C'est la détection directionnelle de matière sombre.

Dans ce chapitre, on se propose de dériver les distributions en énergie et angulaire attendues dans le cas d'un signal WIMP. Nous discuterons ensuite les différents types d'interaction entre le WIMP et le noyau cible afin de mettre en évidence la complémentarité qui existe entre les différentes expériences de détection directe de matière sombre.

2.1 Taux d'événements WIMP

La détection directe de matière sombre cherche à mesurer et identifier des événements de type recul nucléaire issus d'une collision élastique entre une particule WIMP et un noyau cible du détecteur. La vitesse v du WIMP dans le référentiel du laboratoire étant de l'ordre de 300 km/s, ce dernier est non relativiste et l'énergie du recul E_r est donnée par :

$$E_r = 2v^2 \frac{m_r^2}{m_N} \times \cos^2 \theta_r \quad (2.1)$$

avec $m_r = m_\chi m_N / (m_\chi + m_N)$ la masse réduite du système WIMP-noyau, m_χ la masse du WIMP, m_N la masse du noyau cible et θ_r l'angle entre la direction initiale de la particule WIMP (\hat{v}) et

2.1 Taux d'événements WIMP

celle du recul nucléaire (\hat{r}) tel que $\hat{v} \cdot \hat{r} = \cos \theta_r$. La vitesse de la particule WIMP étant de l'ordre de $10^{-3}c$, on s'attend à avoir des reculs compris entre 0 et 100 keV selon la valeur des masses m_χ et m_N .

Le taux d'événements WIMP attendu par unité de masse R est alors donné par :

$$R = \sigma_{\chi-N} \times \left(\frac{\rho_0}{m_\chi} \right) \times \langle v \rangle \times \frac{1}{m_N} \quad (2.2)$$

où $\sigma_{\chi-N}$ correspond à la section efficace de collision élastique WIMP-noyau cible, ρ_0 à la densité locale de matière sombre et $\langle v \rangle$ à la vitesse moyenne locale des particules WIMP. On en déduit alors que ρ_0/m_χ correspond à la densité de matière sombre et que cette dernière multipliée par $\langle v \rangle$ représente le flux de particule WIMP entrant dans le détecteur.

Cependant, la section efficace de collision élastique dépend de l'énergie transférée E_r et les particules WIMP suivent une distribution de vitesses dans le halo $f(\vec{v})$. Ainsi, le taux d'événement différentiel par unité de masse de détecteur dR est défini par :

$$dR = \frac{\rho_0}{m_\chi m_N} \times \frac{d^2 \sigma_{\chi-N}}{dE_r d\Omega_r} \times v f(\vec{v}) \times d^3 v dE_r d\Omega_r \quad (2.3)$$

On obtient alors l'expression du taux d'événements doublement différentiel en fonction de l'énergie E_r et la direction Ω_r du recul nucléaire :

$$\frac{d^2 R}{dE_r d\Omega_r} = \frac{\rho_0}{m_\chi m_N} \int \frac{d^2 \sigma_{\chi-N}}{dE_r d\Omega_r} \times v f(\vec{v}) d^3 v \quad (2.4)$$

La section efficace doublement différentielle est obtenue comme suit. La symétrie de rotation azimutale autour de l'axe porté par le vecteur unitaire \hat{v} impose que $d\Omega_r = 2\pi d\cos\theta_r$. L'angle θ_r est fixé pour une énergie de recul et une vitesse de WIMP données selon l'équation 2.1. Cette condition peut être imposée à l'aide d'une distribution de Dirac telle que :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{\chi-N}}{dE_r d\Omega_r} &= \frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_r} \times \frac{1}{2\pi} \times \delta \left(\cos\theta_r - \frac{1}{m_r v} \sqrt{\frac{E_r m_N}{2}} \right) \\ &= \frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_r} \times \frac{1}{2\pi} \times v \times \delta(v \cos\theta_r - v_{\min}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

avec $v_{\min} = \sqrt{E_r m_N / 2 m_r^2}$ la vitesse minimale nécessaire à une particule WIMP pour engendrer un recul nucléaire d'énergie E_r .

La section efficace différentielle WIMP-noyau encode les hypothèses de la physique des particules et nucléaire en intégrant les propriétés d'interaction de la particule WIMP considérée. Comme nous le verrons par la suite, elle dépend fondamentalement du couplage de cette dernière avec les noyaux et peut en général se décomposer selon deux contributions différentes, une dépendante du spin (axiale) notée (SD) et une indépendante du spin (scalaire) notée (SI) :

$$\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_r} = \left(\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_r} \right)_{\text{SD}} + \left(\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_r} \right)_{\text{SI}} \quad (2.6)$$

La section efficace totale WIMP-noyau est calculée en ajoutant de manière cohérente les contributions axiale et scalaire. Dans la limite non relativiste, elle est exprimée de la manière suivante,

$$\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_r} = \frac{m_N}{2m_\chi^2 v^2} \left(\sigma_0^{\text{SI}} F_{\text{SI}}^2(E_r) + \sigma_0^{\text{SD}} F_{\text{SD}}^2(E_r) \right) \quad (2.7)$$

2.2 Section efficace d'interaction

où $\sigma_0^{\text{SI,SD}}$ sont les sections efficaces totales WIMP-noyau à énergie transférée nulle et $F_{\text{SI,SD}}(E_r)$ sont les facteurs de forme. Ce sont ces derniers qui intègrent la dépendance de la section efficace d'interaction en fonction de l'énergie transférée et qui permettent de prendre en compte la perte de cohérence de la diffusion élastique à haut transfert d'impulsion diminuant alors le taux d'événements attendu. Nous verrons à la section 2.2 que leurs expressions sont différentes selon la nature du couplage (axial ou scalaire).

Finalement, en combinant les équations précédentes, on obtient l'expression finale :

$$\frac{d^2 R}{dE_r d\Omega_r} = \frac{\rho_0}{4\pi m_\chi m_r^2} (\sigma_0^{\text{SI}} F_{\text{SI}}^2(E_r) + \sigma_0^{\text{SD}} F_{\text{SD}}^2(E_r)) \hat{f}(v_{\min}, \hat{r}) \quad (2.8)$$

où $\hat{f}(v_{\min}, \hat{r})$ est la transformée de Radon à trois dimensions de la distribution de vitesses des particules WIMP $f(\vec{v})$ définie par :

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{r}) = \int \delta(\vec{v} \cdot \hat{r} - v_{\min}) f(\vec{v}) d^3 v \quad (2.9)$$

Géométriquement, la transformée de Radon correspond à l'intégrale de la fonction $f(\vec{v})$ sur un plan orthogonal à la direction du recul \hat{r} et à une distance v_{\min} de l'origine du repère. Elle a été introduite par P. Gondolo [53] car elle permet de calculer de manière analytique les expressions de $d^2 R/dE_r d\Omega_r$ pour quelques modèles de halo (voir chapitre 3).

On peut également en déduire l'expression du spectre en énergie des événements WIMP. Il suffit pour cela d'intégrer l'expression de la transformée de Radon précédente selon les directions \hat{r} . Il vient alors,

$$\int \hat{f}(v_{\min}, \hat{r}) d\Omega_r = \int \frac{2\pi}{v} f(\vec{v}) \left[\int_{-1}^1 \delta\left(\cos\theta_r - \frac{v_{\min}}{v}\right) d\cos\theta_r \right] d^3 v \quad (2.10)$$

l'intégrale sur $\cos\theta_r$ est égale à 1 si $v_{\min}/v < 1$ (car $v, v_{\min} \geq 0$) et 0 sinon. Cela peut se traduire par une fonction de Heaviside $\Theta(v - v_{\min})$. On obtient ainsi l'expression du spectre en énergie associée aux événements WIMP telle que :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\rho_0}{2m_\chi m_r^2} (\sigma_0^{\text{SI}} F_{\text{SI}}^2(E_r) + \sigma_0^{\text{SD}} F_{\text{SD}}^2(E_r)) \int_{v_{\min}} \frac{f(\vec{v})}{v} d^3 v \quad (2.11)$$

qui correspond exactement à l'expression classique du taux d'événement WIMP en fonction de l'énergie [54]. On voit que le taux d'événements WIMP et leur distribution en énergie de recul et angulaire dépendent de la physique du halo galactique via la distribution $f(\vec{v})$, de la physique nucléaire avec les facteurs de forme et de la physique des particules via les sections efficaces et la masse de la particule candidate à la matière sombre.

2.2 Section efficace d'interaction

Comme évoqué précédemment, il existe deux contributions à la section efficace de collision élastique de la particule WIMP avec un noyau cible. L'origine des deux contributions vient de l'expression du Lagrangien effectif décrivant l'interaction de la particule WIMP avec les quarks. En effet, la contribution indépendante du spin vient des couplages scalaire et vectoriel entre le WIMP et les quarks alors que la contribution dépendante du spin provient des couplages axial-vecteur. Ces deux contributions dépendent directement de la nature de la particule WIMP et diffèrent selon les modèles théoriques.

2.2 Section efficace d'interaction

2.2.1 Interaction scalaire

La composante indépendante du spin (SI) de la section efficace d'interaction entre la particule WIMP et les quarks vient de la somme des couplages scalaire-scalaire et vecteur-vecteur impliquant alors que le Lagrangien contient les termes suivants [55] :

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^S \bar{\chi} \chi \bar{q} q + \alpha_q^V \bar{\chi} \gamma_\mu \chi \bar{q} \gamma^\mu q \quad (2.12)$$

avec α_q^S et α_q^V les couplages scalaire et vectoriel au quark q . Dans le cas où la particule WIMP est un fermion de Majorana, ce qui est le cas du neutralino LSP, le terme vecteur-vecteur s'annule et la section efficace indépendante du spin est simplement due au couplage scalaire entre le WIMP et le quark. À l'arbre, les diagrammes de Feynman correspondent à l'échange de squark (\tilde{q}) dans la voie s et de Higgs (h, H) dans la voie t . La section efficace scalaire (indépendante du spin) à transfert d'impulsion nul sur un noyau ${}^A\text{X}$ est alors donnée par,

$$\sigma_0^{\text{SI}}({}^A\text{X}) = \frac{4\mu_N^2}{\pi} (Zf_p + (A - Z)f_n)^2 \quad (2.13)$$

où μ_N est la masse réduite WIMP-noyau et f_p et f_n sont les amplitudes de diffusion sur un proton ou un neutron. Dans le cas d'une diffusion dominante sur les quarks de la mer, on a $f_p = f_n$ impliquant alors,

$$\sigma_0^{\text{SI}}({}^A\text{X}) = \frac{4\mu_N^2}{\pi} f_p^2 A^2 \quad (2.14)$$

On obtient une section efficace indépendante du spin $\sigma_0^{\text{SI}}({}^A\text{X})$ proportionnelle à A^2 dû au caractère cohérent de la diffusion. Ce type d'interaction va alors privilégier le choix d'un noyau lourd comme noyau cible. Il est intéressant de noter que les amplitudes de diffusion possèdent des termes de couplage scalaire entre le WIMP et les différents quarks qui peuvent être prédit par un modèle théorique et des termes correspondant aux contributions des différents quarks à la masse des nucléons. Ces derniers sont mesurés expérimentalement et possèdent donc des incertitudes qui peuvent considérablement affecter le taux d'événements WIMP attendu [56, 57]. Récemment, afin de réconcilier les observations de DAMA [58] avec l'absence d'événements observés par XENON [59], M. Frandsen *et al.* [60] ont proposé l'existence d'un nouveau boson médiateur se couplant à l'isospin. Cela permet d'obtenir des amplitudes f_p et f_n différentes [60].

2.2.2 Interaction axiale

La contribution dépendante du spin (SD) à la section efficace totale de diffusion élastique WIMP-noyau apparait avec le couplage du champ associé à la particule WIMP au courant axial des quarks. Par exemple, si la particule WIMP est un fermion (Majorana ou Dirac), le Lagrangien d'interaction contient le terme suivant [55] :

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^A (\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi) (\bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q) \quad (2.15)$$

avec α_q^A le couplage axial de la particule WIMP au quark q . À l'arbre, les diagrammes de Feynman correspondent à l'échange de squark (\tilde{q}) dans la voie s et du boson Z dans la voie t , tel que représenté à la figure 2.1. Les éléments de matrice de l'interaction axiale pour le noyau N sont tels que :

$$\langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | N \rangle = 2\lambda_q^N \langle N | J^2 | N \rangle \quad (2.16)$$

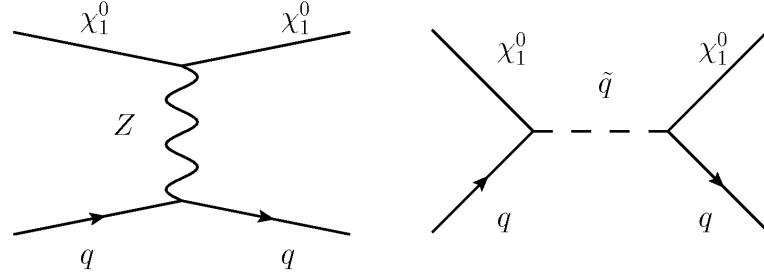


FIGURE 2.1 – Diagrammes de Feynman représentant les deux contributions à l'interaction axiale entre un neutralino LSP et un quark. Figure extraite de [61].

où J est le moment angulaire total du noyau cible et les coefficients λ_q^N lient les éléments de matrice de spin des quarks au moment angulaire des nucléons. Ils sont définis par :

$$\lambda_q^N \simeq \frac{\Delta_q^p \langle S_p \rangle + \Delta_q^n \langle S_n \rangle}{J} \quad (2.17)$$

avec Δ_q^n les contributions du quark q au spin du nucléon n déterminées à l'aide de l'expression des éléments de matrice de l'interaction axiale pour le nucléon : $\langle n | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | n \rangle = 2s_\mu^n \Delta_q^n$ avec s_μ le spin du nucléon. $\langle S_{p,n} \rangle = \langle N | S_{p,n} | N \rangle$ est la valeur moyenne du contenu en spin du groupe de protons et de neutrons respectivement dans le noyau N . En sommant sur la contribution des quarks les plus légers (u, d, s), on obtient :

$$\Lambda = \frac{1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle] \quad (2.18)$$

où les amplitudes de diffusion sur le proton a_p et le neutron a_n sont définies de la manière suivante,

$$a_p = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_q^A}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^p \quad \text{et} \quad a_n = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_q^A}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^n \quad (2.19)$$

avec G_F la constante de Fermi. En combinant les différentes expressions précédentes, on peut en déduire l'expression de la section efficace axiale sur le noyau à impulsion transférée nulle telle que :

$$\sigma_0^{\text{SD}}(^A\text{X}) = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_N^2 \frac{J+1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \quad (2.20)$$

Afin d'avoir une sensibilité à ce type d'interaction, il est indispensable que le noyau cible considéré possède un spin non nul. Le tableau 2.1 résume le contenu en spin de différents noyaux d'intérêt pour la détection directe axiale. On peut soit utiliser un détecteur dont la cible est un noyau de spin non-nul (^{19}F) ou alors compter sur la fraction isotopique. Ainsi, des expériences dédiées à la détection scalaire présentent également un potentiel de découverte dans la voie axiale (^{73}Ge pour Edelweiss et $^{129,131}\text{Xe}$ pour Xenon10).

Au premier ordre¹, le spin du noyau est porté par le nucléon célibataire (non-apparié). Certains

1. Modèle en couches à particules indépendantes

2.2 Section efficace d'interaction

Noyau	J^π	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	Ref.	frac. iso.	Expériences
^{19}F	$1/2^+$	0,441	-0,109	[62]	100 %	MIMAC, COUPP [63], Picasso [64]
^{73}Ge	$9/2^+$	0,030	0,378	[65]	7,73 %	Edelweiss [66], CDMS [67]
^{127}I	$5/2^+$	0,309	0,075	[68]	100 %	KIMS [69]
^{129}Xe	$1/2^+$	0,028	0,359	[68]	26,4 %	Xenon [70], Zeplin III [71]
^{131}Xe	$3/2^+$	-0,041	-0,236	[72]	21,2 %	Xenon [70], Zeplin III [71]
^{133}Cs	$7/2^+$	-0,370	0,003	[73]	100 %	KIMS [69]

TABLE 2.1 – Contenu en spin de différents noyaux d'intérêt pour la détection directe axiale. Les valeurs indiquées sont celles utilisées par les expériences en référence.

noyaux vont donc permettre de contraindre l'amplitude de diffusion sur un neutron (a_n) ou sur un proton (a_p). Finalement, dans le cas général le spin du noyau cible étant porté à la fois par les protons et les neutrons, la comparaison entre les différentes expériences, utilisant des noyaux différents, s'avère en pratique plus complexe (voir section 2.3).

2.2.3 Le facteur de forme

Lors d'une collision avec un noyau, il faut prendre en considération le facteur de forme F , qui correspond à la transformée de Fourier de la distribution des charges dans le noyau. F est fonction de l'impulsion transférée, qui est définie par $q = \sqrt{2m_N E_R}$. En utilisant l'approximation de Born des ondes planes, on trouve deux expressions du facteur de forme selon que l'interaction soit dépendante du spin (axiale) ou non (scalaire) [54] :

- **Dans le cas scalaire (SI)** : dans le cas d'une distribution de la densité uniforme et à symétrie sphérique, avec $r_n = 1, 2A^{1/3}\text{fm}$:

$$F^{SI}(qr_n) = \frac{3[\sin(qr_n) - qr_n \cos(qr_n)]}{(qr_n)^3} \quad (2.21)$$

- **Dans le cas axial (SD)** : l'interaction s'effectue uniquement entre la particule incidente (WIMP) et un unique nucléon du noyau. D'où,

$$F^{SD}(qr_n) = \frac{\sin(qr_n)}{qr_n} \quad (2.22)$$

La connaissance du facteur de forme prend toute son importance quand on sait que la section efficace effective d'interaction, qui est fonction de q , est telle que $\sigma(q) = \sigma(q=0)F^2(q)$. Pour $F(q)$ normalisé, c'est à dire que $F(0) = 1$, on obtient les évolutions de F^{SD} et F^{SI} en fonction de E_R qui sont représentées sur la figure 2.2.

On remarque que dans le cas de noyaux légers tels que l'hydrogène et l'hélium 3, on peut utiliser l'approximation $F^2 = 1$ quel que soit le type d'interaction mis en jeu. Dans le cas du fluor 19, on observe une diminution de la section efficace effective de $\approx 10\%$ dans le cas scalaire et de $\approx 15\%$

2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe

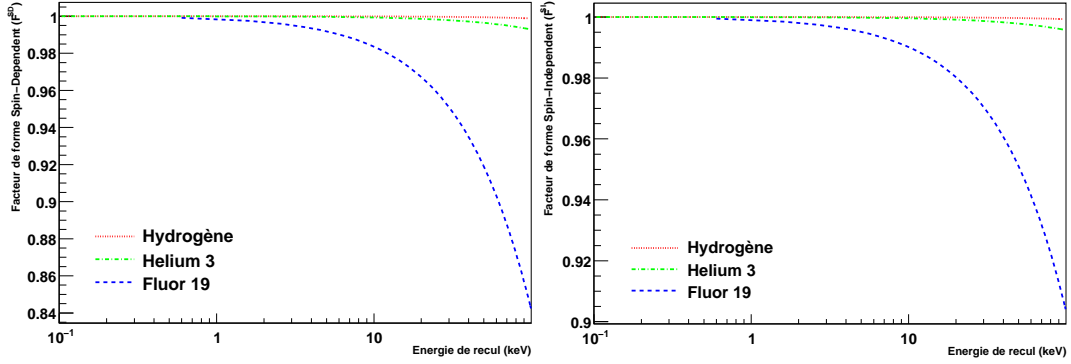


FIGURE 2.2 – Evolution des facteurs de forme dans le cas d'une interaction axiale F^{SD} (à gauche) et scalaire F^{SI} (à droite), pour l'Hydrogène (rouge) d'Hélium 3 (vert) et de Fluor 19 (bleu).

dans le cas axial pour $E_R = 100$ keV.

Il est important de noter que l'expression du facteur de forme axial donnée ci-dessus est une approximation valable pour des énergies de recul de l'ordre de la dizaine de keV. En effet, cette dernière est issue d'un ajustement de l'expression générale du facteur de forme se basant sur les calculs de structure de spin des nucléons [54].

2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe

Une partie des résultats présentés ci-dessous sont issus d'un travail réalisé en collaboration avec D. Albornoz-Vasquez et G. Bélanger qui a été publié dans [61].

L'expression du taux d'événements défini avec l'équation 2.8 montre que la détection directe de matière sombre est sensible à l'interaction axiale et scalaire simultanément. De plus, l'interaction axiale possède deux contributions dont les amplitudes sur le proton (a_p) et le neutron (a_n) sont directement reliées au modèle de physique des particules considéré. Ainsi, le nombre d'événements WIMP qu'un détecteur devrait pouvoir observer est relié aux trois sections efficaces suivantes : scalaire σ^{SI} , identique selon que l'on considère la diffusion sur le proton ou le neutron tant que ($f_p = f_n$), axiale sur le proton σ_p^{SD} et axiale sur le neutron σ_n^{SD} . Ainsi, l'espace des paramètres associé à la recherche de WIMP est généralement à quatre dimensions ($m_\chi, \sigma^{SI}, \sigma_p^{SD}, \sigma_n^{SD}$). Bien entendu, celui-ci n'a de sens que si les différentes sections efficaces sont faiblement corrélées entre elles. Dans ce cas, on va pouvoir observer que les expériences de détection directe se complètent grâce aux différents choix de noyaux cibles caractérisés par des grandeurs différentes ($A, J, \langle S_{p,n} \rangle$).

2.3.1 Détection directe scalaire et axiale

Les expériences de détection directe permettent de contraindre ou de mettre une limite sur la valeur de la section efficace totale sur le noyau cible considéré. Les noyaux cibles étant parfois différents

2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe

entre deux expériences, afin de comparer les résultats, on convertit une contrainte sur la section efficace totale sur le noyau en une contrainte sur la section efficace sur le nucléon. Dans le cas de l'interaction scalaire et dans le cas où l'on a ($f_p = f_n$), on obtient l'expression de la section efficace sur le nucléon σ^{SI} telle que :

$$\sigma^{\text{SI}} = \frac{\mu_p^2}{\mu_N^2} \times \frac{1}{A^2} \times \sigma_0^{\text{SI}}(AX) \quad (2.23)$$

où μ_p correspond à la masse réduite du système WIMP-nucléon que l'on considérera égale que le nucléon d'intérêt soit un proton ou un neutron.

Dans le cas de la détection axiale, le passage d'une contrainte sur la section efficace axiale sur le noyau à une contrainte sur σ_p^{SD} ou σ_n^{SD} est un peu plus complexe et sera discuté à la section 2.3.2. Cependant, afin d'illustrer la complémentarité entre les recherches axiale et scalaire, on peut effectuer l'approximation que l'un des deux couplage, sur le proton ou le neutron, est nul. Sachant que l'expression de la section efficace de diffusion sur un proton (neutron) libre est donnée par,

$$\sigma_{p,n}^{\text{SD}} = \frac{24}{\pi} G_F^2 \times \mu_p^2 a_{p,n}^2 \quad (2.24)$$

on obtient alors la relation d'équivalence entre une section efficace sur le noyau et celle sur le neutron ou proton, dans la limite $a_p = 0$ ou $a_n = 0$, suivante :

$$\sigma_{p,n}^{\text{SD,lim}} = \frac{3}{4} \times \frac{\mu_p^2}{\mu_N^2} \times \frac{J}{J+1} \times \frac{1}{\langle S_{p,n} \rangle^2} \times \sigma_0^{\text{SD}}(AX) \quad (2.25)$$

La complémentarité entre les recherches axiale et scalaire de matière sombre est illustrée sur la figure 2.3. En effet, cette dernière présente les résultats issus d'une exploration de l'espace des paramètres du MSSM considérant les contraintes actuelles provenant de la densité relique et des mesures de précisions issues de la physique des particules² [75]. A l'issue d'une telle exploration se basant sur une méthode d'échantillonnage par MCMC (voir chapitre 6), on obtient un ensemble de points correspondant chacun à un jeu de paramètres du MSSM et permettant alors d'évaluer les différentes sections efficaces (axiale et scalaire) d'un neutralino LSP ainsi que sa masse. Ainsi, tous les points conservés et affichés sur la figure 2.3 représentent des modèles satisfaisant les contraintes cosmologiques et de la physique des particules.

La figure 2.3 (gauche) représente la section efficace axiale sur le proton³ en fonction de la masse du neutralino LSP. Contrairement aux points bleus, les points jaunes correspondent aux points issus de l'exploration du MSSM exclu par les expériences de détection directe (XENON100 et CDMS) ainsi qu'indirecte avec les contraintes issues de Fermi-LAT. La courbe violette représente le potentiel de découverte d'un futur détecteur directionnel tel que proposé par la collaboration MIMAC. La courbe bleue représente le potentiel d'exclusion de ce dernier (voir chapitre 4 et 5). On constate alors qu'une très grande proportion de modèles non-exclus par XENON et CDMS pourraient être découverts par MIMAC bien que la section efficace scalaire soit entre 3 et 5 ordre de grandeurs en dessous de la section efficace axiale.

2. Le lecteur intéressé est invité à lire [74] pour plus de détails sur le modèle supersymétrique et les paramètres considérés.

3. On a considéré la section efficace axiale sur le proton pondérée par le facteur ξ introduit afin de prendre en compte plusieurs constituants à la densité relique de matière sombre non baryonique [74, 61].

2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe

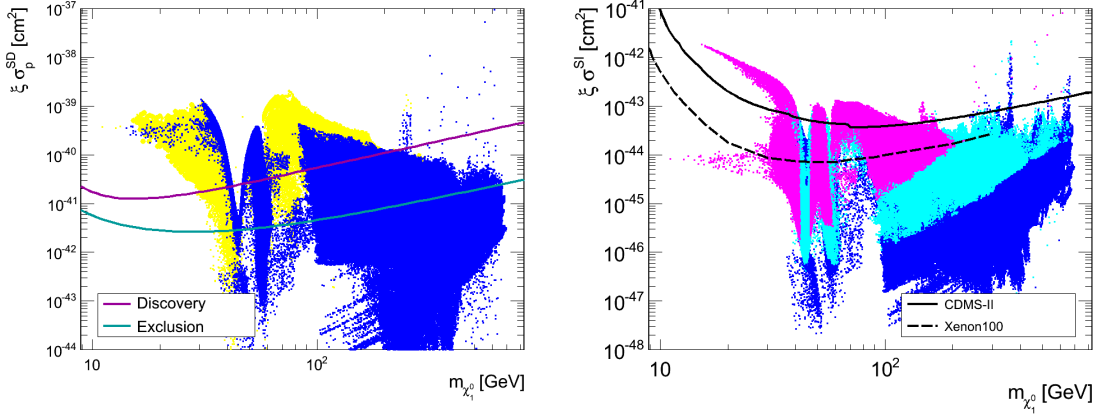


FIGURE 2.3 – Gauche : Section efficace axiale sur le proton en fonction de la masse du neutralino. Les courbes violette et bleue correspondent au potentiel de découverte et au potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel (MIMAC). Les points jaunes correspondent au cas où le scénario est exclu par XENON100 et/ou Fermi-LAT tandis que les points bleus satisfont toutes les contraintes. Droite : Section efficace scalaire en fonction de la masse du neutralino. Les courbes pleine et tiretée représentent les limites d'exclusion des expériences CDMS-II et XENON100. Les couleurs des points correspondent au cas où un tel neutralino est susceptible d'être découvert (violet), exclu (bleu clair) ou en dessous du seuil de sensibilité du futur détecteur MIMAC (bleu). Ces figures sont extraites de [61].

Cette complémentarité entre recherche axiale et scalaire est également illustrée sur la figure 2.3 (droite) où on a représenté la section efficace scalaire en fonction de la masse du neutralino. Les courbes pleine et tiretée représentent les limites d'exclusion des expériences CDMS-II [76] et XENON100 [59]. Les couleurs des points correspondent au cas où un tel neutralino est susceptible d'être découvert (violet), exclu (bleu clair) ou en dessous du seuil de sensibilité du futur détecteur MIMAC (bleu). On voit alors que même des modèles prédisant des sections efficaces scalaires 2 ordres de grandeur en dessous des limites actuelles (XENON100) pourraient être découverts par un futur détecteur directionnel tel que MIMAC, sensible à l'interaction axiale.

Cela souligne alors le fait que dans le cadre du MSSM, une large proportion des configurations supersymétriques avec $m_{\chi} \leq 200 \text{ GeV}/c^2$ sont dans la région de découverte. Cela signifie que de tels modèles pourraient être découverts, avec une signification supérieure à 3σ à 90% C.L., avec un détecteur directionnel de 30 kg.an de CF_4 tel que proposé par la collaboration MIMAC. Enfin, on constate également que les modèles prédisant une masse de neutralino LSP inférieure à 800 GeV/c^2 pourraient être exclus par ce même détecteur.

Cette étude souligne le fait que dans le cadre du MSSM, les section efficaces axiale et scalaire sont très faiblement corrélées. Cela permet alors de souligner que ces deux types de recherche sont complémentaires et qu'il est nécessaire de sonder l'ensemble de l'espace des paramètres $(m_{\chi}, \sigma^{SD}, \sigma^{SI})$.

2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe

2.3.2 Contraintes sur la diffusion axiale sur les protons et neutrons

Les résultats d'une expérience de détection directe, limite d'exclusion ou région de découverte, impliquent une contrainte sur les section efficaces scalaire et axiale sur le noyau cible. Pour comparer les différentes expériences une limite de la section efficace sur le noyau doit être convertie en limite sur la section efficace sur le nucléon. Dans le cas de la détection scalaire cela est immédiat alors que dans le cas axiale l'approximation pur proton (ou neutron) est souvent utilisée pour des raisons de simplicité. Cependant, cette méthode est fortement dépendante du modèle de physique des particules car il n'y a aucune raison pour qu'une des deux amplitudes soit exactement nulle. Une méthode indépendante du modèle a été proposée par D. R. Tovey *et al.* [77] afin de comparer les résultats d'expériences de détection directe sensibles à l'interaction axiale. En considérant l'expression de la section efficace axiale sur un nucléon libre (2.24), on obtient la relation suivante :

$$\left(\langle S_p \rangle \sqrt{\sigma_p^{\text{SD}}} \pm \langle S_n \rangle \sqrt{\sigma_n^{\text{SD}}} \right)^2 = \frac{3}{4} \times \frac{J}{J+1} \times \frac{\mu_p^2}{\mu_N^2} \times \sigma_0^{\text{SD}}(^A X) \quad (2.26)$$

En identifiant le terme de droite de (2.26) avec l'expression de la section efficace sur le proton (neutron) dans la limite où l'amplitude de diffusion sur le neutron (proton) est nulle (2.25), on obtient :

$$\left(\sqrt{\sigma_p^{\text{SD}}} \pm \frac{\langle S_n \rangle}{\langle S_p \rangle} \sqrt{\sigma_n^{\text{SD}}} \right)^2 = \sigma_p^{\text{SD},\text{lim}} \quad (2.27)$$

où $\sigma_p^{\text{SD},\text{lim}}$ correspond à la limite sur la section efficace axiale WIMP-proton dans l'approximation d'une diffusion pure proton ($a_n = 0$). Cette équation permet de traduire une contrainte sur σ_0^{SD} en une contrainte sur σ_p^{SD} et σ_n^{SD} simultanément. On passe alors d'une contrainte sur le plan $(m_\chi, \sigma_0^{\text{SD}})$ à une contrainte dans l'espace $(m_\chi, \sigma_p^{\text{SD}}, \sigma_n^{\text{SD}})$. Ainsi, à une masse fixée, une limite dans le plan $(\sigma_p^{\text{SD}}, \sigma_n^{\text{SD}})$ se divise en deux cas : destructif et constructif selon que les amplitudes de diffusion sur le proton et le neutron s'ajoutent de manière cohérente ou non, tenant compte du signe relatif de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$.

La figure 2.4 présente, pour une masse de WIMP de 20 GeV/c², le potentiel de découverte et d'exclusion d'un détecteur directionnel, ayant comme noyau cible le Fluor 19, dans les plans $(\sigma_p^{\text{SD}}, \sigma_n^{\text{SD}})$ selon les cas constructif (panneau de gauche) et destructif (panneau de droite). La région en gris clair correspond à la région déjà exclue par les expériences ayant les limites les plus fortes sur σ_p^{SD} (COUPP-2010 [63]) et sur σ_n^{SD} (XENON10 [70]). Dans le cas de XENON10, les limites sont déduites de [70] considérant un détecteur de ¹²⁹Xe pur, ce qui est une approximation valable étant donnée la proximité des valeurs de $\langle S_{p,n} \rangle$ et des fractions isotopiques de ¹²⁹Xe et ¹³¹Xe, cf tableau 2.1. Les limites issues de COUPP-2010 ont été calculées à partir des résultats présentés dans [63], en considérant uniquement la contribution du fluor 19, *i.e.* en négligeant la contribution de ¹²⁷I pour une si petite valeur de masse $m_\chi = 20$ GeV/c². On peut alors déduire trois conclusions des résultats présentés à la figure 2.4 :

- On note que dans le cas destructif des valeurs de σ_p^{SD} et σ_n^{SD} relativement grandes restent autorisées, correspondant au cas où $a_p \langle S_p \rangle \simeq -a_n \langle S_n \rangle$. Une étude détaillée de a_p et a_n dans le cas du neutralino LSP du MSSM sera présentée à la section 2.3.3.
- On constate que $\sigma_p^{\text{lim}} < \sigma_n^{\text{lim}}$ dans le cas de COUPP-2010 alors que $\sigma_p^{\text{lim}} > \sigma_n^{\text{lim}}$ dans le cas de XENON10. Cela vient du fait que les valeurs des contenus en spin $\langle S_{p,n} \rangle$ des noyaux tels que le ¹⁹F et ^{129,131}Xe impliquent que l'expérience COUPP est surtout sensible à l'interaction axiale sur le proton tandis que XENON l'est d'avantage à l'interaction sur le neutron. Cela

2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe

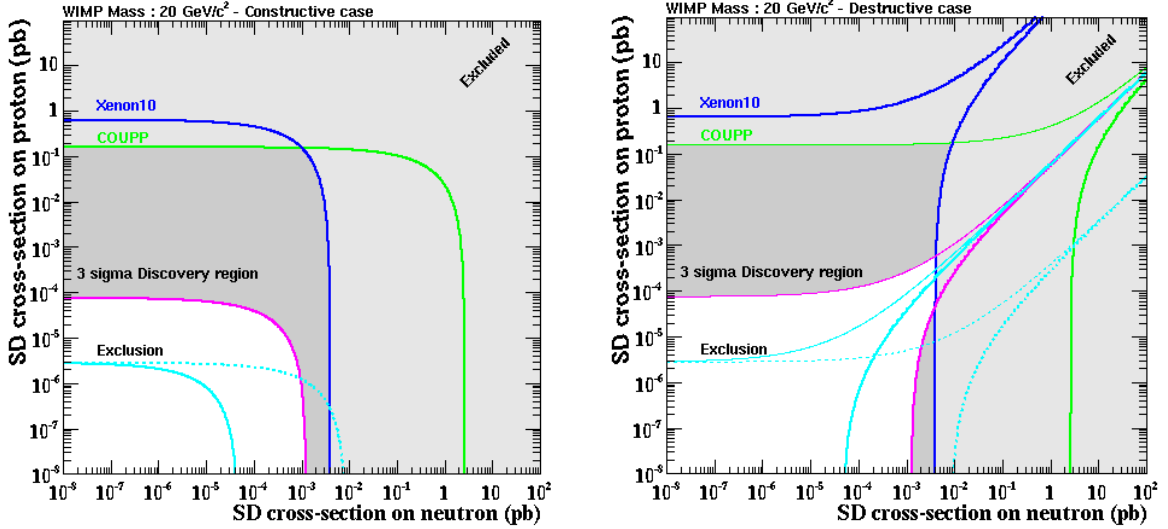


FIGURE 2.4 – Contraintes dans le plan $(\sigma_p^{\text{SD}}, \sigma_n^{\text{SD}})$ dans le cas constructif (à gauche) et destructif (à droite), pour une masse de WIMP de $20 \text{ GeV}/c^2$. La région en gris clair correspond à la région exclue par les expériences COUPP [63] et XENON10 [70]. La région en gris foncé représente la zone de découverte à 3σ d’un détecteur directionnel tel que proposé par la collaboration MIMAC, tandis que les courbes libellées “exclusion” représentent le potentiel d’exclusion de ce même détecteur. Les lignes tiretées représentent également le potentiel d’exclusion, mais avec des valeurs de contenu en spin différentes ($\langle S_p \rangle = 0,475$; $\langle S_n \rangle = -0,0087$) [78]. Figure extraite de [61].

témoigne d’une certaine complémentarité entre ces deux expériences, qui peut s’élargir au cas des expériences utilisant des noyaux de ^{19}F , ^{23}Na , ^{27}Al , ^{35}Cl et ^{127}I sensibles à l’interaction sur le proton et des expériences basées sur des noyaux cibles de ^3He , ^{73}Ge et ^{129}Xe sondant principalement l’interaction axiale sur le neutron.

- Enfin, on voit que le potentiel de découverte et d’exclusion d’un détecteur de $30 \text{ kg}\cdot\text{an}$ de CF_4 tel que celui proposé par la collaboration MIMAC devrait être capable de sonder une grande fraction de l’espace des paramètres $(m_\chi, \sigma_n^{\text{SD}}, \sigma_p^{\text{SD}})$ (voir chapitre 4 et 5).

2.3.3 Implication des résultats du LHC sur les sections efficaces axiales

Comme souligné précédemment, l’existence d’interférences constructive et destructive entre les diffusions sur le proton et le neutron, est directement reliée aux valeurs de a_p et a_n mais aussi aux contenus en spin du noyau cible. On se propose d’étudier les valeurs du rapport des amplitudes de diffusion a_p/a_n selon l’exploration du MSSM réalisée par D. Albornoz-Vásquez et *al.* [61]. On discutera ensuite l’implication des dernières limites des expériences du LHC sur les valeurs des amplitudes de diffusion indiquant alors l’existence de noyaux cibles privilégiés pour la détection axiale de matière sombre.

Le diagramme d’interaction correspondant à l’échange d’un boson Z dans la voie t dépend de la contribution higgsino du neutralino LSP (N_{13} et N_{14}). Quand la contribution par échange de Z

2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe

domine, l'amplitude de diffusion sur le proton et le neutron ($a_{p,n}$) est directement proportionnelle au couplage du Z telle que [61] :

$$a_{p,n} = -(\Delta_u^{p,n} - \Delta_d^{p,n} - \Delta_s^{p,n}) \times (N_{13}^2 - N_{14}^2) \quad (2.28)$$

L'expression des amplitudes $a_{p,n}$ dans le cas d'un échange de squark avec un neutralino LSP qui est quasiment un pur bino, ce qui est majoritairement le cas pour des neutralinos légers, s'écrit [61] :

$$\frac{a_{p,n}}{8M_z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\tan^2 \theta_W N_{11}^2}{9} \left[\frac{\Delta_u^{p,n} + \Delta_d^{p,n} + \Delta_s^{p,n}}{4(m_{\tilde{q}_L}^2 - m_\chi^2)} + \frac{4\Delta_u^{p,n}}{(m_{\tilde{u}_R}^2 - m_\chi^2)} + \frac{\Delta_d^{p,n} + \Delta_s^{p,n}}{(m_{\tilde{d}_R}^2 - m_\chi^2)} \right] \quad (2.29)$$

avec les indices L et R représentant l'hélicité des squarks.

En considérant les valeurs des contributions de spin des quarks u , d et s au nucléon suivant [79],

$$\begin{aligned} \Delta_u^p &= \Delta_d^n = 0,842 \pm 0,012 \\ \Delta_d^p &= \Delta_u^n = -0,427 \pm 0,013 \\ \Delta_s^{p,n} &= -0,085 \pm 0,018 \end{aligned}$$

on obtient les valeurs limites des rapports a_p/a_n suivantes :

- Dans le cas d'un échange de boson Z dominant, on trouve $a_p/a_n = -1,14 \pm 0,03$ [80]. Il est intéressant de noter que ce résultat est indépendant du modèle car le rapport de a_p/a_n ne dépend pas des paramètres du modèle MSSM, mais uniquement des valeurs de $\Delta_q^{p,n}$ qui sont mesurées expérimentalement.
- Dans le cas d'un échange de squark dominant, si les masses des squarks L et R sont égales on trouve $a_p/a_n = -3,38 \pm 0,22$. Notons que si c'est l'échange du squark \tilde{q}_L qui domine on obtient simplement $a_p/a_n = 1$.

La figure 2.5 (gauche) présente la corrélation entre la section efficace axiale sur le proton en fonction de celle sur le neutron, obtenue à l'issue de l'exploration du MSSM, pour toutes les masses de neutralino LSP. La couleur des points correspond au cas où un tel neutralino est susceptible d'être découvert (violet), exclu (bleu clair) ou en dessous du seuil de sensibilité du futur détecteur MIMAC (bleu). Comme expliqué précédemment, dans les modèles où l'interaction axiale est dominée par l'échange de Z , on trouve la branche correspondante à $\sigma_p/\sigma_n = 1,3$ tandis que lorsque l'interaction est dominée par l'échange de squark on trouve $\sigma_p/\sigma_n = 11,4$. Ces deux valeurs de rapport de section efficace correspondent aux deux branches visibles sur la figure 2.5 (gauche). Il est intéressant de noter que dans le cas intermédiaire, où les deux contributions deviennent équivalentes, les interférences destructives peuvent annuler une des deux sections efficaces, mais pas les deux, selon la nature du squark léger dominant. Ces cas sont représentés par les distributions verticales (suppression de σ_p^{SD}) et horizontale (suppression de σ_n^{SD}) qui tendent vers des valeurs de sections efficaces très faibles.

La collaboration ATLAS a établi une limite sur la masse des squark en fonction de la masse des gluinos [81]. Ces limites ont été calculées pour une masse de neutralino LSP nulle dans le MSSM et en supposant que les squarks ne se désintègrent qu'en quark plus neutralino. Ainsi, la prise en

2.3 Complémentarité entre les différentes stratégies de détection directe

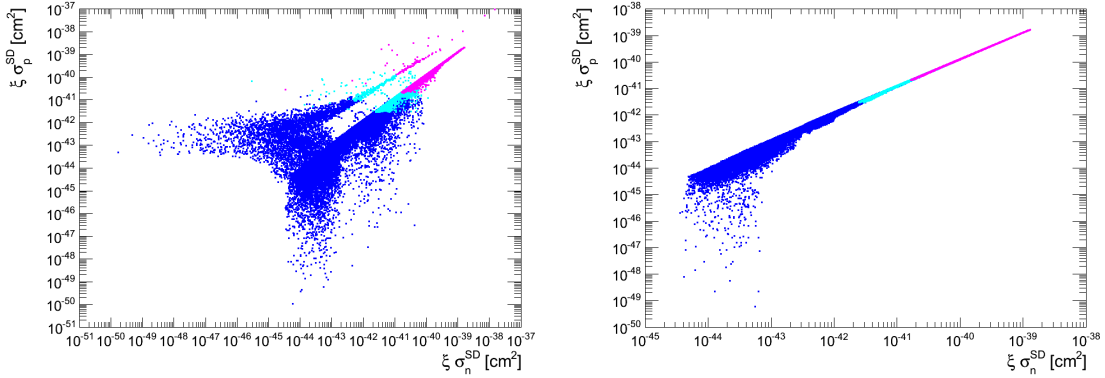


FIGURE 2.5 – *Corrélations entre les sections efficaces axiale sur le proton et le neutron obtenues dans le cadre du MSSM. Les couleurs des points correspondent au cas où un tel neutralino est susceptible d'être découvert (violet), exclu (bleu clair) ou en dessous du seuil de sensibilité du futur détecteur MIMAC (bleu). Toutes les masses des neutralino LSP ont été prises en compte dans cette figure avant la limite sur la masse des squarks du LHC (à gauche) en incluant la limite LHC (à droite). Ces figures sont extraites de [61].*

compte de modes de désintégration des squarks supplémentaires, tels que considérés dans [74, 61], pourraient affaiblir la limite de la collaboration ATLAS. Cependant, la comparaison de ces limites avec l'exploration des paramètres du MSSM réalisée permet néanmoins de se faire une bonne idée de l'effet des futures contraintes du LHC sur les restrictions de l'espace des paramètres du MSSM et sur l'évolution des sections efficaces axiales sur le proton et le neutron.

La figure 2.5 (droite) représente les points restants dans le plan $(\sigma_p^{\text{SD}}, \sigma_n^{\text{SD}})$ après considération de la limite sur la masse des squarks. Les squarks légers avec $m_{\tilde{q}} < 750 \text{ GeV}/c^2$ étant exclus par la collaboration ATLAS, le diagramme correspondant à l'échange d'un squark dans la voie s est fortement supprimé dans le cas d'un neutralino léger ($m_{\tilde{\chi}} \sim 100 \text{ GeV}/c^2$). Ainsi, afin d'obtenir une section efficace axiale suffisamment grande, la contribution provenant de l'échange du boson Z doit être largement dominante. Cela se traduit alors par le fait que seule la branche $\sigma_p/\sigma_n = 1, 3$ dans le plan $(\sigma_p^{\text{SD}}, \sigma_n^{\text{SD}})$ existe encore.

La conséquence directe de ce résultat est que le rapport des amplitudes, dans le cas du MSSM, devient une constante indépendante du modèle avec $a_p/a_n = -1,14 \pm 0,03$ si les squarks légers sont effectivement exclus par les données du LHC. La valeur négative de ce rapport des amplitudes implique alors que tous noyaux cibles ayant des valeurs de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ de même signe obtiendront des interférences destructives entre σ_p^{SD} et σ_n^{SD} limitant alors leur sensibilité à l'interaction axiale. Ainsi, les expériences utilisant des noyaux tels que ^{19}F , ^3He ou encore ^{133}Cs vont être privilégiées de par leur interférence constructive entre la diffusion sur le proton et le neutron.

Cela appuie d'autant le choix de l'utilisation d'un noyau de Fluor 19 en tant que noyau cible dans le cadre du projet MIMAC se focalisant principalement sur l'interaction axiale de la particule WIMP.

2.4 La détection directe non directionnelle

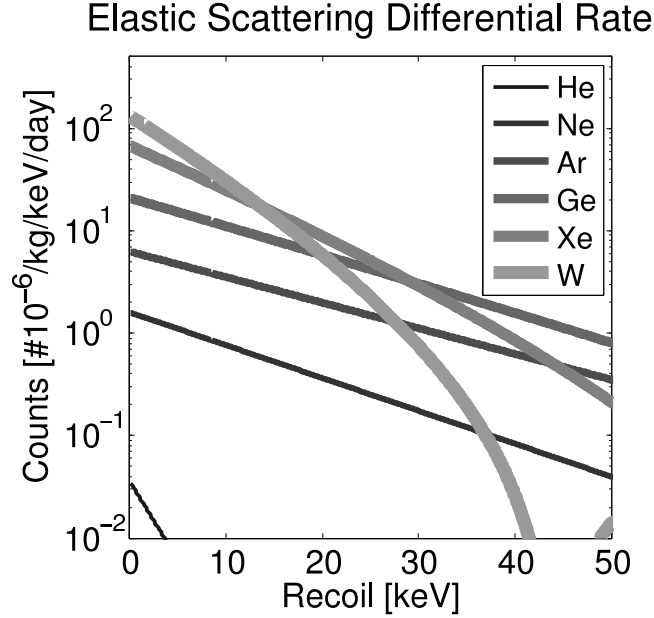


FIGURE 2.6 – Taux d’événements différentiel en fonction de l’énergie de recul pour des noyaux cibles de He, Ne, Ar, Ge, Xe et W. Ces spectres ont été calculés en considérant une masse de WIMP $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$, une section efficace scalaire sur le nucléon $\sigma^{\text{SI}} = 10^{-9} \text{ pb}$ et le modèle standard du halo de matière sombre. Cette figure est extraite de [82].

2.4 La détection directe non directionnelle

2.4.1 Le signal WIMP attendu

La détection directe non-directionnelle est uniquement sensible à l’énergie de recul suivant la collision élastique avec une particule WIMP et mesure donc le spectre en énergie dR/dE_r (2.11).

La figure 2.6 présente le taux d’événements différentiel dR/dE_r pour différents noyaux cibles : He, Ne, Ar, Ge, Xe et W dans le cas du modèle standard de halo (voir chapitre 3), en considérant une masse de particule WIMP $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ et une section efficace scalaire sur le nucléon $\sigma^{\text{SI}} = 10^{-9} \text{ pb}$. On constate que les spectres en énergie correspondent approximativement à des exponentielles décroissantes avec des énergies de recul moyennes $\langle E_r \rangle \sim \mathcal{O}(1 - 10) \text{ keV}$. On voit clairement l’effet du facteur d’amplification de la diffusion cohérente dans le cas de l’interaction scalaire impliquant que $\sigma^{\text{SI}}(AX) \propto A^2 \sigma^{\text{SI}}$ car à $E_r = 0 \text{ keV}$ le taux d’événements augmente avec la masse du noyau cible. Enfin, on peut aussi remarquer que le taux d’événements WIMP attendu est extrêmement faible. En effet, en considérant les valeurs de σ^{SI} et de m_χ utilisées pour réaliser la figure 2.6, on peut évaluer que le taux d’événements est $R \sim \mathcal{O}(1) \text{ evt/kg/an}$ (événement par kilogramme de détecteur et par an).

2.4.2 Le bruit de fond de la détection directe

La recherche du signal de matière sombre devient encore plus difficile lorsque l'on prend en considération le fait que ce dernier peut être noyé sous une contamination d'événements de bruit de fond dont le taux peut être plusieurs ordres de grandeur supérieur. Dans la plage d'énergie d'intérêt pour la détection directe de WIMP (0 à 100 keV), la principale source de bruit de fond vient des interactions des photons avec la matière du détecteur. Ces derniers vont induire des reculs électroniques par effet photo-électrique ou Compton et constituer la composante électronique du bruit de fond. Les particules α vont également contribuer à la contamination du bruit de fond, mais elles sont facilement rejetées sur la base d'analyse événement par événement (dû à leur grand dépôt d'énergie) sauf pour des expériences utilisant des liquides sur-chauffés tels que COUPP [63] et Picasso [64]. Ces sources de bruit de fond proviennent généralement de la radioactivité naturelle des matériaux environnants tels que ceux utilisés dans la fabrication du détecteur. Pour limiter la contamination de bruit de fond issue de ces sources, il est important de travailler dans un environnement propre en utilisant des matériaux les moins radioactifs possible et d'utiliser un blindage adéquat. Pour limiter la pénétration de rayonnement γ dans le détecteur, on peut utiliser un blindage à base de plomb, de cuivre, ou autre matériaux constitués d'éléments de grand numéro atomique. On verra à la section 2.4.3 que ces événements d'origine électronique peuvent être rejetés sur la base d'analyse événement par événement en utilisant les différentes propriétés associées à ce type de recul par rapport aux reculs nucléaires recherchés.

Le bruit de fond neutron est considéré comme le bruit de fond ultime de la détection directe car il est caractérisé par un recul nucléaire tout comme une interaction avec une WIMP. Cette composante du bruit de fond peut cependant être considérablement réduite en utilisant un blindage approprié et en travaillant en laboratoire souterrain. En effet, un blindage à base de matière hyperhydrogénée va permettre de modérer les neutrons par collisions successives. Il a alors été montré [83] qu'un blindage de parafine d'une épaisseur de 30 cm et de 50 cm pouvait réduire le flux de neutron entrant dans un détecteur par 3 et 5 ordres de grandeurs respectivement. Ce calcul a été réalisé en considérant que le détecteur est placé dans un laboratoire souterrain ayant les mêmes caractéristiques que celui de Modane (LSM) ayant un flux de muons cosmiques de $4 \times 10^{-5} \text{ m}^{-2}/\text{s}$. En effet, le bruit de fond neutron possède deux sources qui sont :

- la radioactivité naturelle de la roche par l'intermédiaire d'éléments lourds tels que ^{238}U , ^{235}U et ^{232}Th , qui peuvent engendrer des neutrons par fission spontanée et par réaction (α, n).
- la production de neutron par processus photonucléaires. En effet, le passage d'une particule chargée de haute énergie au voisinage d'un noyau peut exciter ce dernier qui va se désexciter par la suite en émettant un photon γ ou un neutron. La figure 2.7 présente l'évolution du flux relatif de muons et de neutrons dans différents laboratoires souterrains en fonction de l'épaisseur de roche sous laquelle ils se trouvent. Cette dernière est exprimée en équivalent de mètre d'eau afin de pouvoir comparer tous les laboratoires entre eux. On voit alors que le flux de muons et donc de neutrons diminue fortement avec la profondeur du laboratoire.

2.4.3 Stratégie de détection des différentes expériences actuelles

Les expériences de détection directe de matière sombre possèdent des stratégies de détection différentes qui vont soit leur permettre de minimiser la contamination de bruit de fond soit de rechercher

2.4 La détection directe non directionnelle

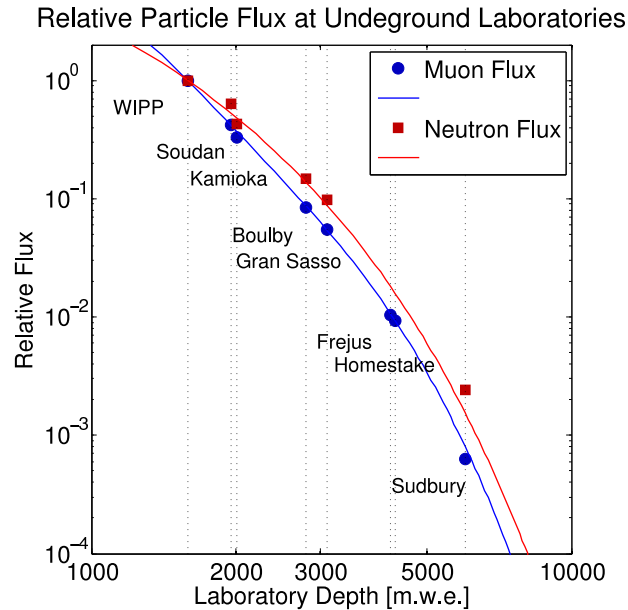


FIGURE 2.7 – Flux normalisés des muons cosmiques (en bleu) et des neutrons induits (en rouge) pour différents laboratoires souterrains. Cette figure est extraite de [82].

une modulation annuelle du taux d'événements mesuré afin d'effectuer une discrimination statistique.

Méthode de discrimination

La première stratégie est communément appelée méthode de discrimination. Elle se base sur le fait que les reculs nucléaires et les reculs électroniques vont déposer leur énergie dans le détecteur de manière différente. En effet, l'énergie d'une particule chargée peut se déposer dans le détecteur sous la forme de chaleur, d'ionisation et de scintillation. Les quantités relatives de ces formes de dépôt d'énergie étant différentes selon la nature du recul (électronique ou nucléaire), des expériences permettant de mesurer simultanément deux types de dépôt d'énergie sont capables de discriminer un événement électron d'un événement nucléaire. Par exemple, les expériences telles que XENON [59] et LUX [84] sont capables de mesurer la quantité d'énergie déposée par un événement dans les voies scintillation et ionisation. Les expériences CDMS [76] et EDELWEISS [85] utilisent la double détection chaleur et ionisation alors que CRESST [86] se base sur la mesure simultanée de la chaleur et de la scintillation. Dans le cas de l'expérience CDMS, le pouvoir de rejet des événements de type électron est de 99,9998% [82] permettant alors de travailler à de très faibles contaminations de bruit de fond. Bien que ces expériences parviennent à réduire considérablement la contamination de bruit de fond, elle ne peuvent pas discriminer les événements neutron des événements WIMP car ils correspondent tous les deux à des reculs nucléaires. Ces derniers ne sont alors pas différenciables sur la base d'une double détection comme présentée précédemment.

Le seul moyen de séparer alors ces deux populations d'événements consiste à utiliser une dis-

2.4 La détection directe non directionnelle

crimination statistique qui peut se faire uniquement dans le cas où le nombre d'événements est suffisamment important (modulation annuelle) ou dans le cas où les distributions d'événements WIMP et neutron sont suffisamment différentes (détection directionnelle, voir section 2.5).

La modulation annuelle

La modulation annuelle vient du fait que la Terre tourne autour du Soleil selon un axe possédant une orientation légèrement différente, d'environ 30° , du vecteur vitesse du système solaire dans le référentiel galactique. Cela induit alors une modulation du flux de WIMP entrant dans un détecteur terrestre et donc une modulation du taux d'événements WIMP. Le taux d'événements est maximal en Juin et minimal en Décembre. Cependant, cette modulation annuelle est d'environ $\sim 7\%$ dans le cas d'un modèle de halo standard (voir chapitre 3) [87]. La collaboration DAMA a reporté une signification de modulation du taux d'événements mesurés de $8,9 \sigma$ [58] qui est largement en faveur d'une détection de matière sombre galactique. De plus, récemment la collaboration CoGent [88] a également signalé la présence d'une modulation annuelle de leur taux d'événements mesurés.

Dans le cas de CoGent, la modulation observée est incompatible avec un modèle de halo standard [89, 90] car cette dernière ne concerne que les événements de haute énergie 1,6 - 3,0 keV (ionisation). De plus, la collaboration CDMS vient d'établir une limite sur la modulation annuelle des événements de basse énergie [91]. Ce résultat est incompatible à plus de 98% de niveau de confiance avec l'hypothèse d'une modulation annuelle observée par CoGent induite par des événements WIMP [91]. Enfin, en effectuant une analyse "bas seuil", la collaboration CDMS a également exclu la région favorisée par les résultats obtenus par la collaboration CoGent [88].

Dans le cas de DAMA, la modulation observée correspond exactement à celle attendue, en terme de phase, d'amplitude et de période, dans le cas d'une détection de matière sombre [58]. Cependant, la région favorisée par les résultats de DAMA est largement exclue par les limites actuelles des autres expériences actuelles. Une pléthore de modèle de physique des particules ont tenté de réconcilier les résultats de DAMA avec ceux des autres expériences (voir [92] pour une revue détaillée).

Récemment, des études ont été conduites afin de vérifier si la modulation annuelle du bruit de fond ne pouvait pas être due à une modulation du bruit de fond [93, 94]. De nombreuses expériences, dédiées à la mesure d'interaction de neutrino ont reporté une modulation annuelle du taux de muons [95, 96, 97]. En effet, ces derniers sont issus de la désintégration des pions et kaons produits dans la haute atmosphère. Il y a alors compétition entre interaction des pions et kaons avec les particules de l'atmosphère et leur désintégration. La densité de l'air étant inversement proportionnelle à la température, on s'attend à observer un flux maximal de muons en été et minimal en hiver. De prime abord, la modulation du flux de muons pénétrant dans les laboratoires souterrains de l'hémisphère Nord est en phase avec la modulation attendue du signal de matière sombre. Deux récentes études [93] et [94] parviennent à deux conclusions contradictoires concernant la corrélation du flux de muons avec la modulation observée par DAMA. De plus, les travaux publiés dans [94] excluent également le fait que la modulation observée par DAMA puisse être due à des activations d'isotopes de longue durée de vie tels que le ^{65}Zn provenant de l'activation du cuivre par un muon cosmique. La conclusion majeure de cette étude est que sans l'accès aux données de DAMA, il est impossible de pouvoir effectuer des tests supplémentaires pouvant infirmer ou non l'hypothèse d'une détec-

2.5 La détection directionnelle

tion de matière sombre galactique.

Les deux expériences, DAMA et CoGent, présentant une modulation annuelle de leur taux d'événements sont situées dans l'hémisphère Nord. Ainsi, la mise en place d'un détecteur dans l'hémisphère Sud pourrait permettre de lever le doute sur la corrélation entre la température de l'air et la modulation annuelle provoquée par la détection de matière sombre. En effet, dans l'hémisphère Sud, la modulation du flux de muons est déphasée de 6 mois avec celle mesurée dans l'hémisphère Nord [97]. C'est dans cet optique que l'expérience DM-ICE a été créée et est actuellement en phase d'étalonnage et devrait commencer à prendre des données prochainement [98].

2.5 La détection directionnelle

La recherche d'un signal WIMP caractéristique peut également se baser sur la recherche d'une corrélation angulaire entre la direction des événements observés et la direction du système solaire en coordonnées galactiques. Cette dernière est appelée détection directionnelle de matière sombre. Dans cette section, on se propose de discuter l'origine astrophysique du signal directionnel attendu dans le cas de la détection de matière sombre. On verra alors quelles sont les caractéristiques de ce signal et en quoi il va nous permettre de réaliser une avancée dans le domaine de la recherche directe de matière sombre. Nous terminerons alors sur une revue rapide des différents projets existants et en développements.

2.5.1 L'origine du signal directionnel

La détection directionnelle a été proposée par D. N. Spergel [52] en 1988, soulignant le fait qu'une expérience permettant de mesurer la direction des reculs nucléaires devrait être capable de mettre en évidence une forte anisotropie dans la distribution angulaire des événements observés en coordonnées galactiques. En effet, la rotation du système solaire autour du centre galactique à travers le halo de matière sombre va induire un "vent de WIMP" venant de la direction vers laquelle pointe le vecteur vitesse du soleil \vec{v}_\odot . En guise d'illustration de la détection directionnelle, nous allons considérer le cas d'un modèle de halo sphérique et isotherme⁴. Dans ce cas, les vitesses des particules WIMP suivent une distribution Maxwellienne qui, dans le référentiel du laboratoire, s'écrit :

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_\odot)^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (2.30)$$

avec $\sigma_v = v_0/\sqrt{2}$ la dispersion de vitesses et $v_0 = 220$ km/s la vitesse rotation au rayon du système solaire $R_0 = 8$ kpc. On voit alors que la vitesse privilégiée des particules WIMP dans le référentiel du laboratoire correspond à $\vec{v} = -\vec{v}_\odot$. Cela va donc avoir pour conséquence d'induire un "vent de WIMP" que l'on va pouvoir sonder avec un détecteur directionnel.

Dans la suite de notre étude, nous avons fait l'approximation que la vitesse du détecteur dans le référentiel galactique est égale à celle de la vitesse tangentielle du système solaire autour du centre galactique ($v_\odot \approx 220$ km/s), négligeant alors la vitesse propre de ce dernier et la vitesse de rotation

4. Au chapitre 3, nous discuterons la validité de ce modèle et ses alternatives

de la Terre autour du Soleil⁵. Cette approximation est valable car ces contributions de vitesse sont de l'ordre de grandeur des incertitudes sur la vitesse \vec{v}_\odot [99]. En utilisant les coordonnées galactiques repérées par les latitude et longitude (ℓ, b) , le vecteur vitesse \vec{v} d'une particule WIMP s'écrit dans le référentiel galactique selon :

$$\vec{v} = v(\cos \ell \cos b \hat{x} + \sin \ell \cos b \hat{y} + \sin b \hat{z}) \quad (2.31)$$

où \hat{x} , \hat{y} et \hat{z} pointent respectivement vers le centre galactique, la direction de la composante tangentielle du vecteur vitesse du système solaire et le pôle nord galactique.

La figure 2.8 représente le flux de WIMP entrant dans un détecteur terrestre en coordonnées galactiques calculé dans le cas du modèle standard du halo de matière sombre correspondant à un halo sphérique isotrope et isotherme (voir chapitre 3). On voit alors que le flux de WIMP possède, en coordonnées galactiques, une direction de provenance privilégiée ($\ell_\odot = 90^\circ, b_\odot = 0^\circ$)⁶, ce qui correspond à la direction de la constellation du Cygne⁷. En fait, la distribution angulaire des particules WIMP est très proche d'une gaussienne dont le maximum est centré sur la direction $-\vec{v}_\odot$. Il est important de noter que l'existence de cette directionnalité dans le flux de WIMP est due au fait que la dispersion de vitesses est du même ordre de grandeur que la vitesse de rotation du système solaire⁸.

Il est donc évident qu'un tel flux de WIMP directionnel va nécessairement induire des reculs présentant une distribution fortement anisotrope avec un maximum également dans la direction de la constellation du Cygne.

La figure 2.9 représente la distribution angulaire en coordonnées galactiques de 10^8 reculs induits par collision élastique avec des particules WIMP. Cette carte a été obtenue par simulation Monte Carlo en tirant des vitesses de WIMP selon la distribution $vf(\vec{v})$ et en supposant une collision élastique isotrope dans le centre de masse du système WIMP - noyau comme détaillé dans [99]. Cette simulation a été réalisée en considérant un noyau cible de fluor 19, une masse de WIMP $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ et une gamme en énergie de recul de $5 \text{ keV} \leq E_r \leq 50 \text{ keV}$. La borne inférieure sur l'énergie de recul vient du seuil en énergie d'ionisation qui correspond au seuil de détection (cf. section 8.2) alors que la limite supérieure est imposée pour limiter la contamination de bruit de fond car la majorité des événements WIMP sont à basse énergie (voir figure 2.6). Dans le cas considéré, 70% des reculs nucléaires sont compris entre $5 \text{ keV} \leq E_r \leq 50 \text{ keV}$ et seulement 10% sont au dessus de 50 keV. Cela justifie bien qu'en augmentant la borne supérieure sur l'énergie de recul, on risque de diminuer le rapport signal sur bruit.

On voit alors qu'il existe une très forte corrélation entre la direction du vecteur vitesse du Soleil dans le référentiel du halo et la distribution angulaire des événements de reculs nucléaires induits par les particules WIMP. La distribution angulaire présentée à la figure 2.9 présente alors l'allure d'un dipôle dont le maximum est centré sur la constellation du Cygne.

5. Évidemment, dans le cas où l'on analyse des données expérimentales, il est nécessaire de prendre en considération toutes ces composantes de vitesse afin d'obtenir des cartes en coordonnées galactiques qui soient cohérentes.

6. Notons que si l'on considère la vitesse propre du système solaire $\vec{v}_{\odot,p} = (10, 0, 7, 3, 5, 2) \text{ km/s}$, la direction de celui-ci en coordonnées galactiques est ($\ell_\odot = 87,5^\circ, b_\odot = 1,3^\circ$)

7. Deneb (*Alpha Cygni*), l'étoile la plus brillante de cette constellation, se trouve à ($\ell = 84,28^\circ, b = 1,99^\circ$)

8. D'éventuelles rotations du halo de matière sombre pourrait également modifier la directionnalité du flux de WIMP entrant dans le détecteur. Cette problématique sera discutée au chapitre 3.

2.5 La détection directionnelle

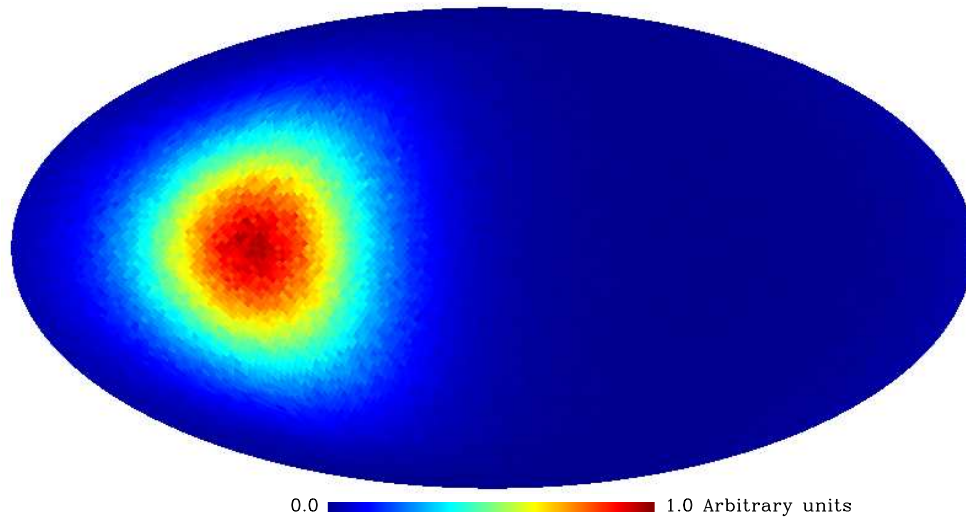


FIGURE 2.8 – Représentation en coordonnées galactiques du flux de WIMP entrant dans un détecteur terrestre dans le cas du modèle standard du halo de matière sombre. Figure extraite de [100].

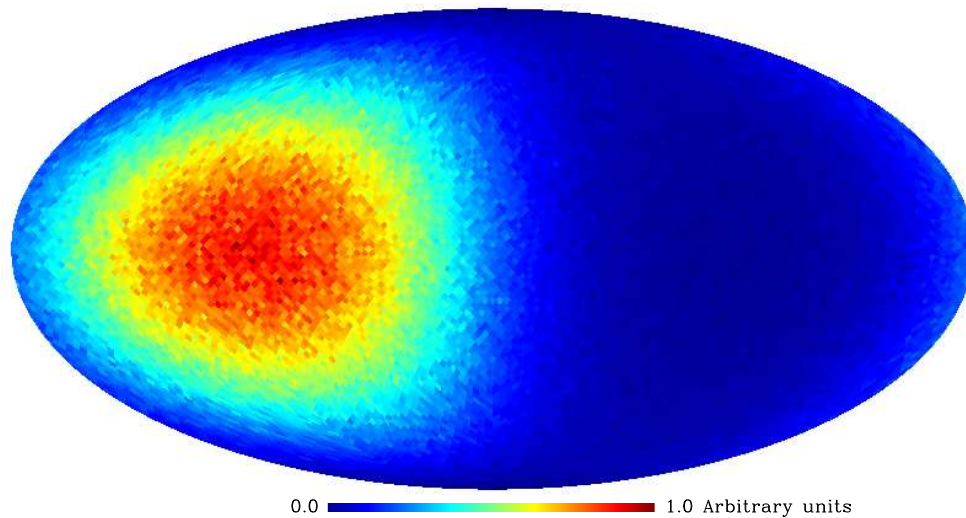


FIGURE 2.9 – Représentation en coordonnées galactiques de la distribution angulaire des événements de reculs dans le cas du modèle standard du halo de matière sombre, d'un noyau cible de fluor 19, d'une masse de WIMP $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ et avec $5 \text{ keV} \leq E_r \leq 50 \text{ keV}$. Figure extraite de [100].

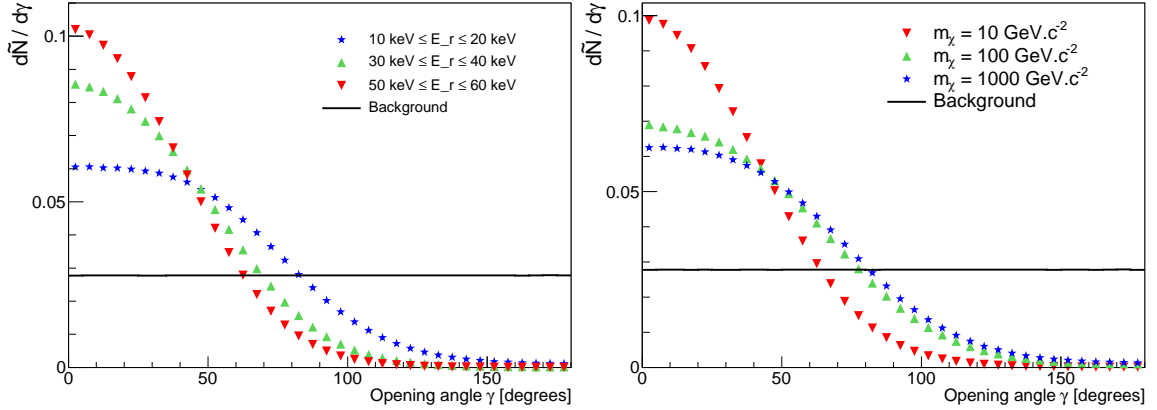


FIGURE 2.10 – Spectres angulaires à une dimension du signal WIMP pour un noyau cible de fluor 19. Le panneau de gauche présente l'évolution du spectre angulaire en fonction de la gamme en énergie de recul considérée avec une masse de WIMP fixée à $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$. Celui de droite présente l'évolution du spectre angulaire en fonction de la masse de la particule WIMP considérée avec $5 \text{ keV} \leq E_r \leq 50 \text{ keV}$. Le trait noir correspond à la distribution du bruit de fond prise comme étant isotrope en coordonnées galactiques. Ces figures sont extraites de [100].

Le rapport du nombre d'événements attendus dans la direction de la constellation du Cygne au nombre dans la direction opposée est de l'ordre de ~ 10 [52]. On constate alors que cette signature directionnelle est beaucoup plus forte que les $\sim 7\%$ de modulation annuelle recherchés par les expériences telles que DAMA. On en déduit alors que la détection directionnelle devrait nous permettre, même avec un faible nombre d'événements WIMP mesurés, d'authentifier de manière non-équivoque la présence d'événements WIMP dans les données d'un futur détecteur directionnel.

2.5.2 Caractéristiques de la distribution angulaire des événements WIMP

Afin de bien comprendre les différentes caractéristiques du signal WIMP échantillonné par les futurs détecteur directionnels, on se propose ici d'étudier l'évolution de la distribution angulaire des événements WIMP en fonction de la gamme en énergie de recul et de la masse de la particule WIMP. Pour se faire, il est plus pratique de considérer la distribution angulaire des événements à une dimension définie comme la fraction d'événements par angle solide en fonction de l'angle d'ouverture γ entre \hat{y} et la direction du recul en coordonnées galactiques. Dans le cas d'un halo caractérisé par une distribution de vitesses isotrope, il n'y a pas de perte d'information en passant de $dR/d\Omega_r$ à $dR/d\gamma$ grâce à la symétrie de révolution autour de l'axe porté par le vecteur \hat{y} .

La figure 2.10 (gauche) présente la distribution angulaire des événements WIMP, en considérant un noyau cible de Fluor 19, avec une masse de WIMP $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ et pour trois gammes en énergie de recul $10 \text{ keV} \leq E_r \leq 20 \text{ keV}$ (bleu), $30 \text{ keV} \leq E_r \leq 40 \text{ keV}$ (vert) et $50 \text{ keV} \leq E_r \leq 60 \text{ keV}$ (rouge). On remarque tout d'abord que la distribution angulaire est toujours maximale pour $\gamma = 0^\circ$ correspondant au cas où les reculs proviennent de la direction de la constellation du Cygne. Ensuite, on constate que le signal devient de plus en plus directionnel, *i.e.* pointant d'avantage vers la constellation du Cygne, en considérant des énergies de recul de plus en plus grandes. Cela

2.5 La détection directionnelle

s'explique simplement par le fait que les reculs de haute énergie sont ceux dont l'angle de recul θ_r de l'équation 2.1 est le plus petit impliquant alors une corrélation plus forte entre le flux de WIMP et la distribution de recul.

La figure 2.10 (droite) présente la distribution angulaire des événements WIMP, en considérant un noyau cible de fluor 19, une gamme en énergie de recul telle que $5 \text{ keV} \leq E_r \leq 50 \text{ keV}$ pour trois masses de WIMP : $m_\chi = 10 \text{ GeV}/c^2$ (rouge), $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ (vert) et $m_\chi = 1000 \text{ GeV}/c^2$ (bleu). On constate que la distribution angulaire dépend de la masse de la particule WIMP. Plus légère est la particule, plus forte est l'anisotropie de la distribution angulaire. Cette dépendance de la distribution angulaire des événements WIMP avec la masse de ces dernières provient simplement du fait que l'on considère une gamme en énergie de recul bornée et principalement de sa borne inférieure. En effet, en diminuant la masse de la particule WIMP, le spectre en énergie est d'avantage piqué à basse énergie impliquant alors une plus grande sensibilité aux événements dont l'angle de recul θ_r est faible. On voit que pour un seuil de 5 keV en énergie de recul et en considérant un noyau cible de fluor 19, la directionnalité du signal évolue rapidement pour des masses de WIMP petites et évolue très lentement avec la masse dès que $m_\chi > 100 \text{ GeV}/c^2$. Cependant, on remarque que même dans le cas d'un WIMP de $1 \text{ TeV}/c^2$, la distribution angulaire des événements WIMP reste très anisotrope. On en conclut alors que la détection directionnelle devrait être capable d'authentifier une détection de WIMP quelle que soit la masse de cette dernière (voir chapitre 5) et qu'elle devrait également permettre de contraindre la masse m_χ surtout si cette dernière est inférieure à $100 \text{ GeV}/c^2$ (voir chapitre 6).

De manière évidente, la distribution angulaire des événements de recul dépend aussi du noyau cible caractérisé par une masse m_N . Étant donné que de nombreux projets de détection directionnelle sont actuellement en développement [101] et que tous ne considèrent pas les mêmes noyaux cibles (^{19}F , ^{32}S , ^3He et ^1H), on se propose d'étudier l'influence du noyau cible utilisé sur la directionnalité du signal. On peut démontrer que dans le cas où les noyaux cibles considérés sont suffisamment légers et que les énergies de recul mises en jeu sont suffisamment petites, *i.e.* dans un régime où le facteur de forme peut être considéré comme égal à 1, on peut obtenir des spectres angulaires équivalents quel que soit le noyau cible. En effet, l'aspect directionnel du signal est directement lié au terme $\cos^2 \theta_r$ de l'équation 2.1, ainsi la distribution angulaire des événements associée à un noyau cible de masse m_{N_1} à une énergie de recul E_{r_1} est équivalente à celle obtenue avec une cible de masse m_{N_2} à une énergie de recul E_{r_2} suivant la relation :

$$E_{r_2} = E_{r_1} \times \frac{m_{N_2}}{m_{N_1}} \left(\frac{m_\chi + m_{N_1}}{m_\chi + m_{N_2}} \right)^2 \quad (2.32)$$

On en déduit alors que la distribution angulaire des événements de recul présentée à la figure 2.9 obtenue avec un noyau cible de fluor 19 avec $5 \text{ keV} \leq E_r \leq 50 \text{ keV}$ et $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ est identique à celle que l'on aurait obtenue avec un noyau cible d'Helium 3 avec $1 \text{ keV} \leq E_r \leq 10 \text{ keV}$. Cette relation d'équivalence peut avoir un intérêt pour comparer le potentiel de découverte de deux expériences utilisant des noyaux cibles différents.

2.5.3 L'isotropie du bruit de fond

Même dans le cas de la détection directionnelle, où la signature du signal WIMP est très anisotrope, il est important de connaître la distribution angulaire des événements de bruit de fond⁹. Depuis les premières études phénoménologiques, dédiée à l'estimation du potentiel de découverte de la détection directionnelle, le bruit de fond a toujours été considéré comme étant isotrope dans le référentiel galactique. Même s'il est évident qu'aucune source de bruit de fond ne peut reproduire le vent de WIMP attendu, il reste très important de caractériser ce dernier par des mesures ou des simulations Monte Carlo.

Nous verrons au chapitre 10 et 12 que le bruit de fond électronique peut être rejeté avec une excellente efficacité dans le cas d'un détecteur directionnel tel que MIMAC. Nous nous intéresserons alors par la suite uniquement au bruit de fond provenant d'interaction avec les neutrons. En effet, ces derniers représentent le bruit ultime de la détection directe de matière sombre car ne peuvent pas être discriminés des événements WIMP sur la base d'une analyse événement par événement.

La production de neutrons en laboratoire souterrain peut se faire par fission spontanée de noyaux lourds, par réaction (α, n) et par réactions photo-nucléaires dues à l'interaction des muons cosmiques avec les matériaux. La distribution angulaire de production de neutron est isotrope dans le cas de la fission spontanée et des réactions (α, n) alors que celle issue des muons cosmiques est plus complexe à déterminer.

D. Mei et *al.* ont calculé la distribution angulaire des neutrons induits par les muons cosmiques interagissant dans la roche entourant les laboratoires souterrains [102]. Le résultat de leur étude est présenté sur la figure 2.11 qui présente l'évolution du spectre angulaire des neutrons en fonction de l'angle zénithale θ pour différents laboratoires souterrains. On constate avec intérêt que la distribution angulaire des neutrons provenant des muons cosmiques est proche d'une distribution isotrope dans le référentiel du laboratoire, bien que d'avantage piquée en avant ($\theta = 0^\circ$). Cela vient du fait que cette distribution angulaire des événements considère deux sources de production de neutrons par les muons. La première, vient de la spallation des muons et est caractérisée par une distribution proche de celle suivie par les muons ($\cos^2 \theta$). La seconde, venant du processus d'évaporation est caractérisée par une distribution isotrope de la production de neutrons. La somme des deux contributions implique alors une corrélation résiduelle très faible entre les distributions angulaires des muons et des neutrons induit par ces derniers. De plus, il est important de noter que l'utilisation d'un veto actif peut permettre de minimiser la contamination d'événements neutron produit par des muons cosmiques.

Enfin, comme discuté dans [103], une éventuelle anisotropie du bruit de fond dans le référentiel du laboratoire sera effacée en considérant la distribution en coordonnées galactiques. Cela est dû à la combinaison des rotations de la Terre sur elle-même et de cette dernière autour du Soleil. Cependant, bien que ces résultats par simulation sont en faveur d'une distribution isotrope du bruit de fond, cette hypothèse doit être validée par la mesure. C'est pour cette raison que la collaboration MIMAC va mesurer la distribution angulaire du bruit de fond au laboratoire souterrain de Modane courant 2012. Il est intéressant de noter qu'en parallèle, la collaboration DM-TPC est en train de caractériser la distribution angulaire du bruit de fond au laboratoire souterrain WIPP. Cela va permettre aux deux expériences de comparer leurs résultats et vérifier alors la validité de l'hypothèse

9. D'autant plus lorsque l'on effectue des analyses par vraisemblance telles que présentées aux chapitres 4, 5 et 6.

2.5 La détection directionnelle

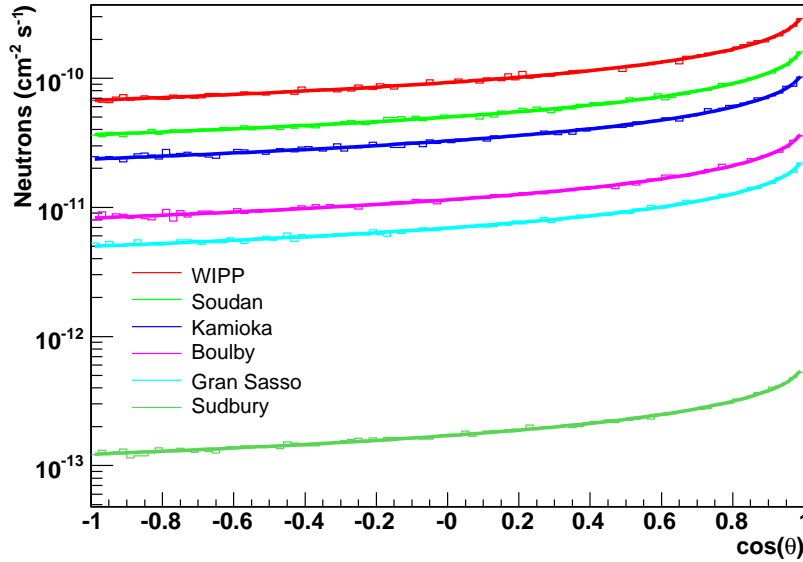


FIGURE 2.11 – Distribution angulaire des neutrons rapides induits par les muons cosmiques dans différents laboratoires souterrains. Cette figure est extraite de [102].

d'une distribution isotrope du bruit de fond, hypothèse que nous avons considérée lors des études phénoménologiques présentées aux chapitres 4, 5 et 6.

2.5.4 État de l'art de la phénoménologie de la détection directionnelle

De nombreuses études phénoménologiques ont été récemment menées afin de déterminer l'apport de la détection directionnelle au domaine de la recherche directe de matière sombre.

On notera principalement les travaux de C. J. Copi et L. M. Krauss [104, 105, 106], ainsi que ceux de B. Morgan et A. M. Green [103, 107, 108, 109] qui ont évalué le nombre d'événements requis pour rejeter l'hypothèse d'isotropie d'une distribution angulaire des événements, celle-ci étant en effet caractéristique du bruit de fond. Dans leurs travaux, C. J. Copi et L. M. Krauss [104, 105, 106], ont utilisé un rapport de vraisemblance permettant de comparer les hypothèses WIMP et bruit de fond. Ils ont montré qu'environ 50 événements WIMP sont nécessaires afin de rejeter, à 95% de confiance et dans 95% des expériences, l'hypothèse d'une distribution isotrope dans le cas où le rapport signal sur bruit est de 1. Cependant, cette méthode d'analyse ne tient pas compte des effets de résolution du détecteur et est de plus légèrement dépendante du modèle de halo considéré (triaxial ou isotrope).

Ainsi, pour éviter cette dépendance du modèle de halo considéré, B. Morgan et A. M. Green ont développé une nouvelle méthode se basant sur des tests statistiques génériques¹⁰. Ils ont alors montré qu'en utilisant un test d'hypothèse dépendant du système des coordonnées¹¹, le rejet de l'hypothèse d'isotropie à 95% de confiance dans 95% des expériences nécessitait deux fois moins d'événements que des tests indépendants du système de coordonnées tels que les tests de Rayleigh-

10. Une revue des différents tests d'hypothèses possibles en coordonnées sphériques peut être trouvée dans [110]

11. Supposant connue la direction privilégiée des WIMP dans le détecteur ($-\vec{v}_{\odot}$).

Watson, Bingham ou encore de Beran et Giné [110, 99]. En utilisant la première catégorie de test, ils ont montré que de l'ordre de 10 événements WIMP sont nécessaires dans le cas où le sens de la trace est reconstruit et ~ 100 dans le cas contraire. Dans le cas où la trace est mesurée en deux dimensions, 10 fois plus d'événements sont nécessaires pour rejeter à haut niveau de confiance l'hypothèse d'isotropie [103]. Notons que les résultats précédents ont été obtenus en considérant des données sans contamination de bruit de fond.

Cependant, les travaux précédents ne permettent pas d'authentifier de manière non-équivoque une détection de matière sombre mais simplement d'affirmer que la distribution observée est anisotrope. Ils ne permettent donc pas de conclure sur le fait que des événements de matière sombre ont bien été détectés. C'est dans cette optique que nous avons développé une méthode de vraisemblance qui va nous permettre de reconstruire la direction d'origine du signal, qui devrait pointer dans la direction du Cygne dans le cas d'une détection de WIMP, et d'en évaluer sa signification en prenant en compte de nombreuses incertitudes astrophysiques et limitations expérimentales (voir chapitre 9). Néanmoins, des travaux de A. M. Green et B. Morgan [111] ont également pu évaluer le nombre d'événements requis, non plus pour rejeter l'hypothèse d'isotropie, mais pour valider le fait que la distribution angulaire présente une forte corrélation avec la direction du système solaire. Ils ont montré que 31 événements WIMP sont nécessaires pour valider le fait que la direction moyenne des reculs est corrélée à 95% du niveau de confiance avec la direction du Soleil, dans le cas de traces mesurées en trois dimensions, avec 100% d'efficacité de reconnaissance du sens de la trace et sans contamination de bruit de fond.

Finalement, comme nous allons le démontrer au chapitre 6, la nouvelle observable qui est la direction des reculs va nous permettre d'identifier la matière sombre. Cela signifie que, dans le cas d'une détection hautement significative de matière sombre, la mesure du spectre doublement différentiel $d^2R/dE_r d\Omega_r$ va nous permettre de contraindre la masse et la section efficace de la particule WIMP tout en contraignant également les propriétés de la distribution de vitesses $f(\vec{v})$ des WIMP dans le halo. Cela suggère alors l'idée que la détection directionnelle devrait pouvoir effectuer une astronomie d'un nouveau genre, celle de la matière sombre galactique.

2.5.5 Les projets et les expériences existantes

La détection directionnelle étant une stratégie de détection de matière sombre très prometteuse, de nombreux projets de détecteurs directionnels ont vu le jour ces dernières années. Ces derniers doivent être capables de mesurer simultanément la trace (en 2 ou 3 dimensions) du recul nucléaire ainsi que son énergie. Pour atteindre cet objectif, la plupart des projets existant utilisent des chambres à projection temporelle (TPC) gazeuse à basse pression permettant d'avoir accès à la trace laissée par le recul dans le détecteur. À l'heure actuelle, les projets de détection directionnelle utilisant ce type de technologie sont : DRIFT [112], NEWAGE [113], DM-TPC [114] et MIMAC [115]. Notons qu'un autre projet se basant sur la mesure de trace en deux dimensions en utilisant l'émulsion nucléaire est développé par l'équipe de Naka et *al.* [116]. On se propose dans cette dernière section de faire une revue rapide des différents projets¹², autre que MIMAC¹³, utilisant des TPC gazeuses.

12. Pour plus de détails, voir [101] et [117].

13. Ce dernier sera présenté en détail dans les chapitres 7 et 8.

2.5 La détection directionnelle

DRIFT

L'expérience DRIFT est le premier détecteur dédié à la détection directionnelle de la matière sombre. Le détecteur DRIFT est installé dans le laboratoire souterrain de Boulby en Angleterre depuis 2001 et est toujours le seul à avoir un volume d'un mètre cube [24]. Il s'agit d'une TPC gazeuse utilisant deux chambres à fils séparées par une cathode centrale commune. La distance de dérive est de 50 cm avec un champ électrique de 624 V/cm réalisé en imposant un potentiel de -30 kV à la cathode et en mettant les deux anodes à la masse [112]. Les deux chambres à fils sont constituées d'un plan de 512 fils de 20 μm d'épaisseur séparés les uns des autres de 2 mm. Ces fils sont reliés à la masse et constituent l'anode de la chambre à fil. Afin de réaliser l'amplification du signal et la lecture à deux dimensions des traces de recul, l'anode est encadrée par deux plans de fils auxquels on impose un potentiel de 2757 V. Ces derniers jouent le rôle de grille permettant l'amplification du signal. Les 512 fils des deux grilles ont une épaisseur de 100 μm et sont également espacés les uns des autres de 2 mm. Ces derniers étant orthogonaux à ceux de l'anode, la lecture simultanée de la charge sur les fils de l'anode et de la grille permet d'obtenir une localisation à deux dimensions du dépôt de charge. La particularité de DRIFT réside dans l'utilisation d'un gaz de CS_2 à 50 mbar qui, étant très électro-négatif, capture les électrons libres issus de l'ionisation due au passage d'une particule ionisante (recoil nucléaire) pour former l'ion CS_2^- [112]. Ce dernier dérive, sous l'influence du champ électrique de dérive, vers les chambres à fil et perd son électron supplémentaire à cause du champ électrique intense entre la grille et l'anode. L'électron une fois arraché de l'ion CS_2^- va initier une amplification par avalanche et induire un courant sur les fils de l'anode et de la grille. La mesure de la trace en trois dimensions s'effectue en utilisant le profil temporel de la collection de charges sur les fils de l'anode et des grilles.

NEWAGE

Le détecteur NEWAGE [113] utilise la technologie μ -PIC (Micro Pixel Chamber) [118] afin d'effectuer une lecture à deux dimensions de la projection des charges collectées sur le plan (X,Y). Le détecteur NEWAGE-0.3a [113] utilise un μ -PIC d'une surface de 30 cm \times 30 cm couplé avec un GEM (Gas Electron Multiplier) permettant d'effectuer une première amplification du signal par avalanche avant la collection des charges sur les différents pixels. Les pixels sont d'une largeur de 400 μm et sont reliés entre eux pour former les 256 voies selon l'axe X et les 256 voies selon l'axe Y. Le détecteur NEWAGE utilise exclusivement du CF_4 à une pression de 200 mbar et parvient à effectuer une reconstruction en 3 dimensions des événements en utilisant le profil temporel de la collection de charges sur chacune des pistes. En utilisant une longueur de dérive de 30 cm, le détecteur NEWAGE présente un volume actif de 0,3 m³. Actuellement, le seuil du détecteur NEWAGE est de l'ordre de 100 keV [113].

DM-TPC

La collaboration DM-TPC (Dark Matter Time Projection Chamber) [114] développe un détecteur directionnel basé sur un principe de détection très différent des deux projets précédents. Ce détecteur ne cherche pas à mesurer la localisation de la collection de charges en utilisant une anode pixélisée, mais en utilisant une caméra CCD. En effet, suite à l'amplification du nombre d'électrons primaires par avalanche dans l'espace d'amplification, un grand nombre de photons sont émis dans le visible. Ainsi, l'utilisation d'une caméra CCD placée derrière la cathode permet de visualiser la

projection de la trace du recul nucléaire sur le plan (X,Y) de l'anode. L'intérêt d'un tel système de mesure est que les pixels de la caméra sont très petits ($10 \mu\text{m}$) permettant ainsi d'obtenir une bonne définition spatiale. Cependant, la seule mesure de la caméra CCD ne permet pas de mesurer la trace en 3 dimensions. Pour cela, un pré-amplificateur de charges rapide connecté à la grille a été rajouté. Il permet d'obtenir le profil temporel de la collection de charges permettant alors de retrouver la dimension de la trace selon l'axe de dérive. Le détecteur utilise un gaz de CF_4 à 100 mbar et possède un seuil en énergie de 80 keV [114]. La collaboration DM-TPC est actuellement en phase de construction d'un détecteur de 1 m^3 qui sera ensuite placé au laboratoire souterrain de WIPP.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le principe de la détection directionnelle et avons montré qu'elle se place comme une stratégie complémentaire à la détection directe classique. En effet, en utilisant un noyau cible sensible à l'interaction axiale tel que le Fluor 19, la détection directionnelle est capable de sonder une autre région de l'espace des paramètres de la matière sombre. De plus, de par son contenu en spin particulier ($\langle S_p \rangle / \langle S_n \rangle < 0$), le Fluor 19 semble être un noyau cible privilégié dans le cas d'une matière sombre composée de neutralinos supersymétriques. Enfin, la détection directionnelle devrait être capable, de mettre en évidence une forte anisotropie dans la distribution angulaire des événements et authentifier ainsi la détection de matière sombre galactique. Cette forte signature angulaire a suscité le développement de nombreux projets expérimentaux dédiés à la détection directionnelle ainsi que de nombreuses études phénoménologiques tentant d'évaluer le potentiel de découverte de ces futurs détecteurs.

Chapitre 3

La physique du halo galactique

Le modèle standard du halo de matière sombre, correspondant à une sphère isotherme et isotrope, est généralement utilisé comme référence par toutes les expériences de détection directe. Cependant, ce dernier n'est que marginalement favorisé par les simulations à N corps et les observations. Il est donc utile de s'intéresser à différents modèles de halo analytiques, semi-analytiques et issus de simulations à N-corps, afin de caractériser au mieux le signal WIMP attendu. Cependant, l'étude du halo de matière sombre est complexe car elle est directement liée à l'histoire de sa formation à partir de l'accrétion de différents halos plus petits durant des milliards d'années. Ainsi, la connaissance actuelle de la structure de notre halo va nous permettre de comprendre l'histoire de sa formation.

Dans ce chapitre, on présente tout d'abord les modèles analytiques et semi-analytiques, permettant d'obtenir des solutions stationnaires de la distribution dans l'espace des phases des particules de matière sombre. Ensuite, nous discuterons et détaillerons le principe des simulations à N-corps ainsi que leurs récents résultats et notamment l'existence possible de sous-structures qui pourraient modifier profondément le signal WIMP attendu. Nous finirons par une brève revue des incertitudes astrophysiques principales qui seront considérées lors des études phénoménologiques présentées aux chapitres 4, 5 et 6.

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

Le halo de matière sombre peut être considéré comme un gaz de particules sans collisions et auto-gravitant. La fonction de distribution dans l'espace des phases $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ de ce gaz, évolue selon l'équation de Boltzmann sans interaction suivante [119] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f - \nabla \Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (3.1)$$

avec Φ le potentiel gravitationnel. Un détecteur terrestre de matière sombre sonde la distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ dans un volume fini V et petit devant la taille du halo. Il est donc sensible à la distribution de vitesses locale des particules de matière sombre déterminée par :

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{V} \int f(\vec{r}, \vec{v}, t_0) d^3r \quad (3.2)$$

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

où t_0 correspond au temps présent. La distribution des particules de matière sombre dans l'espace des phases se détermine par la résolution de (3.1) et de l'équation de Poisson qui permet de relier le potentiel du champ gravitationnel à la distribution de densité $\rho(\vec{r})$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho(\vec{r}) = 4\pi G \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \vec{v} \quad (3.3)$$

avec G la constante de gravitation. Il est important de noter que toutes les grandeurs utilisées par la suite sont définies par unité de masse.

Selon le théorème de Jeans [119], toutes solutions stationnaires de l'équation de Boltzmann sans collision $f(\vec{r}, \vec{v}, t_0)$ peut s'écrire en fonction d'intégrales du mouvement $I(\vec{r}, \vec{v})$, telles que :

- $\mathcal{E}(\vec{r}, \vec{v}) = \Psi - \frac{1}{2}v^2$: l'énergie relative et $\Psi = -\phi + \phi_0$ le potentiel relatif¹.
- $L(\vec{r}, \vec{v}) = \vec{r} \wedge \vec{v}$: le moment angulaire total.
- $L_z(\vec{r}, \vec{v}) = \sqrt{x^2 + y^2} v_\phi$: la composante selon l'axe (Oz) du moment angulaire \vec{L} .

On peut alors effectuer le changement de variable suivant :

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t_0) \rightarrow f(\mathcal{E}, |\vec{L}|, L_z) \quad (3.4)$$

Pour un halo de matière sombre de forme sphérique et isotrope la distribution dans l'espace des phases $f(\vec{r}, \vec{v}, t_0)$ ne dépend que de l'intégrale du mouvement correspondant à l'énergie relative \mathcal{E} [119]. Dans un tel cas, il y a une unique relation entre $f(\mathcal{E})$ et la densité de matière $\rho(r)$, qui est donnée par l'équation d'Eddington [119] :

$$f(\mathcal{E}) = \frac{1}{\pi^2 \sqrt{8}} \left[\int_0^{\mathcal{E}} \frac{d^2 \rho}{d\Psi^2} \frac{d\Psi}{\sqrt{\mathcal{E} - \Psi}} + \frac{1}{\sqrt{\mathcal{E}}} \left(\frac{d\rho}{d\Psi} \right)_{\Psi=0} \right] \quad (3.5)$$

L'équation d'Eddington permet de calculer analytiquement ou numériquement la distribution de vitesses des particules de matière sombre locale. Il faut alors résoudre l'équation de Poisson afin d'exprimer la distribution de matière $\rho(\Psi)$ en fonction du potentiel de gravitation et intégrer analytiquement ou numériquement l'équation d'Eddington.

3.1.1 Modèle standard du halo de matière sombre

L'observation des courbes de rotation des galaxies spirales indique que le profil de densité du halo de matière sombre évolue tel que : $\rho(r) \propto 1/r^2$. En effet, avec un tel profil de densité, on peut montrer que la vitesse de rotation est constante en fonction de la distance galacto-centrique r . Si l'on suppose de plus que le tenseur de dispersion de vitesse est isotrope, alors la solution de l'équation d'Eddington est une distribution de Maxwell-Boltzmann caractérisée par la distribution de vitesses suivante :

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\vec{v}^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (3.6)$$

avec σ_v la dispersion de vitesses des particules de matière sombre. En utilisant l'équation de l'équilibre hydrostatique [119], on peut montrer que la dispersion de vitesse est reliée à la vitesse de rotation asymptotique $v_{c,\infty}$ telle que : $\sigma_v = v_{c,\infty}/\sqrt{2}$. Généralement, on suppose que cette vitesse asymptotique est déjà atteinte au niveau du rayon du système solaire, impliquant alors que

1. La constante ϕ_0 est choisie telle que $f(\mathcal{E}) \geq 0$ uniquement si $\mathcal{E} \geq 0$

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

Paramètre astrophysique	Valeur standard
ρ_0	0,3 GeV/c ² /cm ³
v_0	220 km/s
σ_v	$v_0/\sqrt{2} \approx 155$ km/s
R_0	8 kpc
v_{esc}	650 km/s

TABLE 3.1 – Valeurs des paramètres astrophysiques associés au modèle standard du matière sombre.

$v_{c,\infty} = v_0$ la vitesse de rotation du système Solaire autour du centre galactique [120]. L'inconvénient de ce modèle est qu'il prédit une extension du halo de matière sombre à l'infini et une masse totale infinie. De plus, ce type de modèle prédit l'existence d'une distribution de vitesses qui s'étend également jusqu'à l'infini. Ce problème peut être évité en utilisant le modèle de King [119, 120, 121] qui correspond à une distribution maxwellienne modifiée avec un profil de densité qui s'annule pour un certain rayon. Une autre solution consiste à imposer de manière *artificielle* une vitesse maximale que peuvent avoir les particules WIMP pour les considérer comme liées au halo. Cette vitesse maximale, appelée vitesse d'échappement v_{esc} , est donnée par la condition $\mathcal{E} = 0$ au rayon du système Solaire. On obtient alors

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{2|\Psi(R_0)|} \quad (3.7)$$

avec R_0 le rayon galacto-centrique du système Solaire.

En résumé, le modèle standard du halo est caractérisé par une distribution de vitesses maxwellienne et isotrope avec les valeurs des paramètres astrophysiques listées dans le tableau 3.1.

Bien qu'il existe des profils de densité qui reproduisent mieux les résultats observés par les simulations à N-corps (voir section 3.2.1), le modèle standard du halo de matière sombre est utilisé par toutes les expériences de détection directe pour l'établissement des limites d'exclusion. Les tensions existantes entre les résultats des différentes expériences de détection directe peuvent être atténuées en invoquant des modèles de halo différents d'une sphère isotherme et isotrope (voir [60] par exemple). Il est donc important de considérer des modèles de halo non standards permettant de prendre en compte des distributions anisotropes et qui ne soient pas nécessairement des solutions stationnaires. Soulignons d'ailleurs que ceci est d'autant plus pertinent dans le cadre de la détection directionnelle qui, grâce à sa mesure de la direction des reculs, va pouvoir contraindre les propriétés du halo galactique (voir chapitre 6).

3.1.2 Modèle de profil général

Les récentes simulations à N-corps (voir section 3.2), ont montré que les halos de matière sombre sont caractérisés par un profil de densité avec deux pentes différentes. La première dans la région centrale est comprises entre 0 et 2 alors que la seconde, à grand rayon, est généralement comprise entre 2 et 3. Kravtsov et *al.* [122] ont postulé l'existence d'un profil général de halo tel que :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/r_s)^\gamma (1 + (r/r_s)^\alpha)^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (3.8)$$

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

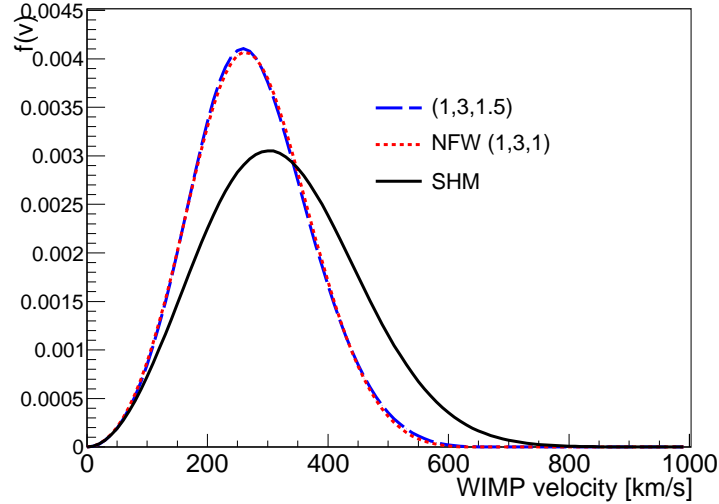


FIGURE 3.1 – Distribution du module de vitesse dans le référentiel terrestre dans le cas de la sphère isotherme (en noir), du profil NFW ($\alpha = 1$, $\beta = 3$, $\gamma = 1$) avec $r_s = 20$ kpc (rouge) et du profil ($\alpha = 1$, $\beta = 3$, $\gamma = 1, 5$) avec $r_s = 28$ kpc (bleu). Les distributions ont été calculées en considérant $R_0 = 8$ kpc.

où r_s est le facteur d'échelle du halo, les indices γ et β correspondent aux indices de pente dans les cas $r \ll r_s$ et $r \gg r_s$ respectivement. Enfin, l'indice α correspond à l'allure de $\rho(r)$ lors du changement de pente ($r \approx r_s$). Avec le jeu de paramètres (1,3,1) on retrouve le profil universel de Navarro, Frenk et White qui permet d'effectuer un excellent ajustement des profils de densité des halos entre $3 \times 10^{11} M_\odot$ et $3 \times 10^{15} M_\odot$ [123] avec M_\odot la masse du Soleil. Les résultats des simulations de Moore et *al.* présentent des profils plus piqués aux petits rayons, que l'on caractérise de *cuspy*, tel que $\gamma = 1, 5$ [124].

En utilisant l'équation d'Eddington et de Poisson, il est possible de retrouver la distribution locale de vitesses $f(\vec{v})$. L'expression de la distribution $f(\mathcal{E})$ pour quelques jeux de paramètres (α, β, γ) est donnée dans [125]. La figure 3.1 présente la distribution de vitesses des particules WIMP dans le référentiel terrestre, calculée pour quatre modèles de halo : (1,3,1,5) avec $r_s = 28$ kpc en bleu², NFW avec (1,3,1) et $r_s = 20$ kpc en rouge et la sphère isotherme (SHM) en noir. Les valeurs de $r_s = 20$ kpc et $r_s = 28$ kpc proviennent des résultats des simulations présentées dans [126, 127]. On constate alors que les profils de vitesses prévus par les simulations N-corps présentent des vitesses moyennes $\langle v \rangle \approx 260$ km/s plus petites que celle prévue par le modèle standard de la sphère isotherme $\langle v \rangle \approx 300$ km/s. Cela vient du fait que les simulations observent des décroissances du profil de densité plus rapides ($\rho(r) \propto 1/r^3$) à grand rayon. On remarque également que la différence entre les modèles NFW et Moore est très faible, ce qui s'explique par le fait que l'allure de la distribution de vitesses des particules WIMP est principalement liée à l'allure du profil de densité au-delà du rayon du système Solaire [128]. Contrairement à certaines expériences de recherche indirecte de matière sombre, les expériences de détection directe sont très peu sensibles aux variations du profil $\rho(r)$ proche du centre galactique.

2. Notons que ce profil de halo est très proche de celui proposé par Moore et *al.* [124] (1.5,3,1.5).

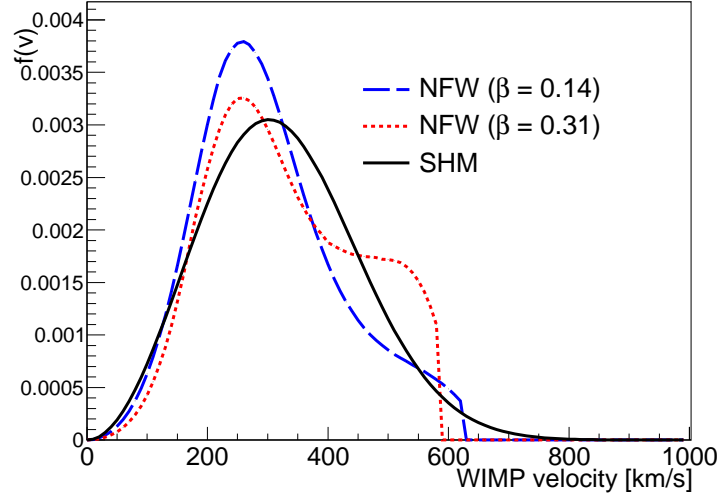


FIGURE 3.2 – Distribution du module de vitesse dans le référentiel terrestre dans le cas de la sphère isotherme (en noir), du profil NFW avec $\beta = 0,31$ (rouge) et du profil NFW avec $\beta = 0,14$ (bleu). Les distributions ont été calculées en considérant $R_0 = 8$ kpc et $r_s = 20$ kpc.

On en conclut alors que la variation en $1/r^3$ du profil de densité peut amener à une diminution du taux d'événements mesuré par rapport au profil en $1/r^2$ du modèle standard. En effet, la vitesse moyenne des particules WIMP étant plus petite dans les cas NFW et Moore, le flux de WIMP entrant dans le détecteur sera moins important.

3.1.3 Modèle d'Osipkov Meritt

Les modèles étudiés jusqu'à présent présentent un tenseur de dispersion de vitesses isotrope. Dans le cas où l'on considère une distribution de vitesses anisotrope, on peut montrer que la distribution des WIMP dans l'espace des phases peut s'écrire sous la forme $f(\mathcal{E}, L)$ [119] avec L le moment angulaire total. Les modèles d'Osipkov-Meritt font l'hypothèse que l'énergie relative \mathcal{E} et le moment angulaire L sont reliées via une unique variable \mathcal{Q} telle que [129, 130, 119] :

$$\mathcal{Q} = \mathcal{E} - \frac{L^2}{2r_a^2} \quad (3.9)$$

où la constante r_a correspond au rayon d'anisotropie. De la même manière que dans le cas d'une distribution isotrope, on a la condition $f(\mathcal{Q}) = 0$ si $\mathcal{Q} \leq 0$. Dans le cas le plus général, le paramètre d'anisotropie β est défini comme suit [119] :

$$\beta = 1 - \frac{\sigma_\phi^2 + \sigma_\theta^2}{2\sigma_r^2} \quad (3.10)$$

avec σ_θ et σ_ϕ les composantes de la dispersion tangentielle σ_t et σ_r la dispersion radiale des vitesses. Dans un tel modèle, la dispersion radiale est différente de la dispersion tangentielle dont les

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

deux composantes sont égales entre elles et le paramètre d'anisotropie (β) peut se mettre sous la forme [119, 120] :

$$\beta(r) = \frac{r^2}{r^2 + r_a^2} \quad (3.11)$$

On constate que l'anisotropie de la distribution de vitesses augmente avec le rayon r . Le calcul de la fonction de distribution dans l'espace des phases se fait en résolvant les équations d'Eddington et de Poisson en considérant l'expression $\rho_{\mathcal{Q}}(r)$ du profil de densité tel que [129, 130, 119] :

$$\rho_{\mathcal{Q}}(r) = \left(1 + \frac{r^2}{r_a^2}\right)\rho(r) \quad (3.12)$$

Des solutions semi-analytiques de $f(\mathcal{Q})$ dans le cas d'un profil NFW et pour différentes valeurs du rayon d'anisotropie r_a sont données dans [125].

Dans la suite, on considère les paramétrisations des modèles d'Ospikiv-Meritt proposés dans [131] et [132]. La figure 3.2 présente les distributions de vitesses obtenues dans les cas : NFW ($\beta(R_0) = 0, 14$) en bleu, NFW ($\beta(R_0) = 0, 31$) en rouge et le modèle standard (SHM) en noir. Pour obtenir les distribution associées au modèle NFW, on a considéré $r_s = 20$ kpc, $r_a = (20, 12)$ kpc et la distance galactocentrique du système Solaire $R_0 = 8$ kpc. On voit qu'en augmentant l'anisotropie, on fait apparaître une seconde population de particules de matière sombre plus rapides. Cela induit ainsi l'apparition d'un épaulement dans les distributions NFW, qui est d'avantage visible dans le cas $\beta(R_0) = 0, 31$. Cette seconde population de WIMP plus rapides provient de l'anisotropie radiale, impliquant une plus grande dispersion de vitesses, et donc une plus grande vitesse moyenne, des WIMP selon cet axe. Comme présenté dans [99], cela va étirer la distribution angulaire du flux de WIMP selon la direction \hat{x} . Le second impact de cette anisotropie radiale est la possibilité d'augmenter le taux d'événements WIMP attendu par rapport au cas isotrope car la vitesse moyenne des WIMP est plus importante.

3.1.4 Modèle de halo triaxial

Dans le cas général, il n'y a pas nécessairement une relation unique entre le profil de densité et la distribution dans l'espace des phases. L'équation d'Eddington n'a alors pas de solution exacte. La méthode introduite par Jeans [119] est de chercher des solutions approchées en calculant les moments de l'équation de Boltzmann sans collisions :

$$\frac{\partial(\rho\langle v_j \rangle)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\langle v_i v_j \rangle)}{\partial x_i} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial x_j} = 0 \quad (3.13)$$

On obtient alors un système de trois équations avec six inconnues qui sont les trois $\langle v_i \rangle$ et les trois $\langle v_i v_j \rangle$. Cependant, on peut encore simplifier l'équation de Jeans (3.13) en faisant des hypothèses sur l'alignement des vitesses, c'est-à-dire, en se plaçant dans un repère pour lequel $\langle v_i v_j \rangle = 0$ pour $i \neq j$. En effet, le tenseur de dispersion de vitesse étant symétrique, il existe nécessairement une base dans laquelle ce dernier est diagonal. En faisant l'hypothèse que ce dernier est diagonal dans la base $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ du repère en coordonnées galactiques, la distribution de vitesses peut être approximée par [120] :

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(8\pi^3)^{1/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{v_y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{v_z^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad (3.14)$$

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

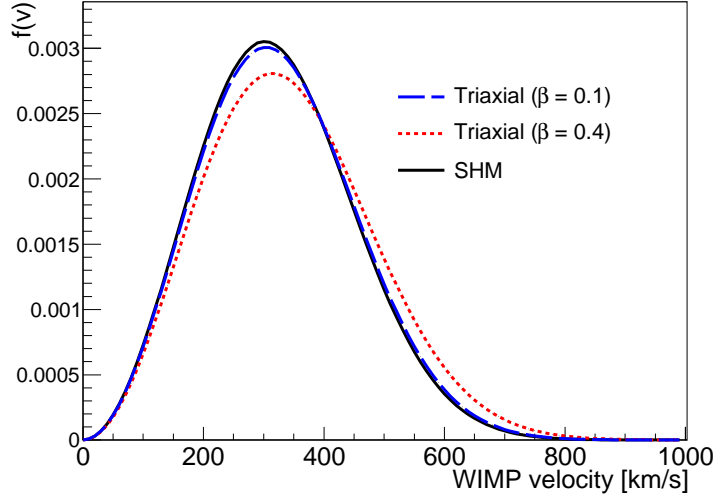


FIGURE 3.3 – Distribution du module de vitesse dans le référentiel terrestre dans le cas de la sphère isotherme (en noir), d'un halo triaxial avec $\beta = 0,4$ (rouge) et d'un halo triaxial avec $\beta = 0,1$ (bleu). Les valeurs de p , q et γ choisies sont $(0,9; 0,8; -1,33)$ et $(0,7; 0,72; -1,39)$ dans le cas où le Soleil se trouve sur l'axe majeur du halo.

On obtient donc une distribution de vitesses sous la forme d'une gaussienne multivariée. N. W. Evans *et al.* ont montré que ce type de distribution de vitesses peut être associé à un potentiel sous la forme ellipsoïde tel que [133] :

$$\Psi(x, y, z) = -\frac{1}{2}v_0^2 \ln(x^2 + y^2/p^2 + z^2/q^2) \quad (3.15)$$

où p et q sont des constantes satisfaisant la condition $q^2 \leq p^2 \leq 1$ et qui sont reliés aux rapport d'axes. Le profil de densité correspondant à ce potentiel est également de la forme $\rho(r) \propto 1/r^2$ et permet donc de reproduire des courbes de rotation plates. Ce modèle correspond donc à une généralisation triaxiale de la sphère isotherme. Il a été initialement étudié par N. W. Evans *et al.* [133] qui ont constaté que dans un tel cas, les vitesses sont alignées sous la forme d'ellipses. Ainsi, en utilisant un système de coordonnées coniques, ils ont pu résoudre le système d'équations de Jeans afin de déterminer les expressions des différentes dispersions de vitesses en fonction des paramètres p et q et du facteur d'anisotropie γ . Les paramétrisations des dispersions de vitesses en fonction des rapports d'axe du halo sont données dans [133].

Contrairement au cas des modèles de Osipkov-Meritt, les trois composantes de la dispersion de vitesses $\sigma_{x,y,z} \equiv \sigma_{r,\phi,\theta}$ peuvent être différentes [133]. Ainsi, $\beta < 0$ correspond à une anisotropie tangentielle et $\beta > 0$ correspond à une anisotropie radiale.

La figure 3.3 représente les distributions de vitesses dans les cas : triaxial ($\beta = 0,1$) en bleu, triaxial ($\beta = 0,4$) en rouge et le modèle standard du halo. Les deux modèles de halo triaxial correspondent au cas où le Soleil est sur le grand axe du halo avec la paramétrisation suivante : $(p = 0,72, q = 0,7, \gamma = -1,33)$ et $(p = 0,9, q = 0,8, \gamma = -1,39)$ respectivement [133]. Ces modèles correspondent à des dispersions de vitesses telles que $\{\sigma_x = 163,5 \text{ km/s}; \sigma_y = 158,5$

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

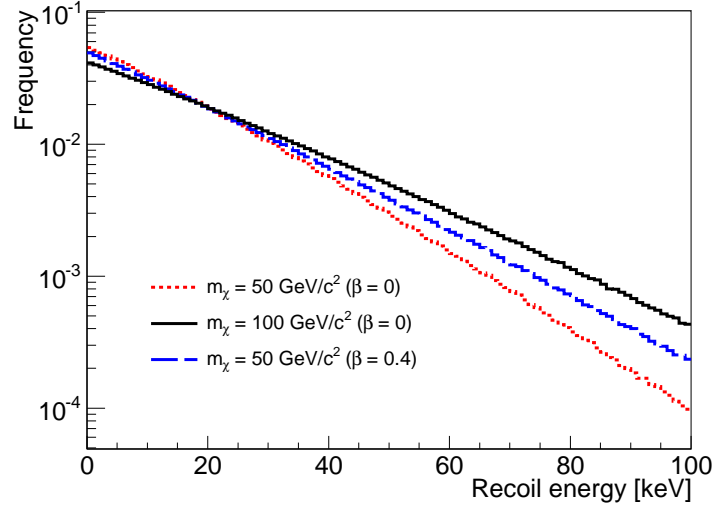


FIGURE 3.4 – Spectre en énergie dR/dE_r normalisés à l'unité dans les cas d'une distribution de vitesses sous la forme d'une gaussienne multivariée avec : $m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2$ et $\beta = 0$ (rouge), $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ et $\beta = 0$ (noir) et $m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2$ et $\beta = 0,4$ (bleu). On a considéré un noyau cible de fluor 19.

km/s ; $\sigma_z = 152,6 \text{ km/s}$; } et $\{\sigma_x = 200 \text{ km/s}$; $\sigma_y = 169 \text{ km/s}$; $\sigma_z = 140 \text{ km/s}$; }. Pour que le halo de matière sombre soit stable et donc physiquement viable, il faut que chaque dispersion de vitesses satisfasse la condition $\sigma_i/3 < \sigma_j < 3\sigma_i$ [133, 132].

La figure 3.3 nous montre que la vitesse moyenne des particules de matière sombre augmente avec l'anisotropie et que la distribution est plus homogène que dans le cas des modèles d'Osipkov-Meritt. Cela peut s'expliquer par le fait que, contrairement à ces derniers, le modèle triaxial est invariant d'échelle et donc n'impose pas de variation brutale de l'anisotropie avec le rayon r . Il est important de souligner qu'avec des paramétrisations différentes on peut avoir des distributions de vitesses d'avantage éloignées de celle du modèle standard de halo [99].

Ce modèle de halo est particulièrement intéressant au regard des récents résultats provenant des simulations à N corps. En effet, ces dernières semblent favoriser un modèle de halo caractérisé par une distribution de vitesses proche d'une gaussienne multivariée avec une anisotropie radiale ($\beta > 0$) (voir section 3.2).

3.1.5 Influence du modèle sur la détection directionnelle

Le signal associé à la détection de matière sombre est lié au modèle de halo et à sa distribution de vitesses que l'on va pouvoir sonder grâce à la détection directionnelle. Ainsi, on se propose de discuter l'évolution du spectre doublement différentiel $d^2R/dE_r d\Omega_r$ avec l'anisotropie de la distribution de vitesses et la masse de la particule WIMP. Cela va nous permettre d'illustrer le potentiel d'identification de la matière sombre d'un futur détecteur directionnel tel que celui proposé par la collaboration MIMAC.

Par la suite, nous considérerons un modèle de halo triaxial. Ce modèle permet d'estimer les moments d'ordre deux de l'équation de Maxwell-Boltzmann et d'en déduire un estimateur de l'aniso-

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

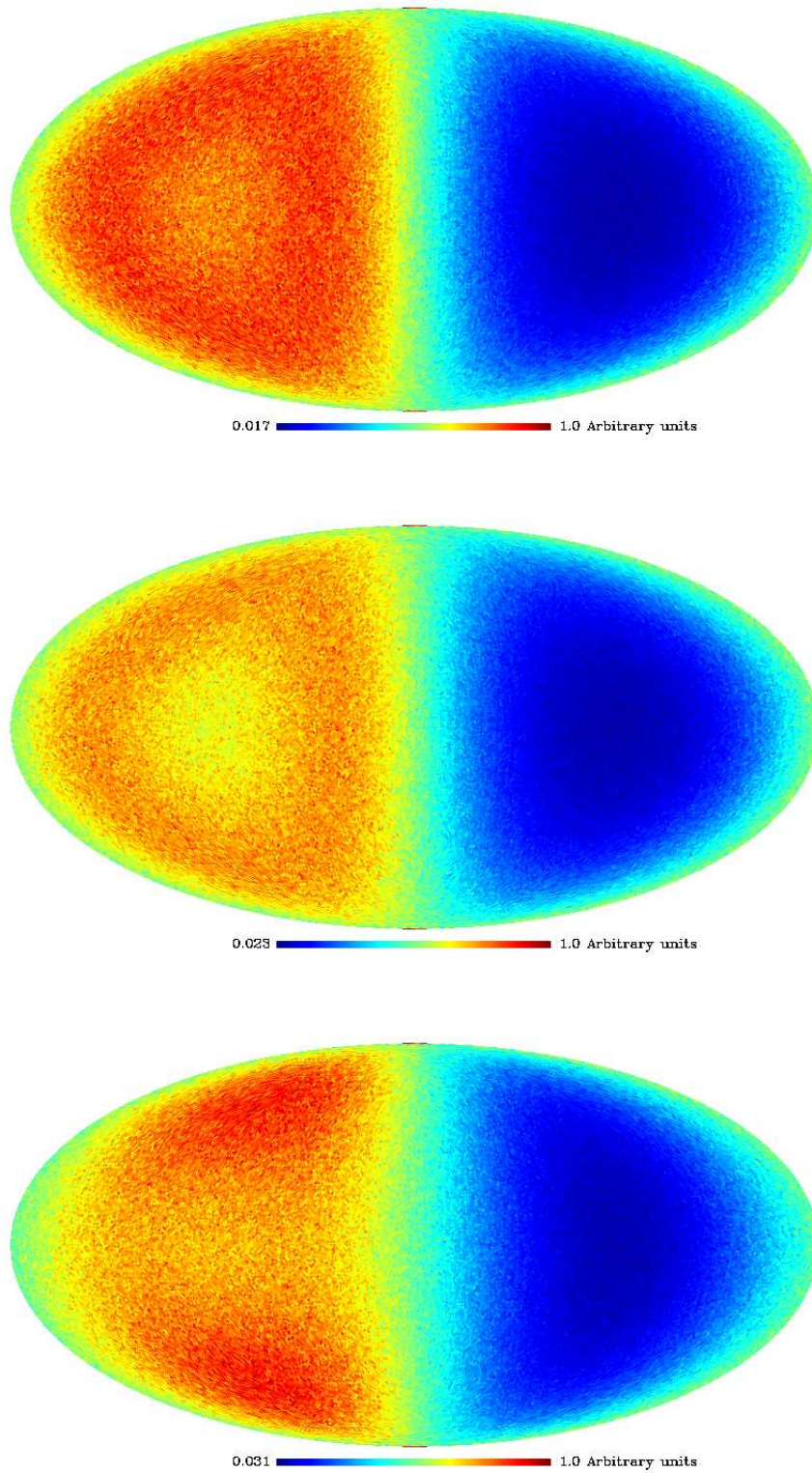


FIGURE 3.5 – Distribution angulaire des reculs de fluor 19 en coordonnées galactiques pour une énergie de recul fixée $E_r = 5$ keV dans les cas : $m_\chi = 50$ GeV/c² et $\beta = 0$ (haut), $m_\chi = 100$ GeV/c² et $\beta = 0$ (milieu) et $m_\chi = 50$ GeV/c² et $\beta = 0,4$ (bas).

3.1 Modélisation d'un halo de matière sombre

proprie de la distribution de vitesse. Sa transformée de Radon dans le référentiel du laboratoire est est donnée par [53] :

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{r}) = \frac{1}{(2\pi \hat{r}^T \boldsymbol{\sigma}_v^2 \hat{r})^{1/2}} \exp \left[-\frac{[v_{\min} - \hat{r} \cdot \vec{v}_{\odot}]^2}{2\hat{r}^T \boldsymbol{\sigma}_v^2 \hat{r}} \right] \quad (3.16)$$

où $\boldsymbol{\sigma}_v = \text{diag}[\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z]$ est le tenseur des dispersions de vitesses, supposé diagonal dans la base du repère galactique $\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$. En utilisant l'expression du spectre doublement différentiel $d^2R/dE_r d\Omega_r$ de l'équation (3.16), on peut calculer les distributions en énergie de recul (E_r) et angulaire (Ω_r) des événements WIMP.

En considérant un noyau cible de Fluor 19, on a représenté sur les figures 3.4 et 3.5 les spectres en énergie et en direction pour trois configurations différentes : ($m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2, \beta = 0$), ($m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2, \beta = 0$) et ($m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2, \beta = 0, 4$). Pour les distributions angulaires, nous avons fixé l'énergie de recul à $E_r = 5 \text{ keV}$ afin de mieux apprécier les différences entre les cas $\beta = 0$ et $\beta = 0, 4$.

La figure 3.4 présente les spectres en énergie de recul pour les trois cas énoncés ci-dessus. On constate qu'en augmentant la masse de la particule WIMP, on a accès à des énergies de recul plus importantes expliquant alors la différence de pente entre ($m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2, \beta = 0$) et ($m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2, \beta = 0$). Cependant, en conservant une masse de $50 \text{ GeV}/c^2$ et en considérant un modèle anisotrope avec $\beta = 0, 4$, on parvient également à avoir accès à des énergies de reculs plus importantes. Cela se comprend avec l'allure de la distribution de vitesse illustrée à la figure 3.3 qui présente une vitesse moyenne plus importante que dans le cas isotrope. Une anisotropie dans la distribution de vitesses pourrait donc être interprétée comme une masse de particule WIMP plus importante dans l'hypothèse du modèle standard du halo. Il existe donc une importante dégénérescence entre les paramètres de la distribution de vitesse $\boldsymbol{\sigma}_v$ et les propriétés de la particule WIMP. Cet effet a déjà été souligné par A. M. Green, qui a montré qu'une mauvaise hypothèse sur le modèle de halo implique une estimation biaisée de la masse et de la section efficace de la particule [134].

L'intérêt de l'ajout de l'information sur la direction des reculs nucléaires est illustré sur la figure 3.5. Elle présente les distributions angulaires des reculs de fluor pour une énergie de recul fixée à $E_r = 5 \text{ keV}$ pour les cas : ($m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2, \beta = 0$) en haut, ($m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2, \beta = 0$) au milieu et ($m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2, \beta = 0, 4$) en bas. Sur les cartes d'en haut et du milieu, on voit clairement apparaître la forme d'un anneau due à la cinématique de la collision élastique [135]. Cette forme d'anneau est d'autant plus visible que la masse de la particule WIMP est grande. Grâce à la figure 3.5 (bas), on voit que l'ambiguïté entre les dispersions de vitesses et la masse de la particule WIMP existant dans le cas de la mesure de dR/dE_R seule, peut être levée. En effet, la distribution angulaire figure 3.5 (bas) est clairement différente de celle montrée sur la figure 3.5 (milieu) due à l'anisotropie radiale de $\beta = 0, 4$ considérée. Ainsi, on comprend que la détection directionnelle va permettre de contraindre les paramètres de la distribution de vitesse $f(v)$, via les dispersions ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$), et les propriétés de la particule WIMP (m_χ, σ_p) simultanément. Cela permet d'éviter toutes estimations biaisées des propriétés de la matière sombre (voir chapitre 6).

3.2 Sous-structures du halo galactique

Tous les modèles de halo que nous avons considéré précédemment font l'hypothèse forte que la distribution des particules WIMP dans l'espace des phases a atteint sa solution stationnaire. Cependant, la structure de notre halo dépend fortement de l'histoire de sa formation. En effet, ce dernier s'est formé à partir de l'accrétion de plus petites structures, comme des galaxies naines³, que l'on appelle sous-halo. Ces derniers perdent leur masse (matière) au bénéfice du halo principal, par des processus de friction et de force de marée due à l'attraction gravitationnelle. Lors de leur passage dans le champ gravitationnel du halo principal, les sous-halos peuvent créer des courants de matière sombre et d'étoiles. C'est notamment le cas du courant de marée du Sagittaire, provenant d'une galaxie naine satellite de la Voie Lactée, que nous discuterons à la section 3.2.4. Ces mêmes sous-halos correspondant à des sur-densités de matière sombre, représentent d'excellentes sources d'annihilation de matière sombre et sont donc d'un grand intérêt pour les expériences de détection indirecte [43]. En raison des forces de marée intenses dues au champ gravitationnel proche du centre galactique, il est très peu probable que ces sous-structures de densité puissent contribuer de manière significative à la densité de matière sombre locale [137]. L'intégralité de leur matière aurait été arrachée au profit du halo de notre Galaxie. L'hypothèse d'une distribution continue de matière sombre au voisinage du système solaire semble ainsi être validée. Cependant, cela n'implique pas que des sous-structures en vitesse locale n'existe pas.

Les particules provenant des sous-halos finissent par se thermaliser et se lier gravitationnellement au halo hôte, par un phénomène de relaxation [24]. Ainsi, la matière accrétée il y a suffisamment longtemps va présenter une distribution homogène dans l'espace des phases et à l'équilibre. A contrario, celle provenant d'accrétion plus tardive, *i.e.* qui n'est pas encore à l'équilibre, va impliquer la présence de sous-structures dans la distribution dans l'espace des phases. Les sous-structures principales que nous discuterons dans cette section sont le disque de matière sombre, les débris d'accrétion et le courant de matière sombre provenant de la galaxie naine Sagittarius. Nous finirons par une discussion sur l'influence de ces différentes sous-structures sur la détection directionnelle.

3.2.1 Principe des simulations à N corps

Les simulations cosmologiques ont pour but de reproduire l'évolution, et donc l'histoire, de la formation de notre Univers. Cependant, le calcul de l'évolution de fluide de matière (baryonique ou sombre) fait appel à des résolutions d'équations différentielles hautement non linéaires. Ainsi, les simulations se basent sur le calcul de l'évolution de ce fluide où le potentiel gravitationnel est calculé à chaque intervalle temporel. Cela permet de faire évoluer les forces s'appliquant à chaque particule de la simulation. Il existe aujourd'hui plusieurs codes de simulation à N corps prenant en compte, ou non, la matière baryonique [24]. Dans le cas du code RAMSES, les particules de matière sombre et baryonique sont générées aléatoirement dans une boîte de l'ordre de 20 Mpc/h [138] selon des conditions initiales imposées par les mesures cosmologiques. Ces dernières sont fixées par les paramètres cosmologiques et la distribution de matière suit les mesures de la fonction de transfert de la matière (voir section 1.1). Cela permet alors de faire évoluer ces particules de matière dans un Univers numérique caractérisé par une même cosmologie que le nôtre. La difficulté des simulations N corps réside dans la capacité à suivre un grand nombre de particules. Différentes

3. On dénombre actuellement 22 galaxies naines satellites de la Voie Lactée [136]

3.2 Sous-structures du halo galactique

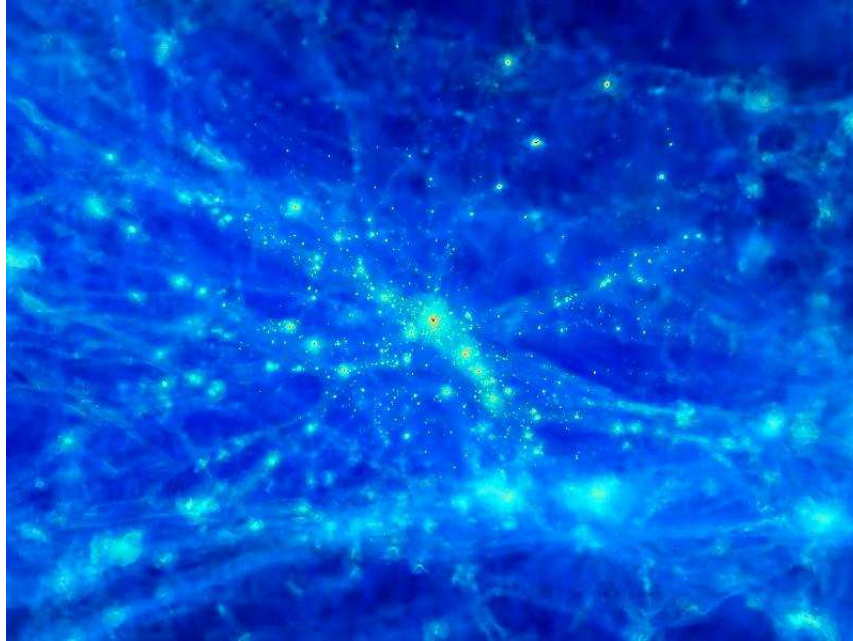


FIGURE 3.6 – *Agrandissement de la région de la boîte de la simulation dans laquelle se trouve au centre une galaxie de type Voie Lactée (en rouge). Figure extraite de [138].*

méthodes de résolution numériques existent et le lecteur intéressé est invité à consulter [139] pour plus d'information.

La figure 3.6 représente le résultat d'une simulation effectuée avec le code RAMSES [140] et présentée dans [138]. On y voit au centre une sur-densité (en rouge) représentant une galaxie ayant des propriétés très proches de celle de la Voie Lactée, que l'on étudiera par la suite (section 3.2.2). Cette simulation a été réalisée en considérant des masses de particules de matière sombre de $7,46 \times 10^5$ masses solaire⁴ en utilisant la paramétrisation du modèle cosmologique suivante : $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$, $\Omega_b = 0,045$ et la constante de Hubble $H_0 = 70$ km/s/Mpc. Le champ de matière gaussien initial à été généré en utilisant le modèle de la fonction de transfert de Eisenstein et Hu [141]. Le halo contient alors 842 768 particules de matière sombre et un rayon du viriel⁵ de 264 kpc correspondant à un halo d'une masse de $6,3 \times 10^{11} M_\odot$. Contrairement aux résultats concernant les débris d'accrétion présentés à la section 3.2.3, ce halo a été choisi pour son histoire d'accrétion particulièrement calme les 8 dernières milliards d'années [138]. Cela assure que les particules le constituant ont atteint un régime d'équilibre évitant alors la présence de sous-structures telles que les sur-densités et les courants de marée (section 3.2.4). La particularité de cette simulation est qu'elle permet également de prendre en compte l'effet de la présence des baryons. Cependant, la physique associée aux baryons est particulièrement complexe car elle nécessite la résolution des

4. La masse des particules est directement reliée à la résolution numérique de la simulation. Plus celles-ci sont légères, plus elle sont nombreuses.

5. Le rayon du Viriel correspond au rayon dans lequel les particules présentes sont considérées comme liées gravitationnellement. Il est défini comme le rayon à partir duquel la densité de matière est 200 fois plus importante que la densité critique de l'Univers.

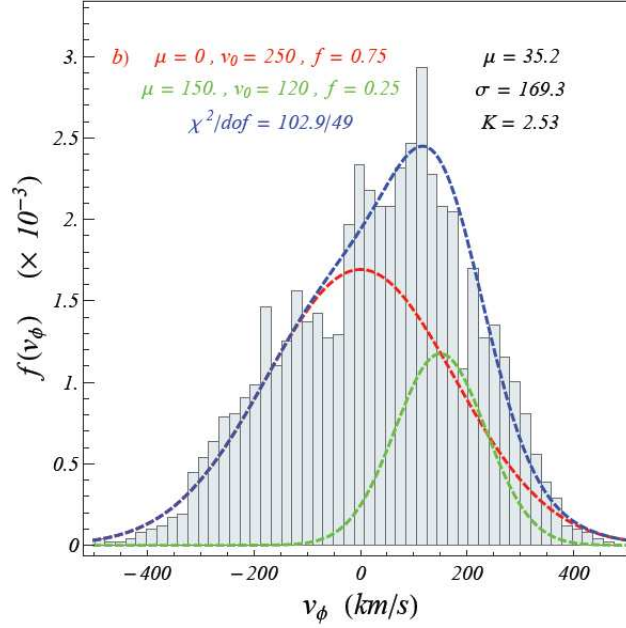


FIGURE 3.7 – Distribution de la vitesse v_ϕ , parallèle à l’axe (Oy) en coordonnées galactiques. Cette distribution a été obtenue en ne considérant que les particules de matière sombre entre 7 kpc et 9 kpc du centre galactique et à $|z| < 1$ kpc du plan du disque baryonique. Figure extraite de [138].

équations non linéaires de magnéto-hydrodynamique⁶. La galaxie présentée sur la figure 3.6 possède des caractéristiques très semblables à celles de la Voie Lactée, avec une fraction de masse baryonique de 15%. La densité de matière sombre locale ρ_0 est égale à $0,37 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$, proche de la valeur standard de notre Galaxie, obtenue par mesure de la dynamique stellaire (section 3.3). Il est intéressant de noter que la distribution de vitesses des particules de matière sombre obtenue dans cette simulation présente une allure de gaussienne multivariée avec une légère anisotropie radiale $\beta = 0,06$ dans le cas de particules ayant une distance au centre galactique comprise entre 7 kpc et 9 kpc. Ce résultat appuie alors le choix que nous avons effectué dans nos études phénoménologiques (voir chapitre 5 et 6) où nous avons considéré une distribution de vitesses des WIMP selon une gaussienne multivariée.

3.2.2 Le disque de matière sombre

Le disque de matière sombre est une sous-structure du halo qui a été observée dans les simulations N corps considérant les baryons [120], telle que celle présentée précédemment à la figure 3.6. En effet, la présence des baryons accélère le processus de relaxation du fluide de matière sombre lui permettant alors de converger plus rapidement vers une solution d’équilibre. Ainsi, les distributions de vitesses des particules de matière sombre à 8 kpc du centre galactique présentent une allure homogène proche des solutions thermodynamiques telles que la distribution de Maxwell-Boltzmann ou de Tsallis [138]. De plus, ces simulations ont mis en évidence le fait que le disque baryonique,

6. Il existe actuellement un débat dans la communauté de la simulation à N corps sur la robustesse de la simulation de la physique associée à la matière baryonique.

3.2 Sous-structures du halo galactique

composante importante du potentiel de gravité proche du centre galactique, a tendance à provoquer la création d'une sur-densité de matière sombre englobant ce dernier. Cette sur-densité est communément appelée disque sombre et il est généralement en corotation avec le disque baryonique [120].

La figure 3.7 présente la distribution de vitesses des particules de matière sombre dans le référentiel galactique, selon le vecteur directeur \hat{y} . Cette distribution correspond aux particules ayant une distance galactocentrique $7 \leq R \leq 9$ kpc et à $|Z| < 1$ kpc du plan du disque. On constate que la distribution $f(v_\phi)$ est très bien ajustée par la somme de deux gaussiennes. La première correspond aux particules du halo, avec une vitesse moyenne nulle et une dispersion $\sigma_v \approx 180$ km/s. La seconde gaussienne représente les particules du disque de matière sombre caractérisées par une vitesse de corotation $v_{\text{DD}} = 150$ km/s, une dispersion de vitesses de $\sigma_{\text{DD}} \approx 85$ km/s et une contribution à la densité locale de matière sombre de 25%. La distribution de vitesses dans le référentiel galactique $f_{\text{DD}}(\vec{v})$ associée au disque de matière sombre est généralement modélisée par une distribution de Maxwell-Boltzmann avec un tenseur de dispersion de vitesses isotrope [142, 120] telle que :

$$f_{\text{DD}}(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_{\text{DD}}^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\vec{v} - \vec{v}_{\text{DD}})^2}{2\sigma_{\text{DD}}^2}\right) \quad (3.17)$$

La dispersion de vitesse σ_{DD} des disques de matière sombre ont des valeurs comprises entre 50 km/s et 100 km/s indiquant que ces derniers sont plus froids que le halo de matière sombre. Actuellement, aucune observation n'a permis de mettre en évidence une possible présence d'un disque de matière sombre dans notre Galaxie. De plus, selon [120] la présence de disque de matière sombre nécessite que l'histoire de formation du halo de la galaxie ait été relativement calme. Ce qui est d'ailleurs en contradiction avec les résultats obtenus par les simulation N corps sans baryons qui ont des meilleures résolutions [137, 143]. La contrainte la plus forte sur la présence d'un disque de matière sombre vient de la mesure de la courbe de rotation de la Voie Lactée et de la densité surfacique du disque baryonique [120]. En effet, ces dernières sont sensibles à la contribution totale du halo et du disque sombre proche du centre galactique. Pour être en accord avec les mesures de la dynamique stellaire, le disque sombre ne doit pas contribuer à plus de 50% de la densité locale [144], sachant que ces mêmes mesures sont très bien ajustées sans présence de disque sombre [120].

Du fait de sa corotation avec le disque de matière baryonique, et donc notre système solaire, le disque de matière sombre risque de diminuer l'aspect directionnel du signal WIMP attendu. Cependant, comme nous le discuterons à la section 3.2.5, ayant une dispersion de vitesses de l'ordre de $\sim 50 - 100$ km/s et une vitesse relative au système solaire faible ~ 50 km/s, il ne va que très faiblement contribuer au nombre d'événements WIMP observés.

3.2.3 Les débris d'accrétion

En utilisant les résultats de la simulation à N corps Via Lactea II [145], M. Lisanti et D. N. Spergel ont observé pour la première fois, la présence d'une nouvelle classe de sous-structures, nommés "débris d'accrétion" [146]. Via Lactea II est un des codes de simulation, ne considérant que des particules de matière sombre, ayant la meilleur résolution. Il a permis d'étudier un halo galactique similaire à celui de notre Galaxie avec un milliard de particules de masse $4,1 \times 10^3 M_\odot$ contenus dans un volume de 40 Mpc. La simulation a été réalisée en considérant un modèle de cosmologie standard et permet d'étudier l'évolution de la formation de la galaxie à partir d'un redshift

3.2 Sous-structures du halo galactique

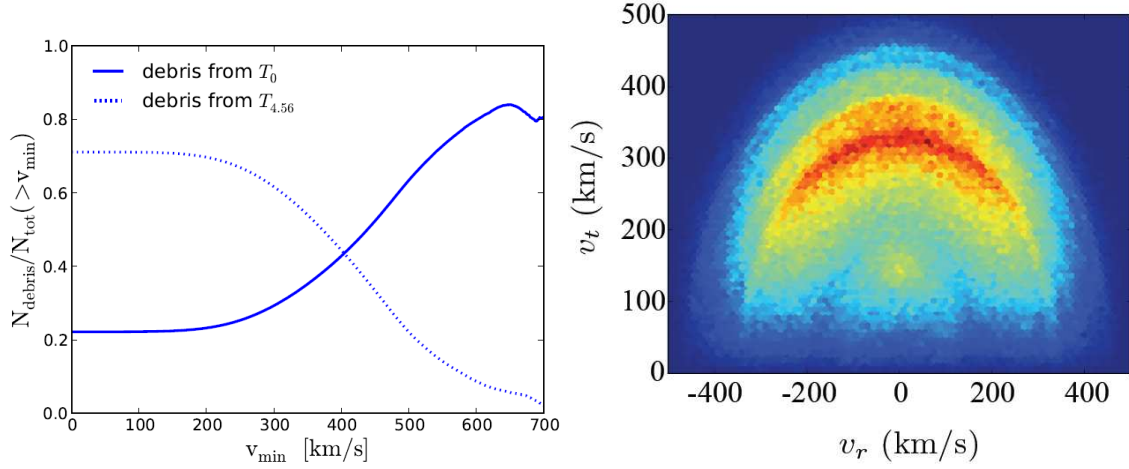


FIGURE 3.8 – Gauche : Fraction de débris d’accrétion par rapport au nombre total de particules de matière sombre entre 7,5 kpc et 9,5 kpc du centre galactique et ayant une vitesse supérieure à v_{min} dans le référentiel galactique. La figure représente l’évolution de deux familles de débris : “anciens” $T_{4.56}$ qui sont en équilibre à $z = 0$ et “récents” T_0 qui ne sont pas encore virialisés à $z = 0$. Droite : Distribution dans le plan des vitesses radiale et tangentielle dans le référentiel galactique des débris issus de la population T_0 . Figures extraites de [143].

$z = 104,3$ jusqu’à aujourd’hui. Grâce à son excellente résolution, Via Lactea II permet d’être sensible à la formation d’un grand nombre de sous-halos et de courant de matière sombre.

Les débris d’accrétion sont une forme de sous-structure créées par l’accrétion, par force de marée, d’un grand nombre de sous-halos satellites du halo hôte. Lors de leurs orbites autour du halo principal, les halos satellites vont chuter dans le potentiel gravitationnel de ce dernier et perdre leur masse au profit du halo principal. Les débris d’accrétion correspondent donc à des particules de matière sombre provenant d’un halo satellite qui sont désormais liées gravitationnellement au halo principal. Le processus de création des débris d’accrétion est tout à fait similaire à celui des courants de marée, à la différence que ces derniers sont caractérisés par une distribution spatiale très localisée (section 3.2.4). En effet, les débris d’accrétion possèdent une distribution spatiale tout à fait homogène dans la région centrale de la galaxie [143].

Les débris d’accrétion sont issus de courants de marée très anciens dans l’histoire de la formation de la galaxie, ayant effectué un nombre suffisant d’orbites dans le champ gravitationnel du halo principal. Ils correspondent à l’étape intermédiaire entre le courant de marée, qui est issu de la chute récente d’un satellite dans le potentiel gravitationnel du halo principal, et les particules de matière sombre qui sont en équilibre. Ainsi, les débris d’accrétion suffisamment anciens seront aujourd’hui en équilibre et ne correspondront plus à des sous structures de la distribution de vitesses des particules de matière sombre du halo. M. Lisanti et *al.* ont montré que plus de 57% des débris d’accrétion présent dans la galaxie à $z = 0$ proviennent de sous-halos ayant une masse supérieure à $10^9 M_{\odot}$ et qui ont commencé leur “fusion” avec la galaxie hôte à un redshift autour de $z = 2$ [143]. Cela s’explique par le fait que ces sous-halos ont d’autant plus de matière à fournir à la galaxie hôte s’ils sont très massifs et qu’ils ont eu le temps de la transférer en effectuant un grand nombre de passages (~ 20) dans le champ gravitationnel de la galaxie principale. Au total, selon

3.2 Sous-structures du halo galactique

les résultats de la simulation Via Lactea II présentés dans [143], les débris d'accrétion présents à $z = 0$ proviennent de plus de 20000 sous-halos différents qui ont commencé à se désagréger au profit du halo principal à partir d'un redshift de $z = 4, 56$.

La figure 3.8 (gauche) présente la contribution du nombre de particules issues de débris d'accrétion par rapport au nombre total de particules de matière sombre entre 7,5 kpc et 9,5 kpc et ayant une vitesse supérieure à v_{\min} dans le référentiel de la Terre. Les deux courbes représentent les débris anciens ($T_{4,56}$) qui aujourd'hui sont en équilibre et ceux qui ne le sont toujours pas et qui participent aux sous structures dans la distribution de vitesse (T_0). On voit qu'au total ($v_{\min} = 0$ km/s), à peu près 90% des particules de matière sombre présentes à ~ 8 kpc du centre galactique sont des débris d'accrétion, dont 70% d'anciens débris et 20% provenant de débris récents. Pour des vitesses v_{\min} plus importantes, on voit que les débris récents finissent par dominer la contribution à la matière sombre locale, jusqu'à atteindre 85% pour des vitesses $v_{\min} = 650$ km/s. On en déduit alors que la distribution de vitesse locale $f(\vec{v})$ des particules de matière sombre est dominée par celle des débris d'accrétion à partir de $v_{\min} \geq 400$ km/s.

La figure 3.8 (droite) présente la distribution de vitesses des particules issues des débris d'accrétion T_0 dans le référentiel du galactique sur le plan (v_r, v_t) , avec v_r la vitesse radiale et v_t la vitesse tangentielle. On voit qu'au premier ordre, la distribution de vitesses est très proche d'une distribution isotrope, bien qu'il existe une valeur de vitesse tangentielle minimale de ~ 50 km/s. On constate également que la distribution du module de vitesse est caractérisée par une faible dispersion et par une valeur moyenne de 340 km/s. Il est intéressant de noter que cette valeur de vitesse commune aux débris vient de la conservation de l'énergie totale, lors de la chute des sous halos dans le potentiel galactique [143]. Dans leur étude, M. Lisanti *et al.* ont alors proposé un modèle de distribution de vitesses dans le référentiel du halo associé aux débris d'accrétion $f_{\text{DA}}(\vec{v})$ tel que :

$$f_{\text{DA}}(\vec{v}) = \delta(|\vec{v}| - v_{\text{DA}}) \quad (3.18)$$

avec $v_{\text{DA}} = 340$ km/s, la vitesse des particules issues des débris d'accrétion. Ils ont donc fait l'hypothèse simplificatrice d'une distribution de vitesses isotrope et de module constant et égal à v_{DA} dans le référentiel du halo, qui s'avère être une approximation valable [143]. L'effet sur la directionnalité du signal de matière sombre dans le cas des débris d'accrétion va être minime [143]. En effet, les particules appartenant à ces débris ayant une vitesse comparable à celle de rotation du système solaire, on aura toujours un "vent de WIMP" provenant de la direction du Cygne. Les résultats de [143] montre que la distribution angulaire du flux dans le référentiel terrestre est quasi inchangée par rapport à un modèle de halo standard, bien que légèrement élargie.

3.2.4 Les courants de marée

Les courants de marée correspondent à un ensemble de particules de matière sombre et d'étoiles issu de la chute d'un sous halo satellite dans notre Galaxie. Ils ont la particularité de ne pas avoir eu le temps de se mélanger spatialement et dynamiquement au reste du halo. Généralement, ces courants de marée sont dits froids car leur dispersion de vitesses est faible. En effet, cette dernière est de l'ordre de $\sigma_{\text{str}} \sim 30$ km/s. Contrairement aux débris d'accrétion, les courants de marée sont inclus dans un volume relativement restreint et localisé. Le courant de marée provenant de la

3.2 Sous-structures du halo galactique

galaxie naine du Sagittaire satellite de la Voie Lactée, a été détectée pour la première fois par les expériences SDSS [147, 148] et 2MASS [149] qui ont observé la trainée d'étoiles de cette dernière lors de son passage dans le plan de notre Galaxie. Ils ont alors pu déterminer que le centre de cette trainée d'étoiles devrait passer à environ 2 kpc du système solaire. La largeur de ce courant est estimée à environ 6 kpc, indiquant alors une forte probabilité que nous soyons capables de détecter des particules de matière sombre provenant de ce dernier [150]. La distribution de vitesse $f_{\text{str}}(\vec{v})$ dans le référentiel galactique correspondant au courant de marée associé au Sagittaire est celle d'une distribution Maxwellienne telle que

$$f_{\text{str}}(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_{\text{str}}^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\vec{v} - \vec{v}_{\text{str}})^2}{2\sigma_{\text{str}}^2}\right) \quad (3.19)$$

avec $\vec{v}_{\text{str}} = \{0 \text{ km/s}; 69,9 \text{ km/s}; -291 \text{ km/s}\}$ en coordonnées galactiques et $\sigma_{\text{str}} = 30 \text{ km/s}$. Selon K. Freese et *al.* [150], la densité de matière sombre associée à ce courant de marée est comprise entre $0,001 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^{-3}$ et $0,08 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^{-3}$, impliquant alors une contribution entre 0,3% et 20% à la densité totale de matière sombre locale. Plus récemment, Vogelsberger et *al.* ont estimé à partir de simulation à N corps que la probabilité qu'un courant seul de matière sombre domine la densité locale de plus de 1%, est de 20% [137]. Il est important de noter également que la dispersion de vitesses $\sigma_{\text{str}} = 30 \text{ km/s}$ est une limite supérieure suggérée dans [150] et qu'une approximation classique de la distribution de vitesses des courants de marées est donnée par :

$$f_{\text{str}}(\vec{v}) = \delta(\vec{v} - \vec{v}_{\text{str}}) \quad (3.20)$$

Plus récemment, l'expérience SDSS [148, 151] a décelé la présence de plusieurs autres courants de marée dans notre Galaxie tels que Monoceros et Orphan. Les courants de marée de matière sombre ont également été observés dans les simulations à N corps [145, 137]. Cependant, selon ces mêmes simulations, la probabilité qu'un courant de marée parvienne à dominer la densité de matière sombre locale, *i.e.* dans le voisinage du système solaire, est inférieure à 1% [137].

À cause de leur distribution de vitesses sous la forme de courant ($\sigma_{\text{str}} = 30 \text{ km/s}$), ces derniers devraient être identifiables grâce à la détection directionnelle qui pourrait mettre en évidence l'existence d'un signal directionnel autre que celui du "vent de WIMP" attendu dans le cas d'un halo standard sans sous-structure [103, 152].

3.2.5 Effet des sous-structures sur la détection directionnelle

Après avoir discuté l'origine et les propriétés des trois sous structures principales potentiellement existantes dans notre Galaxie, on se propose d'étudier leur effet vis-à-vis de la détection directionnelle. En effet, chaque sous-structure est caractérisée par une certaine distribution de vitesses et une densité relative la rendant plus ou moins détectable par une expérience de détection directe.

La figure 3.9 représente les spectres en énergie de recul calculés à partir de simulations Monte Carlo de 10^6 événements WIMP provenant de chacune des structures : halo standard (noir), courant de marée du Sagittaire (bleu), disque sombre (violet) et débris d'accrétion (rouge). Ces spectres normalisés ont été simulés en considérant un noyau cible de fluor 19 et une masse de particule WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$. Il est important de noter que tous les spectres ont été normalisés à l'unité et que la densité relative des différentes composantes n'est pas considérée.

On constate qu'un détecteur ne sera sensible aux événements de matière sombre provenant du

3.2 Sous-structures du halo galactique

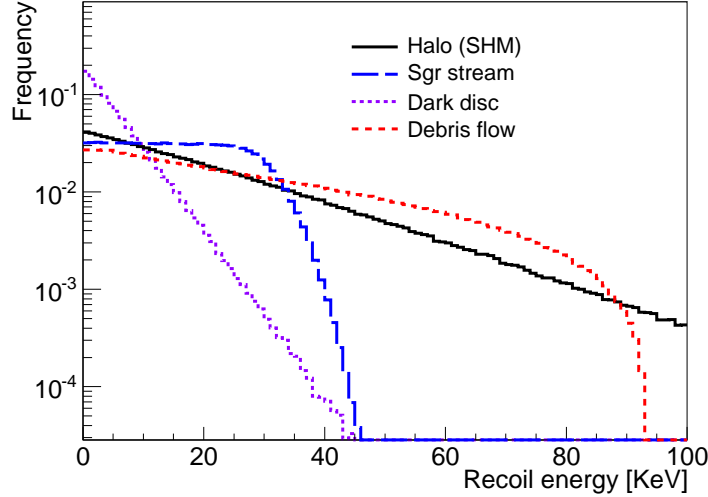


FIGURE 3.9 – Spectres en énergie de recul dans le cas d'un noyau cible de fluor 19, d'une masse de particule WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$ et dans les cas suivants : halo standard (noir), courant de marée du Sagittaire (bleu), disque sombre (violet) et débris d'accrétion (rouge).

disque de matière sombre que si le seuil en énergie de recul est suffisamment bas. De la même manière, le courant de marée ne pourra pas être détecté par un détecteur possédant un seuil en énergie supérieur à 50 keV (dans le cas où $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$). L'allure du spectre en énergie provenant du courant de Sagittaire s'explique par le fait que sa dispersion de vitesse est très faible. En effet, si cette dernière était exactement nulle, le spectre en énergie serait plat entre $E_r = 0 \text{ keV}$ jusqu'à l'énergie de recul maximale déterminée par la vitesse relative entre le courant de marée et la Terre. D'après la figure 3.9, on remarque avec intérêt que dans le cas d'un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$ et des énergies de recul comprises entre 50 keV et 90 keV , le taux d'événements attendu pourrait être constitué de particules WIMP du halo et des débris d'accrétion. En considérant alors les densités relatives de ces deux populations, comme présenté à la figure 3.8 (gauche), on en déduit qu'au delà de $E_r = 50 \text{ keV}$ (dans le cas $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$), le taux d'événement mesuré devrait être largement dominé par la présence des débris d'accrétion.

On en conclut qu'à cause de leur énergie maximale $\sim 50 \text{ keV}$ (dans le cas $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$) et de leurs densités relatives faibles, les sous-structures telles que le disque sombre et le courant de marée du Sagittaire, ne devraient influencer que de manière négligeable les expériences de détection directe. A contrario, les débris d'accrétion pourraient représenter la majeure partie des événements mesurés. Il est donc très important de considérer la présence éventuelle de ces derniers dans les futures analyses de détection directe. Il convient de souligner cependant que l'énergie seuil pour détecter des événements provenant de ces sous-structures dépend de la masse de WIMP considérée. Pour un WIMP de $10 \text{ GeV}/c^2$, on passe ainsi à un seuil de 10 keV .

Par rapport à la détection directionnelle, dans le cas peu probable où une importante contribution des événements mesurés provient d'un courant de marée, il devrait être possible d'établir la présence de ce dernier en analysant la direction moyenne des reculs mesurés, comme proposé dans [103]. Dans le cas des débris d'accrétion, cela risque d'être beaucoup plus difficile. En effet, du

fait de leur distribution de vitesses, la distribution angulaire des événements issus de cette sous structure devrait être quasi identique à celle obtenue dans le cas d'un modèle de halo standard [143]. Cela suggère le fait qu'il sera très difficile pour un détecteur directionnel de discriminer des événements issus du halo galactique de ceux venant des débris.

3.3 Les incertitudes astrophysiques

Il existe un grand nombre d'incertitudes concernant la forme exacte de la distribution de vitesse des particules de matière sombre à l'échelle locale. Cependant, la grande majorité des résultats des simulations à N corps montre que la solution d'une gaussienne multivariée correspond à une approximation raisonnable [120]. Ainsi, dans les études phénoménologiques présentées au chapitre 5 et 6, nous considérerons une distribution de vitesses sous la forme d'une gaussienne multivariée afin de prendre en compte d'éventuelles anisotropies (β). Nous n'avons considéré la présence d'aucune sous structures présentées précédemment, mais nous avons tenu compte d'un grand nombre d'incertitudes astrophysiques que nous allons présenter dans cette dernière section.

3.3.1 Densité locale de matière sombre ρ_0

Le taux d'événements WIMP est directement proportionnel au produit $\sigma_0 \times \rho_0$ où σ_0 représente la section efficace totale WIMP-noyau et ρ_0 correspond à la densité locale⁷ de matière sombre. Il est alors évident qu'une mauvaise estimation de ρ_0 affecte directement l'estimation de la section efficace d'interaction σ_0 . La valeur standard de la densité locale de matière sombre est $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ [153]. Pour permettre la comparaison entre les différentes expériences de détection directe, cette même valeur standard de ρ_0 est utilisée lors du calcul de limites d'exclusion. Cependant, il y a de nombreux débats sur la valeur exacte de ρ_0 et sur la pertinence du choix de sa valeur standard. En effet, des études récentes utilisant des techniques de mesures différentes ont obtenu les valeurs suivantes : $\rho_0 = 0,32 \pm 0,07 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ [154], $0,3 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ [155] et $0,39 \pm 0,03 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ [156]. Comme souligné par A. M. Green [120], certaines de ces valeurs ne sont pas compatibles entre elles. Cela témoigne de l'existence d'erreurs systématiques importantes provenant principalement de la modélisation du profil de densité de matière sombre $\rho(r)$. En effet, la valeur de ρ_0 est inférée de la comparaison entre un modèle de Voie Lactée et les observations de la dynamique stellaire telles que la vitesse de rotation, la dispersion de vitesses tangentielle et radiale et la densité surfacique du disque baryonique. Ainsi, selon le profil $\rho(r)$ considéré, NFW ou isotherme, la valeur de ρ_0 obtenue peut être très différente. Par exemple, S. Garbari *et al.* ont montré qu'avec un minimum d'hypothèses et en résolvant directement l'équation de Poisson et les équations de Jeans, la valeur de ρ_0 inférée de la dynamique stellaire peut varier d'un facteur 10 environ selon l'hypothèse d'une distribution isotherme ou non [157]. Ils ont alors souligné le fait qu'une mesure précise de la dispersion de vitesses verticale des étoiles du disque galactique devrait permettre d'obtenir une estimation non biaisée de la densité de matière sombre locale. Finalement, une méthode indépendante du modèle proposée par P. Salucci *et al.* a obtenu l'estimation $0,43 \pm 0,11 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ [158]. Cette dernière valeur est aujourd'hui reconnue comme étant la plus fiable [120]. Il est intéressant de remarquer que selon les simulations à N corps, voir section

7. au voisinage du Système solaire.

3.3 Les incertitudes astrophysiques

3.2.1, la valeur de la densité locale à 8 kpc du centre galactique peut varier jusqu'à environ 20% selon que l'on se trouve au niveau du disque galactique ou non (présence d'un disque sombre). Dans le chapitre 5, où nous estimerons le potentiel de découverte de la matière sombre avec un détecteur directionnel tel que celui proposée par la collaboration MIMAC, nous considérerons ρ_0 comme un paramètre de nuisance tel que :

$$\rho_0 = 0,3 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3 \quad (3.21)$$

3.3.2 Vitesse de rotation du système solaire v_0

Un second paramètre astrophysique qui doit être considéré avec attention est la vitesse de rotation du système solaire. Si l'on néglige sa composante propre, sa valeur standard est de $v_0 = 220 \pm 20$ km/s [153]. Cette dernière est obtenue à partir des mesures de la courbe de rotation de la Voie Lactée. Différentes mesures utilisant différentes techniques ont obtenus les valeurs suivantes : $v_0 = 254 \pm 16$ km/s [159], 236 ± 11 km/s [160], 221 ± 18 km/s [161] et 218 ± 7 km/s [162]. La mesure de v_0 se basant sur la dynamique stellaire, comme pour la mesure de ρ_0 , elle est légèrement dépendante du modèle. Il est intéressant de noter que le rapport v_0/R_0 est mieux contraint que les valeurs de v_0 et R_0 seules [120]. Ainsi, une estimation précise de R_0 , le rayon galacto-centrique du système solaire, est nécessaire afin d'en déduire une mesure de v_0 précise. La valeur standard de R_0 est de 8 kpc [153]. Cependant, de récentes mesures de la distance du système solaire au centre galactique montre qu'elle pourrait être plutôt proche de 8,5 kpc avec une barre d'erreur de l'ordre de 0,4 kpc [163, 164].

Il est important de noter que la valeur de v_0 influe sur le signal de matière sombre attendu dans les expériences de détection directe. En effet, plus celle-ci sera importante, plus le flux de WIMP dans le référentiel terrestre sera important impliquant alors un taux d'événements plus important. Il a été démontré dans [165] que l'effet des incertitudes sur la valeur de v_0 sur le potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel tel que MIMAC est négligeable (un facteur 0,2 à très basses masses $m_\chi = 20 \text{ GeV}/c^2$). Dans le chapitre 5, v_0 sera considéré comme un paramètre de nuisance tel que :

$$v_0 = 220 \pm 30 \text{ km/s} \quad (3.22)$$

3.3.3 Anisotropie de la distribution de vitesse β

Les récents résultats de simulations N corps tendent à favoriser un modèle de halo triaxial avec une distribution anisotrope de vitesses des WIMP. De plus, des observations du courant de marée associé à la galaxie naine du Sagittaire ont permis de mettre en évidence que le halo de matière sombre de la voie Lactée est triaxial à une distance galacto-centrique de 60 kpc [166]. Cependant, il est important de souligner que les simulations à N corps ont montré que la triaxialité du halo de matière sombre dépend fortement de la distance au centre de la galaxie [167], impliquant alors que l'observation du Sagittaire à 60 kpc ne s'applique pas nécessairement à l'échelle locale.

Enfin, selon les simulations à N corps considérant ou non les baryons, le paramètre d'anisotropie β à l'échelle locale est compris entre 0 et 0,4. Ce résultat est alors en faveur d'une anisotropie radiale qui s'explique par le fait que le potentiel gravitationnel dépend principalement du rayon galacto-centrique r . Pour prendre en compte cette gamme de valeurs d'anisotropie et l'incertitude sur v_0 , qui dans le cas d'un halo isotherme est directement reliée à la dispersion de vitesses ($\sigma_v = v_0/\sqrt{2}$),

au chapitre 5 on a considéré les dispersions de vitesses $\sigma_{x,y,z}$ comme des paramètres de nuisance tels que :

$$\sigma_{x,y,z} = 220/\sqrt{2} \pm 20 \text{ km/s} \quad (3.23)$$

On peut alors vérifier, en utilisant l'équation (3.10) que cette paramétrisation des dispersions de vitesses implique une dispersion de β telle que : $\beta = 0 \pm 0,25$, compatible avec les valeurs obtenues à partir des simulations numériques.

3.3.4 Rotation du halo

Jusqu'à présent, nous avons considéré le halo de matière sombre comme étant statique, *i.e.* sans rotation. Une éventuelle rotation de ce dernier pourrait influencer considérablement la directionnalité du signal WIMP attendu auprès des détecteurs directionnels. En effet, dans le cas d'une corotation, la vitesse relative entre le halo et le système solaire est nulle détruisant alors la directionnalité du signal de matière sombre. A contrario, une contre-rotation augmenterait la directionnalité de ce même signal. Cependant, en règle générale, les halos de matière sombre obtenus par simulations numériques présentent des distributions de vitesses symétriques selon les composantes tangentielles [24]. Cela signifie, qu'il y a autant de moments angulaires positifs et négatifs selon les directions \hat{e}_θ et \hat{e}_ϕ . Le fait que la somme des moments angulaires selon les composantes tangentielles soit nulle, indique qu'il n'y a pas de rotation du halo sur lui même. De légères asymétries selon v_θ et v_ϕ pourraient engendrer un spin total du halo λ non nul [24].

La distribution de la fonction d'état dans l'espace des phases, permettant de considérer d'éventuelles rotations selon l'axe (Oz), s'écrit [168] :

$$f(\mathcal{E}, L_z) = a f_+(\mathcal{E}, L_z) + (1 - a) f_-(\mathcal{E}, L_z) \quad (3.24)$$

avec a un paramètre sans dimension qui est relié au spin du halo par la relation $\lambda = 0,36|a - 0,5|$ [168]. $f_+(\mathcal{E}, L_z)$ et $f_-(\mathcal{E}, L_z)$ représentent les distributions dans l'espace des phases d'un halo maximalelement corotationnel et contre-rotationnel avec le disque baryonique. Selon les simulations à N corps, la valeur de λ dépend fortement de l'histoire de formation du halo [24]. Les valeurs maximales de spin observées correspondent au cas où le halo galactique présent aujourd'hui s'est formé principalement par le mélange de deux "parents" de masse similaires. Cependant, les halos obtenus par les simulations cosmologiques tendent à montrer que le halo galactique se serait formé à partir de nombreux sous-halos (voir discussion sur les débris d'accrétion section 3.2.3), impliquant alors un moment angulaire total nul.

On en conclut que la question sur la rotation propre du halo de matière sombre reste ouverte car très dépendante de l'histoire de sa formation, encore inconnue aujourd'hui. Par la suite, nous considérerons toujours un halo statique, *i.e.* avec $a = 0,5$, sachant que des études peuvent être faite en considérant $L_z \neq 0$ en utilisant la combinaison linéaires (3.24).

3.3.5 Vitesse d'échappement v_{esc}

La vitesse d'échappement est un paramètre astrophysique particulièrement important pour les expériences de détection directe de matière sombre possédant un seuil en énergie élevé ou dans le cas d'un WIMP léger. Elle correspond à la vitesse maximale, dans le référentiel galactique, que peut avoir une particule de matière sombre liée gravitationnellement au halo de matière sombre. Dans le

3.4 Conclusion

cas du modèle de halo standard, s'étendant à l'infini, la distribution de vitesses est simplement tronquée à la valeur de la vitesse d'échappement v_{esc} . Comme nous l'avons vu à la section 3.1, elle est directement reliée à la valeur du potentiel de gravité au rayon R_0 , par la relation $v_{\text{esc}} = \sqrt{2\Psi(R_0)}$. Elle est estimée à partir de la mesure des vitesses maximales des étoiles [120]. La valeur standard utilisée par la grande majorité des expériences de détection directe est $v_{\text{esc}} = 650$ km/s [153]. Cependant, la collaboration RAVE a récemment publié une nouvelle mesure de la vitesse d'échappement telle que $498 \text{ km/s} < v_{\text{esc}} < 608 \text{ km/s}$ à 90% C.L. et avec une valeur médiane $v_{\text{esc}} = 544$ km/s [169]. Il est important de souligner que l'analyse effectuée est très dépendante de la paramétrisation de la queue de la distribution de vitesses des étoiles et qu'elle peut donc contenir des erreurs systématiques importantes.

Dans nos études phénoménologiques, présentées au chapitre 4, 5 et 6, nous avons considéré un seuil en énergie de recul de 5 keV avec un noyau cible de Fluor 19. Dans un tel cas, nos résultats sont insensibles à la valeur de la vitesse d'échappement. En effet, dans le cas d'une particule de matière sombre ayant une masse $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$, la vitesse minimale pour engendrer un recul de ^{19}F de 5 keV est de 130 km/s, bien en dessous de $v_{\text{esc}} = 544$ km/s. Ainsi, l'effet de la valeur de v_{esc} devient importante dans le cas de détecteur ayant un seuil en énergie important où dans le cas d'un WIMP léger, *i.e.* quand le détecteur n'est sensible qu'à la queue de distribution de vitesses $f(v)$. Par la suite, nous avons donc considéré $v_{\text{esc}} = \infty$.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté différents modèles de halo permettant d'aller au-delà du modèle standard qui est marginalement favorisé par les simulations à N corps et les observations de dynamique stellaire. De plus, nous avons vu que selon certaines observations et résultats de simulations numériques, il est fortement probable que la distribution locale de vitesses des WIMP présente des sous-structures. Nous avons détaillé trois familles de sous structures, les débris d'accrétion, le disque sombre et les courants de marée, dont la présence dans notre voisinage est fortement motivée par les simulations à N corps et certaines observation de cartographie d'étoiles. Cependant, nous avons démontré que seuls les débris d'accrétion pourraient notablement contribuer au signal WIMP observé par les futurs détecteurs directionnels.

L'importance de s'intéresser aux différents modèles de halo vient de la comparaison entre les différentes expériences de détection directe. En effet, certaines tensions entre ces dernières peuvent être atténuées selon les modèles de halo considérés lors du calcul des limites d'exclusion. Face aux nombreuses incertitudes astrophysiques, P. Fox *et al.* [170] et P. Gondolo *et al.* [171] ont proposé des méthodes de comparaison qui sont indépendantes du modèle de halo.

Enfin, les simulations à N-corps semblent s'accorder sur une distribution continue au niveau du système solaire avec une distribution qui est proche d'une gaussienne multivariée dont les dispersions de vitesses témoignent d'une certaine anisotropie radiale ($\beta > 0$). Ainsi, lors de nos études phénoménologiques dédiées aux estimations du potentiel de découverte et d'identification de la matière sombre, nous considérerons une distribution de vitesses sous la forme d'une gaussienne multivariée. De plus, nous considérerons un grand nombre de paramètres libres (chapitre 6) ou de nuisances (chapitre 5) afin d'obtenir des résultats qui soient indépendant du modèle.

Deuxième partie

Phénoménologie de la détection directionnelle

Chapitre 4

Exclusion directionnelle

Bien que le but ultime de la détection directionnelle soit de permettre l'authentification d'une détection de matière sombre, le calcul de limite d'exclusion demeure nécessaire pour des prototypes de détecteur souvent caractérisés par une faible exposition et une grande contamination de bruit de fond. Dans ce chapitre, on va alors s'intéresser au cas le plus pessimiste, c'est-à-dire le scénario dans lequel la section efficace σ_p est si faible qu'aucun événement WIMP n'est attendu, pour une exposition donnée, ou si peu qu'il est impossible de les authentifier avec une signification suffisante.

Nous avons développé une méthode d'exclusion se basant uniquement sur l'information angulaire des événements afin de profiter de cette isotropie du bruit de fond et nous permettre alors d'optimiser le calcul de limite d'exclusion. Dans un tel cas, aucune hypothèse sur le spectre en énergie du bruit de fond est nécessaire, ce qui souligne la robustesse des limites présentées ci-après. Notre méthode d'exclusion se base sur une interprétation Bayésienne de la fonction de vraisemblance qui est particulièrement adaptée dans le cas où les données possèdent une très forte contamination de bruit de fond.

Dans ce chapitre, on commencera par expliquer les différentes méthodes existantes, puis nous détaillerons la méthode Bayésienne que nous avons développée qui sera comparée aux autres méthodes. Nous évaluerons l'effet de différentes limitations expérimentales telles que la reconnaissance du sens de la trace, la résolution angulaire et le seuil en énergie, sur le potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel. On terminera par une évaluation du potentiel d'exclusion d'un futur détecteur directionnel tel que celui proposé par la collaboration MIMAC. Ce travail a été publié dans [165].

4.1 Les méthodes existantes

Le calcul de limite d'exclusion est nécessaire dans le cas où l'on ne parvient pas à authentifier une détection non nulle de matière sombre. Cela serait le cas si la distribution angulaire des événements mesurés était telle que celle représentée à la figure 4.1. Il s'agit de la distribution angulaire en coordonnées galactiques de 300 événements issus du bruit de fond caractérisés par une distribution isotrope. La distribution associée aux événements WIMP étant fortement anisotrope, on voit bien d'après la figure 4.1 que le nombre d'événements WIMP contenus dans la carte est soit très faible, soit nul. Le calcul d'une limite d'exclusion est alors nécessaire, ce qui correspond à mettre

4.1 Les méthodes existantes

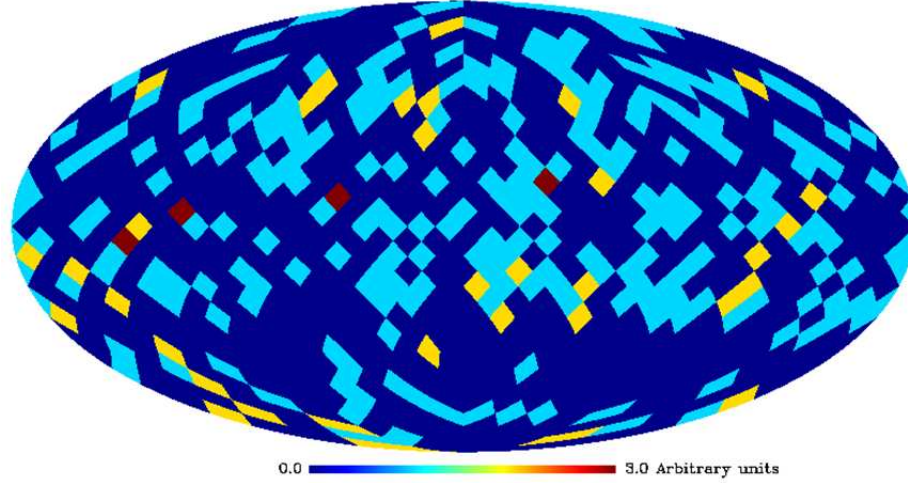


FIGURE 4.1 – Carte de reculs simulés comprenant 0 événement WIMP et 300 événements de bruit de fond caractérisés par une distribution isotrope en coordonnées galactiques.

une limite supérieure, pour un certain niveau de confiance, sur le nombre d'événements WIMP contenus dans les données.

Par la suite, on se propose de faire une revue rapide des deux méthodes de calcul de limite d'exclusion les plus utilisées par les expériences de détection directe afin de les comparer à celle que l'on a développée et qui sera détaillée à la section suivante.

4.1.1 La méthode de Poisson

La méthode la plus simple et la plus directe pour calculer une limite d'exclusion, consiste à utiliser la méthode de Poisson. Elle est appelée ainsi car elle ne fait qu'utiliser les propriétés de la statistique de Poisson, sans considérer ni l'énergie ni la direction des événements mesurés. Elle correspond alors à l'approche la plus conservatrice, car ne considérant aucune information autre que le nombre d'événements total mesuré N , elle considère chaque événement mesuré comme étant un événement WIMP. Ainsi, le but de cette méthode est de définir une valeur de section efficace limite σ_p correspondant à un nombre d'événement μ_{exc} exclu à un certain niveau de confiance (C.L.) suivant la statistique de Poisson. Le niveau de confiance est égal à $1 - \alpha(\mu)$ avec $\alpha(\mu)$ défini comme suit,

$$\alpha(\mu) = e^{-\mu} \sum_{m=0}^N \frac{\mu^m}{m!} \quad (4.1)$$

La valeur de la section efficace σ_p exclue à 90% de confiance est alors déduite de la valeur de μ_{exc} obtenue en résolvant,

$$1 - \alpha(\mu_{exc}) = 90\% \quad (4.2)$$

Notons que dans le cas particulier où aucun événement n'a été observé, *i.e.* $N = 0$, on trouve $\mu_{exc} = 2,3$ à 90% C.L. Ce cas particulier correspond à la sensibilité d'exclusion maximale que

peut atteindre un détecteur donné.

Puisque dans la méthode de Poisson, tous les événements sont considérés comme des événements WIMP, tout événement de bruit de fond va automatiquement impliquer une surestimation de la limite d'exclusion et ainsi amoindrir le potentiel d'exclusion du détecteur. Même si il a été montré [172, 173] que, dans le cas de données issues uniquement d'observation d'événement WIMP, la méthode de Poisson donne des limites plus restrictives que la méthode du "Maximum gap" (présentée ci-après), dans notre cas on se concentrera sur le cas où les données sont principalement constituées de bruit de fond.

4.1.2 La méthode du "Maximum Gap"

Afin d'optimiser les limites d'exclusion sans faire d'hypothèse sur le bruit de fond, ce qui est le cas de la détection directe standard (*i.e.* mesurant uniquement l'énergie des événements), S. Yellin a mis au point deux méthodes statistiques [172] : "Maximum gap" et "Optimal interval". Seule la première sera discutée ici car la seconde n'en est qu'une généralisation.

La méthode du "Maximum gap" sera appliquée à des données à une dimension en utilisant la distribution angulaire $dN/d \cos \gamma$ des événements telle que,

$$\frac{dR}{d \cos \gamma} = \kappa \int_{E_{r_1}}^{E_{r_2}} \exp \left[-\frac{(v_{\odot} \cos \gamma - v_{\min})^2}{2\sigma_v^2} \right] dE_r \quad (4.3)$$

avec $\cos \gamma = \hat{y} \cdot \hat{r}$ où \hat{r} correspond au vecteur unitaire de la direction du recul en coordonnées galactiques et \hat{y} au vecteur unitaire de l'axe (Oy) du même système de coordonnées. E_{r_1} et E_{r_2} correspondent respectivement au seuil en énergie et à la borne supérieure. κ est une constante de normalisation, $v_{\min} = \sqrt{m_N E_r / 2m_r^2}$ correspond à la vitesse minimale que doit avoir une particule WIMP pour engendrer un recul nucléaire d'une énergie E_r et m_r est la masse réduite du système WIMP-noyau. Enfin, v_{\odot} est le module du vecteur vitesse du système solaire et σ_v est la dispersion de vitesse des WIMPs dans le cas d'une distribution de vitesse isotrope (voir chapitre 3).

Le vecteur vitesse du système solaire étant pris selon la direction \hat{y} , dans le cas d'une distribution isotrope des WIMP, l'axe (Oy) correspond à un axe de symétrie de rotation de la distribution angulaire des événements WIMP. Ainsi, en passant de la distribution $dR/d\ell db$ à la distribution $dR/d \cos \gamma$, il n'y pas de perte d'information et donc le même pouvoir de discrimination du bruit de fond. Il convient de préciser que dans le cas d'un modèle de halo avec une distribution anisotrope, cette équivalence disparaît et impose donc l'utilisation de la distribution à deux dimensions $dR/d\ell db$ afin de considérer toute l'information disponible. Notons qu'il est possible de généraliser la méthode du "Maximum gap" à des espaces à n dimensions [173, 174], mais cela nécessite d'effectuer de lourds calculs de simulation afin d'estimer la fonction $C_0(x, \mu)$ par Monte Carlo (présentée ci-dessous).

Le but de la méthode de Yellin est de déterminer le "maximum gap", *i.e.* l'écart maximal entre deux événements voisins dans la distribution $dR/d \cos \gamma$ mesurée, et d'en déduire la limite sur le nombre d'événements WIMP attendus μ_{exc} . Pour une certaine valeur de σ_p et un jeu de données comprenant N événements, on obtient un nombre $N + 1$ de "gap" x_i qui sont calculés tels que,

$$x_i = \int_{\cos \gamma_i}^{\cos \gamma_{i+1}} \frac{dN(\sigma_p)}{d \cos \gamma} d \cos \gamma \quad (4.4)$$

4.2 La méthode de vraisemblance

où les événements sont rangés par ordre croissant de valeur de $\cos \gamma$. Ainsi, $\cos \gamma_0 = -1$ et $\cos \gamma_{N+1} = 1$ correspondent alors aux bornes inférieure et supérieure de la distribution $dN/d \cos \gamma$. Le maximum gap x est donc défini comme étant le plus grand des x_i ,

$$x = \max\{x_i\}. \quad (4.5)$$

On remarque alors que la variable x a la dimension d'un nombre d'événements. L'intérêt de la variable x est que l'on peut très simplement démontrer qu'elle est distribuée selon une loi uniforme de 0 à μ et de manière indépendante de la forme de la distribution des événement $dN/d \cos \gamma$. La distribution de x ne dépend donc que de μ et pas de la distribution des événements. Ainsi, la probabilité que le maximum gap, pour un certain jeu de données de N événements, soit inférieur ou égal à une certaine valeur x est donnée par la fonction $C_0(x, \mu)$ suivante [172],

$$C_0(x, \mu) = \sum_{k=0}^m \frac{(kx - \mu)^k e^{-kx}}{k!} \left(1 + \frac{k}{\mu - kx} \right) \quad (4.6)$$

où m est le plus grand nombre entier inférieur ou égal à μ/x . Ainsi, C_0 est seulement une fonction de x et μ , et pour obtenir une limite avec un niveau de confiance de 90%, il faut déterminer la valeur de σ_p tel que $C_0(x, \mu_{exc}) = 0,9$. Il est intéressant de remarquer que si $N = 0$, cela implique que $x = \mu$ et $m = 1$, alors on retrouve la limite poissonnienne : $C_0(x, \mu) = 1 - e^{-\mu}$.

La méthode de calcul de limite d'exclusion proposée par S. Yellin permet alors de choisir un intervalle $[\cos \gamma_i, \cos \gamma_{i+1}]$ sur lequel calculer une limite poissonnienne, mais en s'attribuant un facteur de pénalité statistique, pris en compte dans l'expression de $C_0(x, \mu)$, dû à cette sélection d'intervalle a posteriori. Ce qui est alors très intéressant avec la méthode du "Maximum gap", c'est qu'elle ne dépend que de μ et x , et non de l'allure de la distribution des événements. Ainsi, qu'il y ait 1 événement en dehors de l'intervalle $[\cos \gamma_i, \cos \gamma_{i+1}]$ choisi ou des milliers, la limite d'exclusion sera la même. Cette méthode est donc très performante dans le cas d'une contamination d'événements de bruit de fond caractérisée par une distribution très piquée en une certaine région de l'espace des observables.

4.2 La méthode de vraisemblance

Afin d'optimiser le calcul des limites d'exclusion, nous avons profité du fait que la distribution angulaire des événements de bruit de fond est supposée isotrope (cf. section 2.5) afin de définir une fonction de vraisemblance. L'idée principale associée à cette nouvelle méthode de calcul de limite d'exclusion est d'extraire un maximum d'informations des données des futurs détecteurs directionnels. Ainsi, notre objectif est d'optimiser la limite sur le nombre d'événements WIMP contenus dans les données en comparant la distribution angulaire des événements mesurés à celles attendues pour la matière sombre et pour le bruit de fond. Dans le cas d'une mesure similaire à la simulation présentée à la figure 4.1, on va évaluer la probabilité associée au nombre d'événements WIMP et issus de bruit de fond contenus dans les données afin d'établir une limite d'exclusion qui soit la moins affectée possible par une contamination de bruit de fond.

Dans cette étude, nous nous intéressons uniquement à la distribution angulaire des événements car la prise en compte de l'information sur l'énergie induirait une certaine dépendance de nos résultats avec le spectre en énergie du de bruit de fond considéré.

4.2.1 Définition de la fonction de vraisemblance

Le nombre total d'événements mesurés N est la somme de n_s événements signal (WIMP) et de n_b événements de bruit de fond :

$$N = n_s + n_b \quad (4.7)$$

où n_s et n_b suivent des lois de Poisson de moyenne μ_s et μ_b respectivement. On peut alors très facilement montrer que la distribution de N suit la loi de Poisson suivante :

$$f(N; \mu_s, \mu_b) = \frac{(\mu_s + \mu_b)^N}{N!} e^{-(\mu_s + \mu_b)} \quad (4.8)$$

Comme nous l'avons dit plus haut, en ne considérant que la distribution angulaire des événements, les distributions d'événements WIMP et de bruit de fond sont connues. Cela nous permet alors de calculer des limites d'exclusion en utilisant le théorème de Bayes,

$$P(\mu_s, \mu_b | \vec{D}) = \frac{P(\vec{D} | \mu_s, \mu_b) \times P(\mu_s, \mu_b)}{P(\vec{D})} \quad (4.9)$$

avec \vec{D} faisant référence aux caractéristiques des données observées telles que le nombre d'événement mesurés N , leur direction Ω_r et leur énergie. $P(\mu_s, \mu_b | \vec{D})$ est la densité de probabilité a posteriori des paramètres μ_s et μ_b sachant les données \vec{D} . $P(\vec{D} | \mu_s, \mu_b)$ correspond à la probabilité des données sachant les paramètres μ_s et μ_b . Cette dernière est également appelée fonction de vraisemblance et sera notée par la suite $\mathcal{L}(\mu_s, \mu_b)$. $P(\mu_s, \mu_b)$ correspond à la densité de probabilité a priori des paramètres μ_s et μ_b . Dans notre cas, nous l'avons prise comme étant une fonction de Heaviside telle que :

$$P(\mu_s, \mu_b) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mu_s \geq 0 \text{ et } \mu_b \geq 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.10)$$

Finalemnt, $P(\vec{D})$ correspond à la probabilité d'observer les données \vec{D} , elle est aussi appelée "évidence Bayésienne", et correspond à un facteur de normalisation. Ainsi, pour μ_s et μ_b positif, on peut réécrire le théorème de Bayes de la manière suivante :

$$P(\mu_s, \mu_b | \vec{D}) \propto \mathcal{L}(\mu_s, \mu_b) \quad (4.11)$$

On en déduit alors que la densité de probabilité a posteriori des paramètres μ_s et μ_b se déduit directement de la fonction de vraisemblance. Afin de prendre en compte la distribution Poissonienne du nombre d'événements observés N et de l'information contenue dans la distribution angulaire des événements, on utilise une fonction de vraisemblance définie comme suit [175] :

$$\mathcal{L}(\mu_s, \mu_b) = \frac{(\mu_s + \mu_b)^N}{N!} e^{-(\mu_s + \mu_b)} \times L(\mu_s, \mu_b) \quad (4.12)$$

Dans la suite, nous avons considéré deux définitions différentes de $L(\mu_s, \mu_b)$ selon que les données sont rangées sous forme d'histogramme ou non.

Si l'on considère des données représentées sur des cartes en coordonnées galactique (ℓ, b) , tel que sur la figure 4.1, on utilisera la définition de $L(\mu_s, \mu_b)$ suivante :

$$L(\mu_s, \mu_b) = \prod_{i=1}^{N_{\text{pixels}}} P\left(\frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_b} S_i + \frac{\mu_b}{\mu_s + \mu_b} B_i | M_i\right) \quad (4.13)$$

4.2 La méthode de vraisemblance

où M correspond à la distribution observée alors que S et B font référence aux distributions attendues pour les événements WIMP et de bruit de fond. Les histogrammes S et B sont normalisés à N de telle sorte que P correspond à une loi de Poisson. Dans notre cas, la surface des pixels est constante et égale à $\sim 8,5^\circ$ [176]. Cela permet de prendre en compte le fait que la résolution angulaire d'un détecteur directionnel n'est pas parfaite.

Dans le cas de l'utilisation de données qui ne sont pas répertoriées sous forme de carte (histogramme), $L(\mu_s, \mu_b)$ s'écrit de la manière suivante :

$$L(\mu_s, \mu_b) = \prod_{i=1}^N \left(\frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_b} S(\Omega_{r_i}) + \frac{\mu_b}{\mu_s + \mu_b} B(\Omega_{r_i}) \right) \quad (4.14)$$

avec S et B les distributions théoriques des événements WIMP et de bruit de fond.

Tous les résultats qui vont suivre ont été calculés en utilisant à chaque fois les définitions (4.13) et (4.14), et aucune différence n'a été constatée entre les deux méthodes. Ceci est principalement dû au fait que la distribution angulaire des événements en coordonnées galactiques est suffisamment large pour que l'effet de la discrétisation due à l'utilisation d'histogramme (carte) soit négligeable. Cependant, pour des raisons de temps de calcul, si le nombre d'événements observés N est grand, il peut être préférable d'utiliser la version sous forme de carte en coordonnées galactiques suivant la définition (4.14) de la fonction de vraisemblance.

4.2.2 Calcul de la limite d'exclusion

En utilisant une approche Bayésienne, on peut déduire la densité de probabilité a posteriori $P(\mu_s | \vec{D})$ du paramètre d'intérêt μ_s en marginalisant sur le paramètre μ_b :

$$P(\mu_s | \vec{D}) = \int_0^\infty P(\mu_s, \mu_b | \vec{D}) d\mu_b \quad (4.15)$$

Le calcul de la limite d'exclusion se fait en déterminant la valeur exclue μ_{exc} du nombre attendu d'événements WIMP à un certain niveau de confiance. Dans le cas d'un niveau de confiance de 90%, cela revient à résoudre :

$$\int_0^{\mu_{exc}} P(\mu_s | \vec{D}) d\mu_s = 0.9, \quad (4.16)$$

en supposant que $P(\mu_s | \vec{D})$ est normalisée à l'unité. La valeur de la section efficace exclue à 90% de confiance se calcule donc à partir de la valeur de μ_{exc} .

La figure 4.2 représente la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\mu_s, \mu_b)$ associée à un cas illustratif où l'on a simulé des pseudo-données en considérant un nombre d'événements WIMP nul et une contamination de bruit de fond attendue de 30 événements. Sa représentation dans le plan (μ_s, μ_b) est présentée sur la figure 4.2 (panneau en bas à gauche) à l'aide des contours associés à des niveaux de confiance de : 68% (vert), 90% (bleu) et 95% (rouge). Les densités de probabilité a posteriori issues de la marginalisation de la fonction de vraisemblance sont représentées sur la figure 4.2 pour les paramètres μ_s (panneau en haut à gauche) et μ_b (panneau en bas à droite). Le calcul de μ_{exc} est représenté par la limite μ_{90} sur la figure 4.2 (panneau en haut à gauche). On constate alors que la limite à 90% sur le nombre d'événements WIMP présents dans les données est de $\mu_{exc} = 7,8$.

4.3 Performances des différentes méthodes

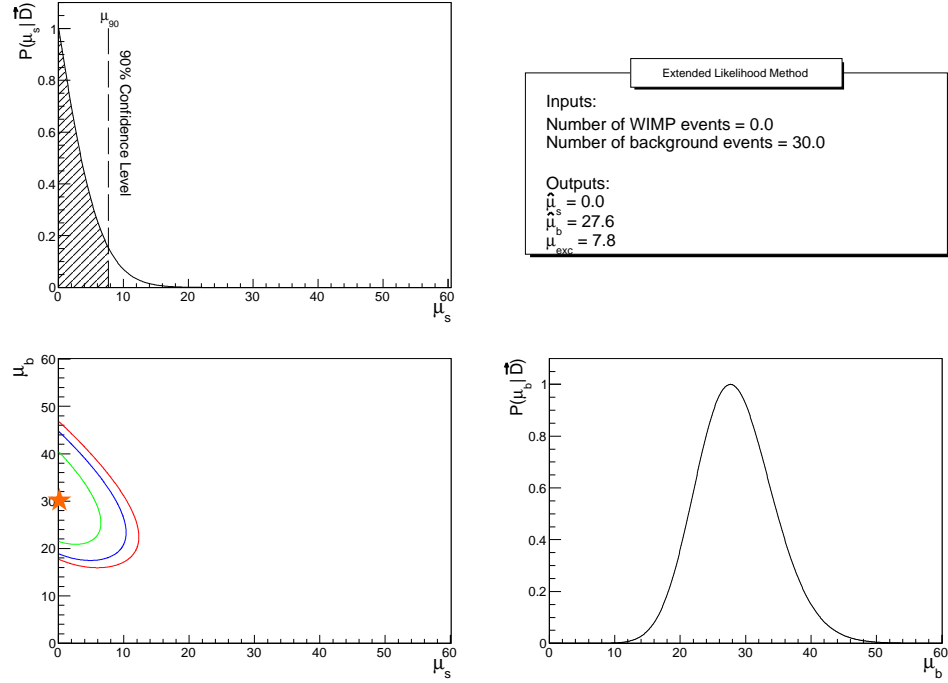


FIGURE 4.2 – Représentation de $\mathcal{L}(\mu_s, \mu_b)$ dans le cas où $\mu_s = 0$ et $\mu_b = 30$. En bas à gauche : représentation à deux dimensions de la fonction de vraisemblance dans le plan (μ_s, μ_b) avec les contours de confiance à 68%, 90% and 95%. L'étoile orange représente les valeurs d'entrée des paramètres μ_s et μ_b . Les panneaux en haut à gauche et en bas à droite représentent les distributions marginalisées $P(\mu_s|\vec{D})$ et $P(\mu_b|\vec{D})$ respectivement. La limite μ_{90} correspond à la borne supérieure du niveau de confiance à 90% sur le nombre d'événements WIMP exclus. On trouve dans ce cas que $\mu_{exc} = 7,8$ à 90% de confiance. Figure extraite de [165].

On constate donc que le bruit de fond va pénaliser la performance d'exclusion, mais en utilisant cette méthode Bayésienne, l'impact du bruit est relativement faible car $\mu_{exc} = 7,8$ alors que l'on a $N = 30$. Enfin, on remarque une forte anti-corrélation, $\rho[\mu_s, \mu_b] \sim -1$, sur la représentation à deux dimensions de $\mathcal{L}(\mu_s, \mu_b)$, entre les paramètres μ_s et μ_b qui est due au fait que $n_s = N - n_b$ avec N contraint par les données.

4.3 Performances des différentes méthodes

Dans cette section, on se propose d'étudier les performances des différentes méthodes statistiques permettant de calculer des limites d'exclusion. Dans un premier temps, on discutera de l'estimation des performances des méthodes, puis nous les comparerons dans différents cas de contamination de bruit de fond. Sauf mention contraire, par la suite nous considérerons un détecteur directionnel contenant 10 kg de CF_4 , $E_{r_1} = 5$ keV, $E_{r_2} = 50$ keV, une exposition de trois ans et une masse de WIMP de $m_\chi = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$.

4.3 Performances des différentes méthodes

4.3.1 Discussion

Afin d'évaluer la performance des méthodes, on calcule la valeur moyenne de la section efficace exclue σ_{med} en utilisant 10000 simulations Monte Carlo. La figure 4.3 présente les distributions des valeurs de section efficace exclues à 90% C.L. dans le cas où les paramètres de génération des données simulées sont : $\mu_s = 10$ et $\mu_b = 10$. On présente les distributions associées à la méthode de Poisson (noire), la méthode du "Maximum gap" (rouge) et la méthode de vraisemblance (bleu). Le trait noir tireté représente la valeur de la section efficace σ_p que l'on a considérée afin d'avoir les 10 événements WIMP attendus. On peut déduire deux résultats très importants de la figure 4.3 qui sont :

1. Les valeurs moyennes σ_{med} de la section efficace exclue à 90% des distributions sont : $3,5 \times 10^{-5}$ pb (vraisemblance), $5,5 \times 10^{-5}$ pb (Maximum gap) et 6×10^{-5} pb (Poisson) alors que la valeur d'entrée est de 2×10^{-5} pb. Cela signifie que la méthode de vraisemblance est celle se rapprochant le plus de la valeur d'entrée, tout en restant supérieure. Cela implique qu'elle est la plus performante car la moins affectée par la présence de bruit de fond.
2. À partir des distributions présentées sur la figure 4.3, on peut également en déduire la fraction des valeurs exclues de la section efficace qui sont au dessus de la valeur d'entrée. Cette grandeur appelée "coverage" est une notion qui se rattache uniquement à une interprétation fréquentiste de la statistique, qui permet de vérifier que le niveau de confiance considéré est bien respecté. On trouve alors des valeurs de $(99, 99 \pm 1)\%$, $(98, 76 \pm 1)\%$ et $(93, 39 \pm 1)\%$ pour la méthode de Poisson, du Maximum gap et de la fonction de vraisemblance respectivement. Le fait que ce "coverage" soit plus grand que 90% dans chacun des trois cas implique une sur-estimation de la section efficace exclue dans le cas d'une contamination de bruit de fond. Dans le cas de la méthode de Poisson, cette sur-estimation vient du fait que chaque événement observé est considéré comme étant un événement WIMP. Contrairement à la méthode de Poisson, celle du Maximum gap et de la fonction de vraisemblance, cherchent à évaluer l'accord qu'il y a entre la distribution observée celle attendue. Le fait que la méthode de vraisemblance possède la plus petite valeur de "coverage" vient du fait qu'elle est la moins sensible à la contamination du bruit de fond grâce à sa prise en compte des deux distributions attendues (WIMP et bruit de fond) via le terme $L(\mu_s, \mu_b)$ dans la fonction de vraisemblance.

Il est important de noter cependant que la méthode par fonction de vraisemblance peut souffrir d'une sous-estimation de la section efficace, à cause du processus de marginalisation Bayésien, dans le cas où les données sont fortement dominées par la présence d'événements WIMP. On a pu vérifier cependant, que dans ces mêmes conditions, la signification de découverte est suffisamment importante rendant alors inutile le calcul d'une limite d'exclusion (voir chapitre 5).

Dans le cas où l'on possède une excellente estimation a priori du nombre attendu d'événements de bruit de fond, on peut améliorer la performance de la méthode de vraisemblance en considérant un a priori $P(\mu_b)$ qui ne soit pas uniforme, mais une gaussienne centrée sur la valeur attendue par exemple. Néanmoins, comme souligné dans [172], il est difficile pour les expériences de détection directe de matière sombre d'avoir une bonne estimation du bruit de fond, excluant alors l'utilisation de méthodes telles que celle de Feldman-Cousins [177] et celles présentées dans [175] pour lesquelles le paramètre μ_b est connu sans incertitudes.

4.3 Performances des différentes méthodes

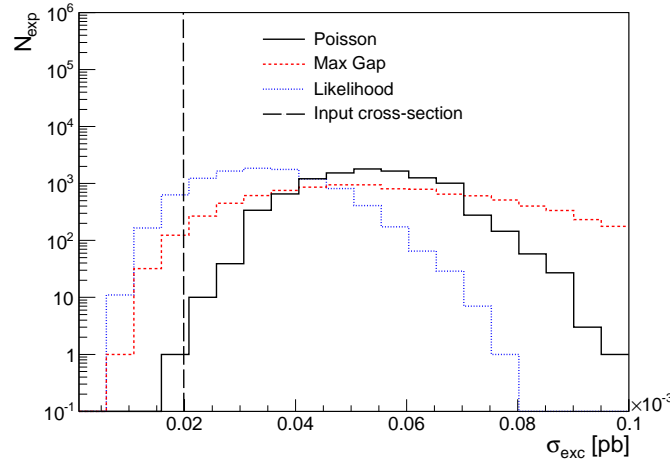


FIGURE 4.3 – Distributions de la section efficace exclue σ_{exc} à 90% du niveau de confiance en considérant les valeurs des paramètres d'entrée suivant $\mu_s = 10$ et $\mu_b = 10$. Les méthodes de Poisson, du Maximum Gap et de vraisemblance sont représentées par les distributions en noire, rouge et bleue respectivement. Figure extraite de [165].

4.3.2 Comparaisons des méthodes d'exclusion directionnelle

Dans un premier temps, on se propose de considérer un détecteur idéal, *i.e.* avec une reconstruction en 3 dimensions des événements, avec 100% de reconnaissance du sens de la trace et une résolution angulaire parfaite. L'effet des différentes limitations du détecteur sur le potentiel d'exclusion sera traité à la section 4.3. La figure 4.4 (gauche) présente l'évolution de la valeur moyenne de la section efficace exclue à 90% C.L. en fonction du nombre moyen d'événements de bruit de fond dans les données, selon les trois méthodes : Poisson (noire), Maximum gap (rouge) et vraisemblance (bleu). Cette figure représente l'évolution du potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel de matière sombre dans le cas où la section efficace WIMP-noyau est trop faible pour donner lieu à des événements WIMP dans les données. On constate alors que les trois méthodes convergent bien vers la même valeur de section efficace exclue donnant $\mu_{exc} = 2, 3$ dans le cas où aucun événement n'a été détecté. De plus, on peut voir que, quelle que soit la méthode statistique utilisée, σ_{med} augmente avec la contamination du bruit de fond illustrant ainsi son impact sur le potentiel d'exclusion. Cependant, on constate que la méthode par vraisemblance est la moins influencée par la présence de bruit de fond et que la méthode Poissonienne est celle qui en souffre le plus dû au fait qu'elle ne cherche pas à faire de discrimination entre le signal WIMP recherché et le bruit de fond. Ainsi, la méthode de vraisemblance permet d'obtenir une limite d'exclusion ~ 4 fois plus restrictive dans le cas d'une contamination de 30 événements de bruit de fond et aucun événement WIMP attendu.

La figure 4.4 (droite) présente le cas où les données contiennent un faible nombre d'événements WIMP. Pour cela, nous avons considéré une section efficace $\sigma_p = 1 \times 10^{-5}$ pb. On attend alors 5 événements WIMP pour un détecteur directionnel tel que détaillé plus haut. La valeur de σ_0 est représentée par la ligne tiretée en noire sur la figure 4.4 (panneau de droite). On constate que, de manière identique au cas précédent, la méthode par vraisemblance est la plus performante car elle permet d'exclure une valeur de section efficace la plus proche de la valeur réelle. Il est important

4.3 Performances des différentes méthodes

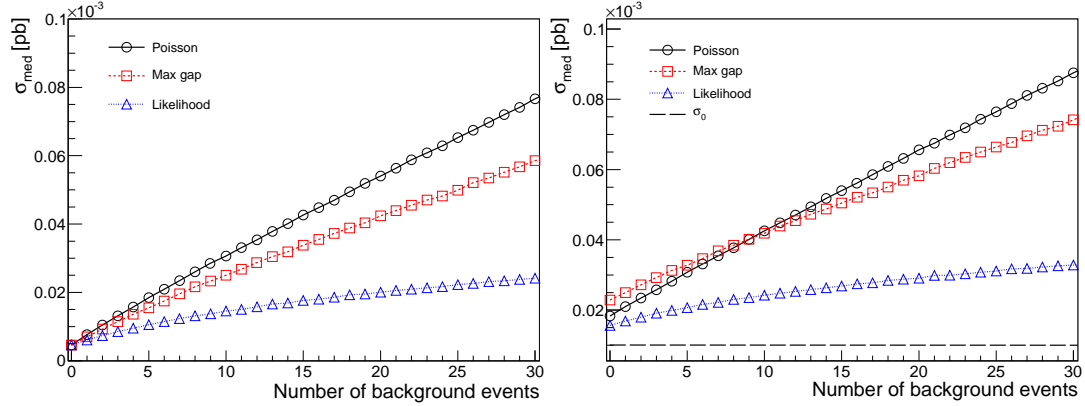


FIGURE 4.4 – Évolution de la section efficace exclue (σ_{med}) en fonction du nombre d'événements de bruit de fond attendu, dans le cas où $\mu_s = 0$ (à gauche) et $\mu_s = 5$ (à droite), pour les trois méthodes statistiques : Poisson (trait noir plein), Maximum Gap (trait rouge tireté) et Likelihood (trait bleu pointillé). Figures extraites de [165].

de noter que la méthode de Poisson, ne se basant que sur une statistique de comptage du nombre d'événements mesurés N , donne des résultats identiques qu'il y ait des événements WIMP ou non dans les données. On remarque avec intérêt que pour des données possédant une importante contribution de signal WIMP, *i.e.* $\mu_s \sim \mu_b$, la méthode du Maximum gap est moins performante que la méthode de Poisson à cause du facteur de pénalité statistique intrinsèque à la méthode, pris en compte dans le calcul de $C_0(x, \mu)$.

Jusqu'à présent, nous avons considéré une masse de WIMP de $m_\chi = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ pour toutes les études présentées. On se propose à l'aide de la figure 4.5 d'étudier l'effet de la valeur d'entrée de la masse de la particule de matière sombre sur le potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel. Effectivement, comme nous avons pu le voir au chapitre 3, la distribution angulaire des événements WIMP dépend de la masse de cette dernière à cause de l'énergie seuil. La distribution angulaire des événements est d'avantage piquée vers la direction du Cygne pour des WIMP légers ($O(10) \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$) que pour des WIMP lourds ($O(100) \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$). Le panneau de gauche de la figure 4.5 représente l'évolution de σ_{med} en fonction de m_χ selon les trois méthodes et dans le cas où la section efficace WIMP-nucléon σ_0 considérée pour simuler les données est telle que l'on a 1 événement WIMP attendu pour 10 événements de bruit de fond. On constate alors que la méthode de vraisemblance permet toujours d'obtenir la limite d'exclusion la plus restrictive et ce quelle que soit la masse de la particule WIMP considérée. On remarque également que pour des masses m_χ suffisamment grande, *i.e.* supérieure à $\sim 30 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$, σ_{med} est proportionnelle à m_χ . Cela s'explique simplement par le fait que le taux d'événements attendu évolue en $1/m_\chi$ lorsque m_χ est suffisamment grand pour ne plus être influencé par des effets de seuil en énergie. Par contre, pour $m_\chi < 30 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$, on voit que σ_{med} remonte très rapidement en diminuant la masse de la particule WIMP. Ceci est un effet du seuil en énergie qui vient du fait que pour des petites masses de WIMP, le spectre en énergie est d'avantage piqué à basse énergie diminuant alors rapidement le nombre d'événements auquel le détecteur pourrait être sensible.

Afin de s'affranchir de ces effets de seuil et de taux d'événements, on a représenté sur le panneau droite de la figure 4.5 l'évolution de σ_{med}/σ_0 en fonction de m_χ . On constate alors que la limite

4.3 Performances des différentes méthodes

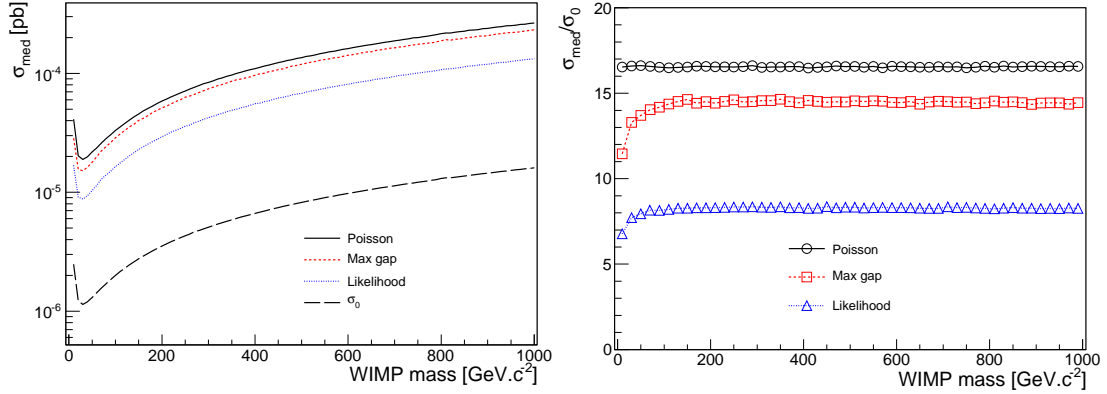


FIGURE 4.5 – Gauche : évolution de la section efficace exclue (σ_{med}) en fonction de la masse de la particule WIMP pour les trois méthodes statistiques en considérant $\mu_s = 1$ et $\mu_b = 10$. Droite : rapport de la section efficace exclue et de la section efficace d’entrée (σ_{med}/σ_0) en fonction de la masse de la particule WIMP. Cela souligne le fait que la limite sur la section efficace exclue est optimisée par la prise en compte de l’information directionnelle dans le cas de WIMP légers ($\leq 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$) pour les méthodes de Maximum Gap et de vraisemblance. Figure extraite de [165].

d’exclusion, relativement à la limite σ_0 , est améliorée pour des masses de WIMPs inférieure à $100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$. Cela vient du fait que, comme expliqué précédemment, la distribution angulaire des événements est d’avantage piquée pour des masses de WIMP petites, ce qui implique alors un meilleur pouvoir de discrimination entre les événements WIMP et ceux issus du bruit de fond. On remarque aussi que seules les deux méthodes du Maximum Gap et de vraisemblance sont sensibles à cet effet contrairement à la méthode de Poisson qui possède un ratio σ_{med}/σ_0 constant sur toute la gamme de masse considérée.

L’inconvénient de la méthode du “Maximum Gap”, en comparaison de la méthode de vraisemblance, est qu’elle ne permet pas de gérer des données avec un grand nombre d’événements détectés [172]. En effet, la résolution de l’équation $C_0(x, \mu) = 0,9$ devient très complexe dans le cas où $N \geq 50$ [172], alors qu’en utilisant l’expression de $L(\mu_s, \mu_b)$ associée à des données représentées (équation 4.13) dans une carte, le temps de calcul devient indépendant du nombre d’événements mesurés. Ainsi, afin d’étudier l’évolution du potentiel d’exclusion en fonction de l’exposition on ne considérera que les méthodes de Poisson et de vraisemblance. La figure 4.6 représente l’évolution de σ_{med} en fonction de l’exposition en $\text{kg}\cdot\text{an}$ en considérant une masse de WIMP de $100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$. Les courbes sont labellées selon les valeurs attendues de λ défini comme la fraction d’événements WIMP dans les données telle que :

$$\lambda = \frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_b}. \quad (4.17)$$

En guise d’illustration, on a choisi deux taux de bruit de fond différents : 2 et 20 événements par kg et par an ($\text{evt}/\text{kg}/\text{an}$) et une section efficace de $\sigma_0 = 10^{-5} \text{ pb}$ induisant un taux attendu d’événements WIMP de $0,2 \text{ evt}/\text{kg}/\text{an}$. Les résultats issus de la méthodes de Poisson sont représentés par les cercles noirs et la méthode de vraisemblance par les triangles bleus.

D’après la figure 4.6, on constate que, quelle que soit l’exposition et la valeur de λ , la méthode de vraisemblance est toujours plus performante que la méthode de Poisson. De plus, seule la méthode de vraisemblance voit sa limite d’exclusion devenir toujours plus restrictive même dans le

4.4 Influence des performances d'un détecteur directionnel sur son potentiel d'exclusion

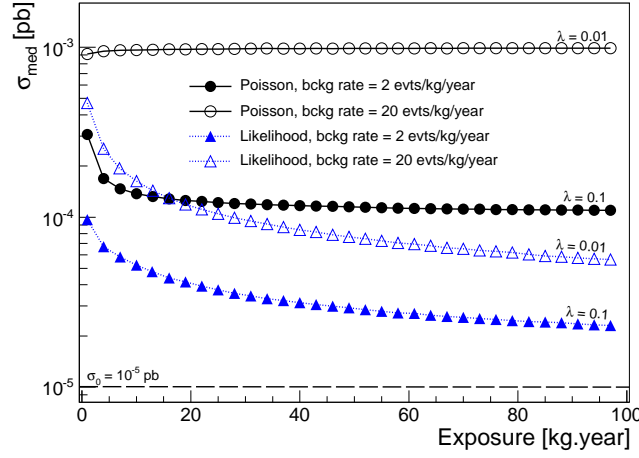


FIGURE 4.6 – Évolution de la section efficace exclue (σ_{med}) en fonction de l'exposition obtenue selon la méthode de Poisson (en noir) et la méthode de vraisemblance (en bleu). Cette étude a été effectuée en considérant $m_\chi = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et deux taux de bruit de fond différents : 2 et 20 evts/kg/an. La section efficace WIMP-nucléon utilisée est telle que $\sigma_0 = 10^{-5} \text{ pb}$ impliquant alors un taux attendu d'événements WIMP de 0,2 evts/kg/an. Figure extraite de [165].

cas d'une forte contamination de bruit de fond, alors que la méthode de Poisson sature dès que la contribution de bruit est trop importante ($\lambda \leq 0,01$). Ceci est la preuve que dans le cas d'une contamination de bruit de fond, la méthode de Poisson devient inadaptée et ne doit plus être utilisée. Dans le cas de la méthode de vraisemblance, lorsque $\lambda \leq 0,01$, on a pu constater que $\sigma_{med} \propto 1/\sqrt{\xi}$ avec ξ l'exposition. Pour terminer, on voit que la méthode de vraisemblance est globalement un ordre de grandeur plus restrictive que la méthode de Poisson et que les limites calculées à partir des deux méthodes sont évidemment plus restrictives lorsque la contribution du bruit de fond est diminuée.

4.4 Influence des performances d'un détecteur directionnel sur son potentiel d'exclusion

Le détecteur directionnel considéré précédemment est dit idéal car il est caractérisé par une résolution angulaire parfaite, une efficacité de reconnaissance de la trace de 100% et un seuil en énergie très bas. Il est donc très important d'étudier l'effet des différentes limitations d'un détecteur directionnel sur son potentiel d'exclusion, notamment dans une phase de développement, afin de l'optimiser.

4.4.1 Effet du seuil en énergie

Comme pour la détection directe non-directionnelle, le seuil en énergie E_{r_1} joue un rôle central dans le potentiel de détection et de découverte d'un détecteur directionnel. La réduction du seuil en énergie permet d'être sensible à un plus grand nombre d'événements WIMP permettant alors d'obtenir des limites d'exclusion plus restrictives. La figure 4.7 présente les limites d'exclusion

4.4 Influence des performances d'un détecteur directionnel sur son potentiel d'exclusion

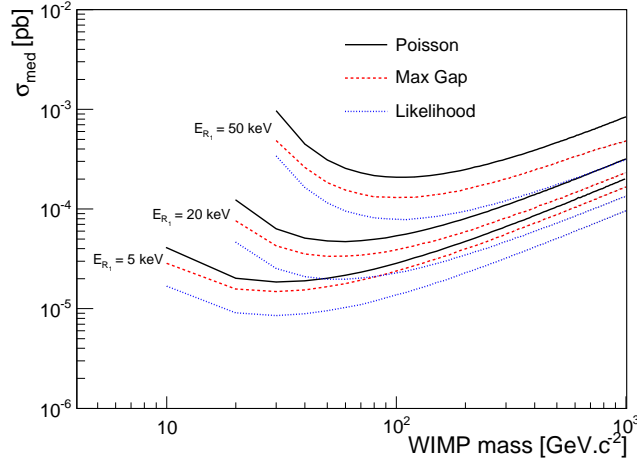


FIGURE 4.7 – Représentation de la section efficace exclue en fonction de la masse de la particule WIMP calculée par les trois méthodes statistiques et pour trois valeurs de seuil en énergie : 5 keV, 20 keV et 50 keV. Cette étude a été effectuée en considérant le cas de 10 événements de bruit de fond et 1 événement WIMP attendus. La borne supérieure sur l'énergie de recul E_{R_2} a été prise égale à 200 keV. On a considéré le cas d'un détecteur avec une résolution angulaire parfaite et une reconnaissance du sens de la trace de 100%. Figure extraite de [165].

sur le plan (σ_{med}, m_χ) obtenues pour les trois méthodes statistiques pour trois valeurs de seuil en énergies différentes : $E_{r_1} = 5$ keV, 20 keV et 50 keV. Pour réaliser cette étude, on a considéré $E_{r_2} = 200$ keV et généré des données contenant 10 événements de bruit de fond attendu et 1 événement WIMP. On remarque en premier lieu que la méthode de vraisemblance (en bleu) permet quelle que soit la valeur du seuil en énergie, d'obtenir des limites d'exclusion plus performantes que celles obtenues avec la méthode de Poisson (en noir) et celle du Maximum gap (en rouge). On constate également que l'effet du seuil en énergie sur le potentiel d'exclusion est très important. Effectivement, pour des masses de WIMP plus grandes que $100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ on observe une perte de sensibilité d'environ un ordre de grandeur en passant de $E_{r_1} = 5$ keV à $E_{r_1} = 50$ keV. Cet effet est d'autant plus important pour des masses légères où l'on voit clairement qu'un détecteur avec un seuil à 50 keV ne sera pas sensible à des particules de matière sombre ayant une masse inférieure à $20 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$. Cette étude souligne le fait que le seuil en énergie est un paramètre du détecteur qu'il est important d'optimiser dans le but d'améliorer la sensibilité du détecteur. Notons de plus que ce dernier, dans le cas de la détection directionnelle, n'est pas seulement lié à l'énergie minimale pour détecter l'événement, mais aussi à la mesure de sa trace en trois dimensions (cf. chapitre 9) et la discrimination entre les reculs électronique et nucléaires (cf. chapitre 10).

4.4.2 Effet de la résolution angulaire

Les études précédentes ont été faites en considérant un détecteur avec une résolution angulaire parfaite. Cependant, il est évident qu'un détecteur aura nécessairement une résolution angulaire finie (cf. chapitre 9) et qu'il est donc très utile de voir comment ce paramètre expérimental va venir affecter le potentiel d'exclusion.

Avoir une résolution angulaire non parfaite signifie qu'un recul venant initialement de $\hat{r}(\Omega_r)$ est reconstruit comme un recul venant de $\hat{r}'(\Omega'_r)$ suivant une dispersion Gaussienne de largeur σ_Θ

4.4 Influence des performances d'un détecteur directionnel sur son potentiel d'exclusion

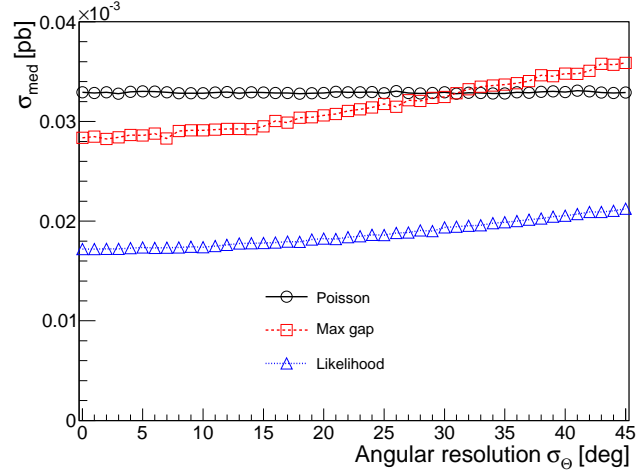


FIGURE 4.8 – Valeur moyenne de la section efficace exclue σ_{med} en fonction de l'écart type de la résolution angulaire gaussienne σ_{Θ} pour les trois méthodes statistiques. Cette étude a été réalisée en considérant $\mu_b = 10$ et $\mu_s = 1$. On a considéré le cas d'un détecteur avec une reconnaissance du sens de la trace de 100% et un seuil en énergie de 5 keV. Figure extraite de [165].

distribuée selon :

$$K(\Omega_r, \Omega'_r) \propto \exp\left(-\frac{\Theta^2}{2\sigma_{\Theta}^2}\right) \quad (4.18)$$

avec l'angle Θ correspondant à l'ouverture angulaire entre $\hat{r}(\Omega_r)$ et $\hat{r}'(\Omega'_r)$ telle que,

$$\cos \Theta = \cos b_r \cos b'_r \cos(l_r - l'_r) + \sin b_r \sin b'_r \quad (4.19)$$

La distribution angulaire des événements en prenant en compte cette résolution angulaire est obtenue en calculant le produit de convolution suivant :

$$\frac{dN}{d\Omega_r}(\Omega_r) = \int_{\Omega'_r} \frac{dN}{d\Omega'_r}(\Omega'_r) K(\Omega_r, \Omega'_r) d\Omega'_r \quad (4.20)$$

La figure 4.8 présente l'évolution de la valeur moyenne de la section efficace exclue σ_{med} en fonction du paramètre de résolution angulaire σ_{Θ} en considérant un nombre attendu de 10 événements de bruit de fond et d'un événement WIMP dans les données. On remarque alors que seules les méthodes de Maximum gap et de vraisemblance sont légèrement dépendantes de la résolution angulaire en étant moins performantes pour des grandes valeurs de σ_{Θ} . L'augmentation de σ_{med} dans le cas du Maximum gap et de vraisemblance n'est que de 30% entre $\sigma_{\Theta} = 0^\circ$ et $\sigma_{\Theta} = 45^\circ$. Ainsi, l'effet de la résolution angulaire sur le potentiel d'exclusion est relativement faible en comparaison de l'effet du seuil en énergie vu précédemment.

On constate avec intérêt que pour des valeurs de σ_{Θ} suffisamment grande, *i.e.* $\sim 30^\circ$, la méthode Poissonienne est plus performante que celle du Maximum gap. Cela s'explique en considérant le fait que plus σ_{Θ} est grand, plus la distribution angulaire des événement WIMP attendue est proche d'une distribution isotrope correspondant à celle du bruit de fond. Ainsi, la discrimination s'amointrie jusqu'au point où la pénalité statistique intrinsèque à la méthode de Maximum gap fait que cette dernière est moins performante que la méthode de Poisson.

4.4 Influence des performances d'un détecteur directionnel sur son potentiel d'exclusion

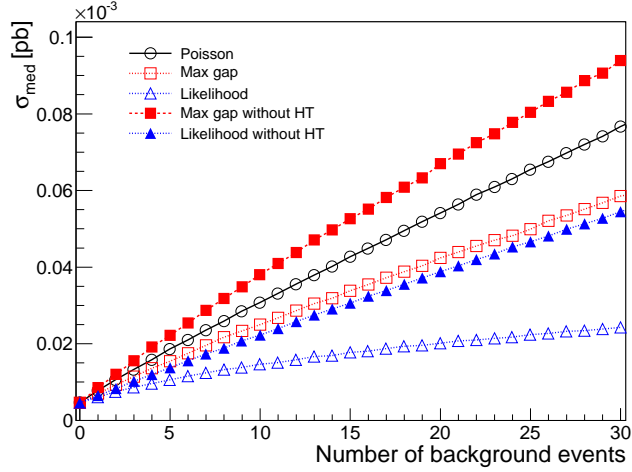


FIGURE 4.9 – Section efficace exclue (σ_{med}) en fonction du nombre attendu d'événements de bruit de fond, dans le cas où $\mu_s = 0$, pour les trois méthodes statistiques : Poisson (trait noir plein), Maximum Gap (trait rouge tireté) et vraisemblance (trait bleu pointillé). Les résultats obtenus dans le cas d'une efficacité de 100% de reconnaissance du sens de la trace sont représentés par les motifs (cercle, triangle et carré) vides alors que le cas sans reconnaissance de trace est représenté par des marqueurs remplis. Figure extraite de [165].

En conclusion, on voit que la résolution angulaire n'est pas un facteur limitant pour l'exclusion avec un détecteur directionnel. On verra alors, au chapitre 5, que cela sera également le cas pour la découverte de matière sombre.

4.4.3 Effet de l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace

La reconnaissance du sens de la trace est reconnue comme étant une des principales difficultés expérimentales associées à la détection directionnelle. Cela revient à reconstruire le sens de propagation de la trace du recul nucléaire. Bien que de nombreux efforts expérimentaux soient mis en place pour parvenir à déterminer le sens de la trace, nous verrons à la section 9.2.3 que de nombreux autres processus physiques, tels que la diffusion des électrons, vont limiter l'efficacité de reconnaissance de la trace à des valeurs proches de $\sim 70\%$ pour $E_r = 100$ keV. Il est donc tout à fait légitime d'étudier les performances, en termes d'exclusion, d'un détecteur directionnel ne possédant pas la capacité de reconnaissance du sens de la trace.

Dans la suite, on va faire l'hypothèse que le détecteur directionnel considéré n'est pas sensible à la direction de la trace. Dans un tel cas, un recul venant de la direction \hat{r} , ne peut pas être différencié d'un recul venant de $-\hat{r}$. La distribution angulaire devient alors,

$$\frac{dR}{d\Omega_r}(\hat{r}) = \frac{1}{2} \left[\frac{dR}{d\Omega_r}(\hat{r}) + \frac{dR}{d\Omega_r}(-\hat{r}) \right] \quad (4.21)$$

L'étude de l'impact de l'absence de reconnaissance du sens de la trace sur le potentiel d'exclusion est illustré sur la figure 4.9. Cette dernière présente l'évolution de σ_{med} en fonction du nombre attendu d'événements de bruit de fond dans les données en considérant une valeur de σ_0 telle

4.5 Performances de la détection directionnelle en terme de d'exclusion

qu'aucun événement WIMP n'est attendu. On a représenté l'évolution de σ_{med} prédite par les méthodes de Maximum gap (rouge), Poisson (noir) et de vraisemblance (bleu). Afin d'évaluer l'effet de l'absence de sensibilité au sens de la trace, nous avons présenté les résultats de la figure gauche de 4.4 avec les symboles (carré et triangle) vides correspondant au cas où une efficacité de reconnaissance du sens de la trace de 100% avait été supposée. De manière évidente, seule la méthode de Poisson, obtient des résultats identiques car l'information angulaire des événements n'est pas considérée. Pour les méthodes de vraisemblance et de Maximum gap, on voit clairement que la non sensibilité au sens de propagation du recul nucléaire engendre une légère diminution du potentiel d'exclusion. Effectivement, dans le cas de la méthode de vraisemblance, qui reste la plus performante, on remarque que la limite sur la section efficace a été rehaussée d'un facteur ~ 3 dans le cas où $\mu_b = 30$. Pour la même raison qu'évoquée précédemment, sans la reconnaissance de la trace, la distribution angulaire des événements WIMP se confond d'avantage avec celle utilisée pour générer les événements de bruit de fond impliquant alors que la méthode de Poisson est plus performante que celle du Maximum gap.

Cette étude nous suggère alors que le fait de ne pas avoir de reconnaissance du sens de la trace n'est pas une lacune fondamentale pour imposer des limites d'exclusion performantes. Comme nous le verrons au chapitre 9, l'efficacité de reconnaissance du sens de la trace est fortement dépendante de la position de cette dernière dans le volume du détecteur, de son énergie et de son orientation. Afin de ne calculer que des limites qui soient robustes, on suggère de ne pas prendre en compte ce paramètre au vu des grandes incertitudes lui étant associées et du faible effet sur la limite d'exclusion.

4.5 Performances de la détection directionnelle en terme de d'exclusion

Pour conclure ce chapitre dédié au calcul de limites d'exclusion issues de données de détecteur directionnel, on se propose de présenter quelques limites prospectives associées au futur détecteur MIMAC. On a donc considéré un détecteur de 10 kg de CF_4 avec un temps d'acquisition de 3 ans, avec la possibilité de mesurer des traces en 3 dimensions avec $\sigma_\Theta = 10^\circ$ et une gamme en énergie de recul de [5, 50] keV. Par la suite, on a utilisé des pseudo-données qui ont été générées avec une valeur de section efficace si faible qu'aucun événement WIMP n'est attendu pendant toute la période d'acquisition de données.

La figure 4.10 présente les limites d'exclusion sur la section efficace dépendante du spin sur le proton en fonction de la masse de la particule WIMP. Les résultats ont été obtenus en considérant l'approximation d'une interaction purement sur le proton, *i.e.* $a_n = 0$. La valeur moyenne choisie du contenu en spin du noyau porté par le proton est de $\langle S_p \rangle = 0,441$ [62]. Les limites d'exclusion actuelles de différentes expériences de détection directe de matière sombre sensibles à l'interaction axiale tel que COUPP [178] et KIMS [179] sont également présentées sur la figure 4.10. Les points bleus et verts correspondent aux modèles NMSSM et MSSM issus de [61].

Différentes configurations de MIMAC ont été considérées et chacun des résultats présentés a été obtenu à l'aide de la méthode par vraisemblance :

- Sans contamination de bruit de fond (courbe noire au trait plein). Ce cas représente le scénario ultime où aucun événement n'est observé pendant toute la durée de l'acquisition. Cela représente

4.5 Performances de la détection directionnelle en terme de d'exclusion

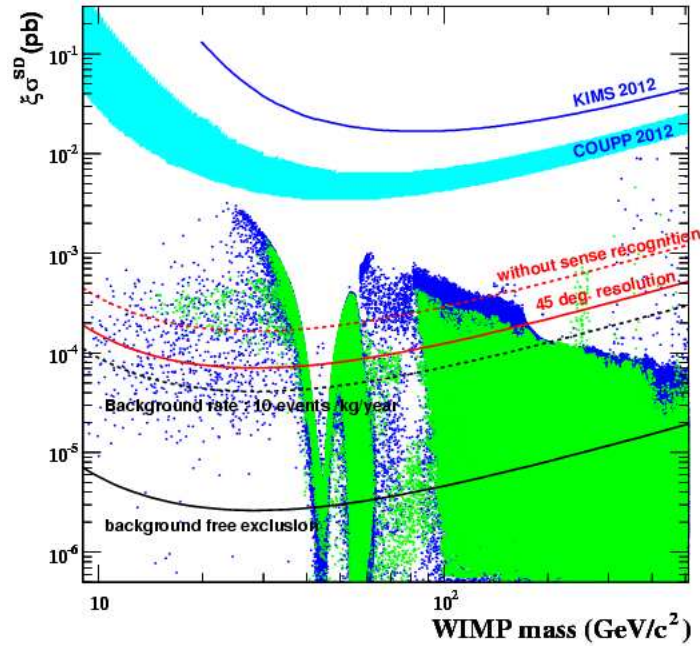


FIGURE 4.10 – Section efficace axiale sur le proton en fonction de la masse de la particule WIMP. Les limites d'exclusion présentées ont été calculées en considérant l'approximation d'une interaction purement sur le proton. Les points bleus et verts correspondent aux modèles NMSSM et MSSM issus de [61]. Les limites d'exclusion prospectives associées à un détecteur directionnel tel que celui proposé par la collaboration MIMAC sont présentées dans quatre cas différents (voir texte). Figure adaptée de [165] et [61].

alors le potentiel maximal d'exclusion qu'un détecteur de cette exposition peut atteindre.

- Avec un taux de bruit de fond résiduel de 10 événements par kilogramme et par an, qui est grand comparativement à ce qui est observé par les détecteurs actuels [85]. On a tout d'abord considéré le cas d'un détecteur directionnel avec 100% d'efficacité de reconnaissance du sens de la trace (courbe noire tiretée). On constate alors que la perte de sensibilité d'exclusion n'est que d'un ordre de grandeur, soulignant le fait que grâce à la grande différence de distribution angulaire entre les événements WIMP et ceux issus du bruit de fond, la détection directionnelle peut s'accomoder d'une grande contamination de bruit de fond.
- Avec un taux de bruit de fond résiduel de 10 événements par kilogramme et par an, mais sans aucune sensibilité au sens de propagation du recul nucléaire (courbe rouge tiretée). Comme évoqué précédemment, on constate que l'effet de ne pas avoir de reconnaissance du sens de la trace n'est pas un enjeu majeur lors de l'estimation du potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel.
- Avec un taux de bruit de fond résiduel de 10 événements par kilogramme et par an, avec 100% d'efficacité de reconnaissance du sens de la trace et une résolution angulaire $\sigma_{\Theta} = 45^{\circ}$ (courbe rouge pleine).

4.6 Conclusion

Pour conclure, on a pu montrer à l'aide de la figure 4.10 qu'un futur détecteur directionnel, tel que celui proposé par la collaboration MIMAC, permettrait d'atteindre des sensibilités 4 à 5 ordres de grandeur en dessous des limites actuelles et de sonder une importante région du MSSM et du NMSSM. De plus, ce résultat reste valable même si le détecteur ne parvient pas à être sensible au sens de la trace et possède une importante contamination de bruit de fond résiduel. Ainsi, bien que la détection directionnelle soit d'avantage dédiée à l'authentification d'une détection positive de WIMP, comme présenté au chapitre 5, elle n'en reste pas moins une stratégie intéressante pour imposer des limites d'exclusion.

4.6 Conclusion

La conclusion de cette étude est triple :

- Premièrement, une nouvelle méthode statistique, utilisant une fonction de vraisemblance et associée à une interprétation Bayésienne, a été développée afin d'optimiser le calcul de limite d'exclusion à partir de données issues de futurs détecteurs directionnels. Cette méthode a été comparée aux méthodes déjà existantes et on a pu démontrer qu'elle est la plus performante surtout dans le cas d'une importante contamination du bruit de fond.
- Deuxièmement, dans l'esprit de l'optimisation des futurs détecteurs directionnels, nous avons étudié les effets sur le potentiel d'exclusion des différentes limitations expérimentales. Nous avons ainsi pu montrer que le fait de ne pas être capable de reconnaître le sens de la trace ou d'avoir une mauvaise résolution angulaire ne diminue que légèrement le potentiel d'exclusion. Cependant, on a montré que le seuil en énergie est un facteur expérimental extrêmement important car en passant de 5 keV à 50 keV, le potentiel d'exclusion perd un ordre de grandeur pour des WIMP lourd et devient nul pour des WIMP légers.
- Troisièmement, nous avons pu voir qu'un futur détecteur directionnel de 10 kg de CF_4 avec une exposition de 3 ans, tel que celui proposé par la collaboration MIMAC, devrait être très compétitif au regard des expériences actuelles de détection directe sensible à l'interaction axiale sur le proton. En effet, même dans le cas d'une contamination de bruit de 10 événements par kilogramme et par an et sans reconnaissance du sens de la trace, le détecteur MIMAC devrait atteindre une limite d'exclusion ~ 3 ordres de grandeur plus basses que les limites actuelles.

Chapitre 5

Découverte de matière sombre avec la détection directionnelle

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier l'intérêt principal de la détection directionnelle, qui est la possibilité d'offrir une preuve non-ambigüe et hautement significative de la détection, et donc de la découverte, de la matière sombre galactique. En effet, comme nous l'avons vu à la section 2.5, la distribution angulaire attendue des événements WIMP est fortement non isotrope avec une allure de dipôle dont le maximum pointe vers la Constellation du Cygne, *i.e.* ($\ell_{\odot} = 90^{\circ}$, $b_{\odot} = 0^{\circ}$) en coordonnées galactiques. Cette caractéristique du signal attendu peut être utilisée pour authentifier une détection de matière sombre. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la problématique suivante : “*Comment la détection directionnelle va nous permettre d'authentifier, de manière non-équivoque, une détection de matière sombre et d'en évaluer sa signification statistique ?*”. On verra alors qu'en utilisant une méthode d'analyse de données que nous avons développé, on peut extraire l'origine galactique du signal mesuré et donc authentifier une détection de matière sombre. On passe alors d'une stratégie de rejet du bruit de fond, commune aux détecteurs non-directionnels, à une stratégie d'identification du signal WIMP.

Nous présenterons dans un premier temps l'argument principal en faveur de la découverte de matière sombre, en l'occurrence la reconstruction de la direction principale, en coordonnées galactiques, des reculs mesurés. Celle-ci est en effet supposée pointée dans la direction de la constellation du Cygne pour une détection de matière sombre galactique. Par la suite, nous verrons comment évaluer la signification d'une telle découverte tout en prenant en considération les incertitudes astrophysiques associées à la problématique de la détection directe de matière sombre. Nous terminerons alors par une revue des différentes limitations expérimentales (seuil en énergie, résolution en énergie et angulaire, etc...) sur le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel tel que celui proposé par la collaboration MIMAC. Ce travail été publié dans [100, 180].

5.1 Preuve de découverte

Dans le cas d'une détection de matière sombre galactique, on s'attend à observer un excès, sur la distribution angulaire des événements, en direction de la constellation du Cygne. Cependant, dans le cas d'une contamination d'événements de bruit de fond non-négligeable, cet excès peut être

5.1 Preuve de découverte

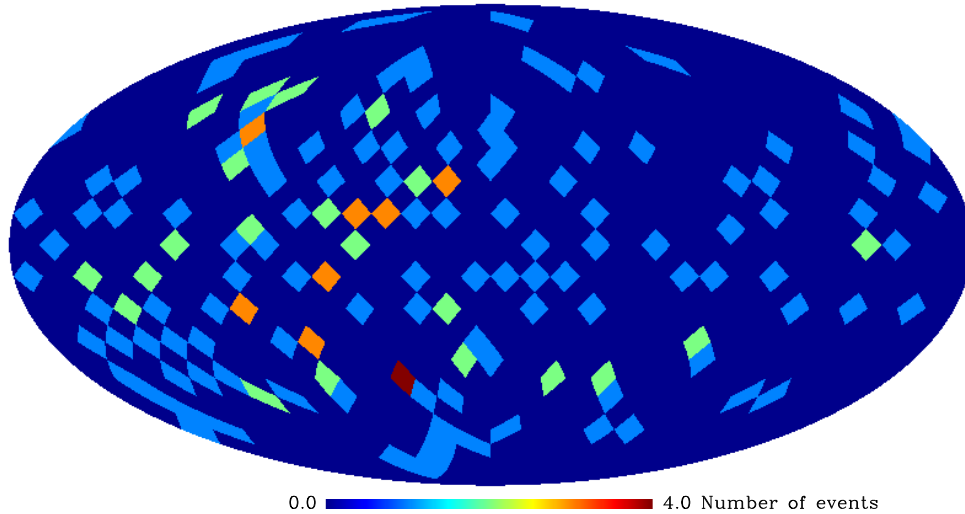


FIGURE 5.1 – Carte de reculs simulés comprenant 100 événements WIMP et 100 événements de bruit de fond. On a considéré un modèle de halo standard, une masse $m_\chi = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$, un noyau cible de Fluor 19 et une gamme en énergie de recul de $[5, 50] \text{ keV}$. Figure extraite de [100].

difficile à authentifier, en particulier lorsque le nombre d'événements WIMP détectés est faible.

La figure 5.1 représente une carte de reculs simulés comprenant 100 événements WIMP et 100 événements de bruit de fond. Cette carte a été réalisée en considérant une gamme en énergie de $[5, 50] \text{ keV}$, une masse de WIMP de $m_\chi = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et un noyau cible de Fluor 19. Le modèle de halo utilisé correspond au modèle standard d'une sphère isotherme avec une distribution de vitesse de WIMP isotrope dans le référentiel du halo. Un léger excès dans la direction de la constellation du Cygne semble visible sur la carte. Dans la suite, on cherche à montrer qu'un tel résultat pourrait constituer une preuve de la détection de matière sombre. Cela nécessite de mettre en place une méthode dédiée d'analyse de données.

Deux stratégies d'analyse de données directionnelles ont été développés ces dernières années. La première tente de rejeter l'hypothèse de bruit de fond en se basant sur des tests statistiques caractérisant le degré d'isotropie de la distribution angulaire associée aux reculs nucléaires mesurés [103, 107, 108, 109]. Le problème associé à ce test d'hypothèse est qu'il ne permet pas d'aller plus loin en terme d'authentification d'une détection positive de matière sombre.

La seconde méthode, celle que l'on a développée, permet d'aller un peu plus loin en tentant de retrouver une origine galactique au signal observé. Cela permet de valider la présence d'événements issus d'une interaction avec la matière sombre. Se faisant, on obtient une preuve de détection de matière sombre dont on peut estimer facilement la signification en utilisant un test d'hypothèse basé sur le rapport des fonctions de vraisemblances profilées présenté à la section 5.2. On passe ainsi d'une stratégie de rejection à une stratégie de découverte. Il est important de noter qu'un papier de A. Green et B. Morgan [111] montre également que la reconstruction de la direction moyenne des reculs nucléaires, en coordonnées galactiques, permet d'authentifier une détection de matière sombre galactique. Cela souligne alors, et de manière complémentaire à notre travail, que la recherche d'un excès dans la distribution angulaire des événements permettra de valider de manière non équivoque une détection positive de matière sombre.

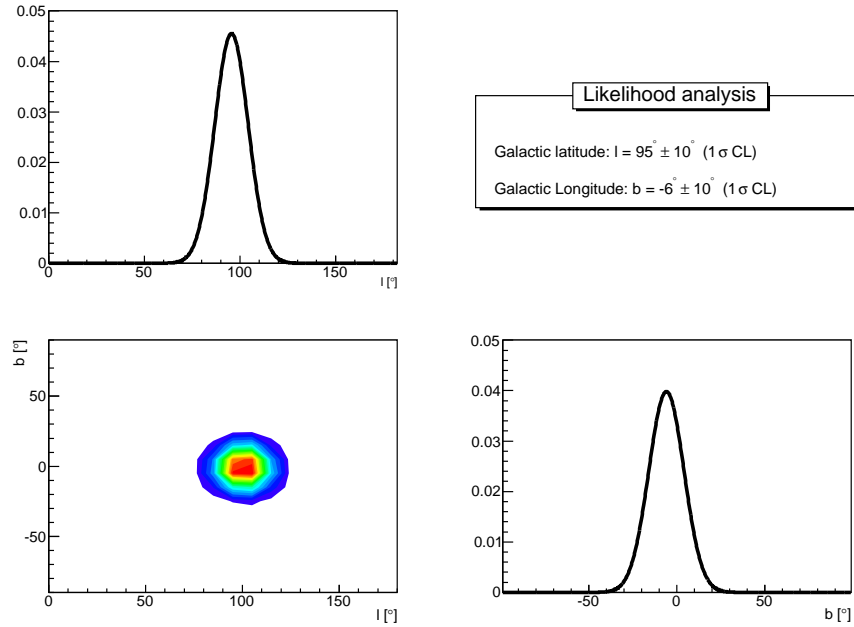


FIGURE 5.2 – Distributions marginalisées (diagonale) et corrélations 2D (hors-diagonale) pour les valeurs des 2 paramètres ℓ, b issues de l'analyse de la carte simulée (fig. 5.1). Les valeurs initiales de chaque paramètre : $m_\chi = 100 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$, $\lambda = 0,5$, $\ell = 90^\circ$, $b = 0^\circ$. Figures extraites de [100].

5.1.1 Recherche d'un signal directionnel

On a développé une méthode basée sur une fonction de vraisemblance afin de déterminer la direction de provenance principale des événements mesurés ainsi que la proportion d'événements WIMP contenus dans la carte de reculs mesurée.

La fonction de vraisemblance est estimée à partir des cartes de reculs mesurée M et théorique S et B en suivant une statistique de Poisson, telle que :

$$\mathcal{L}(m_\chi, \lambda, \ell, b) = \prod_{i=1}^{N_{\text{pixels}}} P(\lambda S_i(m_\chi; \ell, b) + (1 - \lambda)B_i | M_i) \quad (5.1)$$

avec B la distribution attendue du bruit de fond, prise comme étant isotrope, S la distribution angulaire théorique des reculs issus d'une collision avec une particule WIMP de masse m_χ et M la distribution angulaire mesurée (cf. figure 5.1). Il s'agit alors d'une analyse par vraisemblance avec les quatre paramètres suivants :

- m_χ la masse de la particule WIMP
- $\lambda = \mu_s / (\mu_s + \mu_b)$ la fraction d'événements WIMP contenus dans les données
- (ℓ, b) correspondant aux coordonnées galactiques du maximum de la distribution de distribution angulaire issue des événements WIMP.

Ainsi, un balayage des quatre paramètres, en considérant des densité de probabilité a priori plates, permet d'évaluer la vraisemblance entre la mesure M et la superposition des deux distributions théoriques associées au signal WIMP S et au bruit de fond B . Cette superposition est régie par le paramètre λ . La recherche de la direction principale du signal se fait à l'aide des paramètres (ℓ, b) ,

5.1 Preuve de découverte

dans le calcul de $S(m_\chi; \ell, b)$. Ce dernier, correspond à la rotation de la distribution $S(m_\chi)$ par les angles ($\ell' = \ell - \ell_\odot, b' = b - b_\odot$) qui se fait de la manière suivante.

Soit \vec{V}_i le vecteur unitaire pointant dans la direction du pixel S_i de la distribution théorique $S(m_\chi)$, la rotation effectuée est telle que,

$$\vec{V}'_i = R_{\vec{u}}(b')R_z(\ell')\vec{V}_i \quad (5.2)$$

avec $\vec{u} = R_z(\ell') \hat{x} = u_x \hat{x} + u_y \hat{y}$ et $R_{\vec{u}}(b')$ la matrice de rotation de Rodrigues permettant de calculer la rotation autour d'un vecteur dans une direction quelconque \vec{u} donnée par,

$$\begin{pmatrix} \cos b' + u_x^2(1 - \cos b') & u_x u_y(1 - \cos b') & u_y \sin b' \\ u_x u_y(1 - \cos b') & \cos b' + u_y^2(1 - \cos b') & -u_x \sin b' \\ -u_y \sin b' & u_x \sin b' & \cos b' \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

On peut noter que la recherche de la direction du signal est faite en aveugle car les paramètres ℓ et b sont balayés sur toute la sphère en considérant des a priori plats.

Dans la suite, nous allons nous intéresser uniquement à la contrainte obtenue sur les paramètres (ℓ, b) . On a cependant vérifié que les contraintes sur les paramètres m_χ et λ étaient non-biaisées et non corrélées avec les paramètres (ℓ, b) , voir [100] pour plus de détails.

La figure 5.2 présente la projection à deux dimensions (marginalisation) de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(m_\chi, \lambda, \ell, b)$ sur le plan (ℓ, b) ainsi que les distributions marginalisées à une dimension des paramètres ℓ et b obtenue après analyse de la carte simulée M présentée sur la figure 5.1. On en déduit alors que malgré le faible nombre d'événements WIMP (100) et la forte contamination de bruit de fond ($\lambda = 0, 5$), les paramètres ℓ et b sont fortement contraints et ce sans corrélation entre eux. On trouve aussi que la contrainte est cohérente avec la direction ℓ_\odot et b_\odot utilisée pour générer les pseudo données. Effectivement, on peut déduire de cette analyse la contrainte suivante :

$$\ell = 95^\circ \pm 10^\circ \quad \text{et} \quad b = -6^\circ \pm 10^\circ \quad (68\% \text{ C.L.}) \quad (5.4)$$

correspondant alors à une signature non-ambigüe de la détection de particule d'origine galactique. En définitive, cette analyse par vraisemblance permet d'authentifier une détection de matière sombre en mettant en évidence une corrélation angulaire entre la direction principale des reculs mesurés et la direction du système solaire dans le référentiel galactique. Cela signe alors de manière forte et non-ambigüe une détection de matière sombre galactique. En profitant du fait que le bruit de fond est isotrope, on parvient à retrouver cette signature angulaire même dans les cas d'une forte contamination de bruit de fond ($\lambda < 0, 2$).

5.1.2 Signature directionnelle

Afin de tester le potentiel de découverte d'un futur détecteur directionnel, on a mis en place une étude systématique. Cette dernière a été réalisée en utilisant des échantillons Monte Carlo de 10^4 expériences pour des valeurs de nombre attendu d'événements WIMP N_{WIMP} et une contamination de bruit de fond donnée par λ .

On définit la signature directionnelle comme la valeur de $\sigma_\gamma = \sqrt{\sigma_\ell \sigma_b}$, *i.e.* le rayon du contour à 68 % CL (σ_γ en degrés) de la distribution marginalisée $\mathcal{L}(\ell, b)$. Cela permet de quantifier la

5.2 Évaluation de la signification associée

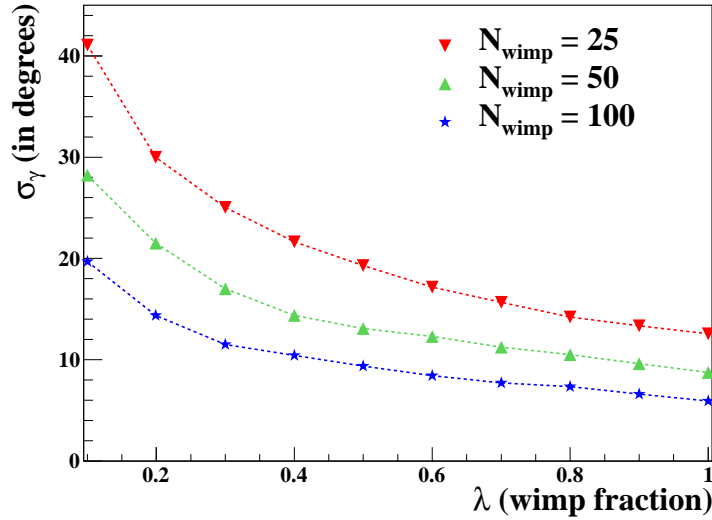


FIGURE 5.3 – Signature directionnelle : rayon du contour à 68 % CL (σ_γ en degrés) en fonction de la fraction de WIMP λ . Résultats obtenus pour une cible de Fluor, un WIMP de 100 GeV/c² et un intervalle en énergie de recul $5 \text{ keV} \leq E_R \leq 50 \text{ keV}$. Figure extraite de [100].

capacité du détecteur à reconstruire la direction d’origine du signal et donc à signer son caractère galactique.

La figure 5.3 présente l’évolution de la signature directionnelle (σ_γ) en fonction de la fraction d’événements WIMP (λ) pour trois valeurs de nombre attendu d’événements WIMP : 25 (rouge), 50 (vert) et 100 (bleu). On peut tout d’abord noter que la signature directionnelle est de l’ordre de 10° à 20° sur une large gamme de fractions de WIMP. L’amélioration de la pureté de la carte (λ croissant) permet évidemment d’obtenir une meilleure signature directionnelle. Cependant, même pour des faibles valeurs de λ le résultat serait satisfaisant.

On en déduit alors qu’en utilisant cette méthode d’analyse, un détecteur directionnel pourrait permettre d’obtenir une signature directionnelle même avec un faible nombre d’événements WIMP dans les données. Par exemple, un signal pointant dans la direction de la constellation du Cygne à 25° près pourrait être obtenu avec seulement 25 événements WIMP et une contamination de bruit de fond de 50% (soit $\lambda = 0,3$). Pour une section efficace axiale sur le proton de $\sigma_p = 1,5 \times 10^{-3}$ pb et un taux de bruit de fond de $25 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$, cela correspond à une exposition de 400 kg.jour de CF₄. On voit alors qu’une augmentation de l’exposition permettrait de passer d’une signature angulaire de 25° à 10°, ce qui serait alors d’autant plus convaincant.

L’intérêt de l’obtention d’une signature directionnelle non-ambiguë est à mettre en regard des récents résultats des expériences DAMA [58], CoGenT [88] et CRESST [86] dont l’origine de leur signal est difficile à authentifier de manière non-équivoque.

5.2 Évaluation de la signification associée

Après avoir démontré que la détection directionnelle permet d’obtenir une signature non-ambiguë associée à une détection de matière sombre, on se propose ici d’en évaluer la signification. On va d’abord introduire la définition de la fonction de vraisemblance qui permet de prendre en consi-

5.2 Évaluation de la signification associée

dération les principales incertitudes astrophysiques dans l'estimation de la signification. Effectivement, comme nous l'avons vu au chapitre 3, il existe de nombreuses incertitudes astrophysiques sur la distribution de vitesse des WIMP et sur la densité de matière sombre au voisinage du système solaire qu'il est nécessaire de considérer afin de proposer des résultats qui soient robustes. Ensuite, le formalisme d'une approche fréquentiste dédiée au calcul de la signification, en utilisant un test de rapport de vraisemblance profilée, est présenté. Finalement, on discutera les effets de la prise en compte des différentes incertitudes astrophysiques sur l'estimation de la signification.

5.2.1 La fonction de vraisemblance

Dans le cas de l'étude du potentiel d'exclusion (cf. chapitre 4), nous avons uniquement considéré l'information angulaire (Ω_r) associée à chaque recul mesuré. Cette approche nous a permis d'estimer le potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel en étant le plus indépendant du modèle du bruit de fond possible¹. Cependant, ne pas considérer l'information sur l'énergie E_r de chaque événement nous fait perdre de l'information qui pourrait améliorer les performances attendues d'un détecteur directionnel telles que les potentiels de découverte et d'identification de la matière sombre (voir chapitre 6). Dans la suite, on considère donc le spectre doublement différentiel $d^2R/dE_r d\Omega_r$ des événements mesurés afin d'optimiser la prise en compte de toute l'information associée à une mesure. Néanmoins, ce choix porte le prix d'une certaine dépendance avec la modélisation du bruit de fond dont nous évaluerons l'effet sur le potentiel de découverte (voir section 5.4).

Dans un premier temps, le bruit de fond sera considéré comme étant isotrope et plat en énergie sur la gamme considérée. Dans cette étude, on considère également cinq incertitudes astrophysiques discutées à la section 3.3, telle que la densité de matière sombre au voisinage du système solaire ρ_0 , la vitesse circulaire de ce dernier v_\odot et les dispersions de vitesse selon les trois axes du halo $\{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$. La fonction de vraisemblance est quasiment la même que celle utilisée dans le cas du calcul de limite d'exclusion (cf. chapitre 4) à laquelle on a rajouté les cinq fonctions de vraisemblance associées aux différents paramètres de nuisance :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\sigma_p, R_b, \vec{\nu}) &= \frac{(\mu_s + \mu_b)^N}{N!} e^{-(\mu_s + \mu_b)} \prod_{n=1}^N \left[\frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_b} S(\vec{R}_n) + \frac{\mu_b}{\mu_s + \mu_b} B(\vec{R}_n) \right] \\ &\times \prod_{i=1}^5 \mathcal{L}_i(\nu_i) \end{aligned} \quad (5.5)$$

où $\vec{\nu} = \{\rho_0, v_\odot, \sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ représente l'ensemble des paramètres de nuisance. $\mu_b = R_b \times \xi$ et μ_s correspondent au nombre attendu d'événements issus du bruit de fond et d'une interaction WIMP respectivement, et où R_b et ξ représentent le taux de bruit de fond et l'exposition du détecteur. N est le nombre total d'événements observés, \vec{R}_n fait référence à l'ensemble des observables associées à chaque recul qui sont son énergie E_r et sa direction Ω_r . Les fonctions S et B sont les distributions doublement différentielles $d^2R/dE_r d\Omega_r$ associées aux événements WIMP et de bruit de fond respectivement. Enfin, les fonctions $\mathcal{L}_i(\nu_i)$ sont les fonctions de vraisemblances associées à chaque paramètre astrophysique ici considéré comme des paramètres de nuisance. Ces dernières

1. en ignorant sa composante en énergie.

5.2 Évaluation de la signification associée

Paramètres de nuisance	Paramétrisation gaussienne
ρ_0 [GeV/c ² /cm ³]	0.3 ± 0.1
v_{\odot} [km/s]	220 ± 30
σ_x [km/s]	$220/\sqrt{2} \pm 20$
σ_y [km/s]	$220/\sqrt{2} \pm 20$
σ_z [km/s]	$220/\sqrt{2} \pm 20$

TABLE 5.1 – Paramétrisations des fonctions de vraisemblance gaussiennes (valeur moyenne et écart-type) associées à chaque paramètre de nuisance astrophysique.

ont été prise comme des distributions Gaussienne avec la paramétrisation (valeur moyenne, écart-type) présentée dans le tableau 5.1. Pour une discussion détaillée sur la valeur et les incertitudes de chacun de ces paramètres, voir partie 1.

5.2.2 Le test statistique par vraisemblance profilée

Dans une approche fréquentiste des probabilités, la signification d’un processus physique nouveau s’évalue souvent en utilisant le test statistique du rapport de la vraisemblance profilée. On présente ci-après une brève introduction de ce test statistique en rappelant uniquement les équations et propriétés fondamentales lui étant associées. On invite donc le lecteur intéressé à consulter [181] pour plus de détails.

Le test du rapport de vraisemblance profilée correspond à un simple test d’hypothèse entre l’hypothèse H_0 supposant que tous les événements sont issus du bruit de fond et l’hypothèse H_1 qui comprend à la fois du bruit de fond et des événements correspondant au signal recherché, *i.e.* issus d’une interaction avec des particules de matière sombre. La force de ce test statistique est qu’il permet très facilement de prendre en compte des paramètres de nuisance venant de la mesure (efficacité, résolutions, ...) et de la théorie (modélisation du signal et du fond). Dans notre cas, l’hypothèse H_0 correspond au cas $\sigma_p = 0$ (uniquement du bruit de fond). Ainsi, dans le cas d’une découverte, on teste l’hypothèse H_0 sur les données observées et on essaye de déterminer à quel point cette hypothèse est rejetée par la mesure en la comparant à l’hypothèse H_1 suivant le rapport :

$$\lambda(0) = \frac{\mathcal{L}(\hat{\sigma}_p = 0, \hat{R}_b, \hat{\vec{v}})}{\mathcal{L}(\hat{\sigma}_p, \hat{R}_b, \hat{\vec{v}})} \quad (5.6)$$

La notation du “double chapeau” correspond au maximum de vraisemblance conditionnel, *i.e.* lorsque un ou plusieurs paramètres de la fonction de vraisemblance sont fixés. Le test statistique, dans ce cas, est défini par la variable aléatoire q_0 telle que [181],

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0) & \hat{\sigma}_p > 0 \\ 0 & \hat{\sigma}_p < 0 \end{cases} \quad (5.7)$$

5.2 Évaluation de la signification associée

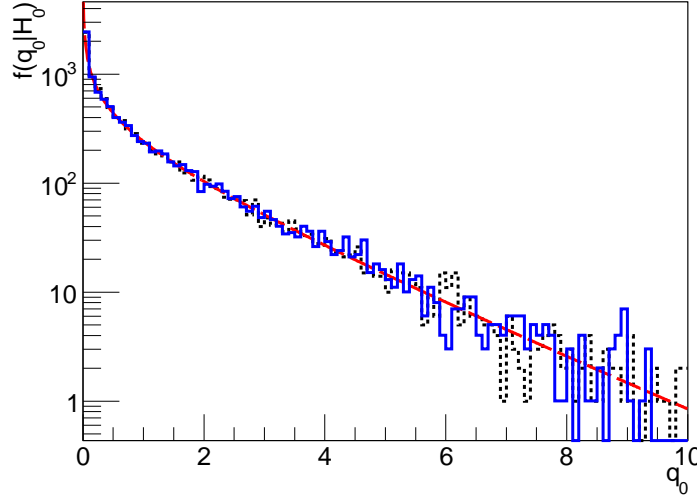


FIGURE 5.4 – Densités de probabilité de q_0 dans le cas de l’hypothèse H_0 avec/sans (trait bleu plein/trait noir pointillé) la prise en compte des incertitudes astrophysiques. Ces distributions ont été estimées avec 10000 simulations Monte Carlo. La courbe rouge au trait tireté correspond à la distribution χ_1^2 . Figure extraite de [180].

q_0 est défini positif ou nul impliquant alors que $0 \leq \lambda(0) \leq 1$. De grandes valeurs de q_0 signifient qu’il y a une grande incompatibilité entre les hypothèses H_0 et H_1 d’après les données. Cela signifie que de grandes valeurs de q_0 sont en faveur d’une découverte, ou du moins d’un “excès” non expliqué par l’hypothèse H_0 . C’est d’ailleurs pour lever cette ambiguïté que la détection directionnelle permet, dans un tel cas, de montrer une signature angulaire permettant de confirmer la pertinence de l’hypothèse H_1 (cf. section 5.1). La p -value p_0 permettant de quantifier la signification de la découverte est définie telle que :

$$p_0 = \int_{q^{\text{obs}}}^{\infty} f(q_0|H_0)dq_0 \quad (5.8)$$

où $f(q_0|H_0)$ est la densité de probabilité de q_0 sous l’hypothèse H_0 . Dans ce cas, p_0 correspond à la probabilité d’avoir un désaccord, entre H_0 et H_1 , plus grand ou égal à q^{obs} . En guise d’exemple, une valeur de $p_0 = 0,00135$ correspond à une signification de découverte de 3σ .

Dans le cadre d’une approche fréquentiste de l’estimation de la signification, la principale difficulté est d’avoir une estimation correcte de $f(q_0|H_0)$. Cependant, d’après le théorème de Wilk, q_0 suit de manière asymptotique une distribution de χ^2 avec un seul degré de liberté [181]. Dans un tel cas, la signification de découverte Z en unité de σ , est simplement donnée par $Z = \sqrt{q^{\text{obs}}}$. Cela signifie que $Z = 1$ correspond à une signification de 1σ c’est-à-dire de 68%. La figure 5.4 présente les distributions $f(q_0|H_0)$ de q_0 sous l’hypothèse bruit de fond uniquement H_0 avec (trait bleu) et sans (trait noir pointillé) prise en compte des incertitudes astrophysiques discutées plus haut. Ces distributions ont été obtenues en utilisant 10000 expériences Monte Carlo et en considérant 10 événements de bruit de fond attendu dans les pseudo données. Il est très important de noter que dans les deux cas, avec et sans incertitudes astrophysiques, les distributions $f(q_0|H_0)$ obtenues par

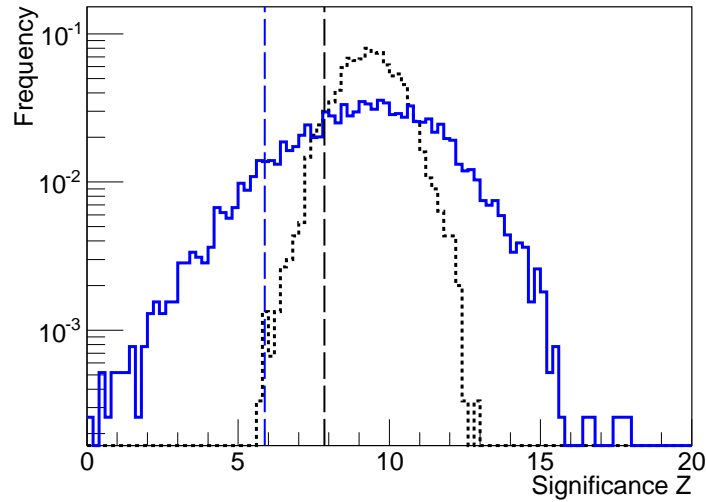


FIGURE 5.5 – Distributions normalisées de la signification $f(Z)$ avec/sans (trait bleu plein/trait noir pointillé) la prise en compte des incertitudes astrophysiques. Ces distributions ont été obtenues en utilisant 10000 simulations Monté-Carlo considérant 50 événements issus du bruit de fond et 100 événements WIMP avec $m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2$. On a obtenu une valeur moyenne de la signification de 9,2 et 9,3 et une limite inférieure à 90% de confiance Z_{90} de 7,9 et 5,9 respectivement. Figure extraite de [180].

simulation Monte Carlo sont très bien ajustées par la distribution χ_1^2 représentée en rouge sur la figure 5.4. Effectivement, dans les deux cas on a trouvé des valeurs de χ^2 réduit de 95,27/99 et 99,79/99 respectivement. Cela justifie parfaitement l'utilisation de la distribution de χ_1^2 analytique pour l'estimation de la signification associée à une détection de matière sombre par un détecteur directionnel.

5.2.3 Effet des incertitudes astrophysiques

Comme souligné au chapitre 3, le modèle standard du halo de matière sombre semble être de plus en plus remis en question par les récents résultats des simulations à N corps. C'est pour cela, que nous avons pris en considération un grand nombre d'incertitudes astrophysiques lors du calcul du potentiel de découverte associé à détecteur directionnel. En effet, le nombre attendu d'événements WIMP peut varier sensiblement avec les valeurs de la densité locale de matière sombre ou encore de la vitesse du Soleil, et modifier ainsi considérablement l'évaluation de la signification de découverte. Cette approche nous permet alors d'obtenir des résultats qui soient robustes et en accord avec les observations actuelles (cf. chapitre 3).

Dans cette section, on se propose alors d'évaluer l'impact que vont avoir ces incertitudes astrophysiques sur l'évaluation de la signification de découverte. On va comparer deux cas : avec et sans les incertitudes astrophysiques. Ne pas considérer ces dernières, revient à remplacer les fonctions \mathcal{L}_i par des fonctions de Dirac et fixer les paramètres de nuisance à leur valeur moyenne. Afin de faire la comparaison entre les deux cas, on a utilisé 10000 simulations Monte Carlo en générant des pseudo données dans le cas $\mu_s = 100$ et $\mu_b = 50$ et en considérant une masse $m_\chi = 50 \text{ GeV}.c^{-2}$. Les distributions de la signification suivant les deux scénarios sont représentés sur la figure 5.5.

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

L'histogramme au trait noir et tireté correspond au cas sans les incertitudes astrophysiques alors que l'histogramme bleu correspond au cas où ces dernières ont été prises en compte dans la fonction de vraisemblance. On peut alors remarquer que la valeur moyenne de la signification $E(Z)$ obtenue dans ce cas est identique avec ou sans les incertitudes, *i.e.* $E(Z) = 9,3$ et $E(Z) = 9,2$ respectivement. Cependant, comme nous pouvons l'observer, la dispersion de la distribution de Z avec les incertitudes astrophysiques est beaucoup plus large que dans le cas sans paramètre de nuisance astrophysique. Ceci va alors induire une grande différence lorsque l'on cherchera à établir des niveaux de confiance sur la valeur de la signification Z .

On a défini la variable Z_{90} comme étant la valeur minimale de la signification qui pourrait être observée dans 90% des cas. Ainsi, Z_{90} est obtenue en résolvant l'équation,

$$\int_0^{Z_{90}} f(Z)dZ = 0.9 \quad (5.9)$$

où $f(Z)$ représente la distribution de Z normalisée à l'unité. Ainsi, d'après les résultats présentés à la figure 5.5, la valeur de Z_{90} dans les cas avec/sans les paramètres de nuisance astrophysiques sont 5,9 et 7,9 respectivement. Cela implique alors une diminution de $\sim 25\%$ à $m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2$ du potentiel de découverte (à 3σ) d'un détecteur directionnel.

En conclusion, cette étude souligne qu'il est nécessaire de prendre en compte les incertitudes astrophysiques lorsque l'on cherche à évaluer le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel². Par la suite, ce dernier est défini comme étant la limite d'une découverte avec une signification supérieure ou égale à 3σ dans 90% des cas. Ceci correspond à la limite $Z_{90} = 3$ dans le plan (σ_p, m_χ) .

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

Par la suite, on se propose d'étudier l'évolution de la signification de découverte en fonction des différentes performances expérimentales telles que : le seuil en énergie E_{th} , la résolution angulaire σ_γ , l'efficacité de reconnaissance du sens de la trace ϵ_{HT} , la résolution en énergie σ_{E_r} . On terminera avec une étude de l'influence de la modélisation du bruit de fond sur l'estimation du potentiel de découverte d'un futur détecteur directionnel. Dans la suite, on s'intéressera à deux grandeurs qui sont la signification moyenne $E(Z)$, et le potentiel de découverte donné par la limite $Z_{90} = 3$ représentée dans le plan $(\log_{10}(\sigma_p), m_\chi)$. Ces deux grandeurs seront estimées dans chaque configuration considérée en utilisant 1000 simulations Monte Carlo de pseudo données analysées en utilisant le test du rapport des vraisemblances profilées.

Sauf mention contraire, on considérera un détecteur directionnel de 30 kg.an de CF_4 avec une gamme en énergie de recul de [5, 50] keV, des résolutions angulaire et en énergie parfaites, *i.e.* $\sigma_{E_r} = 0 \text{ keV}$ et $\sigma_\gamma = 0^\circ$, et sans événement de bruit de fond attendu $R_b = 0 \text{ evt/kg/an}$. Ceci va nous permettre d'étudier un par un les effets des différentes limitations expérimentales sur le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel.

2. et non directionnel, voir [182]

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

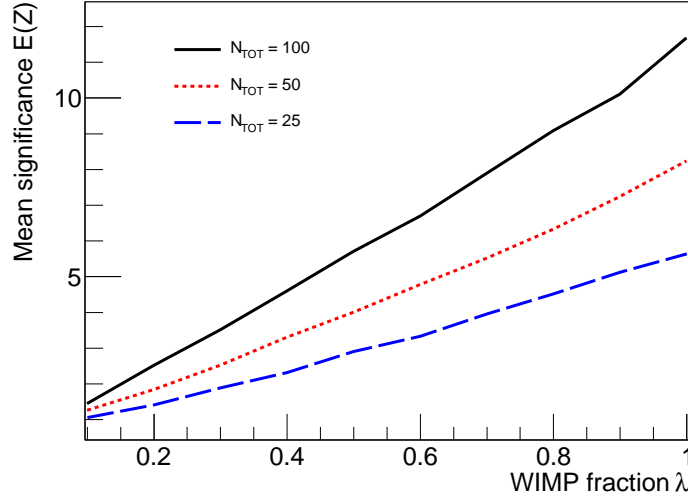


FIGURE 5.6 – Évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction de la fraction d'événements WIMP attendue $\lambda = N_s/(N_s + N_b)$ pour trois valeurs de nombre total d'événements attendu $N_{tot} = 100$ (trait noir plein), 50 (trait rouge pointillé) et 25 (trait bleu tireté). Cette étude a été réalisée en considérant une masse de WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$. Figure extraite de [180].

5.3.1 Limitation due au bruit de fond

L'objectif ultime des expériences futures et actuelles de détection de matière sombre est de supprimer toute contamination de bruit de fond. Dans le cas de la détection directionnelle, cet objectif existe également, mais a priori de manière moins prédominante. En effet, comme nous l'avons vu dans le cas de l'estimation du potentiel d'exclusion, cette dernière pourrait se permettre une certaine contamination résiduelle grâce à son fort pouvoir de discrimination issu de la mesure de la distribution angulaire des événements. Dans cette section, on va alors s'intéresser à l'impact d'une contamination résiduelle de bruit de fond, *i.e.* une contamination non réductible, sur le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel de matière sombre.

Pour commencer, la figure 5.6 présente l'évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction de $\lambda = \mu_s/(\mu_s + \mu_b)$ pour trois valeurs de $N_{tot} = n_s + n_b = \{25, 50, 100\}$. Ainsi, $\lambda \rightarrow 0$ correspond au cas où les données sont dominées par les événements du bruit de fond. La figure 5.6 nous permet alors d'étudier, pour un certain nombre total d'événements mesurés, l'évolution de la signification moyenne en fonction de la contribution de signal et de bruit de fond dans les données. On constate d'après cette figure que la signification moyenne $E(Z)$ augmente de manière quasi-linéaire avec la pureté des données λ et ce quelle que soit la valeur du nombre total d'événements mesuré. Pour une valeur fixée de λ , la signification augmente avec le nombre d'événements total, ce qui correspond à augmenter l'exposition du détecteur. Par exemple, pour $\lambda = 0,5$, on voit que la signification moyenne passe de 3σ à 6σ pour une exposition seulement quatre fois plus importante (toutes choses identiques par ailleurs).

La figure 5.7 présente le potentiel de découverte, donné par la limite dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$,

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

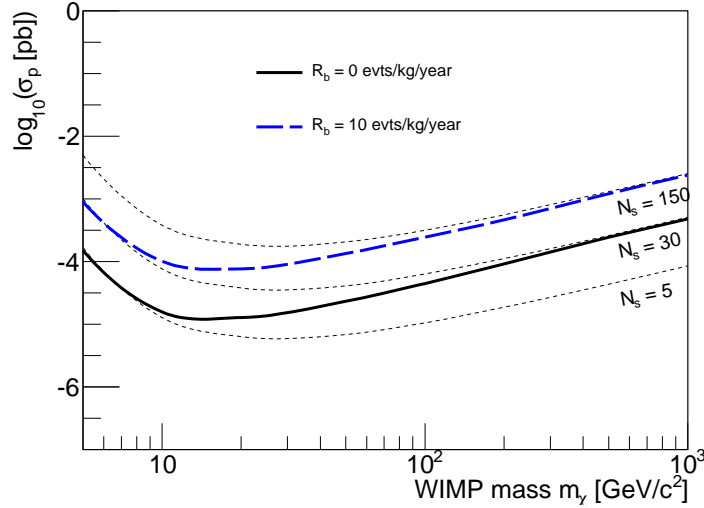


FIGURE 5.7 – Limite inférieure à 90% de confiance de la région caractérisée par une signification $\geq 3\sigma$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$. Limite $Z_{90} = 3$ pour une contribution du bruit de fond nulle (courbe noire) et pour une contamination de 10 evt/kg/an (courbe bleue). Les courbes correspondant à un nombre constant de 5, 30 et 150 événements WIMP attendus sont présentées (courbes noires pointillées). Figure extraite de [180].

correspondant à une détection à 3σ avec une probabilité de 90%. Deux cas y sont représentés : sans bruit de fond (courbe noire) et avec une importante contamination de bruit de fond $R_b = 10$ evt/kg/an (courbe bleu tiretée). Afin d'évaluer l'évolution du potentiel de découverte en fonction de la masse de la particule WIMP, on a également représenté sur la figure 5.7 les lignes représentant les iso-valeurs de nombre attendu d'événements WIMP : $\mu_s = \{5, 30, 150\}$ (courbes noires pointillées).

On remarque tout d'abord qu'un détecteur directionnel, avec une exposition de 30 kg.an de CF_4 et sans bruit de fond, pourrait obtenir une signification de détection de matière sombre de 3σ jusqu'à des section efficaces de $\sim 10^{-5}$ pb pour des masses de WIMP $\sim 10 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et jusqu'à $\sim 10^{-4}$ pb pour $m_\chi \sim 1 \text{ TeV}\cdot\text{c}^{-2}$. L'ajout d'une contamination de bruit de fond $R_b = 10$ evt/kg/an, correspondant à $\mu_b = 300$, implique une perte de sensibilité d'un facteur 5 en section efficace σ_p sur le potentiel de découverte. Ce résultat souligne bien le fait que grâce au signal très caractéristique associé à la détection directionnelle, cette dernière peut s'accommoder d'une grande contamination de bruit de fond sans voir son potentiel de découverte trop dégradé.

A l'aide des courbes représentant les iso-valeurs de nombre attendu d'événements WIMP μ_s , on constate que pour des WIMP légers, seulement 5 événements WIMP sont suffisants pour atteindre une signification de 3σ s'il n'y a pas de contamination de bruit de fond, alors que 30 sont nécessaires dans le cas d'une forte contamination de bruit de fond ($R_b = 10$ evt/kg/an). Pour des WIMP lourds, $m_\chi \sim 1 \text{ TeV}\cdot\text{c}^{-2}$, le nombre d'événements WIMP requis passe alors de 30 à 150 pour le cas sans et avec contamination de bruit de fond respectivement.

En conclusion de cette étude se concentrant sur l'étude des effets statistiques de la détection directionnelle, on peut affirmer qu'une forte preuve en faveur d'une détection de matière sombre peut

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

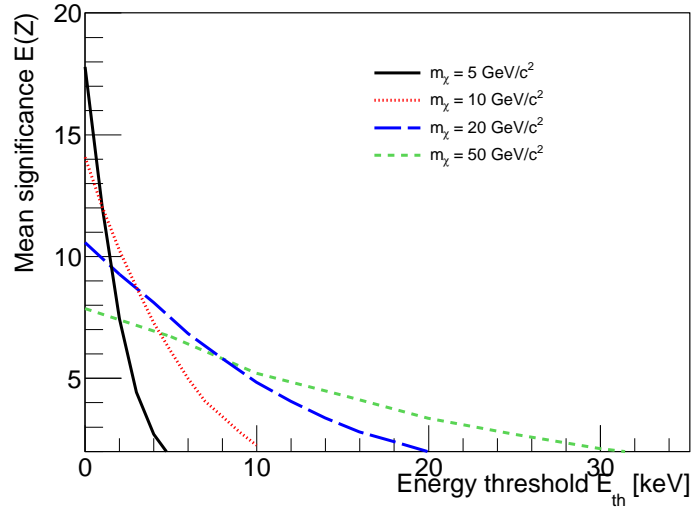


FIGURE 5.8 – Évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction du seuil en énergie pour 4 différentes valeurs de masse de particule WIMP : $m_\chi = 5 \text{ GeV}/c^2$ (trait noir plein), $m_\chi = 10 \text{ GeV}/c^2$ (trait rouge pointillé), $m_\chi = 20 \text{ GeV}/c^2$ (trait bleu tirets longs) et $m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2$ (trait vert tirets courts). Nous avons considéré un taux de bruit de fond constant tel que $R_b = 10 \text{ evt/kg/an}$ et différentes valeurs de σ_p permettant d’obtenir $\mu_s = 100$ à $E_{th} = 0 \text{ keV}$ pour chaque cas de masse m_χ . Figure extraite de [180].

être atteinte avec peu d’événements WIMP et une forte contamination des données par du bruit de fond résiduel. Cette faible sensibilité à la contamination de bruit de fond vient de la caractéristique du signal WIMP attendu qui devrait présenter une corrélation angulaire forte avec la direction du vecteur vitesse du système solaire dans le référentiel galactique. On rappelle qu’une détection directionnelle de matière sombre non équivoque est donnée par le fait d’observer une corrélation angulaire forte avec la direction du Cygne, donnée par l’ouverture angulaire σ_γ , associée à une signification statistique, rejetant l’hypothèse du bruit de fond seul H_0 , suffisamment importante ($\sim 3\sigma$).

5.3.2 Effet du seuil en énergie

Comme pour le potentiel d’exclusion, le seuil en énergie³ E_{th} est un facteur très important dans l’évaluation du potentiel de découverte d’un détecteur directionnel. Effectivement, plus ce dernier est bas, plus le détecteur sera sensible à un grand nombre d’événements WIMP lui permettant alors de sonder l’espace des paramètres à des plus basses masses et section efficaces. Comme souligné dans [100, 108], lorsque le seuil en énergie augmente, il y a une compétition entre deux effets : réduction du nombre d’événements WIMP attendu μ_s et une augmentation de l’anisotropie de la distribution angulaire de ces derniers. Effectivement, en augmentant le seuil, on ne devient sensible qu’aux événements de plus haute énergie caractérisés par un petit angle de diffusion élastique WIMP-noyau, favorisant alors ceux venant de la direction de la constellation du Cygne. Il est donc important de souligner le fait que si le seuil en énergie E_{th} est nul, la distribution angulaire des

3. Au chapitre précédent, le seuil en énergie était noté E_{r_1} .

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

événements attendue est la même quelle que soit la masse de la particule WIMP.

La figure 5.8 présente l'évolution de $E(Z)$ en fonction du seuil en énergie E_{th} pour quatre masses de WIMP différentes : $m_\chi = 5 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ (courbe noire), $m_\chi = 10 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ (courbe rouge pointillée), $m_\chi = 20 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ (courbe bleue long tirets) et $m_\chi = 50 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ (courbe verte tiretée). Pour comparaison entre les différentes masses de WIMP considérées, on a choisi une section efficace, pour simuler les pseudo données, de telle sorte que dans tous les cas $\mu_s = 100$ à $E_{th} = 0 \text{ keV}$. On a également considéré une contamination de bruit de fond résiduel caractérisée par un taux de $R_b = 10 \text{ evt/kg/an}$.

Comme expliqué plus haut, à $E_{th} = 0 \text{ keV}$, la distribution angulaire est la même quelle que soit la masse de la particule WIMP. Ainsi, le fait que la signification à $E_{th} = 0 \text{ keV}$ soit plus importante pour une masse de WIMP petit ne vient que de la discrimination issue de la distribution en énergie des événements. Effectivement, pour des petites valeurs de m_χ , le spectre en énergie est d'avantage piqué à basse énergie et donc moins compatible avec le modèle de bruit de fond que l'on a utilisé (plat en énergie). En contrepartie, cette allure piquée à basse énergie pour des WIMP légers implique que le nombre d'événements WIMP attendu μ_s décroît plus rapidement que pour des WIMP lourds en augmentant le seuil en énergie. Or, cette sélection des événements les plus énergétiques va également augmenter l'anisotropie de la distribution angulaire. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 5.8 l'effet de la réduction de μ_s l'emporte sur l'amélioration de la discrimination WIMP/bruit de fond due à l'augmentation de l'anisotropie impliquant alors que quelle que soit la masse de la particule WIMP, $E(Z)$ est une fonction décroissante de E_{th} . Ainsi, contrairement à ce qui est prédit dans [108], lorsque l'on considère la distribution $d^2R/dE_r d\Omega_r$ et non uniquement la distribution angulaire, il n'y a pas d'amélioration de la signification pour des faibles énergies de seuil. Cependant, il est important de prendre en compte que notre résultat est plus dépendant du modèle de bruit de fond que [108] étant donné que l'on a modélisé la distribution en énergie des événements du bruit de fond en plus de leur distribution angulaire. C'est pour cette raison que la section 5.4 est dédiée à l'évaluation de l'effet de la modélisation du bruit de fond sur l'évaluation de la signification de découverte.

La figure 5.9 présente le potentiel de découverte, *i.e.* la limite $Z_{90} = 3$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$, pour deux cas : $E_{th} = 0 \text{ keV}$ (courbe noire) et $E_{th} = 50 \text{ keV}$ (courbe bleue tiretée) sans bruit de fond. On a également représenté les courbes d'iso-valeurs de μ_s associées aux deux valeurs de seuil considérées. On constate qu'un détecteur directionnel de $30 \text{ kg}\cdot\text{an}$ de CF_4 pourrait, dans le cas certes irréaliste de $E_{th} = 0 \text{ keV}$, obtenir une détection à 3σ jusqu'à $3 \times 10^{-6} \text{ pb}$ pour des WIMP légers et jusqu'à 10^{-4} pb pour des WIMP lourds. A cause de l'évolution de l'allure du spectre en énergie en fonction de la masse m_χ , 20 événements WIMP sont nécessaires pour obtenir une signification de 3σ si $m_\chi \sim 1 \text{ TeV}\cdot\text{c}^{-2}$ alors que seulement 5 suffisent dans le cas où $m_\chi \sim 10 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$. Dans le cas où $E_{th} = 50 \text{ keV}$, on observe une perte en sensibilité d'un facteur 5 sur la section efficace σ_p dans le cas d'un WIMP lourd et une perte totale de sensibilité au WIMP léger ($m_\chi \lesssim 20 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$). D'après la figure 5.9, on peut remarquer que pour $m_\chi = 1 \text{ TeV}\cdot\text{c}^{-2}$, seulement 15 événements WIMP sont nécessaires pour atteindre une signification de 3σ pour $E_{th} = 50 \text{ keV}$ alors que 20 sont requis dans le cas où $E_{th} = 0 \text{ keV}$. Cet effet provient de l'augmentation de l'anisotropie avec le seuil en énergie.

En conclusion, on peut affirmer que plus bas est le seuil en énergie plus grande sera la sensibilité

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

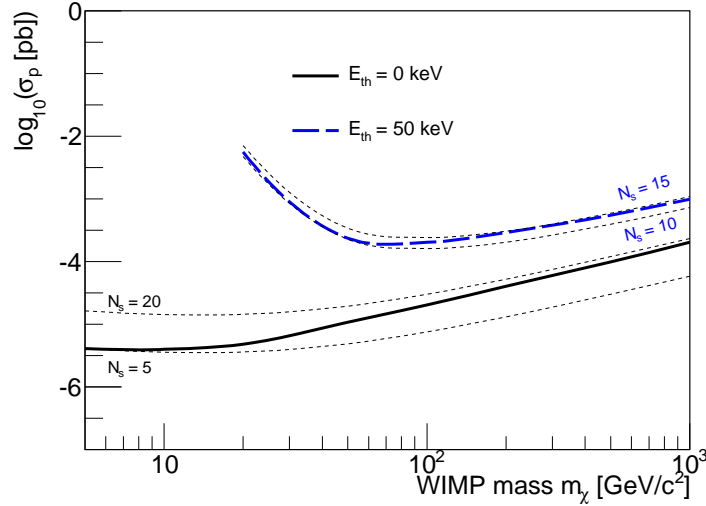


FIGURE 5.9 – Limite inférieure à 90% de confiance de la région caractérisée par une signification $\geq 3\sigma$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ pour deux cas différents : $E_{th} = 0$ keV (trait noir plein) et $E_{th} = 50$ keV (trait bleu tireté) sans contamination du bruit de fond. Les courbes correspondant à des nombres constants d'événements WIMP attendus sont présentées pour les cas $E_{th} = 0$ keV (courbes noires pointillées) et $E_{th} = 50$ keV (courbes bleues pointillées). Figure extraite de [180].

du détecteur à l'ensemble de l'espace des paramètres $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ de la matière sombre. Ce résultat était qualitativement prévisible dans le cadre de la problématique de la détection directe en général sauf que dans le cas de la détection directionnelle, le seuil en énergie correspond à l'énergie minimale pour détecter un recul nucléaire et sa trace en trois dimensions. Le seuil en énergie est donc un paramètre essentiel dans la détermination des performances d'un détecteur directionnel en terme de recherche de matière sombre et fait donc partie des enjeux expérimentaux majeurs.

5.3.3 Effet de la résolution en énergie

Les détecteurs gazeux tels que MIMAC permettent de mesurer l'énergie déposée sous forme d'ionisation, *i.e.* par création de paire électron-ion le long du parcours de la particule ionisante. Cependant, comme nous le verrons à la section 7.6, la résolution en énergie est limitée par les effets statistiques de la création de paire et du processus d'avalanche ayant lieu dans l'espace d'amplification de la TPC. Il est donc nécessaire d'étudier l'effet de la résolution en énergie σ_{E_r} sur le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel. La résolution σ_{E_r} que l'on considère par la suite s'applique à la mesure de l'énergie de recul E_r que l'on peut déterminer suite à la mesure de l'énergie déposée sous forme d'ionisation en connaissant le facteur de quenching en ionisation [183], voir section 8.2. La résolution en énergie est donc prise en compte dans le calcul du taux d'événements doublement différentiel de la manière suivante :

$$\frac{d^2 R}{d\Omega_r dE_r}(\Omega_r, E_r) = \int_{E'_r} \frac{d^2 R}{d\Omega_r dE'_r}(\Omega_r, E'_r) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(E'_r)} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{E_r - E'_r}{\sigma(E'_r)}\right)^2\right\} dE'_r. \quad (5.10)$$

Considérer une résolution en énergie non nulle entraine la compétition entre deux effets. Le pre-

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

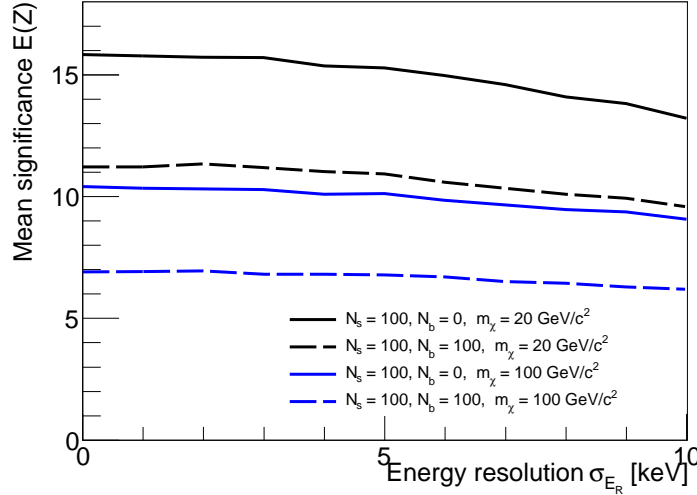


FIGURE 5.10 – Évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction de la résolution en énergie σ_{E_r} , pour différents cas ($N_s = 100, N_b = 0$) (traits pleins) et ($N_s = 100, N_b = 100$) (traits tiretés) en considérant deux masses de particules WIMP différentes : $m_\chi = 20 \text{ GeV}/c^2$ (traits noirs) et $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ (traits bleus). Figure extraite de [180].

mier effet est l'augmentation du nombre attendu d'événements WIMP μ_s . Effectivement, puisque la plupart des événements WIMP sont à basse énergie, si σ_{E_r} est important, certains événements de basse énergie pourront dépasser le seuil en énergie et ainsi peupler la gamme en énergie considérée. Le second effet, antagoniste au premier, est que le spectre en énergie de recul sera plus plat donc plus proche du spectre du bruit de fond. De plus, la distribution angulaire sera moins anisotrope car issue d'événements de basse énergie.

L'effet de la résolution en énergie est présenté sur la figure 5.10 où l'on a représenté l'évolution de $E(Z)$ en fonction de σ_{E_r} . On a présenté les résultats associés aux cas $m_\chi = 20 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ (courbes noires) et $m_\chi = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ (courbes bleues) où l'on a considéré ($\mu_s = 100, \mu_b = 0$) (traits pleins) et ($\mu_s = 100, \mu_b = 100$) (traits tiretés). La résolution en énergie σ_{E_r} a été prise constante en fonction de l'énergie et entre 0 keV et 10 keV. Puisque la gamme en énergie de recul considérée est de [5, 50] keV, le cas où $\sigma_{E_r} = 10 \text{ keV}$ correspond à une résolution en énergie extrêmement grande de 200% à $E_r = 5 \text{ keV}$ et de 20% à $E_r = 50 \text{ keV}$. Cependant, comme on peut le voir à partir de la figure 5.10, même en considérant des résolutions en énergie extrêmement grandes et irréalistes, la signification moyenne n'est que très peu diminuée par rapport au cas d'une résolution idéale, *i.e.* 15% dans le cas $m_\chi = 20 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ pour ($\mu_s = 100, \mu_b = 0$). De plus même dans le cas d'une contamination de bruit de fond de 50% des données et une masse de WIMP de $m_\chi = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$, l'effet de la résolution en énergie sur la signification reste négligeable.

On peut alors conclure que l'effet de la résolution en énergie sur le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel est négligeable et par la suite, nous considérerons que $\sigma_{E_r} = 0 \text{ keV}$.

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

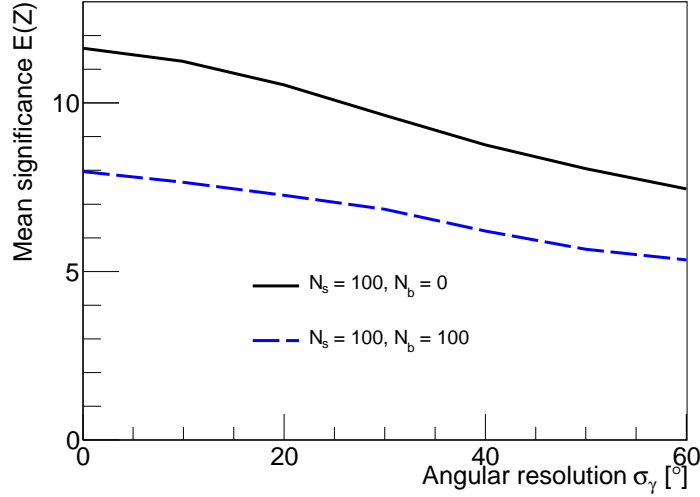


FIGURE 5.11 – Évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction de la résolution angulaire notée σ_Θ pour deux cas : ($N_s = 100, N_b = 0$) (trait noir plein) et ($N_s = 100, N_b = 100$) (trait bleu tireté). Une masse de WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$ a été considérée pour cette étude. Figure extraite de [180].

5.3.4 Effet de la résolution angulaire

Comme dans le cas du potentiel d'exclusion, le potentiel de découverte dépend de la résolution angulaire du détecteur directionnel considéré. Cette dernière est incorporée dans le calcul de $d^2R/dE_r d\Omega_r$ suivant l'équation 4.20.

La figure 5.11 présente l'évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction de σ_Θ pour deux cas : ($\mu_s = 100, \mu_b = 0$) (courbe noire) et ($\mu_s = 100, \mu_b = 100$) (courbe bleue tiretée) en considérant une masse de WIMP de $50 \text{ GeV}.c^{-2}$. On remarque alors que dans les deux cas, en dégradant la résolution angulaire, *i.e.* en augmentant la valeur de σ_Θ , la valeur moyenne de la signification attendue diminue. Cela vient simplement du fait que lorsque l'on augmente σ_Θ , la distribution angulaire des événements WIMP se rapproche d'une distribution isotrope, ce qui diminue le pouvoir de discrimination entre les événements WIMP et ceux du bruit de fond. D'après les résultats obtenus à la figure 5.11, on constate qu'une résolution angulaire de $\sigma_\Theta = 60^\circ$ diminue seulement de 30% la valeur moyenne de la signification par rapport au cas où $\sigma_\Theta = 0^\circ$ dans les deux cas.

L'effet de la résolution angulaire σ_Θ sur le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel de $30 \text{ kg}.\text{an}$ de CF_4 est illustré sur la figure 5.12 où l'on a considéré deux cas : $\sigma_\Theta = 0^\circ$ (courbe noire) et $\sigma_\Theta = 60^\circ$ (courbe bleue tiretée). Comme pour les cas précédents, les courbes noires tiretées représentent les contours d'iso-valeurs de $\mu_s = 5, 30$ et 100 événements WIMP. On remarque que l'effet d'une résolution angulaire de $\sigma_\Theta = 60^\circ$, par rapport à une résolution angulaire parfaite, est négligeable pour des WIMP légers $m_\chi \sim 10 \text{ GeV}.c^{-2}$ car la distribution angulaire à ces masses de WIMP est fortement anisotrope. Pour des WIMPs lourds $m_\chi \sim 1 \text{ TeV}.c^{-2}$, la distribution angulaire étant moins anisotrope, l'effet de la résolution angulaire n'est plus négligeable et l'on observe alors une perte de sensibilité sur la section efficace σ_p d'un facteur 3,3 en passant de $\sigma_\Theta = 0^\circ$ à $\sigma_\Theta = 60^\circ$.

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

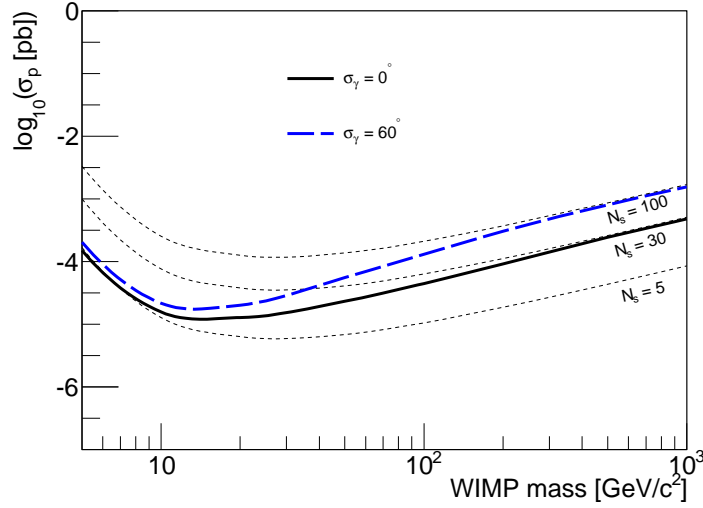


FIGURE 5.12 – Limite inférieure à 90% de confiance de la région caractérisée par une signification $\geq 3\sigma$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ pour deux cas de résolution angulaire : $\sigma_\Theta = 0^\circ$ (trait noir plein) et $\sigma_\Theta = 60^\circ$ (trait bleu tiré) sans contamination de bruit de fond. On a également présenté par les courbes noires tirées les iso-valeurs de nombre d'événements WIMP attendu tel que : $\mu_s = 5, 30$ et 100 . Figure extraite de [180].

Ces résultats suggèrent le fait que la résolution angulaire d'un détecteur directionnel n'est pas un paramètre limitant, concernant son potentiel de découverte, mais qu'il reste nécessaire de correctement l'évaluer pour assurer la cohérence des résultats. Le chapitre 9 est consacré à l'estimation par simulation de la résolution angulaire de MIMAC.

5.3.5 Effet de l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace

Dans cette section, on se propose d'étudier l'effet d'une efficacité de reconnaissance du sens de la trace différente de 100% sur le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel. Pour ce faire, on définit l'efficacité de la reconnaissance de la trace par $\epsilon_{HT} = \epsilon_B - \epsilon_M$, où ϵ_B et ϵ_M correspondent à la fraction de trace pour lesquels le sens a été bien ou mal reconstruit. Ainsi, si $\epsilon_{HT} = 0\%$, on a alors $\epsilon_B = \epsilon_M$ correspondant alors au cas où nous n'avons pas de reconnaissance du sens de la trace. La nouvelle expression du spectre doublement différentiel des événements mesurés s'écrit alors :

$$\frac{d^2N}{dE_r d\Omega_r}(E_r, \hat{r}) = \frac{1 + \epsilon_{HT}}{2} \frac{d^2N}{dE_r d\Omega_r}(E_r, \hat{r}) + \frac{1 - \epsilon_{HT}}{2} \frac{d^2N}{dE_r d\Omega_r}(E_r, -\hat{r}) \quad (5.11)$$

où \hat{r} fait référence à la direction Ω_r des reculs. Sans reconnaissance du sens de la trace, la distribution angulaire des événements WIMP devient alors moins anisotrope et donc plus proche de la distribution angulaire des événements de bruit de fond réduisant alors le pouvoir de discrimination entre ces deux populations d'événements.

La figure 5.13 présente l'évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction de l'efficacité de reconnaissance du sens de la trace ϵ_{HT} pour deux cas : $(\mu_s = 100, \mu_b = 0)$ (courbe noire) et

5.3 Influence des performances expérimentales sur le potentiel de découverte

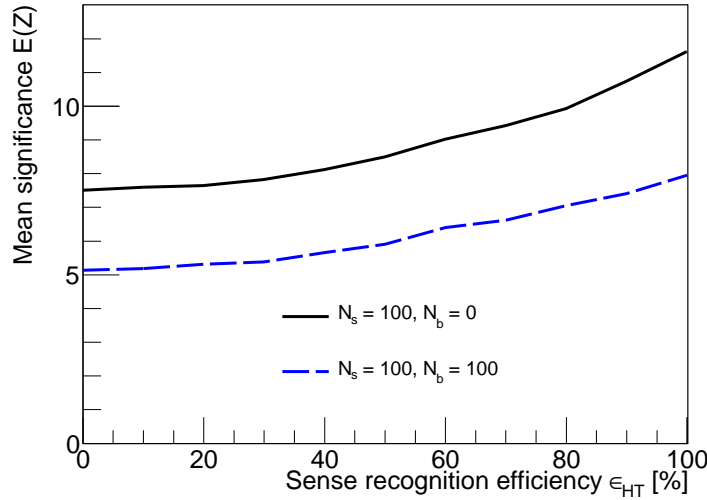


FIGURE 5.13 – Évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction de l’efficacité de reconnaissance du sens de la trace ϵ_{HT} dans deux cas : ($N_s = 100, N_b = 0$) (trait noir plein) et ($N_s = 100, N_b = 100$) (trait bleu tireté). Une masse de particule WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$ a été considérée pour réaliser cette étude. Figure extraite de [180].

($\mu_s = 100, \mu_b = 100$) (courbe bleue tiretée) en considérant une masse de WIMP de $50 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$. On remarque que, pour les deux cas considérés, la signification moyenne augmente de manière monotone avec ϵ_{HT} . On peut également constater que l’augmentation de $E(Z)$ est d’autant plus importante pour des valeurs de ϵ_{HT} proches de 100%. Par exemple, avoir ϵ_{HT} égale à 0% ou 20% ne modifie que très légèrement la valeur moyenne de la signification, alors que lorsque l’on passe de $\epsilon_{HT} = 80\%$ à $\epsilon_{HT} = 100\%$, $E(Z)$ augmente de près de 20%. La figure 5.13 montre également qu’entre $\epsilon_{HT} = 0\%$ et $\epsilon_{HT} = 100\%$, l’effet sur la signification n’est que de 30% avec ou sans contamination de bruit de fond. Cela souligne le fait que, dans le cas considéré d’une masse de WIMP de $50 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$, l’effet d’avoir ou non la reconnaissance de la trace ne devrait pas considérablement affecter le potentiel de découverte.

On a représenté le potentiel de découverte d’un détecteur de $30 \text{ kg}\cdot\text{an}$ de CF_4 sur la figure 5.14 avec (courbe noire) ou sans (courbe bleue tiretée) reconnaissance de la trace. On a également représenté les lignes (noires tiretées) correspondantes aux valeurs : $\mu_s = 5, 30, 120$. Comme dans le cas de la résolution angulaire, on constate que la différence entre avoir $\epsilon_{HT} = 100\%$ et $\epsilon_{HT} = 0\%$ sur le potentiel de découverte est négligeable dans le cas de WIMP légers $m_\chi \sim 10 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$ et devient importante, de l’ordre d’un facteur 4 pour des WIMPs lourds $m_\chi \sim 1 \text{ TeV}\cdot c^{-2}$. Ainsi, on constate d’après les figures 5.12 et 5.14 que la différence en terme de potentiel de découverte entre $\epsilon_{HT} = 0\%$ avec une résolution angulaire parfaite ($\sigma_\Theta = 0^\circ$) est similaire à $\epsilon_{HT} = 100\%$ avec $\sigma_\Theta = 60^\circ$.

Cette étude nous amène à penser que la reconnaissance du sens de la trace n’est finalement pas un paramètre majeur de performance d’un détecteur directionnel. Effectivement, comme on le voit sur la figure 5.14, un détecteur directionnel tel que celui considéré avec $\epsilon_{HT} = 0\%$ pourrait être capable

5.4 Dépendance des résultats avec la modélisation du bruit de fond

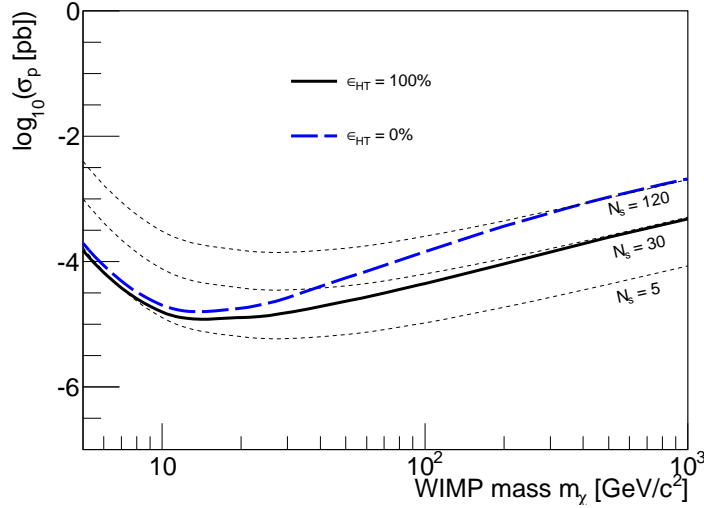


FIGURE 5.14 – Limite inférieure à 90% de confiance de la région caractérisée par une signification $\geq 3\sigma$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ pour deux valeurs d’efficacité de reconnaissance du sens de la trace : $\epsilon_{HT} = 100\%$ (trait noir plein) et $\epsilon_{HT} = 0\%$ (trait bleu tireté) sans contamination de bruit de fond. On a également présenté par les courbes noires tiretées les iso-valeurs de nombre d’événements WIMP attendu tel que : $\mu_s = 5, 30$ et 120 . Figure extraite de [180].

d’obtenir une détection à 3σ de matière sombre jusqu’à des section efficaces entre $10^{-5} - 10^{-3}$ pb, en fonction de la masse de la particule WIMP. Ce résultat est d’un intérêt majeur surtout si l’on prend en compte que les récents résultats expérimentaux et issus de simulations tendent à montrer que la reconstruction du sens de la trace risque de ne pas être possible pour des énergies de recul $\lesssim 100$ keV (voir chapitre 9).

5.4 Dépendance des résultats avec la modélisation du bruit de fond

Les résultats des études précédentes ont été obtenus en faisant l’hypothèse d’un certain modèle de bruit de fond. Bien que le caractère isotrope de la distribution angulaire de ce dernier semble être une hypothèse tout à fait valable (voir section 2.5), sa distribution en énergie reste très incertaine car elle dépend également des propriétés intrinsèques du détecteur. On a alors choisi de considérer un modèle de bruit de fond suivant une distribution exponentielle telle que :

$$\left. \frac{dN}{dE_r} \right|_{\text{back}} = -\frac{1}{E_{\text{back}}} \times \frac{\exp(-E_r/E_{\text{back}})}{\exp(-E_{th}/E_{\text{back}})} \quad (5.12)$$

où E_{back} correspond à la pente de la distribution exponentielle. On voit alors que si $E_{\text{back}} \rightarrow \infty$ on retombe sur le cas d’un spectre plat en énergie comme celui utilisé dans les études précédentes. De manière évidente, le pire des cas correspond à celui où la distribution en énergie des événements du bruit de fond est la même que celle issue des événements de matière sombre. Effectivement, dans un tel cas, il n’y a plus de discrimination entre ces deux populations d’événements selon

5.4 Dépendance des résultats avec la modélisation du bruit de fond

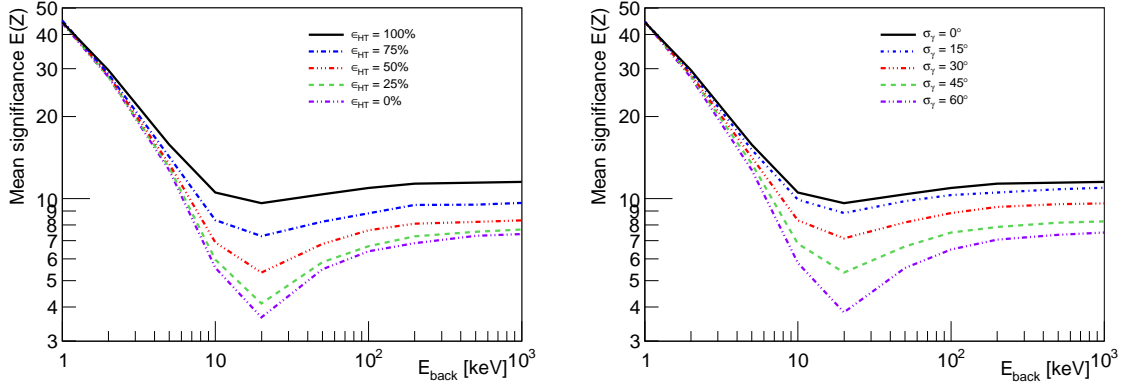


FIGURE 5.15 – Évolution de la signification moyenne $E(Z)$ en fonction de la pente du spectre en énergie du bruit de fond E_{back} pour cinq valeurs d’efficacité de reconnaissance du sens de la trace (panneau de gauche) : $\epsilon_{HT} = 100\%$, 75% , 50% , 25% et 0% (de haut en bas) et pour cinq valeurs de résolution angulaire (panneau de droite) : $\sigma_{\Theta} = 0^\circ$, 15° , 30° , 45° et 60° (de haut en bas). Cette étude a été réalisée en considérant une masse de particule WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$ avec 100 événements WIMP attendus et sans contamination de bruit de fond. Figure extraite de [180].

les distributions en énergie et seule la distribution angulaire permet encore de les distinguer. Par exemple, cela devient le cas si l’on considère un noyau cible de Fluor, une masse de WIMP de $m_{\chi} = 50 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$ avec une pente de bruit de fond de $E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$.

La figure 5.15 représente l’évolution de la valeur moyenne de la signification en fonction de E_{back} pour différentes valeurs de résolution angulaire σ_{Θ} (à droite) et d’efficacité de reconnaissance du sens de la trace ϵ_{HT} (à gauche) avec ($\mu_s = 100, \mu_b = 0$). L’allure générale commune aux deux figures est que $E(Z)$ peut varier sur un ordre de grandeurs pour E_{back} variant entre 1 keV et 1 GeV. $E(Z)$ est maximale pour des petites valeurs de E_{back} , correspondant à une pente de spectre très raide, puis diminue jusqu’à atteindre sa valeur minimale autour de $E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$, pour la raison évoquée précédemment. Enfin, $E(Z)$ finit par remonter de manière asymptotique jusqu’à ce que $E_{\text{back}} \rightarrow \infty$ correspondant au cas où le spectre en énergie du bruit de fond est plat. Il est alors très intéressant de noter que l’effet de E_{back} est très dépendant des performances de reconstruction angulaire du détecteur. Effectivement, la valeur minimale de $E(Z)$ à $E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$ est fortement diminuée lorsque l’on a de faibles efficacités de reconnaissance du sens de la trace ou de mauvaises résolutions angulaire. Ceci s’explique simplement par le fait que pour cette valeur particulière de E_{back} , il n’y a plus de discrimination grâce à l’observable énergie. Toute la discrimination restante ne se base donc que sur l’information contenue dans la distribution angulaire des événements. Ainsi, pour $\epsilon_{HT} = 0\%$ ou $\sigma_{\Theta} = 60^\circ$, la distribution angulaire se rapproche de celle du bruit de fond et la discrimination entre les événements du bruit de fond et ceux issus des WIMP devient très faible. Cela implique une grande diminution de la signification de détection. On peut cependant constater que même dans ces cas très défavorables, on obtient une signification moyenne de 4σ .

Pour conclure cette étude, nous avons représenté sur la figure 5.16 l’effet du modèle de bruit de

5.5 Performances attendues de la détection directionnelle en terme de découverte

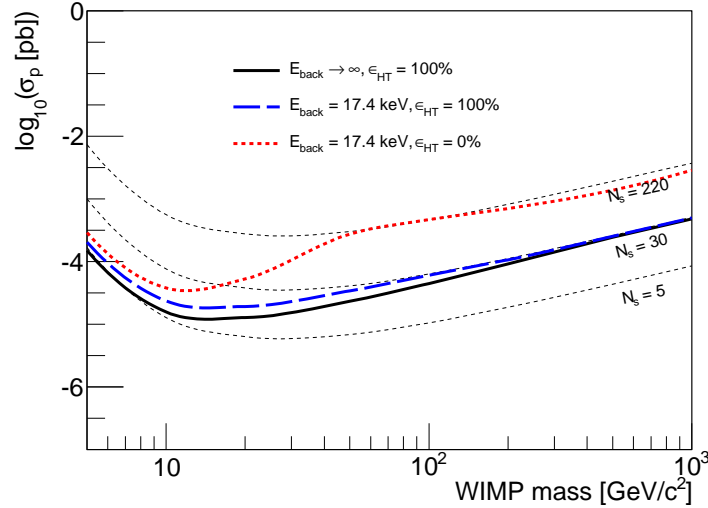


FIGURE 5.16 – Limite inférieure à 90% de confiance de la région caractérisée par une signification $\geq 3\sigma$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ pour trois cas : ($E_{\text{back}} \rightarrow +\infty$, $\epsilon_{HT} = 100\%$) (trait noir plein), ($E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$, $\epsilon_{HT} = 100\%$) (trait bleu tireté) et ($E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$, $\epsilon_{HT} = 0\%$) (trait rouge pointillé) sans contamination du bruit de fond. On a également présenté (courbes noires tiretées) les iso-valeurs de nombre d'événements WIMP attendus tel que : $\mu_s = 5, 30$ et 220 . Figure extraite de [180].

fond sur le potentiel de découverte. On y voit les limites $Z_{90} = 3$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ dans trois cas : spectre plat en énergie ($E_{\text{back}} \rightarrow +\infty \text{ keV}$) avec $\epsilon_{HT} = 100\%$ (courbe noire), $E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$ avec $\epsilon_{HT} = 100\%$ (courbe bleue tiretée) et $E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$ avec $\epsilon_{HT} = 0\%$ (courbe rouge pointillée); sans contamination de bruit de fond ($R_b = 0 \text{ evt/kg/an}$). Les résultats présentés sur la figure 5.16 suggèrent que l'effet de la distribution en énergie de bruit de fond sur le potentiel de découverte est négligeable dans le cas où le détecteur possède une mesure de la direction des événements extrêmement performante. Dans le cas contraire, *i.e.* une résolution angulaire médiocre ou une faible efficacité de reconnaissance du sens de la trace, l'impact sur le potentiel de découverte peut être très significatif. Effectivement, comme on peut le voir sur la figure 5.16, si $\epsilon_{HT} = 0\%$ le détecteur voit sa sensibilité aux basses sections efficaces diminuer d'un ordre de grandeur lorsque le spectre en énergie du bruit de fond et du signal WIMP coïncident ($m_\chi \sim 50 \text{ GeV.c}^{-2}$).

On en conclut que l'estimation du potentiel de découverte d'un détecteur directionnel est dépendante du modèle du bruit de fond considéré et que cette dépendance est d'autant plus importante si le détecteur possède une faible performance de reconstruction des traces de reculs mesurés.

5.5 Performances attendues de la détection directionnelle en terme de découverte

Dans cette dernière section, on s'intéresse à évaluer le potentiel de découverte de deux détecteurs directionnel notés A et B, aux caractéristiques très différentes (voir tableau 5.2) permettant

	E_{th} [keV]	R_b [evts/kg/an]	σ_{Θ} [°]	ϵ_{HT} [%]
Détecteur A	5	0	20	100
Détecteur B	20	10	50	0

TABLE 5.2 – Caractéristiques des deux détecteurs A et B.

également d'évaluer l'effet de la combinaison des différentes limitations expérimentales vues précédemment. Ces deux détecteurs correspondent à des chambres à projection temporelle (TPC) de 10 kg de CF_4 prenant des données pendant trois ans. Le détecteur A est considéré comme ayant de hautes performances alors que le détecteur B représente un cas plus pessimiste. En effet, le détecteur A est caractérisé par un seuil en énergie de 5 keV, une résolution angulaire de 20° avec $\epsilon_{\text{HT}} = 100\%$, sur toute la gamme en énergie et dans tout le volume du détecteur, et sans contamination de bruit de fond alors que le détecteur B possède un seuil de 20 keV, $\sigma_{\Theta} = 50^\circ$ sans reconnaissance du sens de la trace et une contamination de bruit de fond de $R_b = 10$ evt/kg/an. De cette façon, le détecteur B peut être vu comme le cas pessimiste et le détecteur A comme le détecteur directionnel possédant des performances ultimes.

La figure 5.17 présente les limites $Z_{90} = 3$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ pour les détecteurs A (courbe rouge) et B (courbe noire). Pour comparaison avec les limites existantes issues des derniers résultats de la détection directe, on a reporté les limites de COUPP [178] (bleu clair) et KIMS [179] (bleu foncé). Toutes les limites sont données dans l'approximation de l'interaction pure proton, *i.e.* $a_n = 0$. Les modèles de neutralino LSP dans le cadre du NMSSM (points bleus) [61] et du MSSM (points verts) [61] sont également représentés afin d'estimer le potentiel de découverte de la matière sombre de ces deux détecteurs.

Le premier résultat que l'on peut déduire de la figure 5.17 est que le détecteur A va être capable de sonder des sections efficaces un ordre de grandeur en dessous de celles sondées par le détecteur B pour $m_\chi \geq 50 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et de 3 ordres de grandeurs pour $m_\chi = 10 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$. Cela signifie également que contrairement au détecteur A, le détecteur B ne sera pas sensible aux WIMP légers $m_\chi \lesssim 10 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$.

Le second résultat est que les deux détecteurs sont compétitifs avec les expériences actuelles car leur potentiel de découverte sont un à deux ordres de grandeur en dessous des limites d'exclusion actuelles. De plus, les deux détecteurs devraient être capable de sonder une fraction importante de la région favorisée dans le cadre du NMSSM et MSSM qui est motivée par la physique des particules et les mesures cosmologiques.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré que la détection directionnelle permet d'avoir accès à une preuve non-ambigüe de détection de matière sombre galactique. En effet, en retrouvant une corrélation angulaire entre la direction des reculs mesurés et la direction du système solaire, on est capable de conclure de manière non équivoque à une détection de WIMP. Cependant, cette signature angulaire doit être accompagnée d'une signification suffisamment importante afin d'établir le

5.6 Conclusion

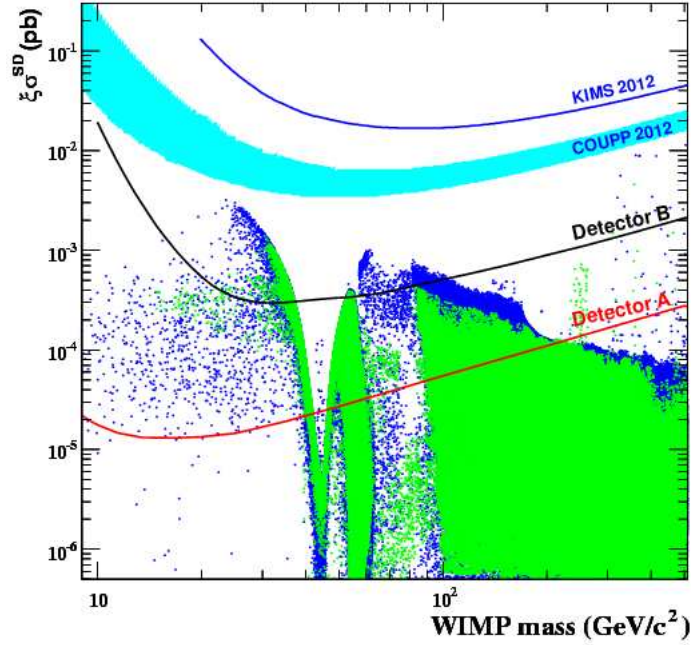


FIGURE 5.17 – Limite inférieure à 90% de confiance de la région caractérisée par une signification $\geq 3\sigma$ dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ pour les deux détecteurs A (trait rouge plein) et B (trait noir plein), considérant une exposition de 30 kg.an. Les points bleus et verts correspondent aux modèles NMSSM et MSSM issus de [61]. Les limites d'exclusion issues de recherche directe de matière sombre sont également présentées : COUPP [178] (bleu clair) et KIMS [179] (bleu foncé). Figure adaptée de [165] et [61].

statut de découverte de matière sombre.

Pour cela, nous avons montré que l'utilisation d'un test statistique basé sur une fonction de vraisemblance profilée permet d'évaluer la signification de découverte tout en prenant en compte les différentes incertitudes astrophysiques relatives à la détection directe de matière sombre. Ce type d'approche est donc tout à fait recommandé dans le cas où l'on cherche à estimer le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel.

Dans l'optique de l'optimisation des futurs détecteurs directionnels, nous avons étudié les effets sur le potentiel de découverte des différentes limitations expérimentales. Nous avons alors pu déterminer que, comme pour le cas du potentiel d'exclusion, les enjeux expérimentaux principaux sont le seuil en énergie et la contamination du bruit de fond. D'un autre côté, la résolution angulaire et l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace n'affecte que d'un facteur 4-5 le potentiel de découverte dans le cas de WIMP lourds. Cependant, comme nous l'avons montré, ce résultat dépend de l'allure de la distribution du bruit de fond.

Finalement, nous avons montré qu'un détecteur de 10 kg de CF_4 tel que celui proposé par la collaboration MIMAC, devrait être sensible à une large partie des régions théoriques privilégiées et très compétitif avec les autres expériences actuelles de détection directe sensibles à l'interaction axiale sur le proton. Cette affirmation reste valable même dans le cas de performances expérimentales faibles.

5.6 Conclusion

Cette étude a alors permis de souligner le fait que la détection directionnelle est une stratégie de détection de la matière sombre très prometteuse qui serait capable d'authentifier une détection de WIMP avec une signification statistique importante.

5.6 Conclusion

Chapitre 6

Contraindre la matière sombre avec la détection directionnelle

Considérons désormais le cas le plus optimiste, celui où un détecteur directionnel, tel que celui proposé par la collaboration MIMAC, obtient une très forte signification de découverte de matière sombre. Ainsi, la question à laquelle nous allons nous intéresser ici est : “*quelles contraintes pouvons nous déduire, de ce jeu de données, sur les paramètres de la matière sombre en terme de physique des particules et de physique du halo galactique ?*”

Pour répondre à cette question, nous avons développé une analyse par *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC) afin de déduire les densités de probabilité a posteriori des paramètres d'intérêt. Nous allons donc introduire dans un premier temps l'algorithme MCMC que nous avons mis en place et discuter son intérêt dans le cadre de l'étude que nous cherchons à effectuer. Ensuite, nous considérerons un cas particulier à titre d'exemple afin d'étudier les différents résultats et interprétations que nous pouvons déduire de ce type d'analyse. On terminera par une étude des effets des différentes propriétés de la matière sombre sur les contraintes que nous pourrions établir. Nous constaterons alors que la détection directionnelle permet à elle seule de mesurer les propriétés de la particule WIMP (m_χ, σ_p) tout en contraignant les dispersions de la distribution de vitesse des WIMP dans le halo. Ce travail a été publié dans [184].

6.1 L'analyse par *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC)

On présente dans cette section, une nouvelle méthode d'analyse, basée sur l'échantillonnage par chaînes de Markov de l'espace des paramètres, afin d'extraire les informations concernant la matière sombre à partir de données directionnelles. On soulignera dans un premier temps l'intérêt d'utiliser une méthode d'analyse par MCMC puis l'on détaillera comment cette dernière a été implémentée dans notre analyse. On finira alors par une discussion sur l'efficacité d'une telle méthode d'échantillonnage de l'espace des paramètres afin de répondre à la problématique posée.

6.1.1 L'intérêt du MCMC

Comme mentionné précédemment, la détection directionnelle offre la possibilité de mesurer pour chaque recul : son énergie (E_r) et sa direction en coordonnées galactiques (ℓ_r, b_r). On en déduit

6.1 L'analyse par *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC)

Paramètre	Intervalle d'intérêt
m_χ (GeV/c ²)	(5, 1000)
$\log_{10}(\sigma_n$ (pb))	(-5, -1)
ℓ_\odot (°)	(-180, +180)
b_\odot (°)	(-90, +90)
$\sigma_{x,y,z}$ (km.s ⁻¹)	(5, 500)
R_b (kg ⁻¹ .an ⁻¹)	(0, 50)

TABLE 6.1 – *Tableau récapitulatif des paramètres libres du modèle d'ajustement avec leurs intervalles considérés dans le cas de densités de probabilité a priori prises comme étant des distributions uniformes sur ces mêmes intervalles.*

alors que les contraintes sur les propriétés de la matière sombre devraient être plus fortes que dans le cas de la détection directe classique, qui ne mesure que l'énergie des événements. C'est pour cela, que nous nous sommes intéressés au développement d'une méthode d'analyse qui soit indépendante du modèle de halo, en permettant de contraindre les propriétés de la distribution de vitesse telles que ses dispersions de vitesses selon les trois axes. Cela pourrait être particulièrement intéressant au regard des récents résultats des simulations à N corps qui semblent s'accorder sur une distribution homogène mais anisotrope des vitesses des particules WIMP dans notre voisinage (voir chapitre 3). Ainsi, en utilisant l'information directionnelle, on devrait être capable de contraindre les propriétés de la particule de matière sombre et du halo galactique simultanément, en gérant un grand nombre de paramètres d'ajustement qui sont :

- $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ les trois dispersions de la distribution de vitesse des WIMP au voisinage du système solaire, dans le cas d'une distribution gaussienne multivariée.
- (ℓ_\odot, b_\odot) correspondant à la direction principale du signal mesuré. On rappelle que le fait que cette dernière pointe vers la constellation du Cygne constitue notre preuve de découverte.
- σ_p la section efficace axiale de collision élastique WIMP-proton.
- m_χ la masse de la particule WIMP.
- R_b le taux d'événement de bruit de fond résiduel tombant dans la gamme en énergie considéré [5, 50] keV.

Cela nous amène donc à considérer un espace des paramètres à huit dimensions, qui va nous permettre de contraindre les propriétés de la matière sombre en terme de physique de particules et de physique du halo galactique. Les densités de probabilité a priori sont prises comme étant plates sur leur intervalle respectif, voir tableau 6.1. La fonction de vraisemblance que l'on va utiliser par la suite est exactement la même que celle définie à l'équation 5.5 sans les fonctions de vraisemblances associées aux paramètres de nuisance.

Comme le nombre de paramètres d'ajustement est grand (8), un calcul de la fonction de vraisemblance sur une grille n'est pas souhaitable à cause de la croissance exponentielle du volume de l'espace des paramètres avec le nombre de paramètres libres considérés. De plus, la région d'intérêt, *i.e.* où le modèle correspond aux données, ne va remplir qu'une infime partie du volume total

6.1 L'analyse par *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC)

de l'espace des paramètres. Cela implique alors une perte de temps de calcul que l'on peut éviter à l'aide d'un algorithme MCMC. Effectivement, ce dernier est conçu pour échantillonner la fonction de vraisemblance uniquement dans les régions d'intérêt. De plus, un autre intérêt fondamental du MCMC est qu'il permet de faire du calcul en parallèle. Effectivement, en calculant plusieurs chaînes de Markov en simultané pour analyser un même jeu de donnée, on peut sommer les échantillons indépendants pour améliorer l'estimation de la fonction cible. On se propose de donner une brève explication du fonctionnement d'une analyse MCMC tout en détaillant ses différentes efficacités et la manière dont nous l'avons développée pour réaliser notre étude.

6.1.2 Description de la méthode

Prenons le cas d'une description générale dans laquelle l'espace des paramètres est de dimension m et selon la base $\vec{\theta} = \{\theta^{(1)}, \theta^{(2)}, \dots, \theta^{(m)}\}$, où chaque élément $\theta^{(\alpha)}$ fait référence à un des paramètres d'ajustement. Le but de l'analyse MCMC est d'échantillonner la densité de probabilité de chaque paramètre $P(\vec{\theta}|\vec{D})$ sachant les données \vec{D} obtenues pendant la période d'acquisition du détecteur. Comme nous l'avons vu au chapitre 4, ceci est réalisé en utilisant le théorème de Bayes qui permet d'établir que :

$$P(\vec{\theta}|\vec{D}) \propto \mathcal{L}(\vec{D}|\vec{\theta}) \times P(\vec{\theta}) \quad (6.1)$$

où $\mathcal{L}(\vec{D}|\vec{\theta})$ représente la fonction de vraisemblance et $P(\vec{\theta})$ la densité de probabilité a priori des paramètres d'ajustement. Dans notre cas, nous avons considéré l'évidence comme un paramètre de normalisation. En utilisant une interprétation Bayésienne de la fonction de vraisemblance, les densités de probabilité a posteriori (PDF) de chaque paramètre $\theta^{(\alpha)}$ se calculent par marginalisation de la fonction $P(\vec{\theta}|\vec{D})$ sur les autres paramètres $\theta^{(\beta \neq \alpha)}$:

$$P(\theta^{(\alpha)}|\vec{D}) = \int_{\Omega_{\beta}, \forall \beta \in [1, m] \setminus \{\alpha\}} P(\vec{\theta}|\vec{D}) d\theta^{(\beta)}. \quad (6.2)$$

On peut alors calculer la valeur moyenne et les intervalles de confiance associés à chaque paramètre d'ajustement en utilisant leur PDF à une dimension respective. La difficulté cependant est de parvenir à calculer, avec une bonne précision, la fonction cible $P(\vec{\theta}|\vec{D})$, que l'on notera par la suite $p(\vec{\theta})$. Pour les raisons évoquées précédemment, à la place d'utiliser un calcul sur une grille (discrétisation par pas régulier de l'espace des paramètres), on a développé une méthode basée sur l'échantillonnage de $p(\vec{\theta})$ par MCMC. Cet échantillonnage de la fonction cible par Monte Carlo, est réalisé en utilisant des chaînes de Markov qui sont des séquences de n points dans l'espace des paramètres,

$$\{\vec{\theta}_i\}_{i=1, \dots, n} \equiv \{\vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2, \dots, \vec{\theta}_n\}. \quad (6.3)$$

Ces dernières sont construites en utilisant l'algorithme de Metropolis-Hastings, qui permet d'assurer que la solution stationnaire de chaque chaîne tend bien vers la fonction cible $p(\vec{\theta})$ échantillonnée. Une analyse MCMC basée sur l'algorithme de Metropolis-Hastings consiste en une marche aléatoire dans l'espace des paramètres où chaque pas $\vec{\theta}_{i+1}$ est déduit du pas précédent $\vec{\theta}_i$ suivant la procédure :

1. A chaque pas $\vec{\theta}_i$ est proposé un pas d'essai $\vec{\theta}_{\text{essai}}$ suivant une certaine distribution de proposition $q(\vec{\theta}_{\text{essai}}|\vec{\theta}_i)$.

6.1 L'analyse par Markov Chain Monte Carlo (MCMC)

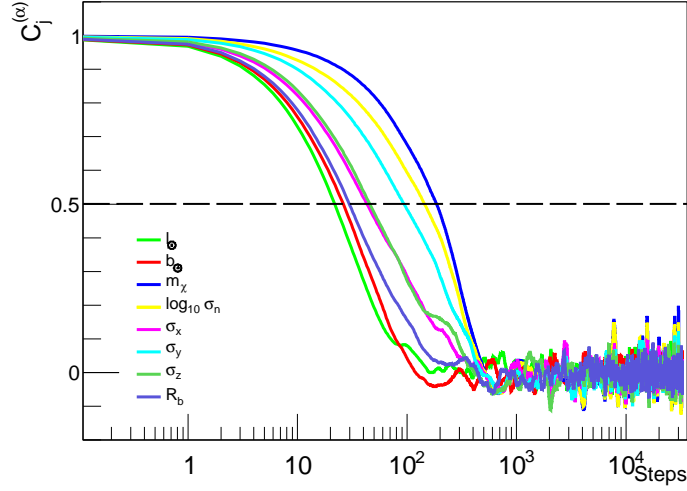


FIGURE 6.1 – Fonctions de corrélation des 8 paramètres d’ajustement associées à l’analyse effectuée sur l’exemple présenté à la section 6.2 et en considérant une gaussienne multivariée comme fonction de proposition. Figure extraite de [184].

2. Ce pas d’essai est accepté suivant la probabilité d’acceptance $a(\vec{\theta}_{\text{essai}}|\vec{\theta}_i)$ calculée comme suit :

$$a(\vec{\theta}_{\text{essai}}|\vec{\theta}_i) = \min \left(1, \frac{p(\vec{\theta}_{\text{essai}}) q(\vec{\theta}_{\text{essai}}|\vec{\theta}_i)}{p(\vec{\theta}_i) q(\vec{\theta}_i|\vec{\theta}_{\text{essai}})} \right) \quad (6.4)$$

Notons que dans le cas d’une fonction de proposition symétrique on a $q(\vec{\theta}_{\text{essai}}|\vec{\theta}_i) = q(\vec{\theta}_i|\vec{\theta}_{\text{essai}})$ simplifiant alors l’expression de la probabilité d’acceptance du pas d’essai donnée par l’équation (6.4).

3. Si le pas d’essai est accepté, alors $\vec{\theta}_{i+1} = \vec{\theta}_{\text{essai}}$ sinon, la chaîne stagne au même point de l’espace des paramètres, c’est-à-dire que $\vec{\theta}_{i+1} = \vec{\theta}_i$.

L’échantillonnage par Chaîne de Markov possède trois caractéristiques qu’il est important d’étudier afin de s’assurer de la pertinence des résultats obtenus :

La longueur de Burn-in b : elle correspond au nombre de pas à supprimer en début de chaîne $\{\vec{\theta}_i\}_{i=1,\dots,n}$ afin de ne plus être sensible au point de départ de la chaîne de Markov. Cette longueur est déterminée par l’indice b du premier pas de la chaîne atteignant la valeur moyenne de la fonction cible $E[p(\vec{\theta})]$ tel que :

$$p(\vec{\theta}_b) > E[p(\vec{\theta})]. \quad (6.5)$$

La longueur de corrélation l : correspond à la distance minimale requise entre deux pas pour que ces derniers soient considérés comme indépendants l’un de l’autre. Effectivement, par construction de la chaîne, le point $\vec{\theta}_{i+1}$ est fortement dépendant du point précédent $\vec{\theta}_i$. Cependant, le but du MCMC étant d’échantillonner la fonction cible en générant des variables aléatoires suivant cette dernière, il est nécessaire que les pas soient indépendants les uns des autres. Ainsi, afin d’obtenir

6.1 L'analyse par Markov Chain Monte Carlo (MCMC)

une chaîne qui ne soit constituée que de pas indépendants, on a effectué un sous-échantillonnage de la chaîne en rejetant tous les pas qui sont plus proches que la distance l les uns des autres. Les longueurs de corrélation $l^{(\alpha)}$ associées à chaque paramètre $\theta^{(\alpha)}$ sont calculées à partir de la fonction d'auto-corrélation $c_j^{(\alpha)}$ définie comme étant la corrélation entre le pas $\theta_i^{(\alpha)}$ et le pas $\theta_{i+j}^{(\alpha)}$ telle que :

$$c_j^{(\alpha)} = \frac{E \left[\theta_i^{(\alpha)} \theta_{i+j}^{(\alpha)} \right] - \left(E \left[\theta_i^{(\alpha)} \right] \right)^2}{E \left[\left(\theta_i^{(\alpha)} \right)^2 \right] - \left(E \left[\theta_i^{(\alpha)} \right] \right)^2}. \quad (6.6)$$

Ces dernières ont été calculées en utilisant une transformée de Fourier rapide [185]. Les longueurs de corrélation $l^{(\alpha)}$ sont ensuite déterminées comme étant la plus petite valeur de j vérifiant la condition $c_{j=l^{(\alpha)}}^{(\alpha)} < 1/2$. Il est important de noter que la valeur $1/2$ a été choisie arbitrairement en considérant comme négligeable une corrélation entre deux pas inférieure à $1/2$ [186]. La longueur de corrélation l de la chaîne totale est donc définie telle que :

$$l = \max \left[l^{(1)}, l^{(2)}, \dots, l^{(m)} \right] \quad (6.7)$$

Ainsi, afin de ne considérer que des pas indépendants $\vec{\theta}_{\text{ind}}$ dans notre estimation de $p(\vec{\theta})$, on effectue un sous échantillonnage de la chaîne suivant la procédure : $\vec{\theta}_{\text{ind}} = \vec{\theta}_{i=b+kl}$ avec k un nombre entier. La figure 6.1 représente les fonctions de corrélation des huit paramètres associés à une même chaîne de Markov, après avoir effectué une analyse MCMC sur l'exemple d'illustration présenté à la section 6.2. Pour cette chaîne, on constate que la longueur de corrélation est $l = 187$ et qu'elle est principalement due au paramètre de la masse de la particule WIMP m_χ . Effectivement, comme nous le verrons à la section suivante, la forte corrélation entre les paramètres m_χ et $\log_{10}(\sigma_p)$ sont les principaux responsables de la grande distance de corrélation de la chaîne. Puisque cette dernière est fortement reliée à la stagnation de la chaîne, afin de diminuer au maximum sa valeur et ainsi améliorer l'efficacité de l'échantillonnage, il faut utiliser des fonctions de proposition les plus proches possible de $p(\vec{\theta})$. L'efficacité d'un échantillonnage par MCMC peut être définie comme étant la fraction de pas indépendants n_{ind} par rapport à la longueur de la chaîne n où,

$$n_{\text{ind}} = \frac{n - b}{l}. \quad (6.8)$$

Ainsi, plus efficace est l'échantillonnage par MCMC, meilleure sera l'estimation de $p(\vec{\theta})$ pour une même longueur de chaîne n . On constate alors que la qualité de l'échantillonnage est reliée à la longueur de la chaîne considérée et de ses longueurs de burn-in et de corrélation. Selon les valeurs des paramètres utilisées pour générer des pseudo données d'un détecteur directionnel, l'efficacité d'échantillonnage était comprise entre 0,6% et 8%. Cette efficacité est principalement limitée par la longueur de corrélation qui, dans la suite de notre étude, était comprise entre 6 et 130 en utilisant la seconde fonction de proposition : une gaussienne multivariée utilisant la matrice de covariance (voir plus bas). Notons que L'efficacité d'échantillonnage pourrait encore être améliorée en utilisant des fonction de proposition basée sur la segmentation binaire de l'espace des paramètres introduite par A. Putze *et al.* [186]. Cependant, comme nous le verrons par la suite, de telles efficacités d'échantillonnage sont largement suffisantes dans notre cas.

6.1 L'analyse par Markov Chain Monte Carlo (MCMC)

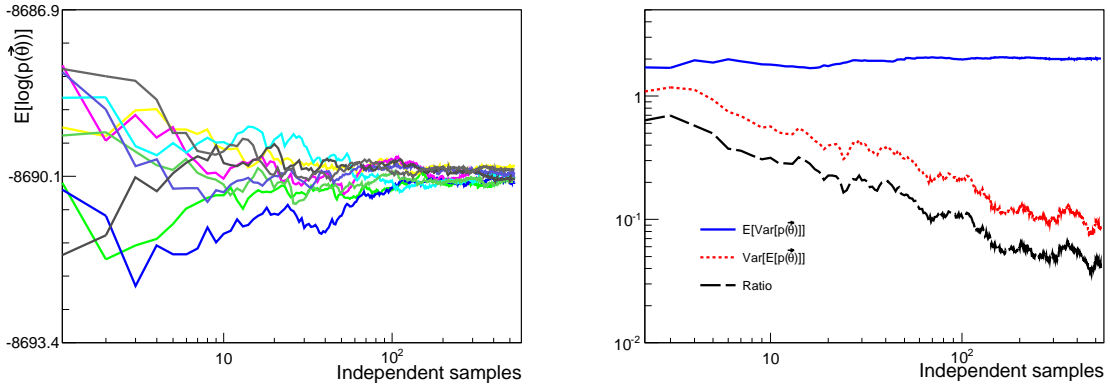


FIGURE 6.2 – Gauche : évolution des valeurs moyennes du logarithme de la fonction de vraisemblance $E[\log(p(\vec{\theta}))]$ obtenues pour chacune des 10 chaînes de Markov en fonction de l'indice des pas indépendants. Droite : évolution de $\text{Var}[E(p(\vec{\theta}))]$, $E[\text{Var}(p(\vec{\theta}))]$ et du rapport de convergence r en fonction de l'indice des pas indépendants. Ces deux figures ont été générées lors de l'analyse MCMC effectuée sur l'exemple présenté en section 6.2. Figures extraites de [184].

Convergence des chaînes : il s'agit d'un critère clé de l'analyse par MCMC car il permet de s'assurer que les chaînes de Markov sont effectivement toutes en train de bien échantillonner la même fonction cible $p(\vec{\theta})$. Le panneau de gauche de la figure 6.2 présente l'évolution des valeurs moyennes du logarithme de la fonction de vraisemblance $E[\log(p(\vec{\theta}))]$ en fonction de l'indice des pas indépendants, pour les 10 chaînes de Markov utilisées. De cette figure, on peut apprécier que les valeurs moyenne $E[\log(p(\vec{\theta}))]$ de chaque chaîne convergent bien vers une même et unique valeur moyenne tout comme pour les variances $\text{Var}[\log(p(\vec{\theta}))]$ (que l'on a pu vérifier par ailleurs). Ainsi, afin de quantifier le niveau de convergence des chaînes vers une même et unique fonction cible $p(\vec{\theta})$, on peut utiliser le rapport r suivant :

$$r = \frac{\text{Var} \left[E[p(\vec{\theta})] \right]}{E \left[\text{Var}[p(\vec{\theta})] \right]} \quad (6.9)$$

Comme on peut le voir sur le panneau de droite de la figure 6.2, $\text{Var} \left[E[p(\vec{\theta})] \right]$ tend vers 0 alors que $E \left[\text{Var}[p(\vec{\theta})] \right]$ tends vers une valeur finie impliquant alors que le ratio $r \rightarrow 0$ en augmentant le nombre de pas indépendants. On peut alors se fixer une limite r_c sur la valeur de ce ratio permettant d'établir un critère de convergence si $r < r_c$. Suivant le travail de [187], on a choisi $r_c = 0, 2$. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 6.2 (panneau de droite), le critère de convergence est atteint au bout de seulement 40 pas indépendants. Cependant, même si le critère de convergence est satisfait avec seulement une dizaine d'itérations indépendantes, il est nécessaire d'avoir des chaînes plus longues afin d'avoir une estimation la plus précise possible de $p(\vec{\theta})$. L'intérêt du critère de convergence est alors plus de s'assurer que les différentes chaînes ont bien convergé vers la même fonction cible. Cela ne serait pas le cas si par exemple le ratio r tendait vers une valeur non nulle.

Dans notre cas, nous avons utilisé entre 10 et 100 chaînes de Markov en simultanément sur les même

6.2 Application de la méthode

jeu de données simulée. Chacune de ces chaînes avaient une longueur de $n = 10^5$ pas afin d'avoir toujours plus de 5×10^4 pas indépendants pour chaque analyse MCMC.

Afin d'optimiser l'efficacité d'échantillonnage du MCMC, la fonction de proposition choisie doit être la plus proche possible de la fonction cible $p(\vec{\theta})$. Deux fonctions de propositions différentes, correspondant à deux étapes successives d'échantillonnage, ont été utilisées dans chacune de nos analyses :

1. Une Gaussienne multivariée dans la base décrite par l'ensemble des m paramètres considérés et avec des dispersions $\sigma^{(\alpha)}$ obtenues à partir d'une estimation rapide de la fonction de vraisemblance sur une grille ou avec une fonction de proposition uniforme sur l'ensemble de l'espace des paramètres. Dans un tel cas, on a

$$\theta_{\text{essai}}^{(\alpha)} = \theta_i^{(\alpha)} + \sigma^{(\alpha)} x \quad (6.10)$$

où x est une variable aléatoire suivant la loi normale $\mathcal{N}(0, 1)$, de moyenne nulle et d'écart type égal à 1.

2. Une Gaussienne multivariée en utilisant la matrice de covariance estimée à partir de l'étape précédente. Le pas d'essai se calcule alors suivant,

$$\vec{\theta}_{\text{essai}} = \vec{\theta}_i + PC\vec{x}. \quad (6.11)$$

où C correspond à la matrice des valeurs propres de la matrice de covariance, P à la matrice des vecteurs propres et \vec{x} est un vecteur de m variable aléatoires distribuée selon $\mathcal{N}(0, 1)$.

On notera que dans chacun des cas, nous avons utilisé des fonctions de proposition telles que $q(\vec{\theta}_{\text{essai}}|\vec{\theta}_i) = q(\vec{\theta}_i|\vec{\theta}_{\text{essai}})$ permettant alors de simplifier l'expression de la probabilité d'acceptation du point d'essai (équation 6.4).

6.2 Application de la méthode

Afin d'évaluer le potentiel d'identification de la matière sombre d'un détecteur directionnel, on se propose d'étudier un cas particulier, qui sera généralisé par la suite. On va pour cela, simuler un jeu de donnée issu d'un futur détecteur directionnel de 10 kg de CF_4 , comme proposé par la collaboration MIMAC, avec une exposition de 3 ans et une gamme en énergie de [5, 50] keV, en considérant :

- le modèle de halo standard isotrope avec $\beta = 0$.
- une masse de WIMP de $m_\chi = 50 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ et $\sigma_p = 10^{-3} \text{ pb}$.
- une contamination de bruit de fond résiduel avec un taux $R_b = 10 \text{ evt/kg/an}$ avec un spectre plat en énergie.

Ces données, une fois simulées, sont alors analysées avec la méthode MCMC afin de tenter de contraindre les paramètres précédents. Comme nous l'avons dit plus haut, les huit paramètres d'ajustement $\{m_\chi, \log_{10}(\sigma_p), \ell_\odot, b_\odot, \sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, R_b\}$ sont pris avec des a priori plats sur leur intervalle d'intérêt assurant alors une analyse quasi-indépendante de la physique des particule (masse et section efficace de la particule WIMP) et de la physique du halo galactique (distribution de vitesse des WIMP). On va ainsi pouvoir estimer l'apport de nouvelles contraintes sur ces deux domaines

6.2 Application de la méthode

	m_χ (GeV/c ²)	$\log_{10}(\sigma_n$ (pb))	ℓ_\odot (°)	b_\odot (°)	σ_x (km.s ⁻¹)
Valeur d'entrée	50	-3	90	0	155
Valeur reconstruite	$51,8^{+5,6}_{-19,4}$	$-3,01^{+0,05}_{-0,08}$	$92,2^{+2,5}_{-2,5}$	$2,0^{+2,5}_{-2,5}$	158^{+15}_{-17}
	σ_y (km.s ⁻¹)	σ_z (km.s ⁻¹)	β	R_b (kg ⁻¹ year ⁻¹)	
Valeur d'entrée	155	155	0	10	
Valeur reconstruite	164^{+27}_{-26}	145^{+14}_{-17}	$-0,073^{+0,29}_{-0,18}$	$10,97 \pm 1,2$	

TABLE 6.2 – Valeurs des paramètres d'entrée (première ligne) et de leurs valeurs extraites de l'analyse MCMC (deuxième ligne). Nous donnons ici la valeurs moyenne et les barres d'erreur à 68% de confiance issues des densités de probabilité a posteriori.

grâce à la détection directionnelle seule. Plus loin, on s'intéressera aux influences de la masse de la particule WIMP, des modèles de halo et de bruit de fond considérés, dans l'évaluation de ce pouvoir d'identification de la détection directionnelle (section 6.3).

La figure 6.3 présente les distributions marginalisées à une dimension (sur la diagonale) et à deux dimensions (hors diagonale) des huit paramètres d'ajustement issus de l'analyse MCMC d'un jeu de données simulées correspondant au cas choisi, voir tableau 6.2. La description complète des résultats extraits des différentes contraintes sur les paramètres d'ajustement est donnée dans le tableau 6.2 où l'on a rappelé les paramètres d'entrée de la simulation pour comparaison. Cependant, afin de bien comprendre les corrélations entre les différents paramètres, les différentes marginalisations de $p(\vec{\theta})$ sont nécessaires. De plus, on peut quantifier les corrélations en calculant la matrice de covariance définie comme suit :

$$\rho^{\alpha,\beta} = \rho[\theta^{(\alpha)}, \theta^{(\beta)}] = \frac{\text{cov}[\theta^{(\alpha)}, \theta^{(\beta)}]}{\sqrt{\text{var}[\theta^{(\alpha)}]\text{var}[\theta^{(\beta)}]}} \quad (6.12)$$

La matrice de covariance correspondant au cas étudié ici est présentée sur la figure 6.4.

La conclusion d'une telle analyse est triple. La preuve de découverte est obtenue par la reconstruction des angles (ℓ_\odot, b_\odot) qui montrent une très forte corrélation avec la direction du Cygne. Les trois dispersions de la distribution de vitesse sont toutes fortement contraintes et de manière cohérente avec les valeurs d'entrée permettant ainsi d'avoir une contrainte sur la particule de matière sombre dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ qui soit également en accord avec les valeurs d'entrée. Par la suite, on se propose de détailler chacun de ces résultats, issus de la figure 6.3, et d'en ressortir les principales interprétations.

6.2.1 Preuve de découverte

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, la détection directionnelle permet d'avoir accès à une preuve non ambiguë d'une détection de matière sombre en montrant une forte corrélation entre la direction du système solaire en coordonnées galactiques et la distribution angulaire des événements mesurés. Ainsi, on présente dans un premier temps l'extraction de la direction principale (ℓ_\odot, b_\odot) présentée à la figure 6.3. À partir des différentes distributions marginalisées, la

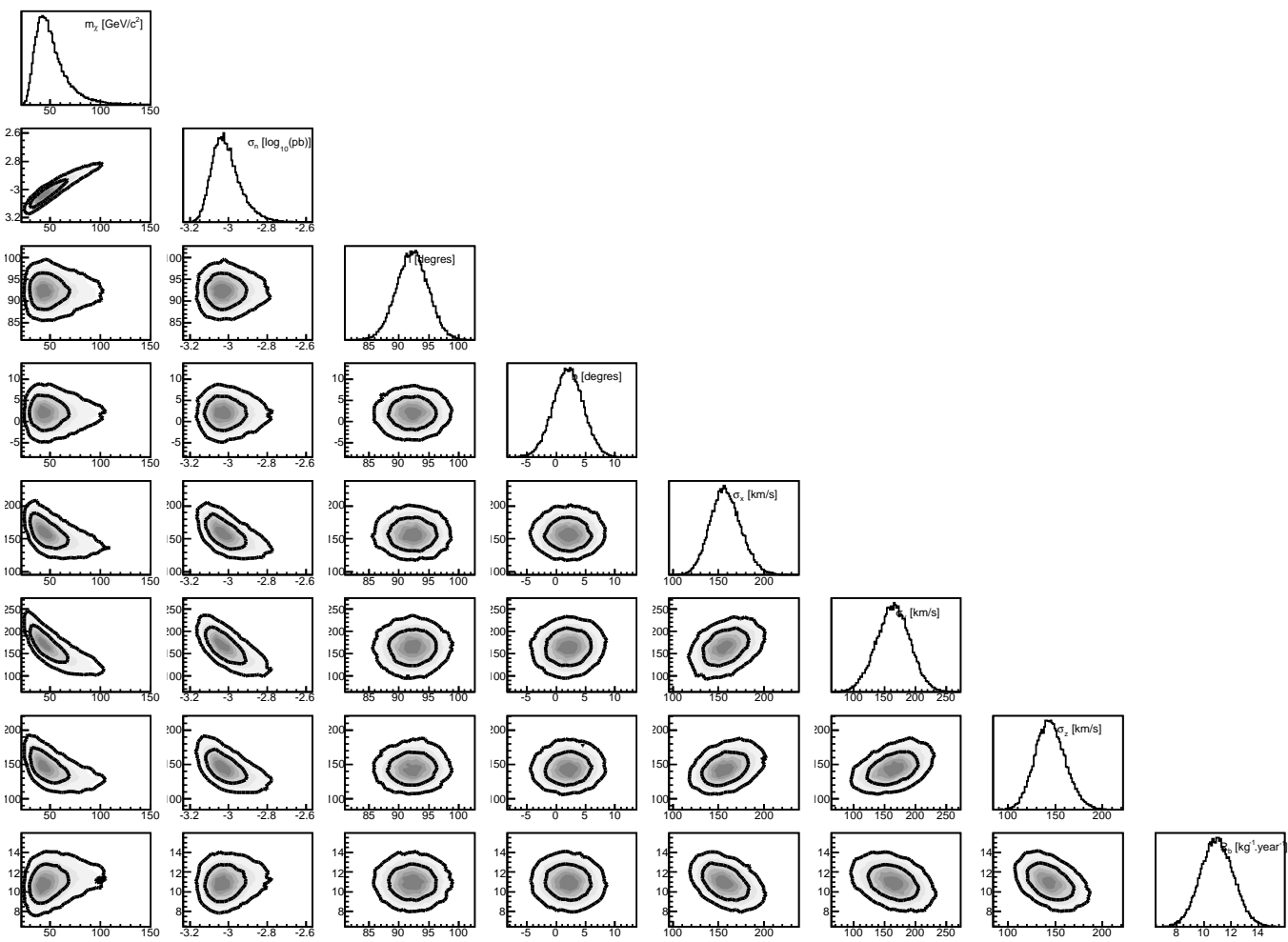


FIGURE 6.3 – Représentation des distributions marginalisées (sur la diagonale) et des corrélations à deux dimensions (hors diagonale) des 8 paramètres d’ajustement après analyse par MCMC d’un jeu de données simulées considérant un modèle de halo standard avec une masse de particule WIMP de $50 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ et une section efficace axiale WIMP-proton $\sigma_p = 10^{-3} \text{ pb}$. Figure extraite de [184].

6.2 Application de la méthode

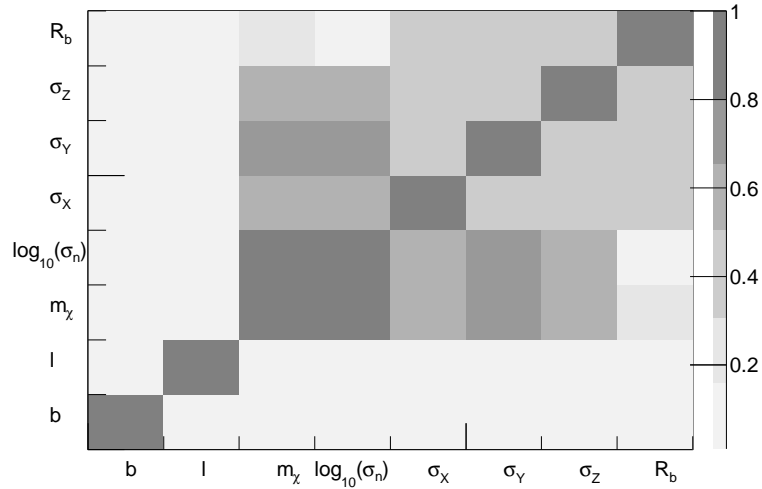


FIGURE 6.4 – Matrice de corrélation associée aux 8 paramètres d’ajustement, dans le cas d’un jeu de données simulées considérant un modèle de halo standard, une masse de particule WIMP de $50 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et une section efficace axial WIMP-proton $\sigma_p = 10^{-3} \text{ pb}$. L’échelle de gris représente la valeur absolue de la corrélation $\rho^{\alpha,\beta}$ entre deux paramètres. Les signes de la corrélation peuvent être déduits de la figure 6.3. Figure extraite de [184].

direction principale reconstruite pointe bien en direction de la constellation du Cygne à plus ou moins $2,5^\circ$ à 68% de confiance. Ceci correspond alors à une détection non-ambigüe de matière sombre galactique. L’intérêt de cette étude, qui est la suite de celle présentée au chapitre 5, est que l’on vient de montrer que cette corrélation angulaire est indépendante du modèle de halo et de la masse de la particule WIMP, car ces derniers sont laissés comme paramètres libres d’ajustement dans l’analyse MCMC. Effectivement, les distributions en 2D (troisième et quatrième lignes et colonnes) ainsi que les deux premières colonnes de la matrice 6.4 indiquent qu’il n’y pas de corrélation entre la direction (ℓ_\odot, b_\odot) et les autres paramètres d’ajustement. De plus, comme nous le verrons par la suite, on retrouve ce même résultat pour différents modèles de halo et différentes propriétés de la particule WIMP (voir section 6.3). On peut donc conclure qu’en identifiant une corrélation entre la direction du Soleil et la distribution angulaire des événements mesurés dans le référentiel galactique, la détection directionnelle est capable d’apporter une preuve non équivoque d’une détection de matière sombre, et ce quel que soit le modèle de halo, la masse de la particule WIMP et même avec de fortes contaminations de bruit de fond.

6.2.2 Contraintes sur la distribution de vitesses des WIMPs

L’originalité de ce travail, en comparaison des études phénoménologiques existantes [134, 188], est que les propriétés du halo de matière sombre sont également contraintes en utilisant une unique expérience de détection directionnelle. Comme nous pouvons le voir à partir de la figure 6.3, les dispersions de vitesse sont fortement contraintes et de manière compatible avec les valeurs d’entrée, *i.e.* celles utilisées pour générer le jeu de données simulées. Effectivement, à partir des distributions marginalisées de chaque dispersion de vitesses, on peut en déduire les contraintes

6.2 Application de la méthode

suivantes (également répertoriées dans le tableau 6.2) :

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 158_{-17}^{+15} \text{ km.s}^{-1} \text{ (68\% CL)}, \\ \sigma_y &= 164_{-26}^{+27} \text{ km.s}^{-1} \text{ (68\% CL)}, \\ \sigma_z &= 145_{-17}^{+14} \text{ km.s}^{-1} \text{ (68\% CL)},\end{aligned}$$

impliquant une forte preuve en faveur d'une distribution isotrope de matière sombre.

Cependant, comme on peut le remarquer à partir de la figure 6.3 et de la matrice de corrélation (figure 6.4), les trois dispersions de vitesse sont légèrement corrélées entre elles, aux propriétés de la particule WIMP ($m_\chi, \log_{10}(\sigma_p)$) et au taux de bruit de fond R_b . On se propose alors dans la suite une petite discussion pour expliquer l'origine de ces différentes corrélations.

Tout d'abord, la corrélation positive entre chacune des dispersions de vitesses vient de l'information contenue dans la distribution angulaire des événements. Effectivement, afin de reproduire la forme de la distribution de vitesse, isotrope dans ce cas, les trois dispersions de vitesse doivent être positivement corrélées pour maintenir la même forme ; dans ce cas, on a obtenu : $\rho[\sigma_i, \sigma_j] \approx 0.4$ pour $i \neq j \in \{x, y, z\}$.

Augmenter les dispersions de vitesse revient à augmenter le flux de WIMP traversant le détecteur et ainsi à augmenter μ_s en rendant également la distribution angulaire des événement plus large, donc moins anisotrope. Ce dernier effet peut-être compensé en diminuant la masse de la particule WIMP car cela implique une distribution angulaire des événements d'avantage anisotrope, *i.e.* plus piquée en direction du Cygne. Cela implique donc des corrélations négatives entre les dispersions de vitesse et la masse de la particule WIMP : $\rho[m_\chi, \sigma_x] = \rho[m_\chi, \sigma_z] \approx -0,55$ et $\rho[m_\chi, \sigma_y] \approx -0,75$.

La section efficace σ_p étant directement proportionnelle à μ_s , les trois dispersions de vitesse et $\log_{10}(\sigma_p)$ sont alors nécessairement négativement corrélées avec $\rho[\log_{10}(\sigma_p), \sigma_x] = \rho[\log_{10}(\sigma_p), \sigma_z] \approx -0,57$ et $\rho[\log_{10}(\sigma_p), \sigma_y] \approx -0,70$. Les corrélations entre la dispersion de vitesse selon l'axe (Oy) σ_y du halo est la plus fortement corrélée aux propriétés de la particule WIMP car étant selon la direction du vecteur vitesse du Soleil, c'est elle qui influence le plus la largeur de la distribution angulaire et la valeur de μ_s . C'est pour cela également que la barre d'erreur associée au paramètre σ_y est plus grande que celles associées à σ_x et σ_z .

Enfin, la corrélation entre les différentes dispersions de vitesse et le taux de bruit de fond vient simplement de la condition $n_s + n_b = N$ suivant la statistique de Poisson ; on a trouvé dans ce cas : $\rho[R_b, \sigma_j] \approx -0,4$ et $j \in \{x, y, z\}$.

Les contraintes sur les trois dispersions de vitesse peuvent être traduites en une contrainte sur le paramètre d'anisotropie de la distribution de vitesse des particules de matière sombre. En effet, un des avantages de l'utilisation d'un MCMC pour échantillonner une distribution est qu'il permet de réaliser des changements de variable de manière extrêmement simple. Ainsi, en utilisant la relation

$$\beta = 1 - \frac{\sigma_y^2 + \sigma_z^2}{2\sigma_x^2} \quad (6.13)$$

on peut obtenir la densité de probabilité a posteriori $P(\beta|\vec{D})$ du paramètre β . La figure 6.5 (courbe noire) présente la distribution $P(\beta|\vec{D})$ déduite dans le cas de densités a priori uniformes sur les paramètres σ_x, σ_y et σ_z . Cependant, ces dernières impliquent une densité de probabilité a priori

6.2 Application de la méthode

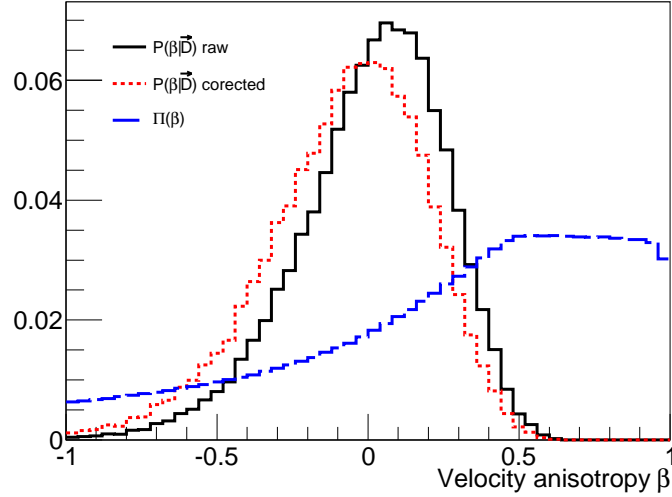


FIGURE 6.5 – Densités de probabilité a posteriori du paramètre β , avec (trait rouge pointillé) et sans (trait plein noir) correction d’une densité de probabilité a priori $\Pi(\beta)$ (trait plein bleu) non-uniforme. Cette dernière a été estimée par simulation Monte Carlo. Figure extraite de [184].

$\Pi(\beta)$ non-uniforme (courbe bleue tiretée). La figure 6.5 (courbe rouge) présente alors la distribution corrigée $P(\beta|\vec{D})$ dans le cas d’un a priori plat sur β . Par la suite, on ne considèrera que la densité de probabilité sur β déduite d’une analyse MCMC et corrigée de la densité de probabilité a priori $\Pi(\beta)$ intrinsèque.

De la figure 6.5, on peut en déduire la contrainte,

$$\beta = -0,073_{-0,18}^{+0,29} \quad (68\% \text{ C.L.}) \quad (6.14)$$

qui est en faveur d’un modèle de halo caractérisé par une distribution de vitesse isotrope. Ceci est donc la preuve que ce type d’analyse MCMC, considérant une distribution de vitesses sous la forme d’une Gaussienne multivariée, appliquée à des données issues d’un détecteur directionnel, peut contraindre les dispersions de vitesse et ainsi mesurer/contraindre l’anisotropie de ce même halo.

6.2.3 Contraintes sur la masse et la section efficace de la particule WIMP

Cette analyse MCMC nous permet de contraindre les propriétés de la particule WIMP en considérant les informations en énergie et angulaire de chaque événement mesuré. La figure 6.3 (2 premières colonnes) présente les distributions marginalisées à deux dimensions et les corrélations concernant les paramètres $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$. Premièrement, on peut remarquer que cette étude nous permet d’extraire des contraintes fortes et compatibles avec les valeurs d’entrée utilisées :

$$m_\chi = 51,8_{-19,4}^{+5,6} \text{ GeV}/c^2 \quad (68\% \text{ CL}),$$

$$\log_{10}(\sigma_n) = -3,01_{-0,08}^{+0,05} \quad (68\% \text{ CL})$$

De plus, puisque les dispersions de vitesse sont également laissées comme des paramètres d'ajustement, cela évite l'introduction de biais dans la reconstruction des paramètres $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ dans le cas où le modèle de halo supposé n'est pas représentatif du halo galactique [134]. Dans notre cas, ce biais est évité tant que ce dernier peut être caractérisé par une distribution de vitesses de WIMP suivant une Gaussienne multivariée. Il est intéressant de souligner que seule la détection directionnelle, en considérant la distribution angulaire et en énergie des événements, permet de lever des dégénérescences entre les paramètres. Cela lui permet, en utilisant une méthode d'analyse appropriée, de contraindre le halo et les propriétés de la matière sombre avec un seul résultat d'expérience.

Comme attendu, on observe une forte corrélation, $\rho[m_\chi, \log_{10}(\sigma_p)] \approx 1$, entre la masse m_χ et $\log_{10}(\sigma_p)$ venant du fait que $\mu_s \propto \sigma_p/m_\chi$ lorsque m_χ est plus grand que la masse du noyau cible. Nous avons également identifié une corrélation petite et positive entre la masse de la particule WIMP (inversement proportionnelle à μ_s) et le taux de bruit de fond (proportionnel à μ_b) tel que : $\rho[m_\chi, R_b] \approx 0,25$. Cette corrélation, est également inhérente au fait que $\mu_s + \mu_b = N$ imposé par la statistique de Poisson. Pour finir, nous n'avons trouvé aucune trace de corrélation entre $\log_{10}(\sigma_p)$ et R_b .

En conclusion, la détection directionnelle offre la possibilité de contraindre, avec une seule expérience, la section efficace σ_p et la masse de la particule WIMP m_χ en utilisant une analyse multivariée avec beaucoup de degrés de liberté. Ce résultat est particulièrement important dans le contexte de nombreuses études phénoménologiques [189, 134, 188, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196] tentant de contraindre les paramètres de la matière sombre (m_χ, σ) en utilisant des données issues de la détection indirecte, directe et directionnelle. Dans ce travail, nous sommes ainsi allé un peu plus loin en contraignant, en plus de la masse m_χ et la section efficace σ_p , la distribution de vitesse locale $f(\vec{v})$ des WIMP.

6.2.4 Estimation du bruit de fond

Bien que moins intéressant a priori, l'estimation du taux de bruit de fond est un point clé de cette méthode d'analyse car elle permet d'éviter l'introduction de biais dans l'estimation des autres paramètres d'intérêt. De plus, vu qu'il est irréaliste de penser que les futures données de détecteurs directionnel ne seront pas contaminées par du bruit de fond, cette étude nous montre qu'il sera possible de gérer cette population parasite d'événements. Comme on peut le voir sur la dernière ligne/colonne de la figure 6.3, le taux de bruit de fond est également fortement contraint ($R_b = 10,97 \pm 1,2$ evt/kg/an) avec de faibles corrélations avec les autres paramètres. De manière qualitative, le taux de bruit de fond est principalement contraint par la distribution angulaire, surtout par le nombre d'événement présent dans l'hémisphère opposé à la direction du Cygne, où peu d'événements WIMP sont attendus. Ainsi, les estimations des autres paramètres sont fortement dépendantes de la bonne reconstruction du taux de bruit de fond. On a alors pu montrer à l'aide de cet exemple, que les contraintes sur la distribution de vitesse et sur les propriétés de la particule WIMP restent excellentes malgré une contamination de bruit de fond de $\sim 30\%$. Cela suggère alors que la détection directionnelle devrait pouvoir s'accommoder d'une forte contamination de bruit de fond tout en permettant d'avoir accès à des contraintes/mesures très précises des différents paramètres relatifs à la matière sombre galactique. Bien que pour cet exemple nous ayons considéré un bruit

6.3 Résultats pour différents modèles

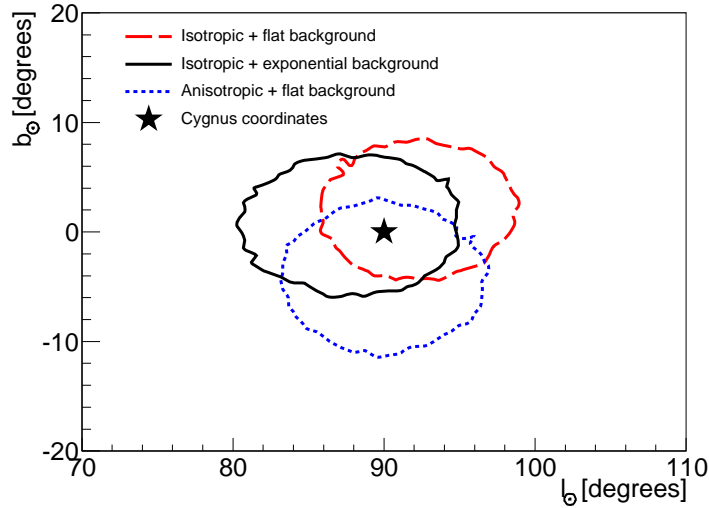


FIGURE 6.6 – Contours à 95% de confiance dans le plan $(\ell_{\odot}, b_{\odot})$ pour trois jeux de données simulées : halo isotrope avec une distribution de bruit de fond exponentielle (trait noir plein), halo isotrope avec une distribution de bruit de fond plate (trait rouge tireté) et halo fortement anisotrope avec une distribution de bruit de fond plate (trait bleu pointillé). Figure extraite de [184].

de fond caractérisé par un spectre en énergie plat, des modèles de bruit de fond plus défavorables seront considérés par la suite et permettront de vérifier que même dans le cas le plus pessimiste, où les spectres en énergie des événements WIMP et de bruit de fond sont similaires, les contraintes restent très fortes.

6.3 Résultats pour différents modèles

Les contraintes obtenues sur les différents paramètres dépendent de manière évidente de la valeur d'entrée de ces mêmes paramètres. On va donc chercher à déterminer les influences de la masse de la particule WIMP, du modèle de halo et du spectre en énergie du bruit de fond, sur la précision des contraintes que l'on peut déduire à l'issue d'une unique mesure effectuée par un détecteur directionnel, tel que celui proposé par la collaboration MIMAC, combinée à une analyse MCMC telle que présentée ici.

Le premier point important à souligner est que dans tous les cas étudiés, la direction principale reconstruite de chaque jeu de données pointe vers la constellation du Cygne à $\pm 4^\circ$ à 95% de confiance. La figure 6.6 présente les contours à 95% de niveau de confiance de la densité de probabilité marginalisée à deux dimensions sur le plan $(\ell_{\odot}, b_{\odot})$ dans trois cas détaillés par la suite : distribution isotrope et spectre en énergie du bruit de fond plat (ligne rouge tiretée), isotrope et spectre en énergie du fond identique à celui issu de la matière sombre (ligne noire) et fortement anisotrope ($\beta = 0, 4$) avec un spectre en énergie du fond plat (ligne bleu pointillée). L'étoile noire correspond à la direction du Cygne, ou plus précisément à la direction vers laquelle pointe le vecteur vitesse du système solaire. On constate alors que cette dernière est toujours compatible avec

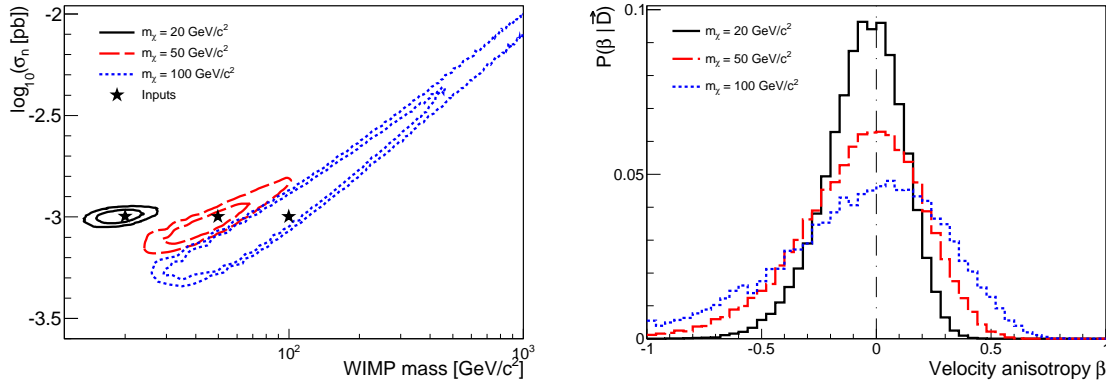


FIGURE 6.7 – *Gauche* : contours à 68% et 95% de confiance dans le plan (m_χ, σ_n) . *Droite* : densités de probabilité a posteriori du paramètre β . Ces résultats ont été obtenus après analyse MCMC de trois jeux de données simulées considérant un modèle de halo isotrope et des masses de particules WIMP de $20 \text{ GeV}/c^2$ (trait plein noir), $50 \text{ GeV}/c^2$ (trait rouge tireté) et $100 \text{ GeV}/c^2$ (trait bleu pointillé). Figures extraites de [184].

les contraintes issues des trois modèles de halo et de spectre en énergie du bruit de fond. Ce résultat est relativement intuitif car nous avons montré précédemment que la signature angulaire associée à la détection de matière sombre n'est pas corrélée aux autres paramètres. En fait, comme discuté lors du chapitre 5, la signature angulaire associée à cette preuve de découverte n'est reliée qu'à la contamination du bruit de fond et au pouvoir de discrimination entre les événements WIMP et du bruit de fond. Cela souligne alors la robustesse d'un tel choix d'observables comme preuve de découverte.

6.3.1 Effet de la masse de la particule WIMP

Comme cela a été présenté dans de nombreuses études phénoménologiques [134, 188, 190, 191, 192, 193, 194, 195], la contrainte sur la masse et la section efficace de la particule WIMP, dépend fortement de la masse de cette dernière. On a alors généré trois jeux de données en considérant trois masses différentes : $m_\chi = 20, 50, 100 \text{ GeV}.c^{-2}$ avec une section efficace WIMP-nucléon constante de $\sigma_p = 10^{-3} \text{ pb}$, un modèle de halo isotrope ($\beta = 0$) et un détecteur directionnel tel que celui proposé par la collaboration MIMAC. Les résultats issus des analyses MCMC de ces trois jeux de données sont présentés sur la figure 6.7. Pour les trois masses considérées, on présente sur le panneau de gauche les contours à 68% et 95% de confiance sur le plan (m_χ, σ_n) et la probabilité a posteriori $P(\beta|\vec{D})$ du paramètre d'anisotropie de la distribution de vitesses des particules WIMP β . Dans les trois cas, on remarque que les contraintes sur les propriétés de la particule WIMP (m_χ, σ_n) sont cohérentes avec les valeurs d'entrée repérées par les étoiles noires. On constate alors que cette méthode d'analyse fonctionne quelle que soit la masse de la particule WIMP, bien que les contraintes déduites dépendent fortement de la masse de cette dernière. Effectivement, on peut remarquer que les contraintes sont plus fortes lorsque la masse m_χ considérée est petite. En fait, dans le cas d'une masse de $100 \text{ GeV}.c^{-2}$ seulement une borne inférieure devrait être déduite telle que : $m_\chi > 30 \text{ GeV}.c^{-2}$ car le contour à 95% n'est pas clos et est donc dépendant de l'a priori choisi

6.3 Résultats pour différents modèles

Halo	Bruit de fond	m_χ (GeV/c ²)	β_{in}	β_{out}
Isotrope	Uniforme	20	0	$-0,06^{+0,2}_{-0,1}$
Isotrope	Uniforme	50	0	$-0,07^{+0,3}_{-0,2}$
Isotrope	Exponentiel	50	0	$-0,20^{+0,3}_{-0,2}$
Isotrope	nul	50	0	$+0,05^{+0,1}_{-0,1}$
Isotrope	Uniforme	100	0	$-0,10^{+0,4}_{-0,2}$
Anisotrope	Uniforme	50	0,4	$+0,38^{+0,2}_{-0,1}$

TABLE 6.3 – Valeurs extraites de l’analyse MCMC du paramètre β dans le cas de différentes paramétrisations du modèle utilisé pour générer les données simulées. Dans ce tableau nous avons répertorié les valeurs moyennes et les barres d’erreur à 68% de confiance.

(plat sur la gamme $m_\chi \in [5, 1000]$ GeV.c⁻²). Cette contrainte plus faible vient simplement du fait que les caractéristiques du signal WIMP, *i.e.* la pente du spectre en énergie et l’anisotropie de la distribution angulaire, n’évoluent que très lentement avec m_χ lorsque cette dernière est supérieure à 100 GeV.c⁻² dans le cas d’un noyau cible de Fluor et d’une gamme en énergie de recul de [5, 50] keV.

L’intérêt de cette méthode d’analyse est que les propriétés de la particule WIMP sont contraintes en même temps que leurs distribution de vitesses dans le voisinage du système solaire. On constate alors que, quelle que soit la masse m_χ considérée, les reconstruction du paramètre β sont à chaque fois en faveur d’un halo isotrope, ce qui est cohérent avec la simulation des jeux de données analysés. Cependant, comme dans le cas de la masse, on remarque que la contrainte sur le paramètre β dépend de la valeur de m_χ . Effectivement, plus la masse de la particule WIMP est petite, plus la contrainte sur β est forte. Les contraintes sur β pour les trois valeurs de masse considérées sont répertoriées dans le tableau 6.3 et montrent bien qu’un détecteur tel que MIMAC avec une exposition de 30 kg.an, pourrait mesurer l’anisotropie du halo de matière sombre au voisinage du système solaire.

6.3.2 Effet du modèle de halo

On se propose ici d’analyser l’évolution des contraintes sur les paramètres (m_χ, σ_p, β) en fonction du modèle de halo considéré pour générer des pseudo expériences de détection directionnelle. Puisque les dispersions de vitesse sont laissées comme des paramètres libres de l’analyse MCMC, on s’attend à ce que la reconstruction des paramètres (m_χ, σ_p) soit non biaisée lors de la considération d’un halo fortement anisotrope. Par exemple, comme montré dans [134], l’analyse par vraisemblance de données générées à l’aide d’un modèle de halo anisotrope, implique des biais plus ou moins importants lorsque ces dernières sont reconstruites en considérant un halo isotrope. On cherche donc à éviter cet effet en incluant les dispersions de vitesse dans notre analyse. Ainsi, dans la suite, on va considérer un halo fortement anisotrope caractérisé par un paramètre d’anisotropie $\beta = 0,4$ ($\sigma_x = 200$ km/s; $\sigma_y = 169$ km/s, $\sigma_z = 140$ km/s) sur l’estimation des différents

6.3 Résultats pour différents modèles

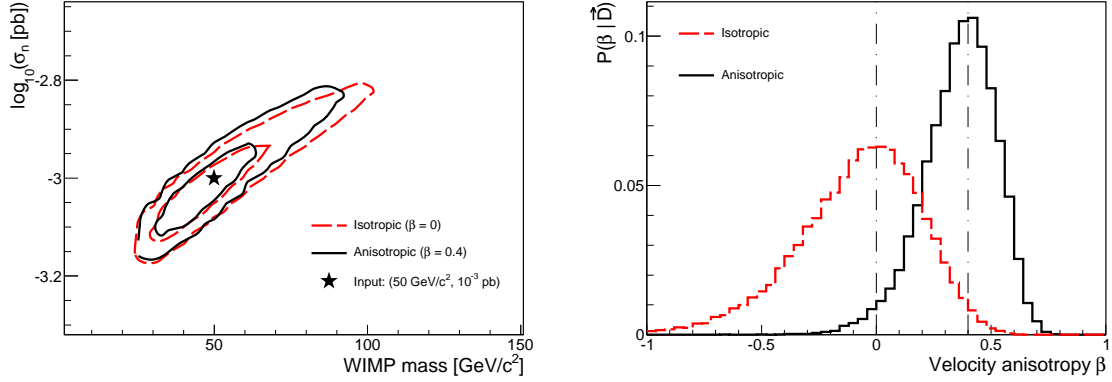


FIGURE 6.8 – Gauche : contours à 68% et 95% de confiance dans le plan (m_χ, σ_n) . Droite : densités de probabilité a posteriori du paramètre β . Ces résultats ont été obtenus après analyse MCMC de deux jeux de données simulées considérant une masse de particule WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$ et des modèles de halo isotrope avec $\beta = 0$ (trait rouge tireté) et fortement anisotrope avec $\beta = 0,4$ (trait plein noir). Figures extraites de [184].

paramètres associés aux propriétés de la matière sombre galactique.

Les résultats de l'analyse par MCMC sur un jeu de données simulées, avec la distribution de vitesse telle que $\beta = 0.4$ et en considérant une masse de particule WIMP de $50 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$, sont présentés à la figure 6.8 où l'on a également rappelé, pour comparaison, le cas de $m_\chi = 50 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$ avec $\beta = 0$.

Comme pour la section précédente, le panneau de gauche de la figure 6.8 présente les contraintes à 68% et 95% de confiance sur le plan (m_χ, σ_p) et le panneau de droite présente la distribution de probabilité a posteriori du paramètre β extraite de l'analyse MCMC. On peut constater que les deux modèles de halo donnent des contraintes similaires sur le plan (m_χ, σ_p) , et qu'elles sont toutes les deux parfaitement en accord avec les valeurs utilisées pour générer les pseudo-données. En effet, le fait que les dispersions de vitesse soient également ajustées, permet d'éviter la nécessité de se fixer un unique modèle de halo, permettant alors d'éviter un biais sur les estimations des différents paramètres.

À l'aide des résultats présentés sur le panneau de droite de la figure 6.8, on peut déduire que même dans le cas d'un halo fortement anisotrope, le paramètre β est contraint et de manière cohérente avec le modèle d'entrée : $\beta = 0,38_{-0,1}^{+0,2}$. En fait, la contrainte est plus forte dans le cas du halo anisotrope. Cela s'explique par le fait qu'il y a moins de dégénérescence entre les différentes dispersions de vitesse que dans le cas isotrope. En conclusion de cette étude, il est important de souligner que la combinaison des informations en énergie et angulaire des événements permet d'obtenir des contraintes robustes et cohérentes dans le plan (m_χ, σ_p) puisque le modèle de halo est également contraint simultanément avec le même jeu de données issu d'une unique expérience de détection directionnelle. De plus, le paramètre d'anisotropie de la distribution de vitesse pourrait être suffisamment contraint pour envisager la discrimination des différents modèles de halo. Effectivement, les deux distributions de probabilité $P(\beta|\vec{D})$ associées au cas isotrope et anisotrope ne sont que marginalement compatibles l'une avec l'autre.

6.3 Résultats pour différents modèles

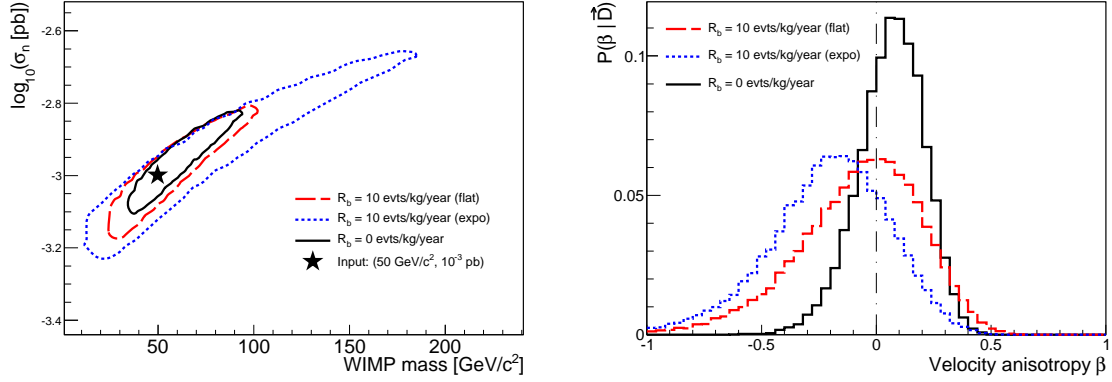


FIGURE 6.9 – Gauche : contours à 68% et 95% de confiance dans le plan (m_χ, σ_n) . Droite : densités de probabilité a posteriori du paramètre β . Ces résultats ont été obtenus après analyse MCMC de trois jeux de données simulées considérant une masse de particule WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$ et des modèles de bruit de fond : $R_b = 0 \text{ evt/kg/an}$ (trait noir plein), $R_b = 10 \text{ evt/kg/an}$ avec une distribution uniforme (trait rouge tireté) et $R_b = 10 \text{ evt/kg/an}$ avec une distribution exponentielle $E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$ (trait bleu pointillé). Figures extraites de [184].

6.3.3 Effet du modèle de bruit de fond

Comme discuté dans les parties précédentes, le spectre en énergie du bruit de fond est un paramètre clé pour les expériences de détection directe de matière sombre. Lors d’une analyse par vraisemblance, il est nécessaire de faire une hypothèse sur le spectre en énergie du bruit de fond. Ainsi, une mauvaise hypothèse pourrait impliquer une mauvaise estimation de la contribution de ce dernier aux données et induire des estimations biaisées des paramètres d’intérêt. Pour éviter tout biais dans l’analyse, il est d’une grande importance de pouvoir le caractériser par la mesure ou la simulation. Une autre possibilité serait d’ignorer la composante en énergie des événements détectés et de se concentrer uniquement sur la distribution angulaire, comme nous l’avons fait lors de l’étude du potentiel d’exclusion de la détection directionnelle (voir chapitre 4). Cependant, cela reviendrait à ignorer une grande quantité d’informations utiles pour contraindre les paramètres libres de l’analyse.

Comme dans le cas de l’étude du potentiel de découverte, nous allons considérer un spectre en énergie du fond caractérisé par une distribution exponentielle avec $E_{\text{back}} \rightarrow \infty$ (spectre plat) ou $E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$. Ce dernier correspond au cas le plus pessimiste car il reproduit la même distribution en énergie que les événements WIMP (quand $m_\chi = 50 \text{ GeV}.c^{-2}$), rendant alors toute discrimination impossible sur la variable énergie. Cependant, une expérience de détection directe sensible à la direction des reculs permet quand même de discriminer les événements WIMP de ceux du fond à l’aide de la distribution angulaire des événements.

La figure 6.9 présente les contraintes sur le plan (m_χ, σ_p) et sur le paramètre β pour trois cas de données simulées différents : sans bruit de fond (ligne noire), bruit de fond plat avec $R_b = 10 \text{ evt/kg/an}$ (ligne rouge tiretée) et bruit de fond tel que $E_{\text{back}} = 17,4 \text{ keV}$ avec $R_b = 10 \text{ evt/kg/an}$ (ligne bleue pointillée). Ces jeux de données ont été simulés en considérant $m_\chi = 50 \text{ GeV}.c^{-2}$,

Halo	bruit de fond	R_b^{in}	R_b^{out}
Isotrope	Uniforme	10	$10, 97_{-1}^{+1}$
Isotrope	Exponentiel	10	$10, 03_{-2}^{+3}$
Isotrope	nul	0	$< 0, 36$ (limite supérieure)
Anisotrope	Uniforme	10	$9, 8_{-1}^{+1}$

TABLE 6.4 – Valeurs extraites de l’analyse MCMC du paramètre R_b (en $\text{kg}^{-1}\text{year}^{-1}$) dans le cas de différentes paramétrisations du modèle utilisé pour générer les données simulées. Dans ce tableau nous avons répertorié les valeurs moyennes et les barres d’erreur à 68% de confiance.

une section efficace WIMP-proton de 10^{-3} pb, un halo isotrope et un détecteur directionnel de 30 kg.an tel que celui proposé par la collaboration MIMAC.

Tout d’abord, la comparaison entre le cas avec un bruit de fond plat et sans bruit de fond souligne le fait que même avec une contamination de bruit de fond de l’ordre 30%, les résultats sont presque similaires. Cela est dû au fait que dans le premier cas, la discrimination des événements issus du fond se fait par les distributions angulaire et en énergie. Ainsi, dans les deux cas, tous les paramètres sont fortement contraints et de manière cohérente avec le modèle d’entrée. Cependant, comme on peut le voir à partir de la figure 6.9 et du tableau 6.4 la présence d’une importante contamination de bruit de fond entraine une contrainte plus large, environ deux fois plus, que dans le cas sans bruit de fond.

Dans le cas d’un spectre de bruit de fond caractérisé par $E_{\text{back}} = 17,4$ keV, les résultats sont toujours tout à fait cohérents avec les valeurs d’entrée, par contre les contraintes sont plus faibles que lorsque le spectre en énergie du fond est plat. Ceci est dû au fait que la contrainte sur la contamination de bruit de fond est moins forte et, par marginalisation de $P(\vec{\theta}|\vec{D})$, implique ainsi des contraintes plus faibles sur tous les autres paramètres de l’analyse. Effectivement dans le cas $E_{\text{back}} = 17,4$ keV la discrimination entre les événements WIMP et bruit de fond ne se fait que sur la distribution angulaire. Néanmoins, même dans ce cas très pessimiste, on constate que l’on parvient à obtenir des contraintes tout à fait satisfaisantes sur les différentes propriétés de la matière sombre Galactique en terme de physique des particules (m_χ, σ_p) et de physique du halo (β).

De cette étude, on a pu constater que la détection directionnelle peut s’accommoder d’une grande contamination de bruit de fond tout en restant très performante à condition que le spectre en énergie du fond soit connu. Cela souligne donc l’importance de la caractérisation du fond attendu dans un détecteur directionnelle afin de déduire des contraintes non-biaisées issues des futurs données.

6.4 Conclusion

Lors de cette étude, nous avons développé une méthode d’analyse basée sur le *Monte Carlo Markov Chain* afin de pouvoir évaluer les densités de probabilité a posteriori des différents paramètres d’intérêt. Nous avons montré qu’une telle méthode d’analyse est particulièrement bien adaptée dans notre cas où l’on a considéré 8 paramètres d’ajustement. Ainsi, on a pu démontrer que la

6.4 Conclusion

détection directionnelle de matière sombre, dans le cas d'une grande signification de découverte, pourrait permettre de mesurer/contraindre la physique de la matière sombre tant au niveau de la physique des particules (masse et section efficace) qu'au niveau de la physique du halo (distribution de vitesses des particules WIMP).

De plus, nous avons vu qu'il pourrait même être possible de discriminer différents modèles de halo en mesurant le facteur d'anisotropie β . Ce résultat nous suggère alors la possibilité de pouvoir effectuer une astronomie WIMP à l'aide de la détection directionnelle en utilisant un détecteur tel que celui proposé par la collaboration MIMAC.

Troisième partie
Le projet MIMAC

Chapitre 7

Fonctionnement général de la μ -TPC de MIMAC

Dans ce chapitre, on se propose dans un premier temps d'expliciter le principe de fonctionnement général de la μ -TPC (micro Time Projection Chamber) de MIMAC afin d'étudier sa stratégie de détection des noyaux de recul.

7.1 Description du projet MIMAC

Le projet MIMAC (MIcromegas Matrix of Chambers) [115] a été initié au LPSC en collaboration avec l'IRSN Cadarache et le CEA Saclay. Il a pour but le développement d'un grand détecteur (50 m^3) dédié à la détection directionnelle de matière sombre galactique. Il sera constitué d'une matrice de micro-TPC équipées de détecteurs Micromegas pixélisés associés à une électronique développée au LPSC. La figure 7.1 (haut) présente une photo du prototype mono-cellulaire du projet MIMAC. On y voit la TPC au centre avec la Micromegas, la cage de champ supportée par 4 colonnettes de 18 cm de longueur et la cathode. En fonctionnement, le détecteur est fermé et la TPC est contenue dans l'enceinte métallique de forme cylindrique. À gauche de la photo, on aperçoit le boîtier contenant l'électronique de MIMAC, les câbles d'alimentation et la jauge de pression. À droite, on voit les câbles d'alimentation de la cathode et de la grille. On remarque également l'entrée du système de gaz permettant d'effectuer le vide de l'enceinte jusqu'à 10^{-4} mbar. Notons que le mélange gazeux pertinent pour la recherche de matière sombre est 70% CF_4 + 28% CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar. Du CF_4 pur à 50 mbar est également utilisé dans les phases de développement.

Le principe de la détection d'un événement WIMP (recul d'un noyau nucléaire) est illustré sur la figure 7.1 (bas). Suite à la collision élastique entre la particule WIMP et un noyau cible du détecteur (^{19}F), ce dernier se voit transférer une énergie de recul E_r qui va lui permettre d'ioniser le gaz environnant le long de son parcours. L'objectif de la détection directionnelle étant de mesurer la direction du recul (Ω_r), il est impératif de parvenir à mesurer sa trace en trois dimensions. Ce sont donc les électrons primaires issus de l'ionisation du gaz induite par le mouvement du recul nucléaire qui vont jouer le rôle de traceur. Pour cela, un champ électrique de l'ordre de 100-200 V/cm est imposé entre la cathode et la grille afin de faire dériver ces électrons vers cette dernière.

7.1 Description du projet MIMAC

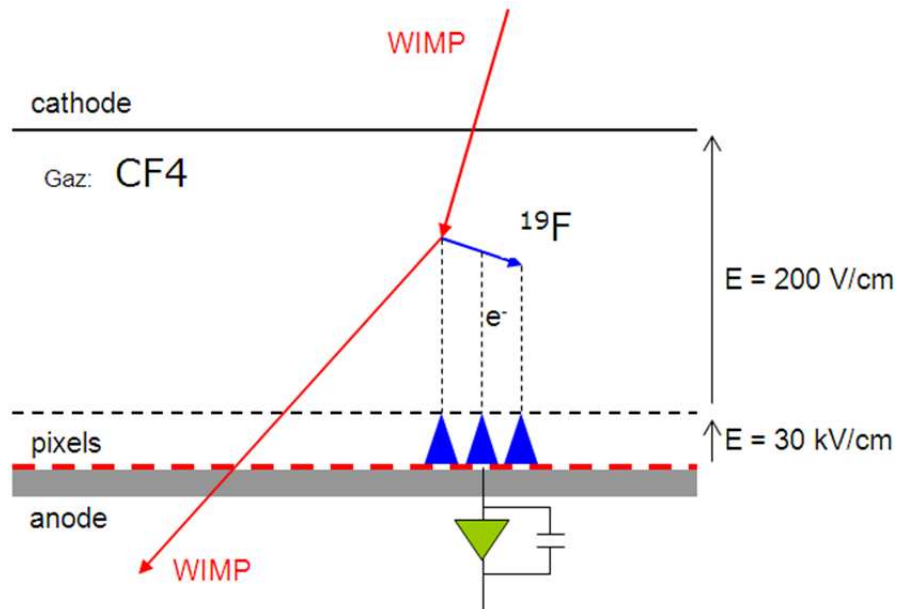
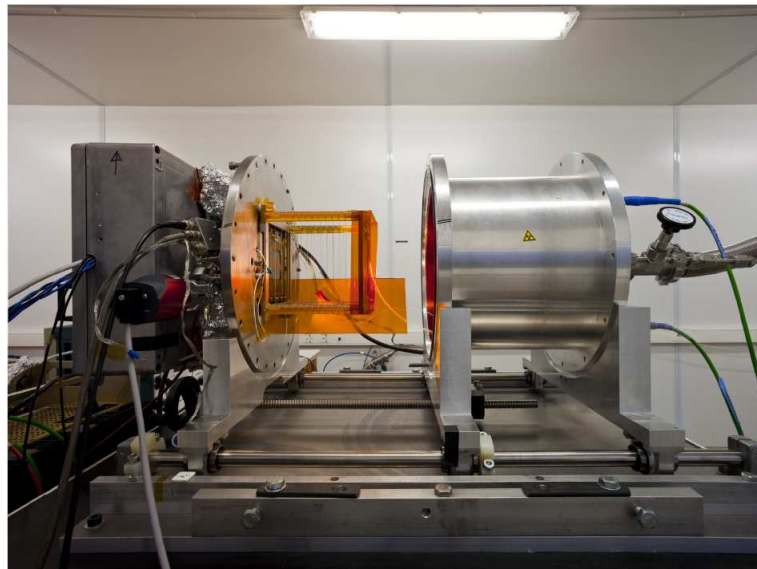


FIGURE 7.1 – Haut : photo du prototype mono-cellulaire MIMAC. Bas : principe de détection d'un noyau de recul. On y voit le schéma d'une collision élastique entre une particule WIMP et un noyau de Fluor du gaz du détecteur. Ce dernier génère des paires électron-ion le long de son parcours. Les électrons primaires vont alors dériver vers l'anode pixélisée afin de permettre la mesure en trois dimensions de la trace associée au recul de fluor.

7.2 Propriétés des traces de recul nucléaire de basse énergie

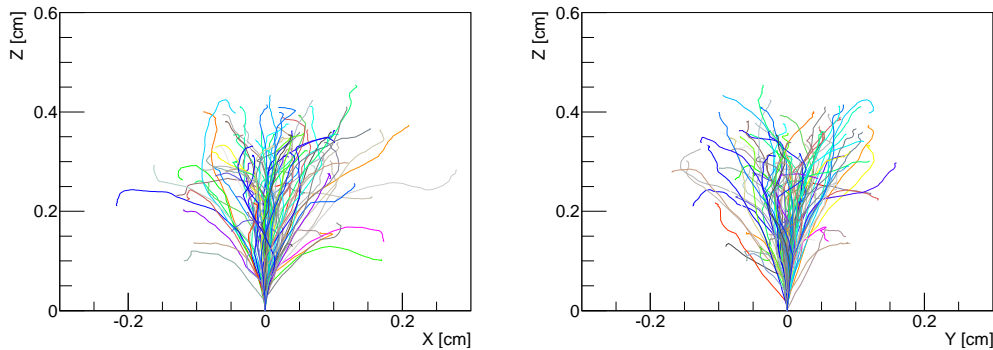


FIGURE 7.2 – Représentation dans les plans, (X,Z) à gauche et (Y,Z) à droite, de 100 traces de Fluor de 100 keV simulées par SRIM dans un gaz de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

En passant la grille, les électrons parviennent dans l'espace d'amplification réalisé à l'aide d'une Micromegas de 256 μm d'épaisseur, qui va permettre l'amplification du signal en multipliant le nombre d'électrons à l'aide d'un champ électrique intense ~ 20 kV/cm. Le signal issu des électrons primaires est donc amplifié et les charges sont collectées sur une anode pixélisée qui est échantillonnée à une fréquence de 50 MHz, par une électronique dédiée (voir section 8.1), et qui va permettre d'estimer l'évolution dans le temps de la projection des charges sur le plan (X,Y) de l'anode. Connaissant la vitesse de dérive des électrons v_d (cf. chapitre 11), l'échantillonnage temporel est converti en un échantillonnage selon l'axe Z , permettant ainsi la mesure en trois dimensions de la trace laissée par un recul nucléaire.

Dans la suite de ce chapitre, on se propose d'étudier les différents processus physiques associés aux différentes étapes de la mesure d'une trace. On verra en premier le processus d'ionisation, puis la dérive des électrons, la transparence de la grille ainsi que l'amplification afin de terminer sur la création du signal électronique.

7.2 Propriétés des traces de recul nucléaire de basse énergie

Au cours de cette étude, nous allons nous intéresser uniquement à un type de noyau, le Fluor 19, et à un mélange de gaz particulier, 70% CF_4 + 30% CHF_3 , à 50 mbar. Dans le cas d'un Fluor de 100 keV ayant pour direction initiale $\vec{U}_{\text{init}} = (0, 0, 1)$, et à la suite de 100 simulations, on obtient la distributions des traces représentée sur la figure 7.2 dans les plans (X,Z) et (Y,Z) . Ces distributions sont obtenues à l'aide du code de simulation SRIM [197] qui nous permet d'obtenir l'ensemble des N points P_i d'interaction appartenant à une trace.

7.2.1 Le parcours

Une des premières observables, que l'on peut déduire de la mesure d'un événement avec le détecteur MIMAC, est le parcours. Le parcours (R), correspond à la distance moyenne que va parcourir un noyau d'une énergie E jusqu'à ce qu'il perde la totalité de son énergie cinétique. On le définit

7.2 Propriétés des traces de recul nucléaire de basse énergie

alors de la manière suivante :

$$R = \int_E^0 \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (7.1)$$

Avec dE/dx correspondant à la perte d'énergie par unité de longueur. Le parcours fourni par SRIM est défini par la distance projetée, effectuée par le recul nucléaire, selon l'axe correspondant à sa direction initiale.

Nous avons cependant choisi de mettre en place une autre définition du parcours, qui est la somme des différents segments (distance entre deux interactions) qui composent l'ensemble de la trace. Par la suite, on appellera cette définition du parcours la *parcours curviligne* défini comme suit :

$$R = \sum_{i=0}^{N-2} \sqrt{(X_{i+1} - X_i)^2 + (Y_{i+1} - Y_i)^2 + (Z_{i+1} - Z_i)^2} \quad (7.2)$$

La figure 7.3 (gauche) représente les distributions du parcours de 10000 Fluors de 100 keV selon les deux définitions précédentes : *parcours projeté* en noir et *parcours curviligne* en rouge. On remarque que la définition curviligne du parcours possède plusieurs avantages par rapport à la définition de SRIM. Effectivement, en sommant tous les segments intermédiaires, cette définition est indépendante du référentiel et donc de la direction initiale du recul. De plus, elle permet d'avoir un RMS plus faible que dans le cas de la projection ce qui par la suite nous permettra d'avoir une meilleure discrimination électron/recul. Enfin, dans le cas d'une trace observée par MIMAC, le nombre de pixels touchés et le nombre de coïncidences spatiales (voir section 8.1) étant discret, cette nouvelle définition du parcours devrait permettre d'atténuer la discrétisation du parcours (cf. sections 10.1 et 12.3).

La figure 7.3 (droite) présente l'évolution du parcours, selon les deux définitions précédentes, en fonction de l'énergie du recul. Les traits pleins représentent les valeurs moyennes du parcours alors que les traits en pointillés représentent le contour à 68% de confiance. Premièrement, on remarque que la définition curviligne renvoie une valeur du parcours toujours supérieure à celle calculée par la définition de SRIM, ce qui se comprend aisément. De plus, on peut observer que la dépendance du parcours en fonction de l'énergie est une fonction linéaire entre 5 et 100 keV.

Par la suite, lors de l'analyse des traces de MIMAC, on ne retiendra que la définition curviligne du parcours.

7.2.2 La dispersion angulaire

À l'aide de la figure 7.2, il apparaît évident que le recul nucléaire effectue un grand nombre d'interactions, avec le gaz environnant, et que cela engendre alors une dispersion spatiale de la trace. C'est cette dernière qui va donc être un facteur limitant à la résolution angulaire du détecteur. Une étude complète et détaillée de son impact sur la résolution angulaire va permettre d'estimer la contribution des différentes performances et limitations du détecteur à la résolution angulaire. Pour cela, on a considéré deux définitions de la dispersion angulaire.

La première, revient à calculer l'angle entre le vecteur de direction initial \vec{U}_{init} et le vecteur $\vec{U}_{\text{last}} = \vec{P}_{N-1} - \vec{P}_0$ reliant le point initial de la trace au point final. L'angle de déviation γ est alors calculé de la manière suivante :

$$\gamma = \cos^{-1} \left(\frac{\vec{U}_{\text{init}} \cdot \vec{U}_{\text{last}}}{\|\vec{U}_{\text{init}}\| \times \|\vec{U}_{\text{last}}\|} \right) \quad (7.3)$$

7.2 Propriétés des traces de recul nucléaire de basse énergie

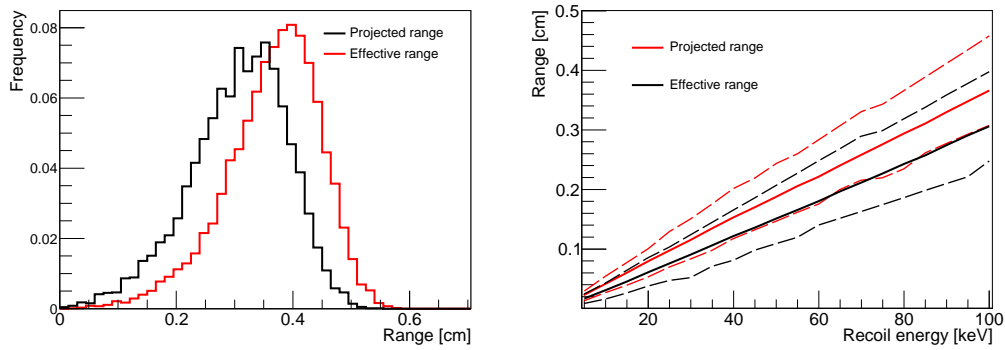


FIGURE 7.3 – Gauche : distributions du parcours de 10000 Fluors de 100 keV selon la définition curviligne (rouge) et projetée (noir). Les valeurs moyennes et RMS associées aux définitions curviligne et projetée sont : 0,365 (0,080) et 0,306 (0,084) respectivement. Droite : parcours en fonction de l'énergie du recul selon les deux mêmes définitions. Les traits pleins correspondent aux valeurs moyennes et les traits pointillés représentent les intervalles à 68% de confiance.

L'autre méthode est un peu plus complexe. Il s'agit de faire un ajustement linéaire indépendant du référentiel de tous les points de la trace en associant un poids égal à chacun des points. C'est pourquoi on se propose ici d'explicitier cet algorithme de régression linéaire à trois dimensions.

Régression linéaire à trois dimensions :

Soit une trace de recul nucléaire représentée par un ensemble de N points d'interaction $P_i = (X_i, Y_i, Z_i)$ avec $i \in [0, \dots, N - 1]$. On cherche la paramétrisation d'une droite d qui minimisera la distance D entre les points et cette même droite. La distance D_i entre un point i et la droite d est définie telle que :

$$D_i = \sqrt{(X_i - \tilde{X}_i)^2 + (Y_i - \tilde{Y}_i)^2 + (Z_i - \tilde{Z}_i)^2} \quad (7.4)$$

Avec $(\tilde{X}_i, \tilde{Y}_i, \tilde{Z}_i)$ les coordonnées du point \tilde{P}_i de la droite d qui minimise la distance D_i . L'équation paramétrique de la droite d est la suivante :

$$\begin{cases} \tilde{X}_i = U_x \cdot t_i + \tilde{X}_0 \\ \tilde{Y}_i = U_y \cdot t_i + \tilde{Y}_0 \\ \tilde{Z}_i = U_z \cdot t_i + \tilde{Z}_0 \end{cases} \quad (7.5)$$

avec $\vec{U} = (U_x, U_y, U_z)$ le vecteur directeur de la droite d , $\tilde{P}_0 = (\tilde{X}_0, \tilde{Y}_0, \tilde{Z}_0)$ un point quelconque de cette même droite et t_i un nombre réel. On remarque qu'il y a alors 7 inconnues. Cependant, on va pouvoir aisément fixer les valeurs de t_i possibles car elles doivent être déterminées de telle sorte que les distances D_i^2 soient minimales :

$$\left. \frac{\partial D_i^2}{\partial t} \right|_{t=t_i} = 0 \quad (7.6)$$

Avec D_i^2 réécrit de la manière suivante :

$$D_i^2 = [X_i - (U_x \cdot t_i + \tilde{X}_0)]^2 + [Y_i - (U_y \cdot t_i + \tilde{Y}_0)]^2 + [Z_i - (U_z \cdot t_i + \tilde{Z}_0)]^2 \quad (7.7)$$

7.2 Propriétés des traces de recul nucléaire de basse énergie

On obtient alors l'équation associée à chaque point P_i d'interaction :

$$\left. \frac{\partial D_i^2}{\partial t} \right|_{t=t_i} = -2t_i \left\{ U_x [X_i - (U_x \cdot t_i + \tilde{X}_0)] + U_y [Y_i - (U_y \cdot t_i + \tilde{Y}_0)] + U_z [Z_i - (U_z \cdot t_i + \tilde{Z}_0)] \right\} = 0 \quad (7.8)$$

qui présente 2 solutions en t_i , une qui n'est pas intéressante ($t_i = 0$) et la seconde que l'on retiendra :

$$t_i = \frac{U_x(X_i - \tilde{X}_0) + U_y(Y_i - \tilde{Y}_0) + U_z(Z_i - \tilde{Z}_0)}{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2} \quad (7.9)$$

Il ne nous reste alors que 6 inconnues qui sont les composantes de \vec{U} et de \vec{P}_0 . Cependant, puisqu'il existe une infinité de vecteurs colinéaires au vecteur directeur de la droite d , on peut éviter cette dégénérescence en imposant que \vec{U} est normé, *i.e.* $U_x^2 + U_y^2 + U_z^2 = 1$ et donc que,

$$U_z = \sqrt{1 - U_x^2 - U_y^2} \quad (7.10)$$

De la même manière, comme il existe une infinité de points appartenant à la droite d , on peut choisir que le point \vec{P}_0 appartient au plan (X,Y), impliquant que $\tilde{Z}_0 = 0$. Cela ne nous laisse alors plus que 4 inconnues : $U_x, U_y, \tilde{X}_0, \tilde{Y}_0$.

On peut d'ailleurs aisément vérifier que la solution retenue de t_i donnée par l'équation 7.9 minimise bien la distance entre un point P_i et la droite d car la droite formée par les deux points P_i et \vec{P}_i est orthogonale à d , tel que :

$$(X_i - \tilde{X}_i)U_x + (Y_i - \tilde{Y}_i)U_y + (Z_i - \tilde{Z}_i)U_z = 0 \quad (7.11)$$

Par la suite, on va donc chercher à minimiser la fonction $D^2(U_x, U_y, \tilde{X}_0, \tilde{Y}_0)$ suivante,

$$D^2(U_x, U_y, \tilde{X}_0, \tilde{Y}_0) = \sum_{i=0}^{N-1} [X_i - (U_x \cdot t_i + \tilde{X}_0)]^2 + [Y_i - (U_y \cdot t_i + \tilde{Y}_0)]^2 + [Z_i - (U_z \cdot t_i + \tilde{Z}_0)]^2 \quad (7.12)$$

qui représente la somme des écarts quadratiques entre les points P_i et les points \vec{P}_i de la droite d .

Estimation de la dispersion angulaire :

Revenons à notre étude de la dispersion angulaire. Dans ce cas, on va fixer les paramètres \tilde{X}_0 et \tilde{Y}_0 sur les coordonnées du point de départ de la trace P_0 de coordonnées (0,0,0). Il ne nous reste alors plus que 2 inconnues qui sont U_x et U_y se référant au vecteur directeur de la droite d dont on obtient des estimateurs en minimisant la fonction $D^2(U_x, U_y)$. La déviation angulaire se calcule alors simplement de la manière suivante :

$$\gamma = \cos^{-1} \left(\vec{U}_{\text{init}} \cdot \vec{U} \right) \quad (7.13)$$

Par la suite, nous avons effectué une étude systématique afin d'évaluer la dispersion angulaire des reculs de Fluor dans le mélange 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Pour cela, nous avons généré 10000 traces de Fluor pour des énergies allant de 5 à 100 keV (énergie de recul). La dispersion angulaire est alors estimée à partir de la distribution $f(\gamma)$ de l'angle de déviation γ . La dispersion angulaire σ_γ à 68% de niveau de confiance est définie par

$$\int_0^{\sigma_\gamma} f(\gamma) d\gamma = 0.68 \quad (7.14)$$

7.3 Le processus d'ionisation

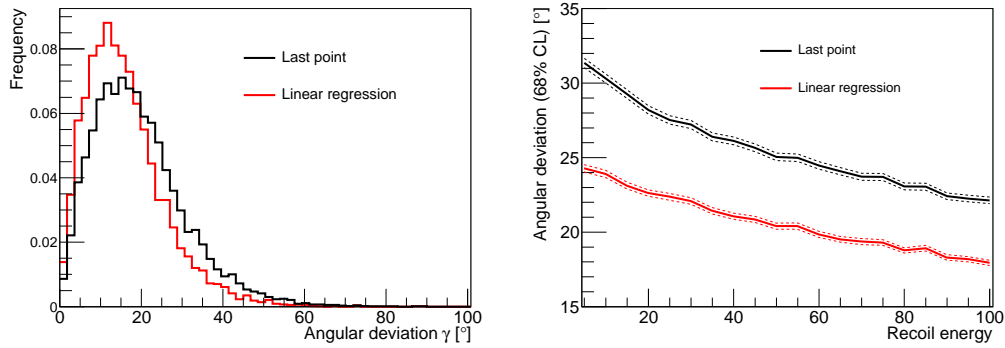


FIGURE 7.4 – Gauche : Distributions de l'angle de déviation γ estimées à l'aide de 10000 traces de Fluor de 100 keV. Droite : Dispersion angulaire en fonction de l'énergie du recul de Fluor selon les deux définitions : différence entre \vec{U}_{init} et \vec{U}_{last} (en noir) et la régression linéaire (en rouge). Les traits en pointillés représentent l'erreur statistique à 68% de confiance.

On peut apprécier sur la figure 7.4 (gauche) les distributions de l'angle γ selon les deux définitions et pour le cas d'un recul de 100 keV. Ces distributions ont été estimées à l'aide de 10000 traces de Fluor. Il est important de noter que dans le cas d'une résolution angulaire gaussienne, la distribution $f(\gamma)$ de l'angle de déviation entre la direction initiale du recul et la direction reconstruite est de la forme :

$$f(\gamma) = \sin \gamma \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\sigma_\gamma^2}\right) \quad (7.15)$$

Cette dernière représente une distribution gaussienne en coordonnées sphériques. On voit d'ailleurs que si $\sigma_\gamma \rightarrow \infty$, la distribution $f(\gamma)$ tend vers une distribution isotrope.

On peut alors constater, à partir de la figure 7.4 (droite), que la valeur de la déviation angulaire dans la définition (7.3) est toujours supérieure à celle donnée par la régression linéaire. Cela vient du fait que cette définition est très sensible aux déflexions qui ont lieu en fin de trace et n'est donc pas très représentative de l'ensemble de la trace. L'intérêt de notre définition de la dispersion angulaire évaluée à l'aide de notre régression linéaire est donc triple :

- elle permet de prendre en compte la déviation de la trace dans son ensemble
- elle est indépendante de la direction initiale de la trace dans le détecteur
- elle suit une statistique gaussienne

Ainsi, dans le cas de MIMAC, nous ne retiendrons que la définition de la déviation angulaire estimée avec la régression linéaire.

7.3 Le processus d'ionisation

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la perte d'énergie des particules chargées (électrons, reculs nucléaires et muons) par ionisation, c'est-à-dire par création de paires électrons-ions. L'évolution de la perte d'énergie moyenne en ionisation est généralement donnée par la formule de Bethe-Bloch qui est valide pour des particules chargées vérifiant $0,1 \leq \beta\gamma \leq 1000$ avec $\beta = v/c$ la vitesse réduite et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ le facteur de Lorentz. Cependant, un calcul simple montre

7.4 La dérive des électrons primaires

qu'un recul de 100 keV de ^{19}F est caractérisé par le produit $\beta\gamma \sim 10^{-3}$ suggérant alors que nous sommes en dehors du domaine de validité de la formule de Bethe-Bloch. Ainsi, il est nécessaire de mesurer la perte d'énergie par ionisation des reculs nucléaires de basses énergies comme proposé par la collaboration MIMAC (cf. section 8.2).

L'ionisation consiste à générer des paires électron-ion en arrachant les électrons des atomes du gaz environnant. Cependant, les électrons issus de l'ionisation peuvent avoir une énergie cinétique T non nulle dont le maximum T_{\max} est défini par :

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (7.16)$$

avec M la masse de la particule incidente (Fluor) et m_e la masse de l'électron. Dans le régime des basses énergies, on peut faire l'approximation $T_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ et l'on obtient alors une énergie maximale transférée aux électrons primaires de l'ordre de 1 eV. On peut considérer que ces électrons sont créés au repos le long du parcours du recul du Fluor, leur permettant alors de servir de "traceurs".

La perte d'énergie par ionisation de la particule entre deux collisions est donnée par le logiciel SRIM [197]. En utilisant le facteur de création de paires (électron-ion) w , que l'on a pris égal à 54 eV dans le cas de 70% CF_4 et 30% CHF_3 [198], on peut en déduire le nombre d'électrons primaires n_e créés entre deux collisions :

$$n_e = \frac{E_{\text{ion}}}{w} \quad (7.17)$$

En fait, le nombre d'électrons créés suit une loi de probabilité de valeur moyenne n_e et de largeur σ_{n_e} ne correspondant généralement pas à une fluctuation poissonnienne. Cela vient du fait que les processus d'ionisation le long de la trace ne sont pas indépendants les uns des autres. Un facteur empirique F , introduit par Fano [199], est utilisé afin de décrire l'écart des fluctuations observées à celles attendues dans le cas d'une loi de Poisson. Ce facteur F est défini par : $F = \sigma_{n_e}^2/n_e$. Dans le cas général, le facteur de Fano est compris entre 0,05 et 0,1 pour les gaz [200]. On comprend alors que plus petite est la valeur du facteur de Fano, meilleure est la résolution en énergie.

La valeur exacte du facteur de Fano est très délicate à obtenir. Elle nécessite d'être capable de déconvoluer la résolution en énergie observée de celle de l'électronique du détecteur et de la fluctuation du gain de la Micromegas (cf. section 12.2). De plus, pour effectuer une telle mesure, le facteur de création de paire w doit être parfaitement connu, ce qui est rarement le cas lors de l'utilisation d'un mélange gazeux.

7.4 La dérive des électrons primaires

Dans le cas où il n'y a pas de champ électrique, les charges produites par ionisation (paires électrons-ions) vont très rapidement perdre leur énergie cinétique initiale, qui est de l'ordre de l'électron-volt pour les électrons, en effectuant des collisions multiples avec les molécules du gaz environnant. Une fois ces électrons thermalisés, leur distribution en énergie est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann issue de la théorie cinétique des gaz. Lorsque l'on applique un

7.4 La dérive des électrons primaires

champ électrique, les électrons vont dériver vers l'anode afin d'y être collectés. On peut représenter la distribution de ces charges à trois dimensions $n(x, y, z; t)$ suivant une loi gaussienne telle que :

$$n(x, y, z; t) = \frac{n_0}{\sqrt{8\pi^3}} \times \frac{e^{-(x^2+y^2)/4D_t t}}{\sqrt{4D_t^2 t^2}} \times \frac{e^{-z^2/4D_l t}}{\sqrt{2D_l t}} \quad (7.18)$$

Avec D_l et D_t les coefficient de diffusion longitudinale et transverse respectivement. On pose alors :

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_t = \sqrt{2D_t t} \quad \text{et} \quad \sigma_z = \sigma_l = \sqrt{2D_l t} \quad (7.19)$$

où σ_t et σ_l représentent les écarts type de la distribution $n(x, y, z; t)$ selon les plans transverses et longitudinales à la direction de dérive des électrons. En considérant L la distance de dérive parcourue par les électrons et v_d la vitesse de dérive, on obtient une nouvelle expression des coefficients de diffusion telle que :

$$\sigma_i = \tilde{D}_i \times \sqrt{L} \quad (7.20)$$

Avec $i \in \{l, t\}$ et $\tilde{D}_i = \sqrt{2D_i/v_d}$.

Nous ne détaillerons pas ici la théorie de la dérive des électrons dans un champ électrique, qui est très bien expliquée dans [198]. La distribution en énergie est profondément modifiée et les expressions de la vitesse v_d et de la diffusion D sont des fonctions du champ E , du libre parcours moyen des électrons dans le gaz considéré et des processus de diffusion élastique ou inélastique entre les électrons et les molécules environnantes. Cela donne lieu à des équations intégrales complexes qui sont calculées par méthode Monte Carlo par Magboltz [201] et qui jusqu'à maintenant a donné des résultats très satisfaisants en comparaison des différentes mesures (voir chapitre 11.5).

Dans notre cas, nous avons considéré un mélange de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar dans le cas d'un champs électrique de dérive de 100 V/cm. Selon Magboltz, nous obtenons alors les valeurs suivantes :

- $v_d = 21,4 \mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$
- $\tilde{D}_t = 246,0 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$
- $\tilde{D}_l = 278,4 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$

On constate alors que le tenseur de diffusion est quasi-isotrope car les coefficients \tilde{D}_t et \tilde{D}_l sont proches.

On se propose, pour terminer cette section sur la génération des électrons primaires d'illustrer, avec une trace simulée, les différents processus décrits précédemment. Tout d'abord, le nombre d'électrons n_e à générer entre deux collisions est déduit de la valeur de l'énergie déposée par ionisation que l'on divise par l'énergie moyenne de création de paire. Le nombre effectif d'électrons est déduit en tirant sur une distribution de valeur moyenne n_e et caractérisée par une variance déterminée par la valeur du facteur de Fano F utilisée. Ces électrons sont par la suite générés au repos dans le référentiel de la trace et uniformément sur le segment entre deux collisions. On calcule pour chacun d'entre eux la distance L les séparant de l'anode. On en déduit alors les valeurs de σ_t et σ_l associées à chaque électron afin de tirer aléatoirement sa diffusion lors de sa dérive vers l'anode, en utilisant la distribution $n(x, y, z; t)$. Sur la figure 7.5 on a représenté en rouge une trace de fluor de 100 keV orientée vers les Z négatifs et perpendiculaire à l'anode à 1,4 cm de cette dernière. Les points noirs représentent les positions des électrons après diffusion que l'on a superposé à la trace (en rouge). Sur le plan (X,Z), on peut aisément constater que le début de la trace est caractérisée

7.5 Passage de la grille et transparence

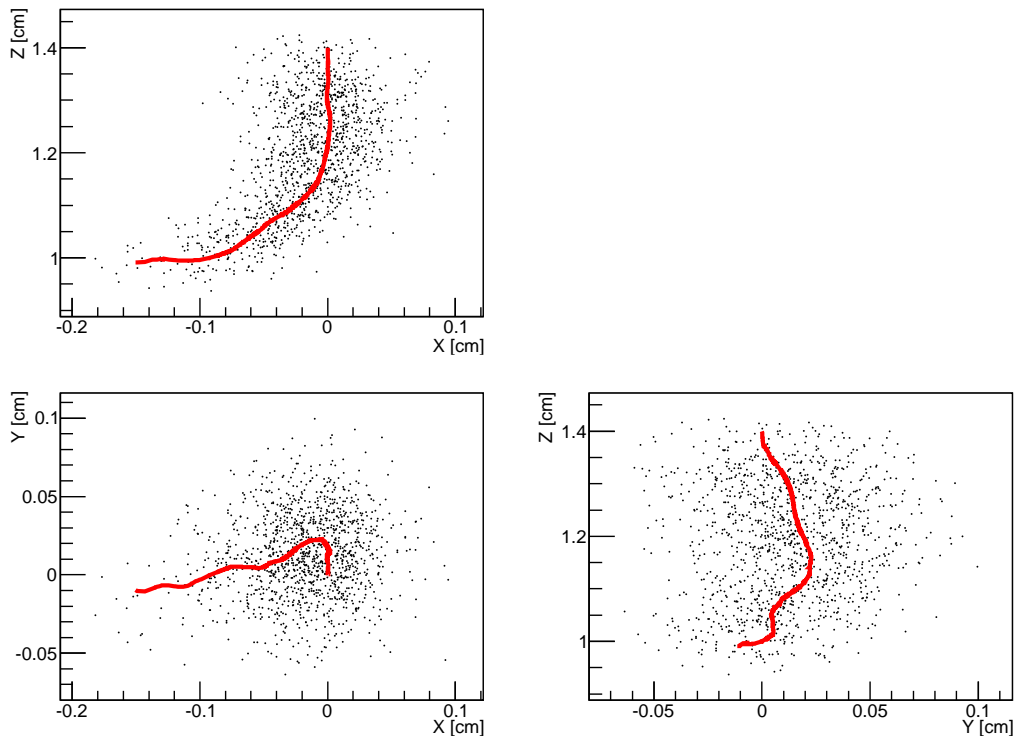


FIGURE 7.5 – Trace d'un Fluor de 100 keV (en rouge) auquel on a superposé son nuage électronique après diffusion (point noirs). La trace est simulée vers les valeurs de z négatives, perpendiculaire à l'anode et à 1,4 cm de cette dernière. On a considéré un gaz de 30% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

par une plus forte densité de charge (dE/dx plus important en début de trace). C'est donc avec des traces simulées de la manière suivante que nous allons caractériser les performances attendues du détecteur MIMAC (voir chapitre 9 et 10). Notons que dans nos simulations, nous avons négligé les processus d'attachement qui correspondent à la capture des électrons primaires par des atomes très électro-négatifs tels que l'oxygène. Cette hypothèse est valable dans le cas d'une mesure effectuée avec un bon vide préalable assurant que le gaz utilisé est pur.

7.5 Passage de la grille et transparence

L'amplification du signal issu des électrons primaires est réalisé, dans le cadre du projet MIMAC, à l'aide de l'utilisation d'une Micromegas (Micromesh Gaseous Structure) [202, 203]. Cette dernière effectue la séparation entre l'espace de dérive, où ont lieu les différentes interactions et donc la création des électrons primaires, et l'espace d'amplification. La Micromegas, de par ses propriétés mécaniques et de fabrication, permet de faire la séparation entre deux régions caractérisées, l'une par un champ électrique de l'ordre de 100 V/cm (espace de dérive) et l'autre par un champ électrique intense de l'ordre de 20 kV/cm (espace d'amplification). La grille de la Micromegas consiste en une fine feuille de nickel de 30 μm d'épaisseur percée de trous carrés d'une largeur de $\sim 10\mu\text{m}$ qui sont espacés les uns des autres par 50 μm . Ce sont ces trous qui vont permettre l'exis-

7.5 Passage de la grille et transparence

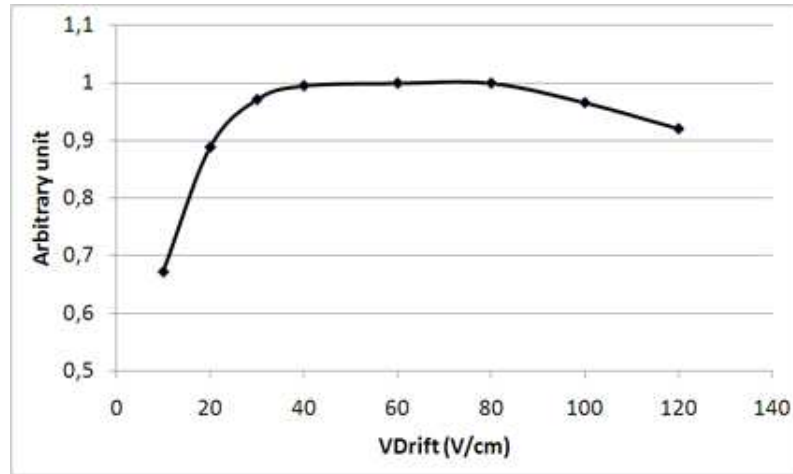


FIGURE 7.6 – Transparence de la grille aux électrons en fonction du champ de dérive. Ce résultat a été obtenu en utilisant un gaz de 95%⁴He + 5%⁴C₄H₁₀ à 350 mbar avec une Micromegas de 192 μ m d'épaisseur. Figure extraite de [204].

tence de lignes de champs reliant l'anode et la cathode et qui vont permettre ainsi de faire passer les électrons primaires dans l'espace d'amplification. L'intérêt de l'utilisation de la Micromegas par rapport à la superposition de deux GEMs est lié à une optimisation de la transparence de la grille et une meilleure résolution en énergie pour un gain équivalent.

La transparence de la grille est un paramètre clé de l'amplification du signal. Elle correspond à la proportion d'électrons créés dans l'espace de dérive qui vont parvenir à pénétrer dans l'espace d'amplification et à initier alors un processus d'avalanche. Pour un champ d'amplification grand devant le champ de dérive, les lignes de champ issues de la cathode passent par les trous de la grille et arrivent sur l'anode alors que les lignes de champs issues de l'anode finissent sur la grille. Ceci permet de faire passer les électrons primaires de l'espace de dérive à l'espace d'amplification tout en récoltant les ions issus de l'avalanche sur la grille pour ne pas qu'ils remontent à travers l'espace de dérive. Cette transparence de la grille dépend fortement du ratio des champs électriques de dérive et d'amplification. Quand le champ d'amplification est ~ 200 fois supérieur au champ de dérive, on peut obtenir une transparence de la grille de $\sim 100\%$ pour les électrons alors qu'elle n'avoisine que quelques pourcents pour les ions. La figure 7.6 présente la mesure de la transparence aux électrons de la grille en fonction du champ de dérive, pour un champ d'amplification fixé, un espace d'amplification de 192 μ m et pour un mélange gazeux de 95%He + 5%⁴C₄H₁₀ à 350 mbar. Cette mesure est effectuée à l'aide d'une source de ⁵⁵Fe (X du de 5,9 keV). Il existe un plateau autour de la valeur optimale de champ de dérive, qui est caractéristique du fonctionnement des Micromegas. En effet, si le champ de dérive n'est pas suffisamment intense (en dessous de 30 V/cm dans notre cas), les lignes de champ issues de la cathode ne parviennent pas à s'engouffrer à travers les trous de la grille. Pour des valeurs de champ de dérive trop importantes (supérieures à 80 V/cm dans ce cas), les lignes de champ rejoignent de nouveau la grille car le champ d'amplification n'est plus suffisamment intense par rapport au champ de dérive. Le point optimal de transmission des électrons à travers la grille est obtenu, pour ce mélange gazeux, pour un champ de dérive de 60 V/cm, ce qui correspond à un rapport d'environ 250 entre E_d et E_a , les champs électriques de

7.6 Amplification par avalanche

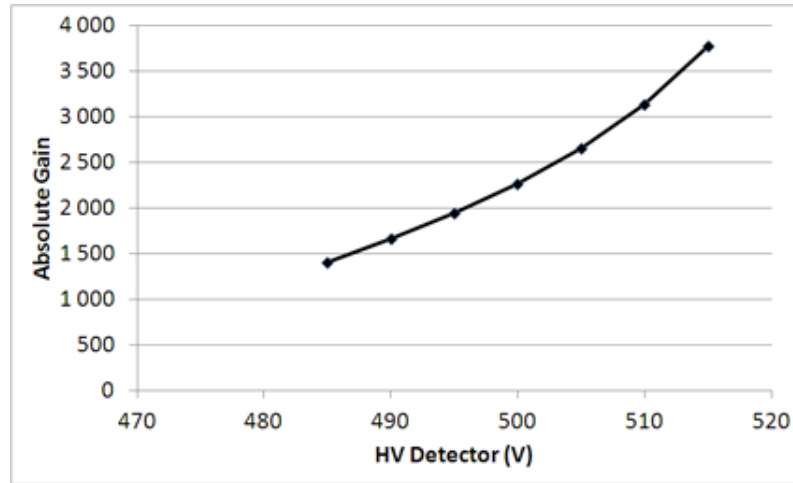


FIGURE 7.7 – Gain de l’avalanche en fonction du champ d’amplification. Ce résultat a été obtenu en utilisant un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec une Micromegas de $192 \mu m$ d’épaisseur et une source de fer ^{55}Fe . Figure extraite de [204].

dérive et d’amplification. Cette mesure permet de déterminer l’un des points de fonctionnement du détecteur, qui est le rapport des champs électriques à utiliser. De nombreux autres paramètres seront à prendre en considération par la suite afin d’optimiser les valeurs de E_a et E_d , tels que le gain, la résolution en énergie, la stabilité du détecteur et la vitesse de dérive des électrons.

7.6 Amplification par avalanche

Lorsque les électrons sont soumis à un champ électrique intense, *i.e.* de l’ordre de la dizaine de kilovolt par centimètre, ces derniers vont acquérir suffisamment d’énergie cinétique pour ioniser à leur tour les atomes du gaz environnant et créer alors un processus d’avalanche sur toute la largeur de l’espace d’amplification. Cela va alors permettre de multiplier le nombre d’électrons issus de l’ionisation primaire afin de détecter l’événement. On estime que pour des valeurs de champ électrique d’amplification de l’ordre de 10 kV/cm et selon le gaz considéré et l’épaisseur de la Micromegas, on peut obtenir un facteur d’amplification de l’ordre de 10^3 - 10^4 .

La figure 7.7 présente la mesure du gain absolu obtenue avec une Micromegas de $192 \mu m$ d’épaisseur en fonction du champ d’amplification E_a allant de 25,2 kV/cm à 26,8 kV/cm. Cette mesure a également été réalisée en utilisant une source de ^{55}Fe ainsi qu’un gaz de CF_4 pur à 50 mbar. On remarque alors que le gain absolu passe de 1500 à 3750 sur la gamme de champ d’amplification considérée. On peut également constater que le gain du CF_4 est relativement faible comparé à un mélange gazeux de 95%He + 5% C_4H_{10} à 350 mbar qui présente un gain $\sim 4,5 \times 10^4$ pour un champ d’amplification de 24,4 kV/cm [205]. Le gain est effectivement très dépendant du gaz utilisé car chacun possède des valeurs d’énergie de création de paires différentes w_i : 23 eV, 41 eV et 54 eV pour C_4H_{10} , He et CF_4 respectivement [198]. Ainsi, on peut en déduire que l’isobuthane est un gaz qui va permettre d’obtenir un excellent gain par rapport au CF_4 pur par exemple. C’est pour cela que le mélange de fonctionnement de MIMAC est : 70% CF_4 + 28% CHF_3 + 2% C_4H_{10} . En

7.6 Amplification par avalanche

effet de cette manière, on diminue la vitesse de dérive des électrons grâce à la présence du CHF_3 (voir chapitre 11) et les 2% d'isobuthane permette d'améliorer le gain de l'avalanche.

Lors du processus d'avalanche, l'ensemble des électrons et des ions décrit la forme d'une "goutte" due à la différence de vitesse de dérive entre les ions et les électrons [198]. En effet, les ions ont une vitesse de dérive environ 100 fois inférieure à celle des électrons. Le processus d'avalanche se déroulant de plus comme une cascade, où près de la moitié des paires électrons-ions sont créées dans la dernière dizaine de μm , on voit apparaître un front électronique se propageant vers l'anode et un front ionique beaucoup plus lent et formant la queue de la "goutte" [198].

Il est important de noter que le processus d'avalanche est un processus aléatoire pour lequel, le gain associé à chaque électron primaire, *i.e.* le nombre d'électrons produits par l'avalanche par électron primaire Q , suit une distribution de Polya [200, 206],

$$f(Q) = \frac{(1 + \theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1 + \theta)} \left(\frac{Q}{\bar{Q}}\right)^\theta \exp\left\{-\frac{Q}{\bar{Q}}(1 + \theta)\right\} \quad (7.21)$$

avec Γ la fonction d'Euler, \bar{Q} le gain moyen et θ le paramètre de Polya qui est relié à la variance du gain par $(\sigma_Q/\bar{Q})^2 = 1/(1 + \theta)$. Notons que pour $\theta = 0$, on retombe sur une loi exponentielle, *i.e.* la loi de Furry, qui fut initialement introduite afin de modéliser le processus d'avalanche pour des champs électriques faibles [200]. Les valeurs du paramètre de Polya θ et de gain moyen \bar{Q} sont mesurés à l'aide de la réponse de la Micromegas à l'électron unique, généré par effet photoélectrique à l'aide d'une source d'UV et d'un dépôt de silicium sur la face opposée à l'anode de la grille. Dépendant alors de la nature du gaz et de sa pression, θ peut prendre des valeurs de 0,2 à 3 [200]. Ainsi, la contribution de l'amplification par avalanche à la résolution en énergie peut être du même ordre de grandeur que la fluctuation sur n_e donnée par le facteur de Fano. En effet, on peut démontrer que la limite statistique de la résolution en énergie tend vers :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{w_i[F + (1 + \theta)^{-1}]}{E}} \quad (7.22)$$

Cependant, il existe de nombreuses autres sources d'incertitudes qui peuvent contribuer à la résolution en énergie : pureté du gaz, uniformité du gain (voir section 12.2) et enfin la fluctuation sur le pouvoir d'arrêt électronique d'un recul nucléaire [207].

Une des principales difficultés de l'utilisation d'amplification par avalanche, est d'assurer la stabilité de cette dernière. Effectivement, lors du processus d'avalanche, les électrons accélérés par le champ électrique intense, vont effectuer de nombreuses collisions inélastiques avec les atomes du gaz environnant et chacune de ces collisions ne va pas nécessairement induire une création de paire électron-ion par arrachement. Dans certains cas, l'électron accéléré va exciter les atomes et molécules qui vont se désexciter par émission de photons. Ces derniers peuvent alors eux même générer des électrons par effet photoélectrique et ainsi induire une instabilité de l'avalanche car elle serait auto-entretenu. Selon la nature du gaz utilisé et le rapport E_a/P avec P la pression du gaz, seulement 20% des collisions effectuées par l'électron vont donner lieu à des créations de paires électron-ion [198]. Il faut donc rajouter un gaz dit "quencheur" qui va permettre l'absorption de ces photons par ses états d'excitation vibrationnel et rotationnel. Les gaz polyatomiques tels que le C_4H_{10} sont alors de très bon gaz "quencheur" car ils ont un grand nombre d'états d'excitation

7.7 Création du signal électronique

leur permettant alors d'absorber les rayonnements électromagnétiques émis lors de l'avalanche et stabiliser cette dernière. Il est important de souligner que le CF_4 est également un excellent gaz "quencheur" nous permettant d'effectuer des mesures avec MIMAC en utilisant un gaz de CF_4 pur.

7.7 Création du signal électronique

7.7.1 Théorème de Ramo

Pour pouvoir décrire la formation du signal sur les différentes électrodes du détecteur, il faut s'intéresser aux charges et courants induits sur ces dernières lors du déplacement des charges (ions et électrons) dans l'espace d'amplification. Pour cela, nous allons introduire le théorème de Ramo [208, 209] qui va nous permettre d'évaluer le courant induit par le déplacement d'une charge ponctuelle q sur les différentes électrodes.

Considérons un ensemble de N électrodes toutes caractérisées par une charge Q_n et un potentiel V_n . En utilisant le théorème de réciprocité, on peut montrer que la charge Q_n induite sur l'électrode n par la présence d'une charge q est donnée par,

$$Q_n = -\frac{q}{V_w}\psi_n(\vec{x}) \quad (7.23)$$

où $\psi_n(\vec{x})$ correspond au *weighting potential* associé à l'électrode n lorsque l'on impose un potentiel V_w à cette dernière et que toutes les autres électrodes sont mise à la masse, *i.e.* $V_m = 0 \forall m \neq n$. Si la charge q est en mouvement, on peut alors en déduire le courant induit $I_n^{\text{ind}}(t)$ sur l'électrode n en fonction du temps, en utilisant l'équation suivante [208] :

$$I_n^{\text{ind}}(t) = -\frac{dQ_n(t)}{dt} = -\frac{q}{V_w}\vec{E}_n[\vec{x}(t)] \cdot \vec{v}(t) \quad (7.24)$$

avec $\vec{E}_n[\vec{x}] = -\nabla\psi_n(\vec{x})$ le *weighting field* associé à l'électrode n . Cette équation correspond au théorème de Ramo qui permet de simplement relier le courant induit par le déplacement d'une charge q , dû à la présence d'un champ électrique et/ou magnétique, sur une électrode quelconque du détecteur. Il est important de noter que le champ électrique réel et le *weighting field* sont deux champs tout à fait distincts. Le premier est responsable du déplacement des charges (champ d'amplification ou de dérive) alors que le second n'est qu'un artifice de calcul permettant d'évaluer comment le mouvement d'une charge se couple à une électrode déterminée. C'est seulement dans le cas où il n'y a que deux électrodes que le champ réel et le *weighting field* sont similaires.

7.7.2 Signal induit sur la grille

Dans le cas de MIMAC, la mesure de l'énergie de chaque événement est effectuée par l'utilisation d'un pré-amplificateur de charges (intégrateur de courant) directement connecté à la grille. Dans le calcul des charges et courants induits sur la grille, on peut très raisonnablement faire l'approximation que l'anode est pleine, *i.e.* non pixelisée. Comme dit précédemment, le champ électrique d'amplification est tel que : $\vec{E}_a = V_g/\epsilon \vec{e}_z$ avec V_g le potentiel appliqué à la grille, ϵ l'épaisseur de la Micromegas et \vec{e}_z le vecteur unitaire dirigé vers les valeurs de z croissantes. On rappelle que l'anode, *i.e.* l'ensemble des pistes, est reliée à la masse et a donc un potentiel nul. L'expression du

7.7 Création du signal électronique

weighting field associé à la grille est donc $\vec{E}_w = V_w/\epsilon \vec{e}_z$. On en déduit alors que le courant induit sur la grille est :

$$I_g^{\text{ind}}(t) = \frac{qv}{\epsilon} \quad (7.25)$$

avec v la vitesse de déplacement de la charge, constante dans le cas d'un champ électrique E_a uniforme. On en déduit alors que le courant induit par le mouvement de la charge sur la grille est constant et égal à I_g^{ind} jusqu'à ce que la charge soit collectée soit par l'anode, soit par la grille, dépendant du signe de la charge q .

Comme souligné plus haut, dans l'espace d'avalanche, tout comme dans l'espace de dérive, les charges sont créées par paires électrons-ions. Ainsi, dans le cas de la création de paires électron-ion, l'électron va dériver vers l'anode tandis que l'ion va dériver vers la grille. Admettons que cette paire a été créée à $z = z_0$ et à $t = 0$. Les courants induits sur la grille par l'ion et par l'électron sont donnés par l'équation 7.25 avec ($v = v_e; T_e = z_0/v_e$) pour les électrons et ($v = v_i; T_i = (\epsilon - z_0)/v_i$) pour les ions et ce pour $t \leq T_e$ et $t \leq T_i$ avec T_e et T_i le temps de collection de l'ion et de l'électron sur la grille et l'anode respectivement. Puisque les deux particules sont de charge opposée mais qu'elles se déplacent également en sens opposé, leur contribution à l'induction de charge se somme sur chacune des électrodes du système. Ainsi, la charge totale induite sur la grille pour t très grand devant T_e et T_i , est telle que :

$$Q_g^{\text{ind}} = q \frac{z_0}{\epsilon} + q \left(1 - \frac{z_0}{\epsilon}\right) = q \quad (7.26)$$

Ce dernier résultat suggère alors deux remarques importantes :

- Dans le cas de l'amplification par avalanche, nous avons vu plus haut que la majorité des paires électron-ions sont créées dans les derniers micromètres proches de l'anode. Ajoutant à cela le fait que les électrons se déplacent entre 100 et 1000 fois plus vite que les ions, on peut en déduire que $T_e \ll T_i$. On en conclut alors que le courant induit sur la grille et l'anode en fonction du temps possède un front électronique caractérisé par une intensité importante mais pendant une durée très courte $T_e \sim 1$ ns et un front ionique caractérisé par une intensité moins importante et pendant une durée beaucoup plus longue $T_i \sim 100$ ns.
- Si les paires électrons-ions ont été créées dans l'espace de dérive, il n'y aura pas d'amplification. Ainsi, en sélectionnant une seule composante de la charge totale induite sur la cathode, en jouant sur le temps d'intégration ou de décharge du pré-amplificateur de charge, on peut déterminer la hauteur z_0 à laquelle a eu lieu l'ionisation primaire à condition de bien connaître le nombre de paires électron-ion générées par la particule ionisante. Cette méthode a d'ailleurs été proposée par la collaboration DM-TPC [114] afin de déterminer la position z_0 d'un recul nucléaire. En effet, en utilisant un pré-amplificateur de charges avec un temps caractéristique de décharge entre 20 ns et 50 ns [210], *i.e.* grande devant la collection des électrons et courte devant celle des ions, seule la contribution des électrons à la charge induite est considérée. Comme en témoigne l'équation (7.26), si l'on supprime la contribution de la charge induite issue du déplacement des ions, on obtient $Q_g^{\text{ind}} = -e \frac{z_0}{\epsilon}$ qui est donc dépendant de la position en z de la création des électrons primaires.

7.7 Création du signal électronique

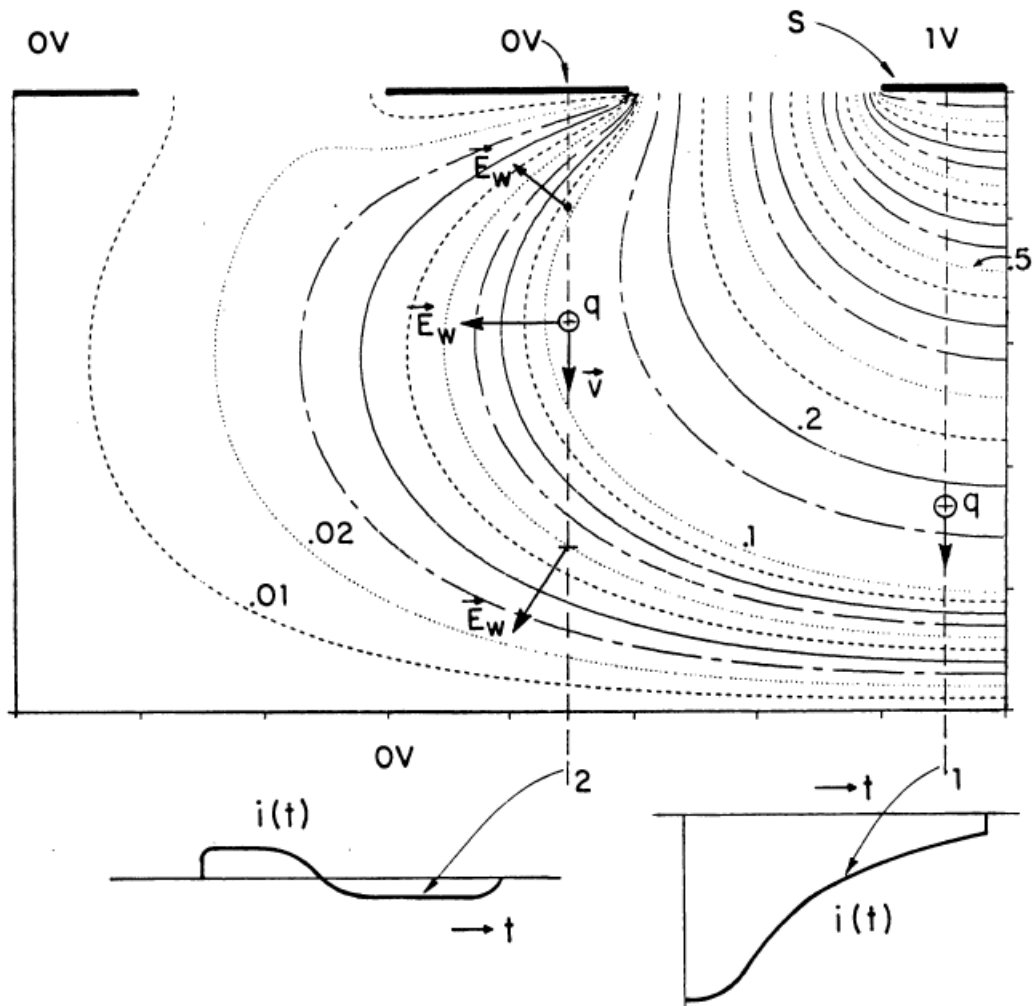


FIGURE 7.8 – Application du théorème de Ramo dans le cas de 4 électrodes. Les contours correspondent aux iso-valeurs du weighting field $\psi_1(\vec{x})$. Les deux courbes en dessous représentent l'évolution dans le temps des courants induits $I_1^{\text{ind}}(t)$ (en bas à droite) et $I_2^{\text{ind}}(t)$ (en bas à gauche) associés aux électrodes 1 (qui collecte la charge) et 2 (qui ne collecte pas la charge). Figure extraite de [211].

7.7.3 Signal induit sur les pistes de l'anode

Afin de calculer le signal induit par le déplacement d'une charge q sur une piste de l'anode, il faut utiliser le théorème de Ramo et calculer le *weighting field* associé à la piste d'intérêt. Cependant, ce calcul devient très complexe à réaliser de manière analytique et on a donc recours à des logiciels de simulation de champ électrique [212]. En guise d'illustration, on peut voir sur la figure 7.8 le *weighting potential* associé à la piste 1, en haut à droite, qui a été mise au potentiel $V_w = 1$ V alors que toutes autres sont mises à la masse. Ainsi, les contours représentent les iso-valeurs de $\psi_1(\vec{x})$. Deux cas sont illustrés :

- le cas où la charge q est collectée sur cette même piste, représenté par la courbe de $I_1^{\text{ind}}(t)$ en bas à droite. On observe que dans ce cas le courant est unipolaire et on peut facilement démontrer que la charge totale induite sur l'électrode 1 est égale à $q \times z_0/\epsilon$.
- Le cas où la charge q est collectée sur une piste voisine, représenté par la courbe de $I_2^{\text{ind}}(t)$ en bas à gauche. On voit que le courant induit est bipolaire, à cause du changement de signe dans le produit scalaire du *weighting field* avec le vecteur vitesse du déplacement de la charge, et d'intensité maximale bien plus faible que celle du cas précédent. Cependant, même si ce courant est plus faible que dans le cas précédent, cela signifie qu'une piste ne collectant pas la charge, observe une induction de courant qui pourrait engendrer un déclenchement erroné de la piste si ce courant venait à dépasser le seuil de la piste.

Bien entendu, cet exemple de la charge ponctuelle n'a de sens que de manière illustrative car dans la région d'amplification, il va y avoir un phénomène d'avalanche qui va permettre la création d'un grand nombre de paires électron-ion. Ainsi, comme pour le signal induit sur la grille, le signal induit sur les pistes à la suite de la pénétration d'un électron primaire dans l'espace d'amplification à travers la grille, va être caractérisé par les mêmes fronts électronique et ionique. Ceci vient simplement de la loi de Kirchoff qui implique que la somme des courants induits sur les différentes électrodes doit être nulle, imposant alors que $I_g^{\text{ind}}(t) = -\sum_n I_n^{\text{ind}}(t)$. Les pistes étant échantillonnées par l'électronique de lecture toutes les 20 ns, il faut aussi s'assurer que le temps de collecte maximale des ions T_i est inférieur à ces 20 ns afin de ne pas provoquer des déclenchements de piste qui ne soient pas relatif à une nouvelle collection de charge. Il faut donc travailler avec un mélange gazeux et avec un champ d'amplification telle que la vitesse des ions soit supérieure à $v_i \sim 12.8\mu\text{m/ns}$ pour une Micromegas de $256\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Comme nous venons de le discuter, il est nécessaire de pouvoir correctement modéliser la création du signal, sur les pistes et la grille, induit par les charges issues de l'avalanche. Par exemple, l'utilisation d'un code de simulation tel que Garfield [212], qui permet de calculer le *weighting field* associé à chaque piste, devrait permettre de confirmer que la mesure des traces n'est pas sensible à des effets d'induction de charge sur des pistes voisines. Ensuite, il est également très important de vérifier que la collection des ions sur la grille est suffisamment rapide afin de ne pas prolonger, de manière erronée, le déclenchement d'une piste. Cependant, il est important de noter que les résultats expérimentaux obtenus par la collaboration, lors de différentes campagnes de mesures, semblent toutes indiquer que le détecteur MIMAC ne souffre pas de ces effets parasites. Ainsi, une étude complète de la modélisation du signal sur les différentes voies d'acquisition permettrait de valider la stratégie de détection MIMAC.

7.7 Création du signal électronique

Chapitre 8

Stratégie de détection de MIMAC

Dans ce chapitre, on se propose d'exposer en détail les spécificités du détecteur MIMAC qui vont permettre *in fine* de réaliser la détection directionnelle de matière sombre. Cela nécessite une mesure conjointe de la trace en trois dimensions et l'énergie (E_r) d'un recul nucléaire. On détaillera quelles sont les stratégies et les moyens techniques mis en oeuvre afin d'atteindre un tel objectif. Dans un premier temps, on se concentrera sur la mesure de la trace effectuée à l'aide d'une Micromegas avec une anode pixelisée échantillonnée par une électronique dédiée. Ensuite, on abordera la mesure de l'énergie qui est réalisée grâce à un pré-amplificateur de charges directement relié à la grille de la Micromegas. On discutera, dans chaque cas, les performances attendues et observées ainsi que les limitations intrinsèques à la stratégie de détection utilisée.

8.1 Mesure de la trace en 3 dimensions

Rappelons le principe de la mesure : lors de son recul, le noyau dépose une partie de son énergie sous la forme d'ionisation et va donc créer des paires électron-ion le long de sa trace. Ces électrons vont dériver vers la grille sous l'influence d'un champ de dérive E_d puis passer à travers la grille afin de pénétrer dans l'espace d'amplification. Ce dernier est caractérisé par un champ électrique intense E_a . Il va permettre aux électrons primaires d'accélérer suffisamment afin de générer un phénomène d'avalanche qui va amplifier avec un gain de l'ordre de 10^4 le courant induit sur la grille et l'anode pixelisée. Cette dernière va donc nous permettre de mesurer la localisation des charges collectées sur le plan (X,Y) alors que la composante selon Z est obtenue en échantillonnant cette même anode à une fréquence de 50 MHz.

8.1.1 L'anode pixelisée

Dans le cadre de MIMAC, on utilise une Micromegas *bulkée* [202, 203, 205] qui permet de définir l'espace d'amplification en une seule et unique pièce permettant ainsi d'obtenir une meilleure résistance mécanique et une excellente homogénéité. La grille est posée sur des plots qui vont permettre de séparer la grille de l'anode avec une distance constante sur l'ensemble de la surface. Ce dernier point est particulièrement important car il permet d'assurer l'uniformité du gain sur l'ensemble de la Micromegas. Sur la figure 8.1 on peut voir la Micromegas au centre posée sur une couche de PCB (*Printed Circuit Board*) d'une épaisseur de 1,6 mm. Le tout est fixé sur une couche

8.1 Mesure de la trace en 3 dimensions

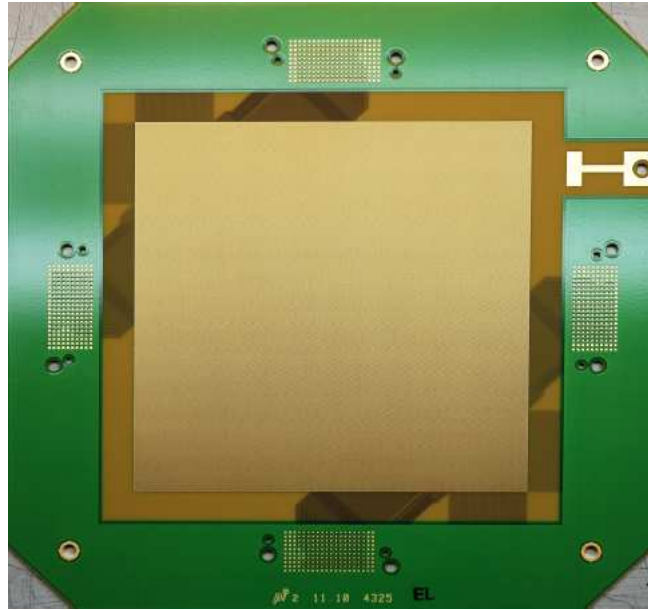


FIGURE 8.1 – Photo de la Micromegas utilisée pour le détecteur MIMAC [115]. La Micromegas est posée au centre d'une couche de PCB d'une épaisseur de 1,6 mm. Sur les cotés de la Micromegas, les quatre connecteurs permettant de récupérer les informations des 512 pistes de l'anode pixélisée sont visibles.

de PCB de 0,5 cm d'épaisseur (en vert sur la figure). La Micromegas est caractérisée par une surface active de $10,8 \times 10,8 \text{ cm}^2$ avec 256 pistes dans chaque direction (X et Y). Ces 512 pistes sont directement reliées aux quatre connecteurs que l'on peut voir de chaque côté de la Micromegas (figure 8.1). Ces connecteurs vont permettre de connecter l'électronique de MIMAC sur ces 512 voies tout en minimisant les capacités parasites. Il existe deux versions de ce type de Micromegas, une avec une épaisseur de $128 \mu\text{m}$ de $256 \mu\text{m}$.

L'anode pixélisée va permettre d'obtenir une lecture en position de la localisation de la charge sur le plan (X,Y). La stratégie est ici de relier chaque pixel d'une même ligne à une même voie d'électronique. On passe ainsi de 65536 pixels à 512 pistes : 256 selon l'axe X et 256 suivant l'axe Y. Ce choix permet de réduire le nombre de voies électroniques nécessaires, permettant ainsi d'envisager un détecteur plus grand à moindre coût. La manière dont les pixels sont reliés entre eux afin de former les 512 voies est représentée sur la figure 8.2 (gauche). Les pixels sont reliés en diagonale et chacune de celles-ci forme donc une piste. La figure 8.2 (à droite) est une photo de l'anode pixélisée qui est caractérisée par des pixels carrés de $200 \mu\text{m}$ de largeur et séparés les uns des autres par une isolation de $100 \mu\text{m}$ de large. Les pixels étant reliés entre eux selon la diagonale, on peut constater que la largeur effective de chaque voie est de $424 \mu\text{m}$. La figure 8.2 (droite) correspond à un agrandissement et une rotation de 45° de la photo présentée à la figure 8.1. Ce montage, permet d'assurer qu'il y a autant de pixels sur chacune des voies avec des surfaces identiques et donc des capacités également identiques. Cette condition est nécessaire afin d'obtenir des signaux comparables sur chacune des voies.

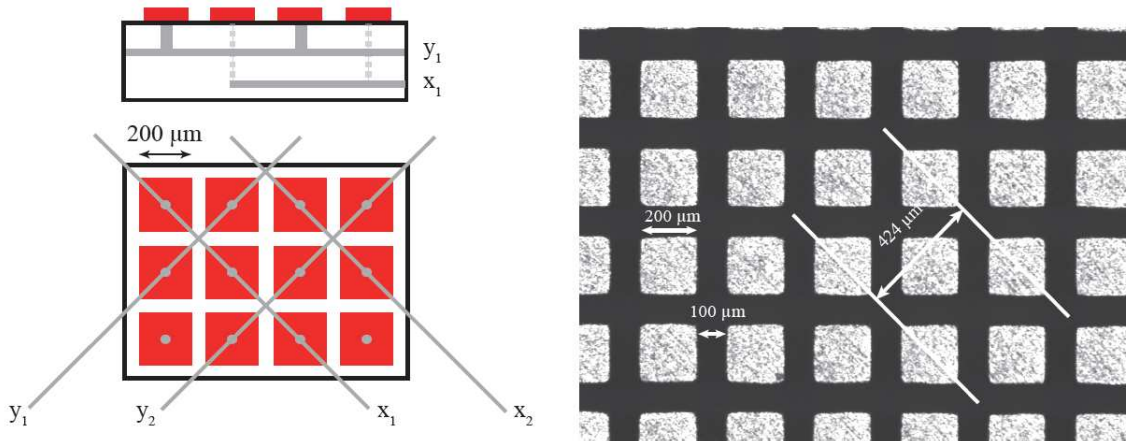


FIGURE 8.2 – *Gauche* : schéma représentant les connexions entre les différents pixels de l'anode. *Droite* : photo de l'anode pixelisée. On y voit que les pixels sont des carrés de côté $200\ \mu\text{m}$ et qu'ils sont séparés les uns des autres de $100\ \mu\text{m}$ impliquant alors une largeur effective de piste de $424\ \mu\text{m}$. Ces figures sont extraites de [205].

8.1.2 L'électronique de lecture

Les 512 voies correspondant à chacune des pistes reliant un même nombre de pixels selon les axes X ou Y sont connectées à 8 ASIC (Application-Specific Integrated Circuit) par paquet de 16 voies correspondant alors à 64 voies par ASIC. Les ASIC jouent un rôle essentiel dans la mesure de la trace en trois dimensions. C'est eux qui vont permettre la lecture des 512 voies à une fréquence de 50 MHz et l'identification des pistes déclenchées par une collection de charges.

La figure 8.3 représente le synoptique d'un ASIC. Il est composé de quatre groupes de 16 voies. Chacune de ces voies est connectée à un pré-amplificateur de courant ayant un gain de 15 suivi d'un comparateur de courant rapide et dont le seuil est fixé par un DAC (Convertisseur Digital-Analogic) dédié de 5 bit. Ce dernier permet d'utiliser 32 valeurs différentes de référence afin d'imposer le seuil en courant I_{DAC} de déclenchement de la voie. Le seuil fixé par le DAC rapporté à l'entrée s'exprime par : $I_{\text{seuil}} = 200/15 \times I_{DAC}$ nA. Ainsi, la valeur maximale du seuil rapporté à l'entrée est de 413,3 nA et la valeur minimale est de 0 nA, avec un pas de 13,3 nA. Un auto-zéro a été rajouté sur chaque voie afin de minimiser le courant d'offset du pré-amplificateur de charges et ainsi optimiser l'efficacité du comparateur.

Un des intérêts majeurs de ce montage est que les seuils DAC sont déterminés pour chaque piste de manière individuelle. Ceci est réalisé grâce à une liaison série avec un FPGA qui coordonne les 8 ASICs et l'ensemble de la chaîne d'acquisition. Il est alors possible d'imposer des seuils différents pour l'ensemble des 512 pistes de l'anode. Cela permet de faire fonctionner le détecteur en positionnant les seuils juste au dessus du bruit électromagnétique environnant.

Les sorties des différents comparateurs sont échantillonnées à une fréquence de 50 MHz, ce qui va nous permettre de déduire quelles sont les pistes en X et Y qui ont été déclenchées toutes les 20 ns. Les sorties des différents comparateurs sont sérialisées à une fréquence de 400 MHz, obtenue par multiplication de l'horloge de référence de 50 MHz. Cela permet de réduire par huit le nombre de connexions nécessaires et ainsi de diminuer la consommation électrique de chaque ASIC à 445 mW (soit 6,95 mW par voie).

8.1 Mesure de la trace en 3 dimensions

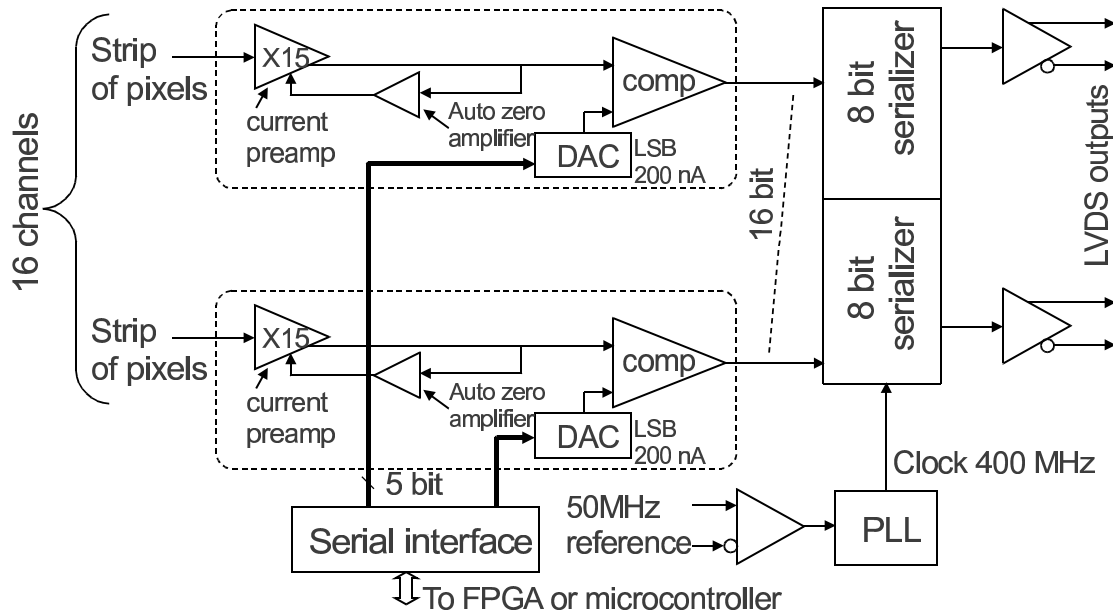


FIGURE 8.3 – Synoptique d'un quart d'ASIC (Application-Specific Integrated Circuit) du détecteur MI-MAC permettant l'échantillonnage à une fréquence de 50 MHz des 512 voies de l'anode. Figure extraite de [213].

Comme présenté plus haut, l'utilisation d'une anode pixelisée couplée à une électronique utilisant de tels ASIC permet la mesure en trois dimensions des traces de reculs nucléaires et électroniques. La localisation en (X,Y) nous est donnée par le déclenchement des différentes pistes et puisque ces dernières sont échantillonnées toutes les 20 ns, l'évolution dans le temps de la collection des charges sur l'anode peut être mesurée. Connaissant la vitesse de dérive des électrons dans l'espace de dérive (cf. chapitre 11), cet échantillonnage temporel est converti en un échantillonnage spatial selon le troisième axe Z.

8.1.3 Performances et limitations

Dans cette section, nous allons nous intéresser aux performances du détecteur d'un point de vue électronique puis nous discuterons les différentes incertitudes systématiques liées à cette stratégie de détection.

Concernant l'efficacité de l'auto-zéro associé à chaque piste, la figure 8.4 montre la distribution du courant sans (panneau de gauche) et avec (panneau de droite) correction d'auto-zéro. La correction de l'auto-zéro montre tout son intérêt car la dispersion (RMS) en courant a été réduite d'un facteur ~ 160 et qu'elle vaut désormais 29 nA, ce qui est suffisamment petit pour utiliser les seuils codés sur 5 bit (pas de 13,3 nA) [213]. Par ailleurs, il est intéressant de noter que le courant moyen résiduel est de -20 nA. Cela va alors impliquer un seuil effectif nécessairement plus important que celui de consigne.

La figure 8.5 (gauche) présente la distribution de la valeur du seuil de référence I_{seuil} de chacune des pistes d'un même ASIC en ayant fixé $I_{\text{DAC}} = 3$ pour l'ensemble des pistes. On remarque que

8.1 Mesure de la trace en 3 dimensions

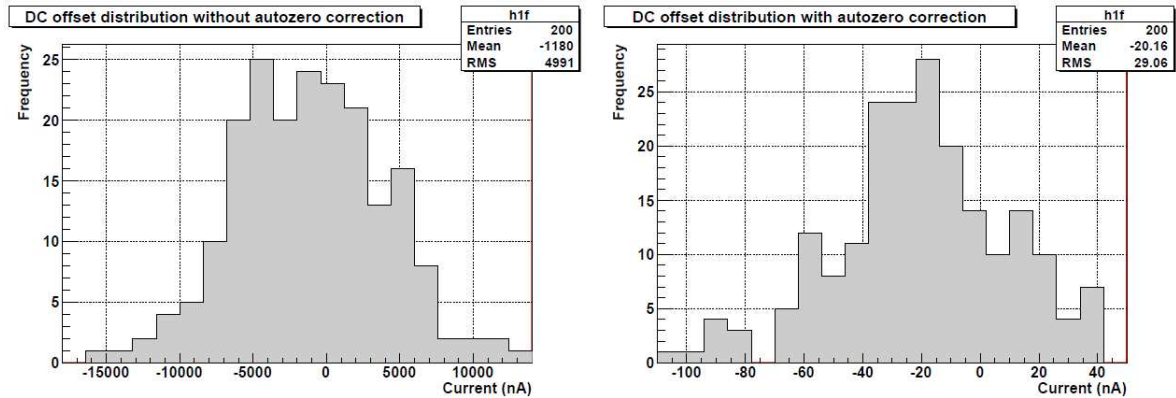


FIGURE 8.4 – Distribution des courants continus sans (à gauche) et avec (à droite) correction de l’auto-zéro. Cette figure est extraite de [213].

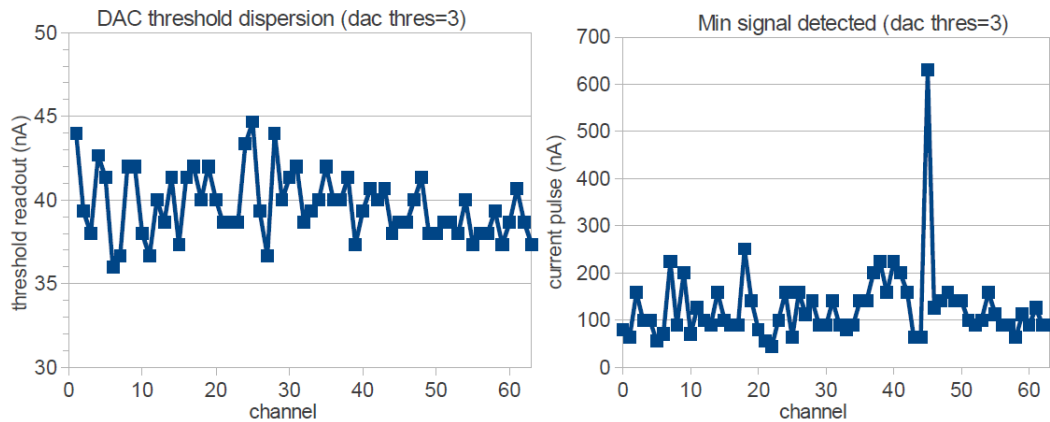


FIGURE 8.5 – Gauche : distribution de la valeur du seuil de référence I_{seuil} de chacune des pistes d’un même ASIC en ayant fixé $I_{\text{DAC}} = 3$ pour l’ensemble des pistes. Droite : distribution du seuil effectif associé à chacune des pistes dans le même cas que celui du panneau de gauche. Figure extraite de [214].

la valeur moyenne correspond bien à celle attendue, *i.e.* $I_{\text{seuil}} = 200/15 \times 3 \sim 40$ nA, et que la dispersion autour de cette valeur moyenne est relativement faible (RMS = 1,85 nA).

La figure 8.5 (à droite) présente le seuil effectif associé à chacune des pistes dans le même cas que précédemment, c’est-à-dire avec $I_{\text{DAC}} = 3$ pour l’ensemble des 64 pistes de l’ASIC. Ce seuil effectif correspond au courant minimal requis pour que le comparateur signale le déclenchement de la piste considérée. On remarque encore une fois que la distribution est assez homogène bien que la dispersion soit plus importante que dans le cas précédent (RMS = 80 nA). Cette dispersion est due à l’efficacité de la correction de l’auto-zéro entre les différentes pistes d’un même ASIC que l’on a constaté sur la figure 8.4. On remarque également que le courant minimal requis pour déclencher le comparateur est supérieur au courant de référence. Ceci est expliqué par deux phénomènes :

- le courant en entrée étant pulsé et non continu, la valeur minimale du pic de courant doit être plus important afin de faire basculer le comparateur.
- Nous avons vu sur la figure 8.4 que la valeur moyenne du courant sur les pistes est de -20 nA.

8.1 Mesure de la trace en 3 dimensions

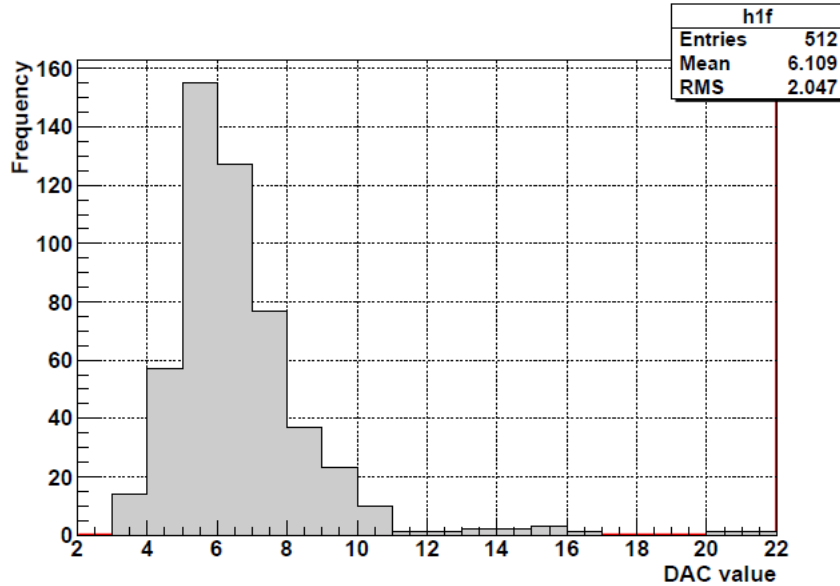


FIGURE 8.6 – Distribution des seuils de consigne I_{DAC} associée aux 512 voies d'électronique. Cette distribution a été obtenue après auto-calibration, c'est-à-dire qu'il s'agit des valeurs de seuil minimale pour être au-dessus du bruit de fond électromagnétique environnant. Cette figure est extraite de [213].

Ainsi, il va falloir rajouter d'autant plus de courant en entrée sur les pistes afin de compenser cette composante continue négative.

Finalement, à part une piste de l'ASIC, toutes ont un seuil effectif comparable et cela devrait permettre d'avoir une très bonne homogénéité de la sensibilité de déclenchement des pistes.

Avec des seuils de l'ordre de la dizaine de nano-Ampère, l'électronique doit fonctionner dans un environnement isolé au maximum du bruit de fond électromagnétique. Cependant, on ne peut jamais totalement s'en affranchir. Ainsi, il faut fixer les seuils des pistes à un certain niveau de consigne qui va permettre à l'électronique de ne plus être sensible à ce bruit de fond. Cela va permettre de ne déclencher que les pistes ayant collecté des charges issues d'un événement. Pour y parvenir, une auto-calibration du détecteur a été mise en place et permet alors, par un processus itératif, de régler le seuil de consigne I_{DAC} de chacune des pistes de manière optimale, *i.e.* le plus bas possible sans être sensible au bruit de fond électromagnétique. La figure 8.6 présente la distribution de I_{DAC} des 512 voies d'électronique associées aux 512 pistes de l'anode. On voit alors une répartition assez homogène du seuil de déclenchement avec une valeur moyenne de 6 et un écart type de 2. Seule une petite dizaine de pistes ont des valeurs de consigne plus élevées. Cela témoigne du fait que l'auto-zéro ne semble pas fonctionner de manière optimale, mais ne signifie pas néanmoins que ces pistes ont un seuil effectif plus élevé. Ces dernières auront alors une même sensibilité à l'induction de courant.

Une autre source de limitation associée à cette stratégie de détection vient de la discrétisation spatiale en trois dimensions de l'espace. On utilise pour cela une anode pixelisée avec un pas de $424 \mu\text{m}$ pour le plan (X,Y) et une discrétisation par tranche de $20 \times v_d \mu\text{m}$, avec v_d la vitesse de dérive des électrons (en $\mu\text{m/ns}$), selon l'axe z.

8.1 Mesure de la trace en 3 dimensions

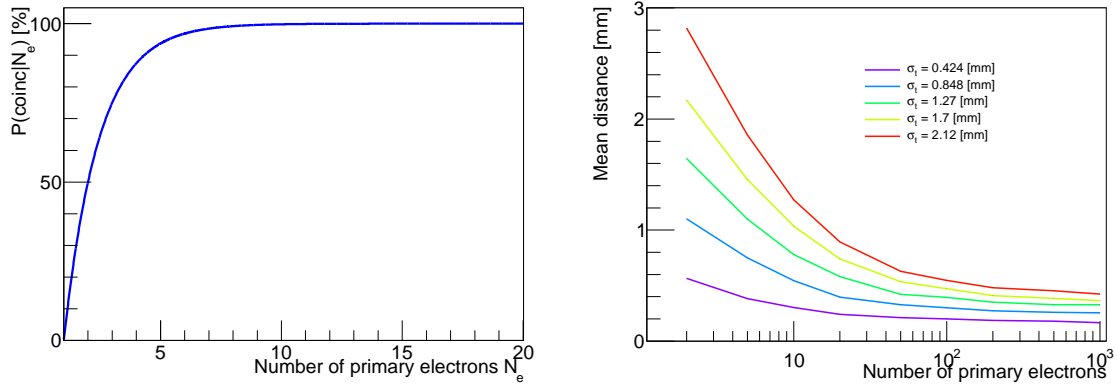


FIGURE 8.7 – Gauche : probabilité d’avoir une coïncidence spatiale pour un échantillon temporel en fonction du nombre d’électrons contenus dans ce dernier. Droite : distance moyenne entre le vrai barycentre et celui mesuré par l’acquisition de MIMAC en fonction du nombre d’électrons contenus dans le même échantillon temporel. Ces résultats ont été obtenus en considérant des diffusions transversales σ_t allant de 424 μm à 2,12 mm.

Comme nous avons pu le voir plus haut, les pixels sont reliés à une unique voie X ou Y. Ainsi, il est nécessaire d’avoir au minimum deux pixels appartenant l’un à une voie X et l’autre à une voie Y pendant le même échantillon temporel afin d’avoir une mesure de la localisation de la charge. Cette condition, appelée *coïncidence spatiale*, va donc imposer une certaine efficacité de détection de dépôt de charge sur l’anode. En faisant les hypothèses suivantes :

- la grille possède une transparence de 100% aux électrons
- toutes les pistes ont le même seuil et sont sensibles à l’électron unique. Notons que cette hypothèse est valable tant que le gain d’amplification est supérieur à 3000.

La probabilité d’obtenir une coïncidence spatiale en fonction du nombre d’électrons primaires contenus dans un même échantillon temporel $P(\text{coinc}|N_e)$ est définie par :

$$P(\text{coinc}|N_e) = 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{N_e-1}. \quad (8.1)$$

La figure 8.7 (gauche) représente l’évolution $P(\text{coinc}|N_e)$ en fonction de N_e . Celle-ci montre que l’efficacité de coïncidence augmente très rapidement avec le nombre d’électrons primaires collectés par échantillon temporel. Il est à noter qu’avec un minimum de 10 électrons primaires par tranche temporelle, la probabilité d’obtenir une coïncidence spatiale est de 99,8%. Ce résultat est très important car il va nous permettre de comprendre la présence de *trous* dans nos traces correspondant à des échantillons temporels sans coïncidences.

Une autre incertitude systématique vient de la détermination de la position du centre de gravité du dépôt de charge sur le plan (X,Y). La figure 8.7 (droite) présente la distance moyenne entre le centre de gravité reconstruit et le vrai en fonction du nombre d’électrons primaires collectés par échantillon temporel et en fonction de la diffusion transverse σ_t . On remarque tout d’abord que plus σ_t augmente, plus l’erreur devient grande. De plus, on voit que cette distance relative des

8.2 Mesure de l'énergie

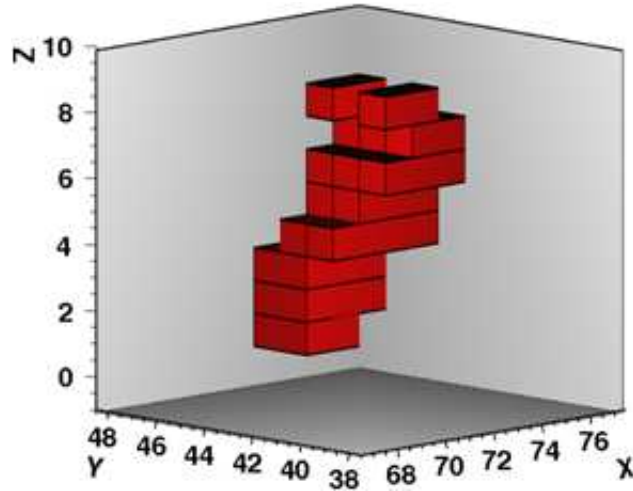


FIGURE 8.8 – Trace en trois dimensions mesurée par le détecteur MIMAC auprès du champ de neutrons AMANDE. Cet événement correspond à un candidat Fluor de 50 keV ionisation. Ce dernier a été obtenu dans un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar, avec un champ de dérive de 170 V/cm.

deux barycentres diminue en augmentant le nombre d'électrons primaires collectés dans un même échantillon temporel. Il est important de noter qu'une diffusion transverse de 1 mm correspond à une dérive d'environ 16 cm dans 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar avec un champ électrique de dérive E_d de 100 V/cm. On en déduit alors que l'erreur moyenne sur la position du barycentre des charges est 1,2 mm avec deux électrons primaires et de $\sim 700 \mu\text{m}$ avec 10 électrons primaires dans le cas d'une distance de dérive de 25 cm. Ce résultat va alors imposer une certaine limitation sur la résolution spatiale et angulaire du détecteur.

8.1.4 Illustration d'une trace mesurée avec MIMAC

La figure 8.8 présente la mesure d'une trace en trois dimension mesurée par le détecteur MIMAC. Cet événement correspond à un candidat recul nucléaire de fluor d'une énergie d'ionisation de 50 keV. Cette trace a été mesurée auprès du champ de neutrons AMANDE [215] (voir chapitre 12) et utilisant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar, avec un champ de dérive de 170 V/cm. On peut alors conclure de la figure 8.8 que MIMAC est capable de mesurer des traces de reculs nucléaires de basse énergie en trois dimensions en échantillonnant le nuage d'électrons primaires jouant le rôle d'"enveloppe" de la trace. La problématique suivante est alors d'être capable, à la suite d'une telle mesure, de retrouver les propriétés des traces mesurées qui sont : sa direction initiale, son sens de propagation et sa localisation dans le volume du détecteur. On verra alors au chapitre 9, qu'une analyse utilisant une approche basée sur une fonction de vraisemblance est nécessaire afin de retrouver les paramètres associés à chaque trace.

8.2 Mesure de l'énergie

Afin d'échantillonner le spectre doublement différentiel $d^2R/dE_r d\Omega_r$, il est nécessaire de mesurer l'énergie de chaque événement avec la meilleure résolution possible. Dans cette section, nous dis-

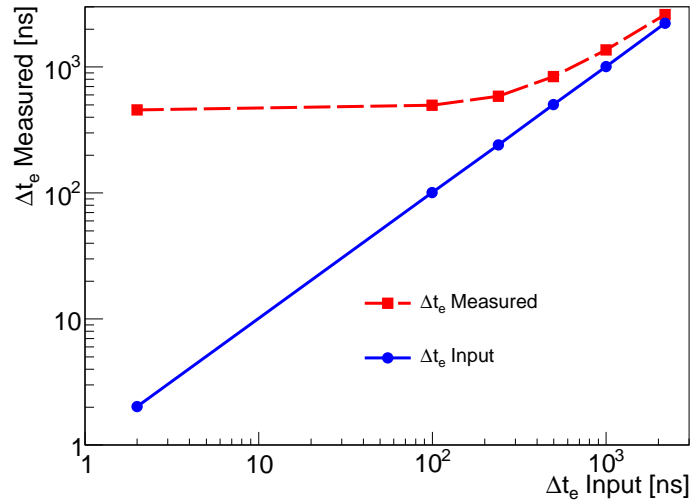


FIGURE 8.9 – La courbe rouge présente l'évolution de la largeur Δt_e du signal de sortie définie comme le temps entre le minimum et le maximum $V(t)$ en fonction de la largeur Δt_e de l'injection de courant. La courbe bleue représente le cas où le pré-amplificateur de charges a un temps de montée infiniment court tel que les valeurs de Δt_e en entrée et en sortie sont égales.

cuterons la méthode de la mesure de l'énergie déposée sous forme d'ionisation dans le détecteur. Nous verrons également comment l'étalonnage en énergie du détecteur est réalisée ainsi que sa résolution en énergie. Nous terminerons alors sur la mesure de facteur du “quenching” en ionisation, nécessaire à la conversion d'une énergie d'ionisation en une énergie de recul E_r .

8.2.1 Le pré-amplificateur de charges

La mesure de l'énergie s'effectue à l'aide d'un pré-amplificateur de charges connecté à la grille de la Micromegas. Ce pré-amplificateur va intégrer le courant induit sur la grille I_g^{ind} par le mouvement des paires électron-ion issues de l'avalanche. En reprenant notre modèle d'avalanche discuté à la section 7.6, nous pourrions calculer le courant et les charges induites sur la grille à l'issue de l'entrée d'un électron primaire dans l'espace d'amplification. On obtient alors que la contribution à la charge totale induite sur la grille Q_g^{ind} issue des ions est $\sim \alpha \times \epsilon \sim 1000$ plus importante que celle des électrons, avec α le paramètre de Townsend qui correspond à l'inverse du libre parcours moyen des électrons dans l'espace d'avalanche¹ [198] et ϵ l'épaisseur de la Micromegas.

Le pré-amplificateur de charges, qui est donc un intégrateur de courant, est caractérisé par une constante de temps de montée ou de charge τ_c et une constante de temps de décharge τ_d . Afin de limiter l'*effet balistique* et ainsi conserver une bonne linéarité de la mesure de l'énergie, on utilise un temps de décharge très long par rapport au temps nécessaire à la collection des électrons primaires issus d'un même événement. En effet, cet *effet balistique* apparaît lorsque le temps de collection des électrons primaires est comparable au temps de décharge du pré-amplificateur de charges. Dans

1. Le libre parcours moyen est généralement de l'ordre de la dizaine de micromètres.

8.2 Mesure de l'énergie

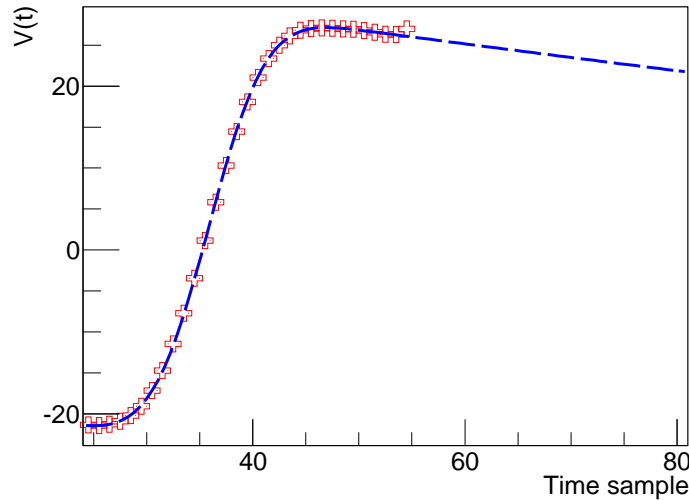


FIGURE 8.10 – Fonction de transfert du pré-amplificateur de charge mesuré (croix rouge) et ajusté (courbe bleue tiretée).

un tel cas, il y a compétition entre charge et décharge impliquant alors une sous-estimation de la mesure de l'énergie. Cependant, plus τ_d est grand plus la probabilité de chevauchements d'événement, appelé empilement, augmente.

La constante de temps de charge τ_c joue un rôle primordial dans la résolution temporelle de la collection de charge. En effet, si le temps de collection des électrons primaires de la trace est grand devant τ_c , alors il sera possible de déconvoluer le signal mesuré par la fonction de transfert du pré-amplificateur afin de retrouver le profil temporel de la collection de charge. Cela peut permettre alors de discriminer une trace allant vers l'anode, d'une trace allant vers la cathode car une asymétrie dans le dépôt de charge entre le début et la fin de la trace est attendue (voir section 9.2.3).

Afin d'effectuer une déconvolution du signal observé en sortie du pré-amplificateur de charges, il est primordial de caractériser correctement sa fonction de transfert $F(t)$. Nous avons utilisé un générateur de tension $U(t)$ permettant de générer des impulsions avec un temps de montée contrôlé. Le courant induit sur la grille $I_{\text{ind}}(t)$ étant alors relié à $U(t)$ et à la capacité d'injection de charge $C = 10$ pF par la relation suivante :

$$I_{\text{ind}}(t) = C \frac{dU(t)}{dt} \quad (8.2)$$

Il est possible d'injecter un courant sur la grille simulant celui induit par des porteurs de charges (paires électron-ion). La mesure du signal de sortie $V(t)$ du pré-amplificateur de charges correspond à la convolution de la fonction de transfert $F(t)$ de ce dernier avec le signal d'entrée $I_{\text{ind}}(t)$. Dans le cas où le signal d'entrée est proche d'une distribution δ de Dirac, *i.e.* une impulsion infiniment courte, le signal de sortie représente la réponse impulsionnelle du pré-amplificateur de charges correspondant à sa fonction de transfert $F(t)$.

La figure 8.9 présente l'évolution de la largeur Δt_e du signal de sortie défini comme le temps entre le minimum et le maximum de $V(t)$ en fonction de la largeur Δt_e de l'échelon d'entrée (courbe

rouge). Dans le cas d'un pré-amplificateur infiniment rapide, les valeurs de Δt_e d'entrée et de sortie sont égales (courbe bleue). Ainsi, on constate que dans notre cas, le pré-amplificateur n'est pas infiniment rapide car Δt_e de sortie est toujours 400 ns plus grand que la valeur d'entrée. La figure 8.9 nous montre également que pour des valeurs très petites de Δt_e en entrée, on converge bien vers la réponse impulsionnelle du pré-amplificateur. Effectivement, on voit que pour des valeurs d'entrée de $\Delta t_e < 400$ ns, la valeur de Δt_e de sortie tend vers une valeur asymptotique de $\Delta t_e = 400$ ns. Ceci démontre qu'en injectant une impulsion de courant ayant une largeur de 2 ns, la sortie $V(t)$ observée correspond à la réponse impulsionnelle qui nous permet alors d'en déduire la fonction de transfert du pré-amplificateur de charges $F(t)$ qui nous sera très utile par la suite (voir chapitre 11).

La mesure de $F(t)$ est présentée sur la figure 8.10 par les croix rouge représentant les valeurs moyenne de $F(t)$ pour chaque valeur de t . Cette réponse impulsionnelle moyenne a été calculée en considérant 1000 réponses impulsionnelles. La fonction représentée par la courbe bleu tirée sur la figure 8.10 représente un ajustement analytique de $F(t)$ sous la forme,

$$F(t) = \alpha_0 + \alpha_1 \operatorname{erf}(\alpha_2 t) + \alpha_3 e^{\alpha_4 t} \quad (8.3)$$

Ce choix a été motivé par le calcul analytique du schéma du pré-amplificateur de charges qui correspond à la somme de deux termes exponentiel caractéristiques d'un montage intégrateur avec deux constantes de temps différentes, un pour la montée (τ_c) et l'autre pour descente (τ_d). Cependant, à cause de la présence de filtres supplémentaires connectés au signal de sortie du pré-amplificateur, on a pu constater que la montée est plus proche d'une transition décrite par une fonction erreur qu'une exponentielle. À la suite d'un ajustement entre notre modèle $F(t)$ et la mesure de la fonction de transfert du montage électronique, on a obtenu les valeurs des paramètres suivantes :

- $\alpha_0 = -74,12$ V
- $\alpha_1 = 26,51$ V
- $\alpha_2 = 8,3 \times 10^{-3}$ ns⁻¹
- $\alpha_3 = 147,25$ V
- $\alpha_4 = -1,155 \times 10^{-4}$ ns⁻¹

D'après la figure 8.10, on constate que l'ajustement présenté ci-dessus permet de reproduire rigoureusement la fonction $F(t)$ sur les 30 échantillons temporels dont nous disposons (croix rouges).

8.2.2 Étalonnage et résolution en énergie

L'étalonnage du détecteur s'effectue en utilisant des sources de ⁵⁵Fe et de ¹⁰⁹Cd. En effet, ces derniers émettent, en se désintégrant par capture électronique, des X de 5,9 keV, 3,05 keV et 22,63 keV. Ces derniers vont alors générer des reculs électroniques² par effet photo-électrique. Pour déterminer l'énergie des électrons émis, il faut soustraire l'énergie de liaison de ces derniers à celle du photon X. La section efficace de l'effet photo-électrique évoluant en Z^n , avec Z le numéro atomique et l'indice n variant entre 3 et 5, on peut faire l'hypothèse que dans un mélange gazeux de CF₄, CHF₃ et C₄H₁₀, les reculs électroniques proviennent principalement d'un effet photo-électrique sur les noyaux de Fluor. L'énergie de liaison de l'électron le plus lié du Fluor (couche

2. On utilisera à regret cet abus de langage pour désigner les événements électrons.

8.2 Mesure de l'énergie

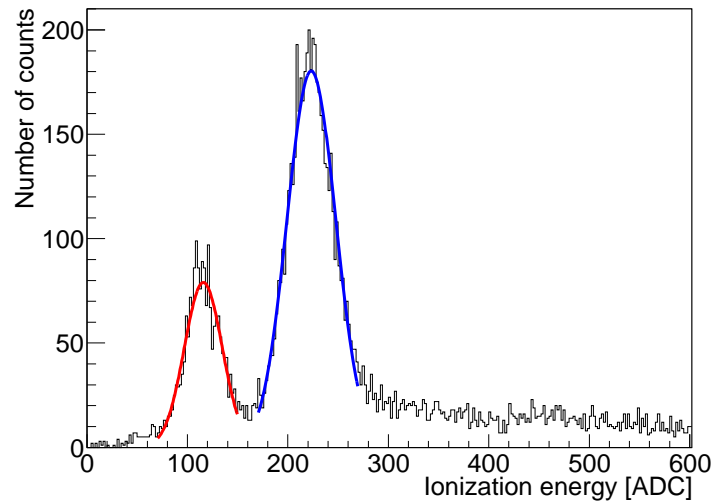


FIGURE 8.11 – Spectre d'étalonnage effectué avec un mélange gazeux de 70%CF₄ + 28%CHF₃ + 2%C₄H₁₀ à 50 mbar. On a utilisé des sources de ⁵⁵Fe et de ¹⁰⁹Cd émettant des X de 5,9 keV, 3,05 keV et 22,63 keV. Les courbes bleue et rouge correspondent aux pics des photo-électrons de 5,21 keV et de 2,36 keV respectivement. Notons que chaque événement inclus dans ce spectre en énergie possède une trace en 3 dimensions.

K) est de 685,4 eV [216].

La figure 8.11 représente un spectre d'étalonnage effectué avec un mélange gazeux de 70%CF₄ + 28%CHF₃ + 2%C₄H₁₀ à 50 mbar où l'on a considéré un champ de dérive $E_d = 197,4$ V/cm et un champ d'amplification de $E_a = 39,35$ kV/cm. On observe alors deux pics, qui ont été ajustés par des distributions gaussiennes (en rouge et bleu), correspondant aux photo-électrons de 5,21 keV et de 2,36 keV. Les événements de plus haute énergie viennent de collections incomplètes des photo-électrons issus des X de 22,63 keV qui ont un parcours de l'ordre de 7 cm et qui ont donc une grande probabilité de sortir de l'espace de dérive.

De plus, la figure 8.11 montre que le détecteur MIMAC, utilisant la technologie Micromegas, est capable d'atteindre de très bonnes résolutions en énergie et ce, même à basse énergie. Effectivement, le premier pic à 2,36 keV est caractérisé par une résolution en énergie $\sigma_E/E = 16,27\%$ et le second pic à 5,21 keV présente une résolution en énergie de 10,84%. Bien qu'ayant montré que l'effet de la résolution en énergie est négligeable concernant le potentiel de découverte de la matière sombre (voir chapitre 5), le fait que cette dernière soit si basse témoigne d'un bon fonctionnement du détecteur.

8.2.3 Le facteur de Quenching en ionisation

Lors de son déplacement dans le détecteur, le noyau de recul va perdre son énergie cinétique (totale) sous trois formes différentes :

- L'ionisation : le noyau en mouvement va ioniser le gaz environnant en créant des paires électrons-ions le long de son parcours.

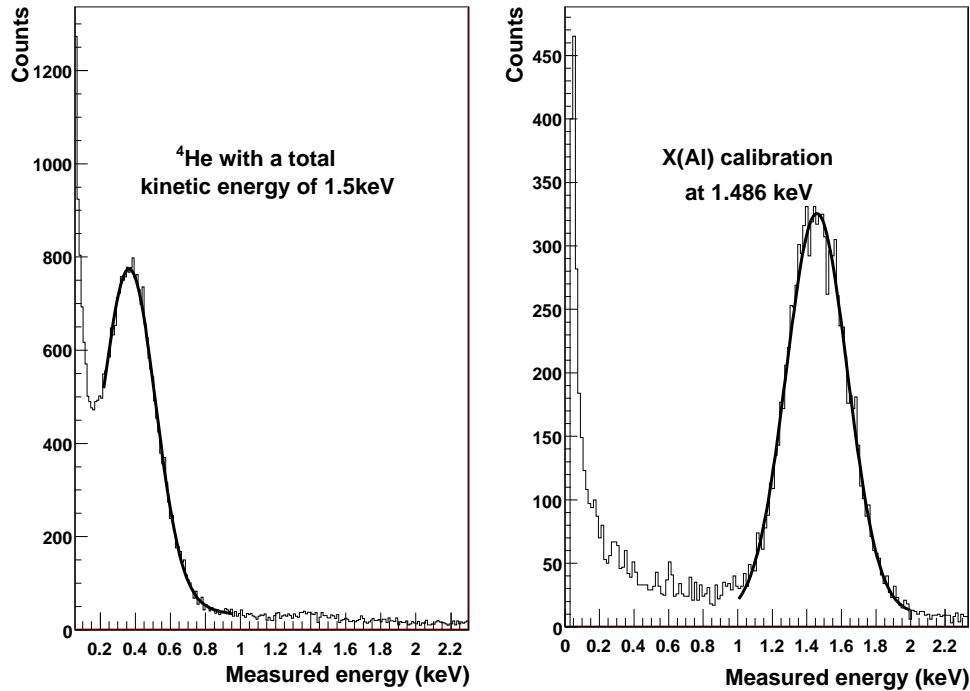


FIGURE 8.12 – Spectre en énergie pour des Hélium incidents de 1,5 keV (gauche) et pour des X de l'Aluminium (droite) de 1,486 keV. Le mélange gazeux est ${}^4\text{He} + 5\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ à 700 mbar. C'est la comparaison entre ces deux énergies mesurées qui permet d'estimer le facteur de quenching. Figure extraite de [183].

- La scintillation : elle correspond à la désexcitation atomique, moléculaire ou quasi-moléculaire (dimère).
- La chaleur : il s'agit de l'agitation thermique engendrée par le déplacement du recul nucléaire, qui dans le cas d'un détecteur solide, va permettre la création de phonon.

Le détecteur MIMAC est sensible à l'énergie déposée sous forme d'ionisation, que l'on note $E_{\text{ionisation}}$. On définit alors le facteur de quenching en ionisation Q_{ion} comme étant, pour une même énergie cinétique (E_r), le rapport entre l'énergie déposée sous forme d'ionisation pour un recul électronique et un recul nucléaire. Prenant en considération qu'au-delà de 10 eV [217, 218] les électrons déposent toute leur énergie sous forme d'ionisation, on peut définir le facteur de quenching par :

$$Q_{\text{ion}} = \frac{E_{\text{ionisation}}}{E_r} \quad (8.4)$$

où E_{recul} correspond à l'énergie cinétique initiale du recul nucléaire. La figure 8.12 présente le spectre en énergie $E_{\text{ionisation}}$ obtenu pour des Hélium incidents de 1,5 keV (gauche). Ils sont mesurés avec une énergie ~ 400 eV. Pour référence la figure de droite indique le spectre en énergie obtenu pour des X de l'Aluminium (droite) de 1,486 keV. Cette figure indique alors que le facteur de quenching en ionisation de l' ${}^4\text{He}$ dans un gaz d'Helium avec 5% d'isobuthane à 700 mbar est de 0,27 [183]. Cette mesure a été effectuée au LPSC où une source d'ion ECRIS [219] (Electron Cyclotron Resonance Ion Source), avec un potentiel d'extraction allant de 1 kV à 50 kV, a été développée.

8.2 Mesure de l'énergie

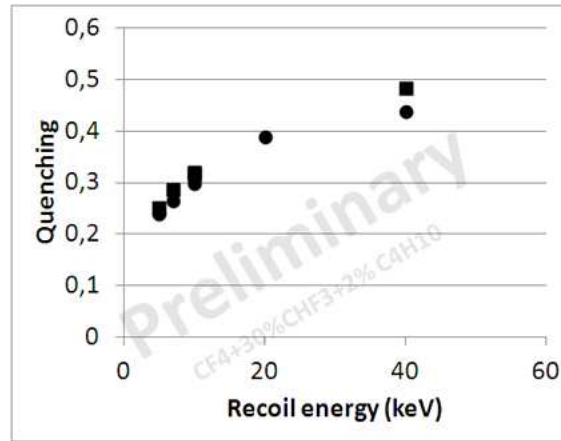


FIGURE 8.13 – Mesure du facteur de quenching en ionisation des noyaux de carbone (carré) et de fluor (rond) effectuée dans un mélange gazeux de 70%CF₄ + 28%CHF₃ + 2%C₄H₁₀ à 60 mbar. Figure extraite de [204].

De la même manière, la mesure du facteur de quenching en ionisation a été effectuée dans le cas d'un mélange gazeux de 70%CF₄ + 28%CHF₃ + 2%C₄H₁₀ à 60 mbar pour lequel, les résultats sont présentés sur la figure 8.13 pour des noyaux de carbone (carré noir) et des noyaux de Fluor (rond noir). On peut observer alors que le facteur de quenching en ionisation est une fonction croissante avec l'énergie cinétique du recul nucléaire. Le quenching en ionisation du carbone est légèrement plus important pour des noyaux de carbone par rapport aux noyaux de Fluor, ce qui est en accord avec les prédictions théoriques [207, 220]. Ces derniers présentent des valeurs de Q_{ion} allant de 0,23 à 0,43 en passant de $E_{\text{recoil}} = 5$ keV à $E_{\text{recoil}} = 40$ keV. L'allure de l'évolution du facteur de quenching en ionisation en fonction de l'énergie cinétique du recul s'explique par la compétition entre le pouvoir d'arrêt électronique $S_e(E_r)$ et nucléaire $S_n(E_r)$. Effectivement, la théorie de Lindhard [207] permettant d'estimer ces deux pouvoirs d'arrêt différents montre qu'à basse énergie, dans le cas d'un noyaux se propageant dans un milieu constitué de ce même élément, $S_n(E_r) > S_e(E_r)$. Ce résultat implique alors que le recul nucléaire perd son énergie majoritairement sous forme de chaleur (dans le cas d'un solide) et de scintillation. Ce n'est que dans le cas où $S_n(E_r) < S_e(E_r)$, *i.e.* lorsque l'énergie du recul est suffisante, que ce dernier perd majoritairement son énergie sous la forme d'ionisation (voir [207, 220] pour plus de détails).

8.2.4 Performances et limitations

La connaissance exacte de la fonction de transfert $F(t)$ est capitale pour déterminer le profil de collection des charges sur la grille. Cela va nous permettre d'envisager la reconnaissance du sens de propagation de la trace (voir chapitre 9). Cependant, le fait que le pré-amplificateur ait un temps de réponse de l'ordre de 400 ns va imposer une longueur minimale de trace à partir de laquelle on est sensible au profil de collection de charges. En effet, si les électrons primaires d'une trace sont collectés en moins de 400 ns, il est impossible de déterminer le profil temporel de la collection de charges car on sera toujours en régime impulsionnel. Dans le cas d'un gaz de 70% de CF₄ plus 30% CHF₃, il faut que la projection selon l'axe (Oz) des événements soit supérieure à 8 mm, ce qui correspond au parcours moyen d'un Fluor de 300 keV. Il est donc impératif de minimiser le

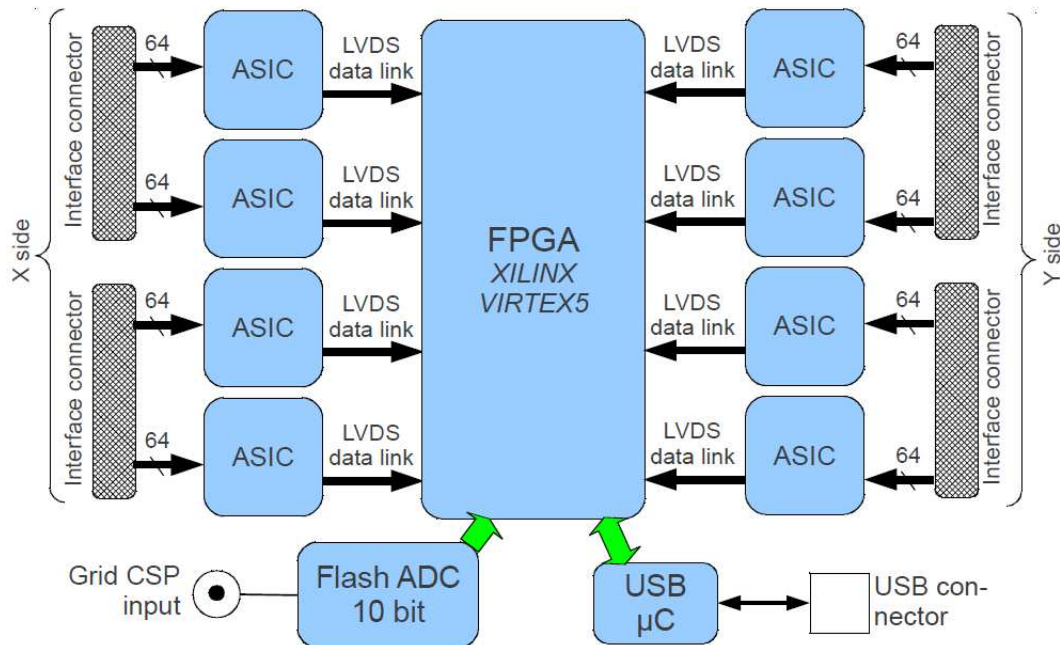


FIGURE 8.14 – Synoptique de la carte d'acquisition de MIMAC comprenant 8 ASIC, un FPGA, un flash-ADC et une connection USB permettant le transfert des données et le contrôle de l'acquisition. Figure extraite de [214].

temps de montée afin de baisser le seuil de sensibilité au profil du dépôt de charge.

Comme nous avons pu le voir précédemment, le facteur de quenching en ionisation est très faible ($< 0,5$) pour des reculs nucléaires de Fluor. Cela implique alors la nécessité d'avoir un seuil en énergie d'ionisation encore plus bas afin d'être capable de mesurer des reculs de Fluor de basse énergie. Effectivement, considérant les résultats présentés sur la figure 8.13, un recul nucléaire de Fluor de 5 keV va générer autant de paires électron-ion, en valeur moyenne, qu'un recul électronique de ~ 1 keV. Cependant, selon la figure 8.11, le seuil en énergie d'ionisation est inférieur à 1 keV validant le fait que le détecteur MIMAC devrait être capable de détecter des reculs nucléaires de Fluor de 5 keV d'énergie cinétique. Ceci correspond au seuil en énergie le plus bas par rapport aux autres projets de détection directionnelle de matière sombre utilisant ce même noyau cible [114, 113].

8.3 Chaîne d'acquisition de MIMAC

Afin d'effectuer une mesure complète d'un événement, *i.e.* sa trace en 3D et son énergie associée, la collaboration MIMAC a conçu une carte d'électronique permettant de faire l'acquisition et de mettre en relation les informations issues des 8 ASICs et du pré-amplificateur de charge. Cette électronique constitue le premier étage de la reconstruction des événements par le détecteur MIMAC.

La carte d'électronique spécialement conçue dans le cadre du projet MIMAC est représentée par son diagramme bloc sur la figure 8.14. On y voit les connections des 512 pistes de l'anodes directe-

8.4 Simulation d'événements

ment reliées aux 8 ASICs qui vont permettre un échantillonnage toutes les 20 ns du courant induit sur chacune des pistes. Les informations issues des ASICs sont alors transmises au FPGA (Field-Programmable Gate Array), au centre de la figure, qui va permettre la reconstruction primaire de chaque événement mesuré par le détecteur. Effectivement, c'est ce dernier qui va déclencher l'acquisition de données si pour un même échantillon temporel il observe une coïncidence de déclenchement entre des voies X et Y. Si tel est le cas, il enregistre l'instant auquel s'est produit cette coïncidence et continue à enregistrer les coordonnées des voies X et Y touchées par la suite jusqu'à la fin de l'événement. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, il est possible qu'un même événement possède des tranches de 20 ns pendant lesquelles il n'y a pas eu de coïncidence (*trou*) sans que l'événement ne soit entièrement collecté pour autant. On a alors défini une tolérance sur le nombre de trous consécutifs, que l'on a fixé à 8, afin de déterminer la fin d'un événement (voir chapitre 12).

Un enjeu majeur de l'acquisition est d'associer la trace en 3D et la mesure de l'énergie au même événement. Pour se faire, le signal en sortie du pré-amplificateur de charges est numérisé sur 12 bits, à l'aide d'un ADC (Analog to Digital Converter) de 50 MHz, afin d'être transmis au FPGA. A cause de l'écart temporel existant entre les signaux provenant des sorties des 8 ASIC et du flash-ADC, ce dernier possède son propre mode de déclenchement qui est indépendant de l'acquisition des pistes de l'anode. Le déclenchement de la mesure en énergie se fait à l'aide d'une condition sur la pente et non sur la valeur relative du signal afin d'être moins sensible au bruit électronique résiduel. Les mesures en énergie et de la trace d'un événement se font donc en parallèle mais sont ensuite resynchronisées à l'aide du FPGA. Il est important de noter aussi que des filtres ont été rajouté sur le signal du flash-ADC afin de maximiser le rapport signal sur bruit tout en préservant la forme du signal mesuré.

8.4 Simulation d'événements

Afin d'évaluer les performances du détecteur MIMAC en terme de reconstruction de trace en trois dimensions (chapitre 9) et de discrimination électron/recoil nucléaire (chapitre 10), nous avons développé une simulation permettant de prendre en considération tous les processus physiques associés à la détection d'événement avec MIMAC. Pour cela, nous avons procédé de la manière suivante :

- Les reculs électroniques et nucléaires sont simulés à l'aide des codes de simulations Geant4 [221] et SRIM [197] respectivement.
- Les électrons primaires issus de l'ionisation seront générés aléatoirement entre deux points de collision en considérant l'énergie déposée par la particule sur ce même segment et en utilisant un facteur de Fano égal à 1 (voir section 7.3).
- Le gaz considéré est un mélange de 70% de CF_4 et de 30% de CHF_3 à 50 mbar (sauf mention contraire). La vitesse de dérive des électrons primaires v_d et les coefficients de diffusion longitudinale D_l et transversale D_t , sont estimés en utilisant le logiciel MagBoltz [201]. Ainsi, considérant un champ électrique dans l'espace de dérive de 100 V/cm, on obtient les caractéristiques suivantes : $v_d = 21.4 \mu\text{m/ns}$, $D_l = 278.4 \sqrt{\text{cm}}$ et $D_t = 246.0 \sqrt{\text{cm}}$.
- La Micromegas est considérée comme ayant une transparence de grille de 100% aux électrons avec un facteur d'amplification suffisamment important pour que l'on puisse considérer que

chaque piste est sensible à l'électron unique (valide si le gain de la Micromegas est supérieur à 3000).

- Finalement, l'enveloppe de la trace de la particule ionisante, formée par les différents électrons primaires, est alors échantillonnée selon la stratégie utilisée par MIMAC. Les 256 voies en X et en Y sont caractérisées par une largeur effective de $424 \mu\text{m}$ et les pixels ne sont reliés qu'à une unique voie X ou Y. Ainsi, une coïncidence spatiale X et Y lors d'un même échantillon temporel, est nécessaire afin de localiser le dépôt de charge sur l'anode. Effectivement, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la trace est échantillonnée selon l'axe Z toutes les 20 ns. Ainsi, chaque trace est caractérisée par un nombre N_c de coïncidences temporelles et chacune d'elle possède une localisation sur le plan (X,Y).

8.5 Conclusion

En conclusion de ce chapitre concernant la stratégie de détection de MIMAC, on peut mettre en avant les points suivant :

- La collaboration MIMAC a démontré que l'utilisation combinée d'une anode pixélisée couplée à une électronique dédiée, bas bruit et rapide, permet de mesurer des traces en trois dimensions associées à des reculs nucléaires de basse énergie. Nous verrons que grâce à une analyse sophistiquée, les paramètres d'intérêt de chaque trace mesurée, peuvent être reconstruits avec de bonnes résolutions. Il est important de noter que le détecteur MIMAC est le premier projet de détection directionnel capable de mesurer des traces en trois dimensions à si basse énergie (~ 1 keV ionisation).
- Par rapport à la problématique de la mesure d'énergie, nous avons vu que l'utilisation d'un pré-amplificateur de charges connecté à la grille permet de mesurer l'énergie d'ionisation avec une résolution de $\sim 10\%$ à 5 keV (ionisation). Nous avons également pu constater que le détecteur MIMAC présente un seuil en énergie d'ionisation proche du keV, ce qui est déterminant dans le cas d'un projet de détection directe de matière sombre. De plus, la collaboration a développé une source d'ions permettant de mesurer précisément la valeur du facteur de quenching en ionisation [183]. Grâce à ces résultats, on est capable de convertir l'énergie mesurée par le détecteur, sous forme d'ionisation, en une énergie de recul nucléaire.

Avec ces différents résultats, on peut en conclure que le détecteur MIMAC devrait permettre d'effectuer une détection directionnelle de matière sombre très performante. Bien que des efforts restent nécessaires afin de diminuer le temps de montée du pré-amplificateur de charges, de diminuer d'avantage le seuil des pistes et de caractériser les performances du détecteur, les résultats actuels sont tout à fait encourageants.

Quatrième partie

**Méthodologie d'analyse de données
directionnelles**

Chapitre 9

Reconstruction des traces en 3D

La détection directionnelle de matière sombre requiert la mesure simultanée de l'énergie de recul (E_r) et la direction (Ω_r) des reculs nucléaires de basses énergies, permettant d'évaluer le spectre doublement différentiel $d^2R/dE_r d\Omega_r$. Dans le cas du détecteur MIMAC, le principe de détection utilise une TPC gazeuse à basse pression avec une Micromegas et une anode pixélisée couplée à une électronique dédiée. Le but de ce chapitre est double.

Premièrement, une nouvelle méthode de reconstruction de trace en trois dimensions est proposée. Le but de cette analyse est de retrouver, pour chaque trace mesurée, la direction initiale du recul nucléaire caractérisée par les angles (θ, ϕ) et la position du vertex de la collision élastique (X, Y, Z). Dans un deuxième temps, on estimera les performances attendues du détecteur MIMAC. En utilisant des traces simulées, nous allons évaluer les résolutions angulaires et spatiales du détecteur ainsi que son efficacité de reconnaissance du sens de la trace. Cette étude est liée au potentiel de découverte présenté au chapitre 5, car ce dernier est calculé en considérant différentes limitations expérimentales que l'on se propose d'évaluer ici.

Dans un premiers temps, nous décrirons les différentes observables offertes par la stratégie de détection de MIMAC et discuterons leurs évolutions selon les propriétés de la trace (énergie et position dans le détecteur). Ensuite, nous détaillerons la méthode d'analyse que nous avons développée et qui est basée sur une approche par vraisemblance combinée à une analyse multivariée. On a pu montrer que cette méthode nous permet de reconstruire de manière non biaisée les différents paramètres d'intérêt de la trace du recul : direction initiale (θ, ϕ) et position du vertex d'interaction dans le détecteur (X, Y, Z). On terminera par l'estimation des différentes résolutions spatiale et angulaire, l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace et de la fiducialisation du volume de détection. Ce travail a été publié dans [222].

9.1 Les observables de MIMAC

9.1.1 Description des observables d'intérêt

En guise d'illustration, la figure 9.1 présente la mesure d'une trace d'un recul de Fluor avec une énergie d'ionisation de 50 keV et dans un gaz de 70% CF_4 + 28% CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar effectuée auprès d'un faisceau de neutrons (voir chapitre 12). La figure 9.1 (panneaux de gauche et du centre) représente les projections de la trace sur les plans (X,Z) et (Y,Z), alors que le panneau de droite présente la dérivée temporelle du signal issu du pré-amplificateur de charges. On rap-

9.1 Les observables de MIMAC

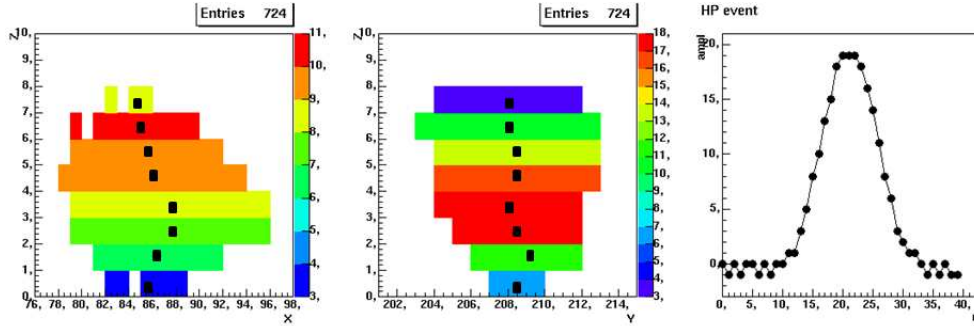


FIGURE 9.1 – Mesure d'une trace (candidat fluor) avec une énergie d'ionisation ~ 50 keV. Cette mesure a été effectuée auprès d'un faisceau de neutrons et le gaz considéré est un mélange de 70% CF_4 + 28% CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar. Les panneaux de gauche et du milieu représentent les projections de la trace sur les plans (X,Z) et (Y,Z) respectivement. Le panneau de droite représente la dérivée temporelle du signal issu du pré-amplificateur de charge. Figure extraite de [222].

pelle que cette dernière est fortement corrélée à la projection de la perte d'énergie par ionisation selon l'axe Z. Ainsi, l'électronique de lecture de MIMAC permet d'avoir accès à un grand nombre d'observables qui sont :

- le nombre d'images, *i.e.* le nombre de coïncidences spatiales N_c .
- le temps de collection des charges Δt_e , défini comme le nombre d'échantillons temporels entre le minimum et le maximum de la réponse du pré-amplificateur de charge.
- la longueur projetée L_p de la trace sur le plan (X,Y) .
- les positions X_i et Y_i des barycentres de chaque image où l'indice i représente le numéro de l'image : $1 \leq i \leq N_c$. Les barycentres (X_i, Y_i) sont représentés par les carrés noirs sur les panneaux de gauche et du centre de la figure 9.1.
- les largeurs ΔX_i et ΔY_i des images selon les axes X et Y respectivement.
- à condition que la réponse impulsionnelle et donc la fonction de transfert du pré-amplificateur de charges soit bien connue et que son temps de montée soit suffisamment court, on peut extraire le profil temporel des charges collectées Q_j où l'indice j est défini tel que : $1 \leq j \leq \Delta t_e$.

Ceci nous amène à la conclusion que l'électronique de MIMAC nous fournit un nombre N_{obs} d'observables qui évolue de la manière suivante :

$$N_{\text{obs}} = 3 + 4 \times N_c + \Delta t_e, \quad (9.1)$$

avec la valeur 3 se référant aux observables N_c , L_p et Δt_e . En guise d'illustration, dans le cas du candidat Fluor de la figure 9.1, on a $N_{\text{obs}} = 3 + 4 \times 8 + 26 = 61$. Cependant, il est important de noter que pour le moment, le pré-amplificateur de charges possède un temps de montée relativement long ~ 400 ns ce qui induit une surestimation de Δt_e . Cela souligne d'avantage le fait que pour pouvoir déterminer le profil temporel de la collection de charge, il est nécessaire d'avoir $\tau_c \ll \Delta t_e$. Par la suite, on considérera que cette condition est réalisée car de récents progrès sur le pré-amplificateur de charges tendent à montrer que l'on pourrait réduire la valeur de τ_c à ~ 30 ns, ce qui serait suffisant dans notre cas.

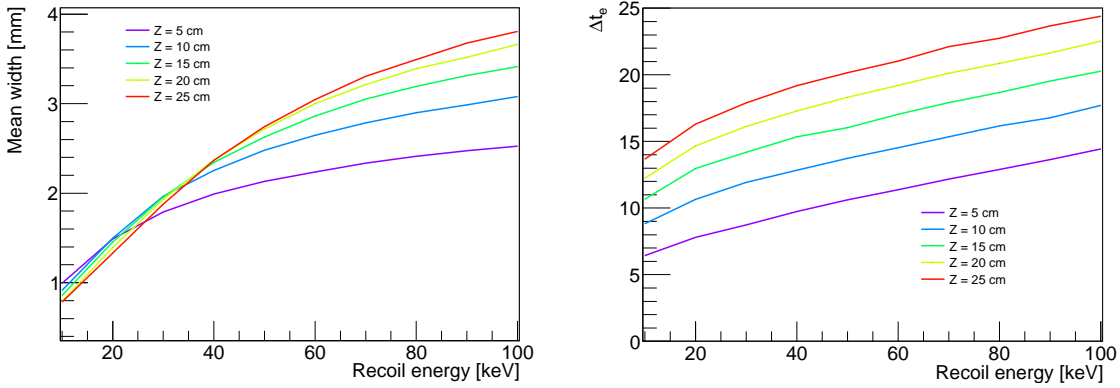


FIGURE 9.2 – Gauche : largeur moyenne W de chaque échantillon temporel en fonction de l'énergie de recul du noyaux de fluor. Droite : Δt_e en fonction de l'énergie de recul du noyaux de fluor. Ces résultats simulés ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar et des valeurs de Z de 5 cm à 25 cm.

9.1.2 Évolution des observables

Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'évolution des différentes observables de MIMAC afin de comprendre quelles sont les difficultés associées à la reconstruction des traces 3D et aussi les informations que l'on pourra en extraire. Par la suite, nous considérerons un gaz de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar avec des reculs systématiquement générés de manière verticale à l'anode, selon $-\vec{e}_z$. Le code de simulation des reculs nucléaires est celui présenté à la section 8.4. Ce dernier prend en compte la propagation des reculs nucléaires simulés par SRIM [197], la dérive et diffusion des électrons calculée Magboltz [201] et la simulation de l'acquisition de MIMAC.

Les premières observables d'intérêt sont celles relatives à la forme du nuage d'électrons primaires. Cette dernière est estimée par les observables ΔX et ΔY pour l'extension du nuage selon le plan (X,Y) alors que les observables Δt_e et N_c nous renseignent sur son extension selon l'axe z et sa densité. La figure 9.2 représente l'évolution de la valeur moyenne de $W = \sqrt{\Delta^2 X + \Delta^2 Y}$ (panneau de gauche) et de Δt_e (panneau de droite) en fonction de l'énergie du recul de Fluor (E_r) et pour différentes valeurs de Z. On constate que W et Δt_e augmentent avec l'énergie du recul et la distance entre l'anode et la trace. Cela peut se comprendre de la manière suivante :

- la diffusion longitudinale et transversale des électrons lors de leur dérive, va étendre le nuage électronique de telle sorte qu'en augmentant leur distance de dérive, leur projection selon l'axe (Oz), donnée par Δt_e , va augmenter tout comme leur projection sur le plan (X,Y), donnée par W .
- le parcours du noyau de recul augmente avec son énergie, ainsi en générant des traces selon l'axe (Oz), E_R et Δt_e sont directement proportionnels.
- l'évolution le valeur moyenne des largeurs W avec l'énergie provient du fait qu'en augmentant le nombre d'électrons par image, on est plus sensible aux extrémités de la dispersion gaussienne des électrons.

Ce qu'il est important de noter est le fait que les observables de MIMAC sont sensibles au paramètre Z et qu'il devrait donc être possible de contraindre celui-ci par la suite lors de la recons-

9.1 Les observables de MIMAC

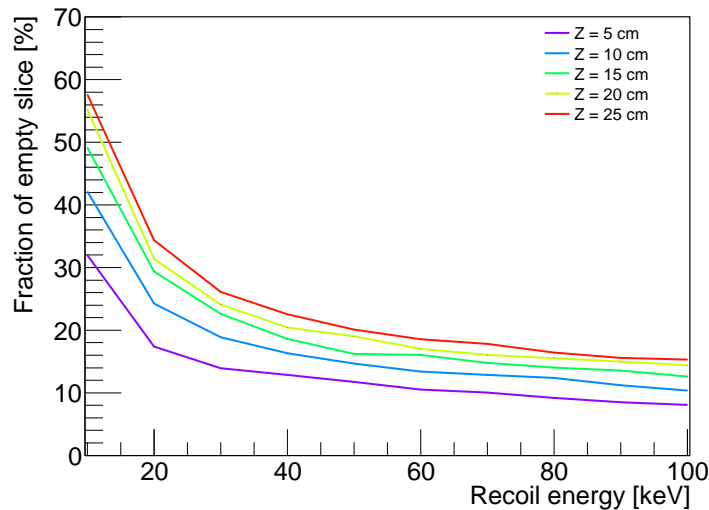


FIGURE 9.3 – Fraction de trous par trace en fonction de l'énergie de recul du noyaux de fluor. Ces résultats simulés ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar et des valeurs de Z de 5 cm à 25 cm.

truction de la trace. Cependant, cette sensibilité à la distance de dérive des électrons à un prix. En effet, la sensibilité à la coordonnée Z de la trace est liée à la diffusion des électrons lors de leur dérive. Cette dispersion évoluant comme la racine carré de la distance de dérive, on peut observer le fait que dans notre cas, la diffusion transverse et longitudinale pour $Z = 16$ cm sont de l'ordre de 1 mm, ce qui est égal au parcours moyen d'un noyau de Fluor de 30 keV. Ainsi, la diffusion risque d'affecter considérablement la performance de la mesure et de la reconstruction des traces des reculs nucléaires.

La figure 9.3 présente l'évolution de la fraction de trous, *i.e.* de non-coïncidence spatiale, donnée par $(\Delta t_e - N_c)/\Delta t_e$ en fonction de l'énergie de recul et pour différentes valeur de Z. On constate tout d'abord que pour des énergies de recul proches de 10 keV, la faible densité d'électrons ne permet pas d'effectuer des coïncidences spatiales à chaque échantillon temporel, et ce même pour des courtes distances de dérive. Par la suite, on constate que la fraction de trou diminue rapidement avec l'énergie de recul grâce à l'augmentation du nombre d'électrons primaires générés. On constate également qu'à énergie fixée, la fraction de trous augmente avec la distance de dérive. Cela vient du fait que, contrairement à Δt_e , N_c diminue lorsque la densité d'électrons diminue et donc quand Z augmente. On constate alors que Δt_e est nécessairement plus grand que N_c car ce dernier est soumis à la condition de la coïncidence spatiale.

Cette augmentation de la fraction de trous en diminuant l'énergie du noyau de recul et pouvant atteindre les 70% va nécessairement limiter les performances de mesure et de reconstruction des traces en 3D. Afin d'illustrer cette perte d'information avec Z, avec l'apparition de trou, on a représenté sur la figure 9.4 quatre traces différentes sur le plan (X,Z). De gauche à droite Z varie de 5 à 25 cm et de haut en bas, l'énergie passe de 100 à 10 keV. On comprend bien l'effet de Z sur l'allure des traces : une dilution des charges qui risque de nous rendre insensible à la direction de la trace dans le détecteur.

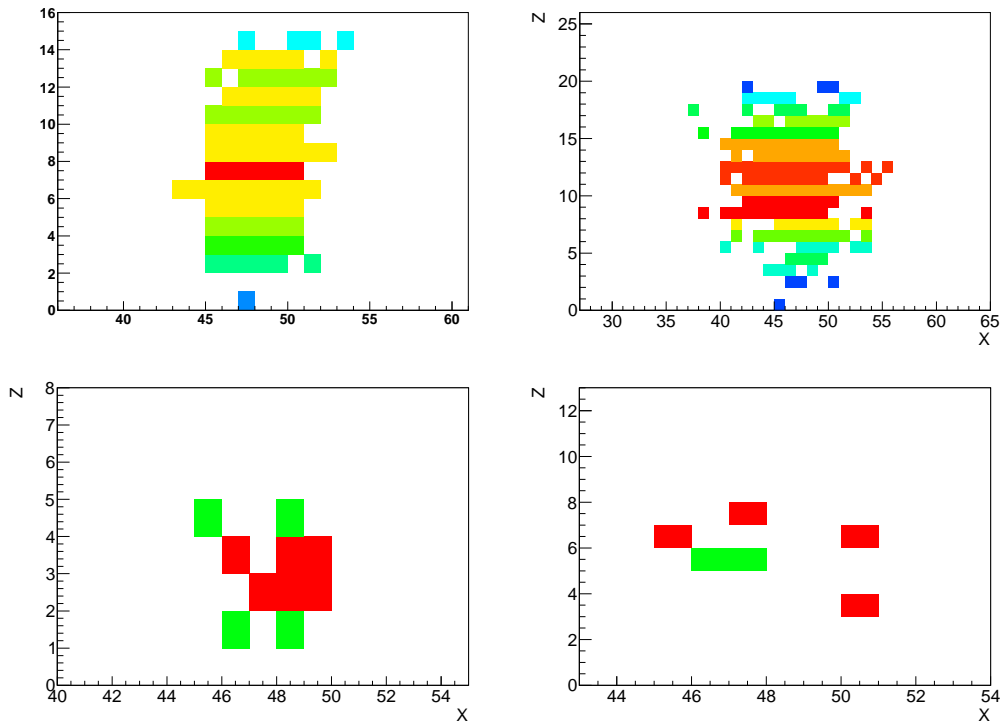


FIGURE 9.4 – Représentation sur le plan (X,Z) de quatre traces simulées de recul de fluor dans un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. De gauche à droite Z varie de 5 cm à 25 cm et de haut en bas, l'énergie de recul passe de 100 keV à 10 keV.

On peut donc conclure de cette étude que l'utilisation de toutes les observables offertes par le détecteur MIMAC, pourrait nous permettre de contraindre le paramètre Z . Cependant, nous avons aussi vu que notre stratégie de détection a des limites qui sont dues à la diffusion des électrons lors de leur dérive, dont la dispersion peut être de l'ordre de la longueur de la trace d'un recul nucléaire de basse énergie.

9.1.3 Limitation d'une reconstruction des traces par régression linéaire

La manière la plus directe pour déterminer la direction initiale de la trace en 3D, consiste à effectuer une régression linéaire des N_c barycentres (X_i, Y_i) telle que présentée à la section 7.2.2. Cela revient à faire l'approximation que la trace mesurée peut-être approximée par une droite dont il ne reste qu'à déterminer les paramètres comme la position sur le plan (X,Y) et sa direction initiale (θ, ϕ) dans le référentiel du détecteur. La figure 9.5 montre l'évolution du biais selon l'angle θ en fonction de la valeur d'entrée de θ pour différente valeur de Z . Pour cette étude, l'angle ϕ a été fixé à 0° . On constate que la reconstruction de l'angle θ est biaisée car ce dernier est systématiquement sous-estimé. Pour $\theta = 50^\circ$, le biais est de 20° puis augmente jusqu'à atteindre 90° lorsque l'angle θ d'entrée est égal à 90° . Cela signifie qu'une trace parallèle à l'anode est reconstruite, en moyenne, comme une trace perpendiculaire à l'anode. Cet effet est du à la combinaison de la diffusion longitudinale des électrons, car le biais augmente avec Z , et à la stratégie de l'échantillonnage temporel. Ainsi, cette méthode ne permet de reconstruire correctement la direction initiale des re-

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

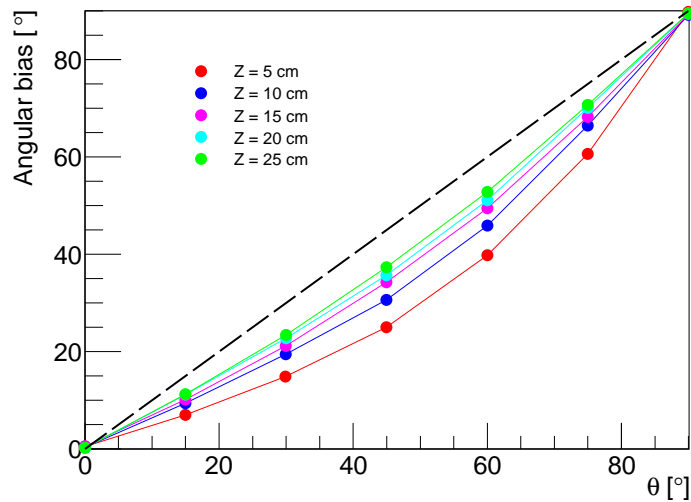


FIGURE 9.5 – Biais sur l'estimation de l'angle θ en fonction de θ pour différentes valeurs de Z de 5 cm à 25 cm. Ce résultat a été obtenu en utilisant uniquement la régression linéaire. On a considéré un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Figure extraite de [222].

culs nucléaires de basse énergie mesurés par MIMAC. De plus, il est important de noter le fait que cette méthode de régression linéaire ne permet d'obtenir une estimation de la coordonnées Z du vertex d'interaction dans le détecteur.

Il est cependant important de noter que l'on a pu vérifier par ailleurs que les estimations du point de départ de la trace et de l'angle ϕ obtenues par cette méthode de régression linéaire sont non biaisées. Ainsi, seule l'évaluation des paramètres θ et Z nécessitent une méthode plus performante.

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

Afin d'effectuer une détection directionnelle de matière sombre, il est nécessaire de pouvoir retrouver les paramètres associés à chaque événement, qui sont : l'énergie de recul E_r , les coordonnées du vertex d'interaction (X, Y, Z) et la direction initiale du recul caractérisée par les angles (θ, ϕ) dans le référentiel du détecteur. La régression linéaire ne parvient pas à estimer l'angle θ ni la coordonnées Z du vertex d'interaction. La méthode d'analyse présentée dans cette section se base sur une approche par vraisemblance où des traces simulées sont comparées à la trace mesurée. Une maximisation de la fonction de vraisemblance permet alors de retrouver des estimateurs non biaisés de chaque paramètres d'intérêt. Cela nous amène alors à une analyse à 6 paramètres libres dont on va retrouver la valeur grâce à une nouvelle méthode en deux étapes. La première permet d'obtenir une estimation grossière de chaque paramètre qui est ensuite raffinée par la maximisation d'une fonction de vraisemblance.

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

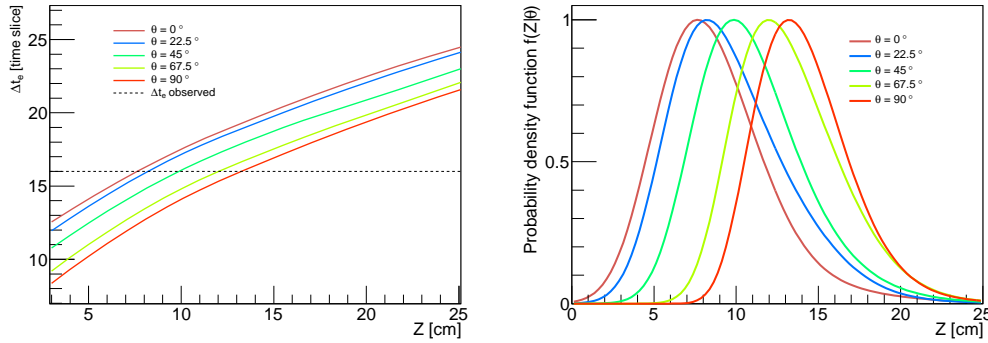


FIGURE 9.6 – Gauche : valeur moyenne de Δt_e en fonction de Z pour différentes valeurs de l'angle $\theta = \{0^\circ, 22,5^\circ, 45^\circ, 67,5^\circ, 90^\circ\}$. Droite : densité de probabilité $f(Z|\theta_i)$ déduite pour chaque hypothèse de l'angle θ . Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar et un recul de fluor simulé avec les caractéristiques suivantes : $\{E_r = 100 \text{ keV}, X = 0 \text{ cm}, Y = 0 \text{ cm}, Z = 0 \text{ cm}, \theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ\}$. Figure extraite de [222].

9.2.1 Étape 1 : Estimation de θ et z

Une estimation directe de l'énergie de recul est donnée par la mesure de l'énergie d'ionisation effectuée par le pré-amplificateur de charges connecté à la grille (voir section 8.2). En effet, la mesure de l'énergie d'ionisation, combinée avec la connaissance du facteur de quenching en ionisation, permet de déterminer la valeur d'énergie de recul \hat{E}_r la plus probable. Utilisant la régression linéaire présentée précédemment, il est possible d'avoir une première estimation des la localisation du vertex d'interaction sur la plan (X, Y) et de l'angle ϕ . Seul l'angle θ et la coordonnées Z ne peuvent pas être estimés par cette méthode.

Afin d'obtenir une estimation grossière de ces deux paramètres, on a développé la méthode itérative suivante que nous allons illustrer avec le cas de la reconstruction d'une trace de recul simulée avec les caractéristiques suivantes : $\{E_r = 100 \text{ keV}, X = 0 \text{ cm}, Y = 0 \text{ cm}, Z = 10 \text{ cm}, \theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ\}$, et allant vers le bas,

- On calcule par simulation Monte Carlo la distribution de Δt_e en fonction de Z pour N_θ valeurs de l'angle θ en simulant 1000 traces ayant les valeurs de X, Y et ϕ estimées par la régression linéaire. On peut observer sur la figure 9.6 (panneau de gauche) l'évolution de la valeur moyenne de Δt_e en fonction de Z pour $\theta = \{0^\circ, 22,5^\circ, 45^\circ, 67,5^\circ, 90^\circ\}$. On constate que Δt_e augmente avec Z et diminue avec θ .
- En utilisant la valeur de Δt_e observée et le résultat précédent, on peut en déduire les N_θ distributions de probabilité de Z sachant $\theta = \theta_i$, c'est-à-dire, $f(Z|\theta_i)$. Les distributions sont présentées sur le panneau droit de la figure 9.6. On constate qu'il y a bien une forte corrélation entre θ et Z et que le maximum des distributions varie entre $Z = 8 \text{ cm}$ et $Z = 14 \text{ cm}$ lorsque $\theta = 0^\circ$ ou $\theta = 90^\circ$. Cependant, on voit qu'avec l'information sur Δt_e uniquement, et en marginalisant sur θ , on vient de réduire l'espace des Z probables.
- On simule ensuite 1000 traces selon les N_θ distributions déduites précédemment et en conservant les valeurs de X, Y et ϕ estimées par la régression linéaire. Comme nous le verrons par la suite, ces simulations vont nous permettre d'établir l'hypothèse θ_i la plus probable sachant la trace mesurée.

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

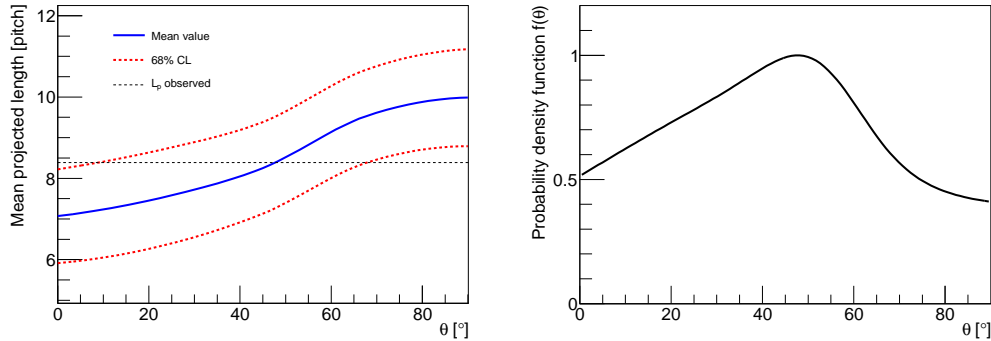


FIGURE 9.7 – Gauche : valeur moyenne de L_p et de son intervalle de confiance à 68% de confiance en fonction de l'angle θ . Droite : densité de probabilité $f(\theta)$ déduite. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar et un recul de fluor simulé avec les caractéristiques suivantes : $\{E_r = 100 \text{ keV}, X = 0 \text{ cm}, Y = 0 \text{ cm}, Z = 10 \text{ cm}, \theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ\}$ et allant vers le bas. Figure extraite de [222].

- A partir des simulations précédentes, on utilise la longueur projetée L_p sur le plan (X,Y) en tant qu'observable discriminante. La figure 9.7 (panneau de gauche) présente l'évolution de L_p en fonction de θ . Le trait plein correspond à la valeur moyenne de L_p alors que les traits en pointillés représentent le contour à 68% de confiance. On constate que L_p augmente avec θ . Cela se comprend avec le fait que plus θ est grand, plus la trace est parallèle à l'anode induisant une augmentation de sa longueur projetée sur ce même plan.
- En considérant la valeur de L_p observée, on peut en déduire la distribution de probabilité $f(\theta)$ marginalisée sur les différentes valeurs de Z . La distribution $f(\theta)$ est présentée sur le panneau droit de la figure 9.7 et comme on peut le voir, on a un estimateur de θ donné par le maximum de probabilité qui vaut $\theta = 47^\circ$ dans ce cas.
- Bien que la contrainte sur θ obtenue à l'étape précédente soit faible, elle va tout de même nous permettre de déduire une contrainte sur Z . Pour cela, on simule une dernière fois 1000 traces en conservant les valeurs de X , Y et ϕ précédentes et en considérant la distribution $f(\theta)$. En utilisant la valeur de Δt_e mesurée, on déduit une unique distribution de probabilité $f(Z)$ associée au paramètre Z . L'estimateur de Z est donc donné par la valeur du maximum de la distribution $f(Z)$.

L'intérêt d'utiliser les observables Δt_e et L_p en tant que variables discriminantes vient du fait qu'elles évoluent toutes les deux de manière monotone en fonction des paramètres d'intérêt θ et Z . En suivant cette procédure, on est capable d'avoir accès à des estimateurs non-biaisés de θ et Z . Cependant, il est important de noter que cette méthode de reconstruction ne peut pas être suffisante car sa précision est limitée par le nombre N_θ d'hypothèses sur l'angle θ et que les contraintes déduites sont assez faibles, voir figure 9.7 (droite).

Cette seconde étape va néanmoins nous permettre de donner un point de départ $\{\hat{E}_r, \hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z}, \hat{\theta}, \hat{\phi}\}$ suffisamment proche des valeurs réelles de la trace mesurée pour pouvoir effectuer la maximisation de fonction de vraisemblance.

9.2.2 Étape 2 : Reconstruction avec une approche par vraisemblance

Cette étape constitue le coeur de ces travaux dédiés à la reconstruction des traces par méthode de vraisemblance.

La fonction de vraisemblance

Afin d'améliorer la reconstruction de la trace, on a développé une méthode d'analyse basée sur une fonction de vraisemblance, qui permet de comparer la trace mesurée à des traces simulées et qui est défini comme suit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\vec{P}|\vec{D}) &= \mathcal{L}(\vec{P}|\Delta t_e) \times \mathcal{L}(\vec{P}|N_c) \times \mathcal{L}(\vec{P}|L_p) \\ &\times \prod_{i=1}^{N_c} \mathcal{L}(\vec{P}|X_i) \times \mathcal{L}(\vec{P}|Y_i) \times \mathcal{L}(\vec{P}|\Delta X_i) \times \mathcal{L}(\vec{P}|\Delta Y_i) \\ &\times \prod_{j=1}^{\Delta t_e} \mathcal{L}(\vec{P}|Q_j) \end{aligned} \quad (9.2)$$

où les N_{obs} fonctions de vraisemblance $\mathcal{L}_k(\vec{P})$ sont définies telles que,

$$\mathcal{L}_k(\vec{P}|O^k) = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{O_{\text{obs}}^k - \bar{O}^k}{\sigma_{\bar{O}^k}} \right)^2 \right\} \quad (9.3)$$

et O^k fait référence aux N_{obs} différentes observables considérées :

$$O^k = \{ \Delta t_e, N_c, L_p, X_i, Y_i, \Delta X_i, \Delta Y_i, Q_j \}$$

avec $1 \leq k \leq N_{\text{obs}}$.

Pour la k -ième observable, O_{obs}^k correspond à la valeur mesurée, \bar{O}^k à la valeur attendue et $\sigma_{\bar{O}^k}$ à son incertitude. La valeur attendue et son incertitude sont donc estimées par simulation Monte Carlo en utilisant 1000 traces pour chaque point \vec{P} de l'espace des paramètres $\{\hat{E}_r, X, Y, Z, \theta, \phi\}$. En effet, seule l'énergie E_r n'est pas ajustée par la fonction de vraisemblance car on suppose que son estimation via la mesure de l'énergie d'ionisation et le facteur de quenching en ionisation est suffisante.

Corrélations entre les différentes observables

La fonction de vraisemblance définie plus haut fait donc l'hypothèse que les différentes observables sont distribuées selon des lois gaussiennes et qu'elles sont indépendantes. On a pu vérifier que la première hypothèse est tout à fait valide alors que la seconde demande un peu plus d'attention. En effet, l'indépendance des différentes variables O^k impose nécessairement que ces dernières sont non corrélées. Afin de vérifier cette proposition, on a calculé la matrice de covariance associée suivante :

$$\rho^{i,j} = \rho[O^i, O^j] = \frac{\text{cov}[O^i, O^j]}{\sqrt{\text{var}[O^i]\text{var}[O^j]}} \quad (9.4)$$

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

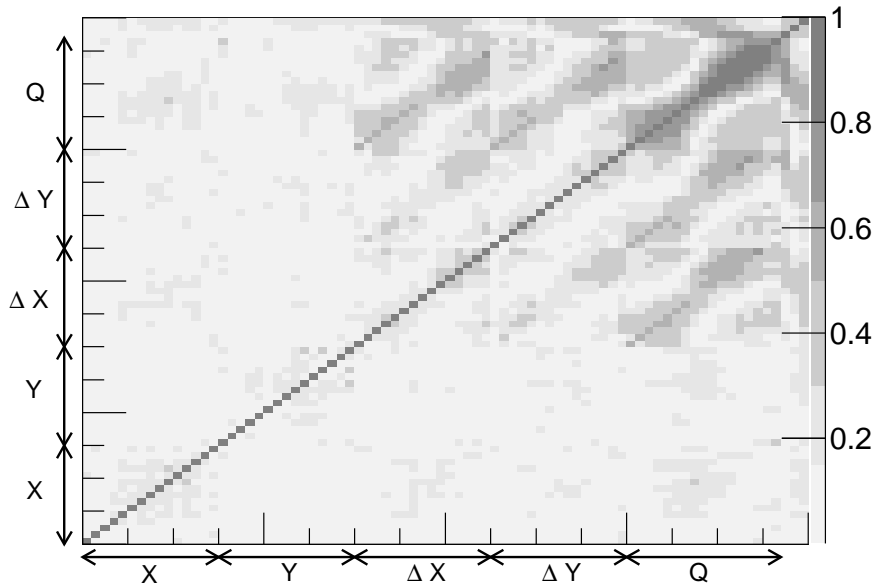


FIGURE 9.8 – Matrice de corrélation des différentes observables O^k calculée dans le cas d'un recul de fluor de 50 keV localisé au centre du volume du détecteur, allant vers le haut et dans la direction ($\theta = 45^\circ, \phi = 45^\circ$). Figure extraite de [222].

La figure 9.8 présente la valeur absolue des coefficients $\rho^{i,j}$ de la matrice de corrélation. On peut remarquer en premier lieu que les corrélations entre les différentes observables sont globalement faibles car la valeur moyenne de ces corrélations est de 0,15 et 97% d'entre elles sont inférieures à 0,5. Cependant, on observe tout de même que les charges collectées Q_j sont assez fortement corrélées entre elles et avec les largeurs des images ΔX_i et ΔY_i . Ces corrélations s'expliquent très simplement en considérant la figure 9.2 (gauche) qui démontre que plus la charge collectée par échantillon temporel est grande, plus l'image sera large. Néanmoins, pour la suite de notre étude, nous avons négligé ces corrélations pour les raisons suivantes :

- La quasi totalité des corrélations sont inférieures à 0,5. Nous avons alors constaté que la prise en considération de la matrice de covariance n'affectait la valeur de la fonction de vraisemblance que de quelques pourcents. De plus, ces corrections sont du même ordre de grandeur que les fluctuations statistiques imposées par le fait que \bar{O}^k et $\sigma_{\bar{O}^k}$ sont estimés par simulation Monte Carlo à partir d'un échantillon de taille finie (1000 traces). Il n'est donc pas très pertinent de prendre en compte les corrélations entre les différentes observables dans le calcul de $\mathcal{L}(\vec{P}|\vec{D})$.
- La taille de la matrice de covariance étant $N_{\text{obs}} \times N_{\text{obs}}$ et donc très grande, on s'est aperçu de l'existence d'instabilités numériques lors du calcul de l'inverse de ρ .

La combinaison de ces deux arguments nous a alors amené à la conclusion que la non-considération des différentes corrélations entre les observables est une approximation valable et nécessaire.

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

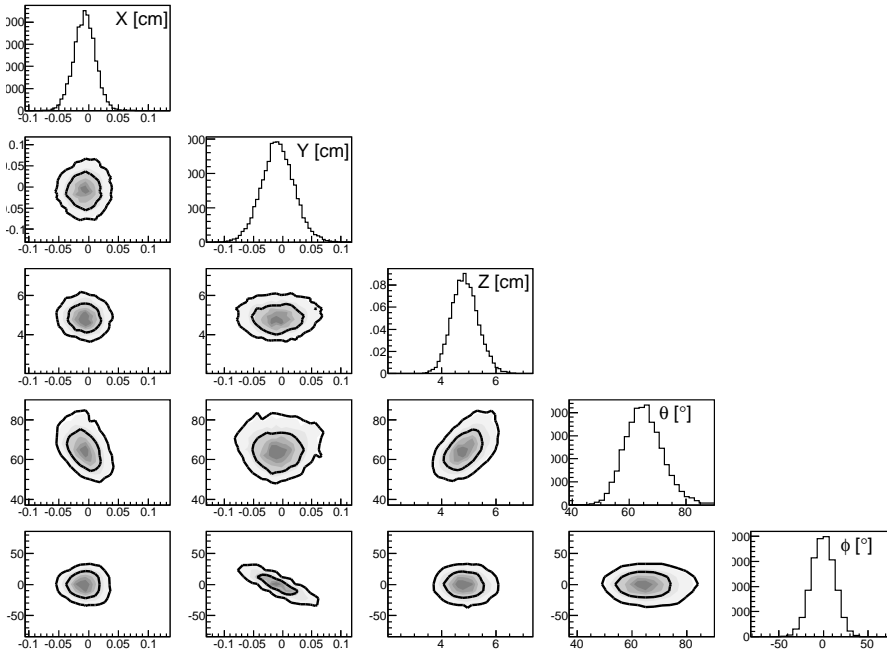


FIGURE 9.9 – Distributions marginalisées (sur la diagonale) et des corrélations à deux dimensions (hors diagonale) des 5 paramètres d'ajustement après analyse par MCMC d'une trace de recul de fluor de 100 keV générée au point $\{X = 0, Y = 0, Z = 5\}$ cm, dans la direction ($\theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ$) et vers le haut. Ce résultat a été obtenu en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Figure extraite de [222].

Illustration

En guise d'illustration, la figure 9.9 présente la fonction de vraisemblance, échantillonnée par MCMC, associée à un recul de fluor de 100 keV dans un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Ce dernier a été simulé au point $\{X = 0, Y = 0, Z = 5\}$ cm, dans la direction ($\theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ$) et vers le haut. Ainsi, les résultats présentés sur la figure 9.9 correspondent aux mêmes conditions considérées pour estimer l'efficacité de reconnaissance du sens de la trace présentée à la section 9.2.3. On remarque alors que les 5 paramètres $\{X, Y, Z, \theta, \phi\}$ sont fortement contraints et de manière cohérente avec les valeurs d'entrée. Même les paramètres Z et θ , qui sont les plus difficiles à reconstruire sont fortement contraints, avec un léger décalage pour l'angle θ dû à la dispersion angulaire intrinsèque du recul reconstruit. Il est important de noter que cette analyse est non biaisée comme illustré à la figure 9.11. À partir de la figure 9.9, on peut constater que le choix des valeurs des paramètres d'entrée de la trace reconstruite impose que l'angle θ est anti-corrélé avec la coordonnée X alors qu'il est corrélé avec Z comme discuté à la section précédente. Finalement, on peut également constater que l'angle ϕ et la coordonnée Y sont anti-corrélés.

Cette étude souligne le fait que la reconstruction de trace utilisant une approche par méthode de vraisemblance est parfaitement adaptée à la reconstruction d'événements de la dizaine de keV. Un autre intérêt lié à l'utilisation de ce type de méthode de reconstruction est qu'elle permet également d'estimer, en plus du maximum de vraisemblance, les erreurs sur les paramètres ajustés en prenant en considération toutes les incertitudes systématiques associées à la détection de recul nucléaire de

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

basse énergie mesurés par MIMAC.

9.2.3 Reconnaissance du sens de la trace

Un des défis principaux de la détection directionnelle est la mesure du sens de propagation du recul nucléaire, *i.e.* le sens de la trace. La question à laquelle nous cherchons à répondre est : “*Est-ce que la trace se propage vers le bas ou vers le haut*”. En effet, les reculs nucléaires se propageant à une vitesse très grande devant la vitesse de dérive des électrons, on ne peut pas être sensible à l'évolution temporelle du développement de la trace du recul nucléaire.

Les sources d'asymétrie

Pour être capable de déterminer le sens de la trace, il faut que le détecteur soit sensible aux plus petites sources d'asymétrie permettant de distinguer le début de la fin de la trace. Les raisons qui nous permettent d'envisager que la reconnaissance du sens de la trace pourrait être possible viennent des deux sources d'asymétrie suivantes :

- **Asymétrie dans la largeur de la trace** : Comme nous l'avons vu au chapitre 7, il y a plus de déflexions à la fin de la trace qu'au début. Ainsi, le début de la trace devrait être plus rectiligne que la fin. Cependant, il est évident que la diffusion des électrons (qui est de l'ordre de grandeur de la longueur de la trace elle-même) et la discrétisation de la trace due à l'échantillonnage temporel et à la pixelisation de l'anode, vont considérablement atténuer cet effet.
- **Asymétrie de charge** : Pour des reculs nucléaires de basses énergie $\lesssim O(1)$ MeV, le pouvoir d'arrêt électronique est supposé être plus important en début qu'en fin de trace. Ceci devrait alors engendrer une asymétrie dans le profil temporel des charges collectées, qui correspond à la projection du pouvoir d'arrêt électronique selon l'axe de la dérive. Ainsi, de manière évidente, cette asymétrie sera d'autant plus prononcée si la trace est perpendiculaire à l'anode, *i.e.* selon l'axe (Oz).

L'objectif est donc d'utiliser un test d'hypothèse qui soit capable de gérer un grand nombre de variables afin d'optimiser l'efficacité de reconnaissance du sens de la trace.

Analyse multivariée : Arbres de Décision Boostés (ADB)

Afin d'optimiser la discrimination des deux hypothèses “vers le haut” (H) et “vers le bas” (B), nous avons utilisé une analyse multivariée basée sur les Arbres de Décision Boostés [223]. Cette dernière peut être vue comme une méthode de classification, souvent utilisée dans le cas d'une discrimination signal/bruit, qui va nous permettre de tester les deux hypothèses H et B. Le principe de ce type d'analyse est basée sur l'optimisation de coupures dans l'espace des observables prises en compte dans l'analyse. Dans notre cas, nous allons considérer le jeu d'observables \tilde{O}^l suivant :

- La position (X_i, Y_i, Z_i) du centre de gravité associé à la première et la dernière image de la trace.
- Les largeurs ΔX_i et ΔY_i de la première et dernière image de la trace.
- L'asymétrie du profil temporel de la collection de charge γ_q définie telle que :

$$\gamma_q = \frac{\langle (Q - \langle Q \rangle)^3 \rangle}{\langle (Q - \langle Q \rangle)^2 \rangle^{3/2}} \quad (9.5)$$

dont le signe est positif si la trace va vers le haut et négatif dans le cas contraire.

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

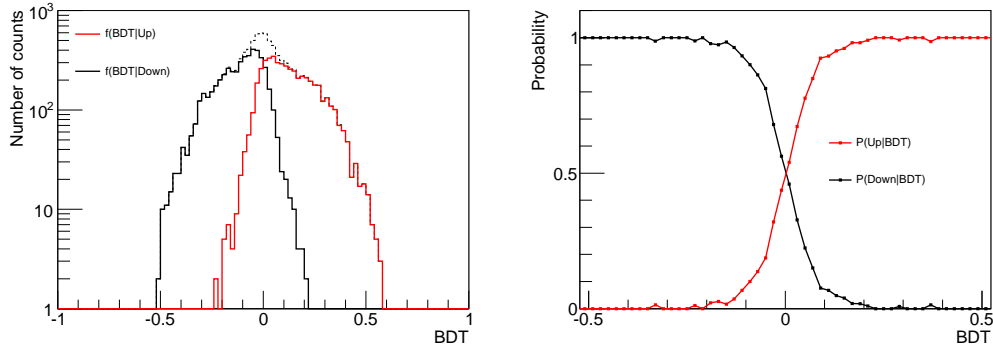


FIGURE 9.10 – Gauche : représentation de $f(X_{\text{BDT}}|H)$ (trait rouge), $f(X_{\text{BDT}}|B)$ (trait noir) et $f(X_{\text{BDT}}|H + B)$ (trait noir pointillé) obtenues à partir de l'analyse par Arbres de Décision Boostés. Droite : représentation de $P(H|X_{\text{BDT}})$ (trait rouge) et de $P(B|X_{\text{BDT}})$ (trait noir) déduites à partir des résultats obtenus sur le panneau de gauche. Figure extraite de [222].

On a donc un total de 11 observables.

Le résultat d'une analyse par arbres de décision boostés est donné par la construction d'une forêt d'arbres de décision permettant d'obtenir une relation entre une unique variable X_{BDT} et les observables \tilde{O}^l telle que :

$$X_{\text{BDT}} = \sum_{k=1}^{N_{\text{arbre}}} \alpha_k T_k(\tilde{O}^l) \quad (9.6)$$

où les coefficients α_k correspondent au poids de chaque arbre T_k et N_{arbre} correspond au nombre d'arbres dans la "forêt". Le principal intérêt du "boosting"¹ vient du fait que le taux d'erreur de mauvaise classification peut être considérablement réduit jusqu'à même tendre vers zéro pour des valeurs de N_{arbre} très grandes. Cependant, dans ce dernier cas, nous verrons que l'analyse souffre généralement de sur-entraînement que nous discuterons un peu plus loin.

Par définition, la variable X_{BDT} est définie comme une combinaison linéaire des fonctions de réponses T_k des N_{arbre} arbres considérés impliquant alors que $-1 \leq X_{\text{BDT}} \leq 1$. Notre analyse a été construite de telle sorte que X_{BDT} est positive ou négative dans le cas où la trace va vers le haut ou vers le bas respectivement.

Le panneau de gauche de la figure 9.10 représente le pouvoir de discrimination de l'analyse par arbres de décision boostés associé au cas d'un recul de Fluor de 100 keV avec les caractéristiques suivantes : $\{X = 0 \text{ cm}, Y = 0 \text{ cm}, Z = 5 \text{ cm}, \theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ\}$ et allant vers le bas (cf. section 9.2.4). La figure présente les distributions $f(X_{\text{BDT}}|H)$ et $f(X_{\text{BDT}}|B)$ selon les deux hypothèses H et B ainsi que la somme des deux distributions représentée par la ligne tiretée noire. Ces distributions ont été obtenues en appliquant le résultat de l'analyse donné par la formule (9.6) à un échantillon test de 10000 événements simulés selon l'hypothèse H et B. En effet, la construction d'une telle analyse est basée sur une phase d'apprentissage pendant laquelle les différents arbres de décision optimisent leurs coupures afin d'obtenir le meilleur pouvoir de discrimination. Il faut

1. Le processus de "boosting" revient à donner un poids plus important aux événements mal classés afin que l'arbre suivant se focalise d'avantage sur ces derniers.

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

alors fournir un échantillon de données, appelé échantillon “d’entraînement”, suffisamment grand (10000 traces) correspondant aux deux hypothèses H et B obtenues à partir de la maximisation de la fonction de vraisemblance. Comme nous le verrons par la suite, l’échantillon “test” permet simplement de vérifier que le résultat de l’analyse est viable. Les distributions $f(X_{\text{BDT}}|H)$ et $f(X_{\text{BDT}}|B)$ ayant été obtenues en utilisant l’échantillon “test”, on peut en déduire l’efficacité de la discrimination de l’analyse associée à l’étude de la trace de Fluor considérée. On voit alors une séparation des deux distributions permettant de mettre en évidence une efficacité de discrimination de $\sim 70\%$ en appliquant une coupure stricte sur la variable X_{BDT} telle que :

$$\text{sens de la trace} = \begin{cases} \text{H si } X_{\text{BDT}} > 0 \\ \text{B si } X_{\text{BDT}} < 0 \end{cases}$$

Cependant, l’intérêt de l’analyse par arbres de décision boostés est que l’on peut éviter de faire une coupure sur la valeur de $X_{\text{BDT}}^{\text{obs}}$ en évaluant les probabilités $P(H|X_{\text{BDT}}^{\text{obs}})$ et $P(B|X_{\text{BDT}}^{\text{obs}})$ que la trace observée aille vers le haut et vers le bas. Effectivement, en utilisant le théorème de Bayes, on peut aisément montrer que :

$$P(H/B|X_{\text{BDT}}) = \frac{f(X_{\text{BDT}}|H/B)}{f(X_{\text{BDT}}|H/B) + f(X_{\text{BDT}}|B/B)} \quad (9.7)$$

Le panneau de droite de la figure 9.10 représente les probabilités $P(H|X_{\text{BDT}})$ (en rouge) et $P(B|X_{\text{BDT}})$ (en noir) en fonction de X_{BDT} déduite du résultat de l’analyse précédente présentée sur le panneau gauche de la figure 9.10. On constate alors que pour des valeurs de X_{BDT} telles que $|X_{\text{BDT}}| > 0.2$, les probabilités d’aller soit vers le haut, soit vers le bas sont quasiment de 1. Ainsi, en utilisant une analyse par arbre de décision boostés, on peut soit faire une coupure stricte sur la valeur de X_{BDT} optimisant la discrimination entre les deux hypothèses, soit continuer à considérer les deux hypothèses, pour l’analyse matière sombre qui suit, en leur attribuant un poids donné par leurs probabilités respectives.

Un avantage de l’utilisation d’une analyse basée sur des arbres de décision boostés, en comparaison d’une analyse par réseau de neurones par exemple, est le fait qu’on peut gérer un grand nombre d’observables sans allonger de manière significative le temps de calcul. Cela vient du fait que pendant l’optimisation des coupures constituant l’arbre, l’algorithme va se concentrer uniquement que sur les observables ayant le meilleur pouvoir de discrimination. Ainsi, les observables ayant un faible pouvoir de discrimination seront simplement ignorées lors de la construction des arbres de décision. Cependant, comme toute analyse multivariée nécessitant une phase d’apprentissage, il est nécessaire de s’assurer que les arbres ne sont pas en état de “sur-apprentissage”. Ce phénomène apparaît lorsque les arbres possèdent un grand nombre de feuilles contenant un faible nombre d’événements. Dans un tel cas, les arbres commencent à être sensibles aux fluctuations statistiques de l’échantillon d’entraînement. Afin de vérifier si une telle analyse est sur-entraînée, on calcule les distributions $f(X_{\text{BDT}}|H)$ et $f(X_{\text{BDT}}|B)$ associées à l’échantillon test et si elles sont comparables à celles obtenues sur l’échantillon d’entraînement alors l’analyse n’est pas sur-entraînée. Cette comparaison est généralement effectuée à l’aide du test statistique de Kolmogorov permettant d’évaluer la similitude de deux distributions en se basant sur leurs distributions cumulatives.

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

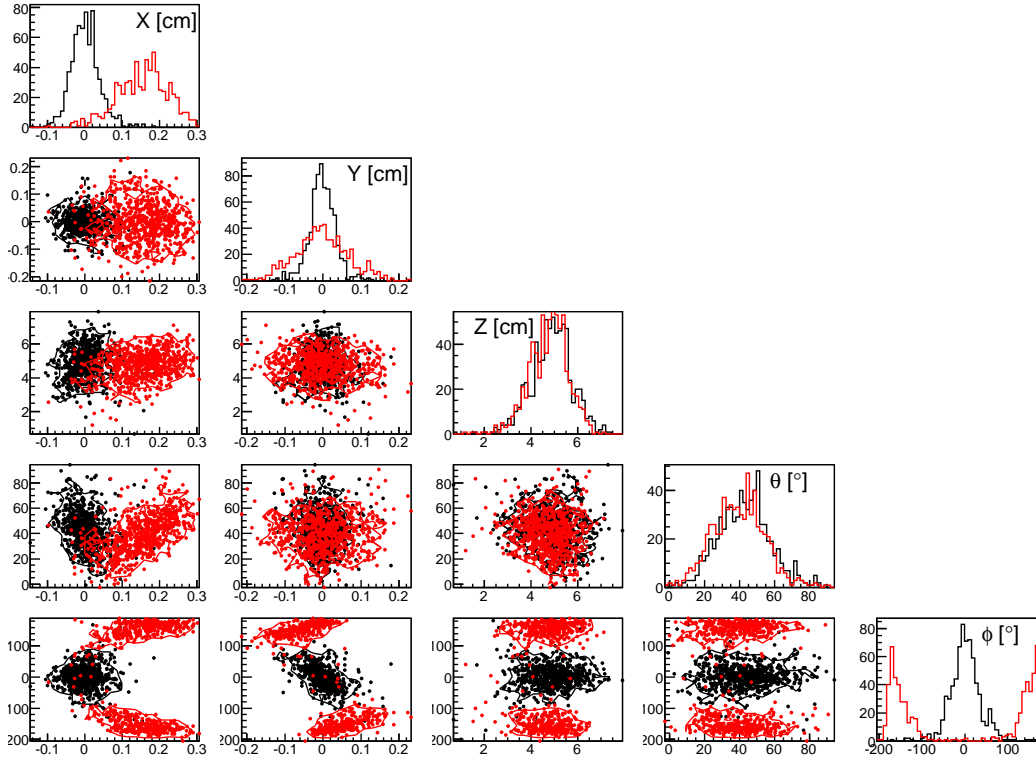


FIGURE 9.11 – Distribution dans l'espace des paramètres des maxima de vraisemblance associés aux deux hypothèses H (rouge) et B (noir) dans le cas d'une trace de fluor de 100 keV avec $X = 0$ cm, $Y = 0$ cm, $Z = 5$ cm, $\theta = 45^\circ$, $\phi = 0^\circ$ et allant vers le bas. Figure extraite de [222].

La difficulté associée à ce type d'analyse est donc de trouver le point d'équilibre permettant d'obtenir le meilleur pouvoir de discrimination tout en étant à la limite du sur-entraînement. Dans notre cas, dans chacune de nos analyses présentées ci-après, on a considéré un nombre d'arbres ($N_{\text{arbre}} = 2000$) et un nombre minimum d'événements par feuille de 50. On a pu vérifier qu'avec cette paramétrisation de nos analyses par arbres de décision boostés il n'y avait pas de sur-entraînement.

9.2.4 Illustration de la méthode

Afin d'illustrer la méthode de reconstruction présentée précédemment, on se propose d'étudier l'exemple de la reconstruction de 1000 traces correspondant à un recul nucléaire de Fluor de 100 keV généré à 5 cm de l'anode, au centre du plan de l'anode ($X = 0$ cm, $Y = 0$ cm), dans la direction ($\theta = 45^\circ$, $\phi = 0^\circ$) et allant vers le bas. Les distributions des maxima de vraisemblance $\hat{P} = \{\hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z}, \hat{\theta}, \hat{\phi}\}$ associées aux deux hypothèses H (rouge) et B (noire) sont représentées sur la figure 9.11. La trace étant simulée vers le bas, on va se concentrer sur les distributions noires afin d'en déduire les résolutions et sur les rouges pour déterminer les effets des différentes déflexions effectuées par le recul pendant sa propagation.

De la figure 9.11, on peut en déduire la résolution spatiale associée à ce cas particulier. On trouve premièrement qu'il n'y a pas de biais dans la reconstruction des coordonnées spatiales du vertex

9.2 Une méthode d'analyse des traces en deux étapes

de la trace car les moyennes des maxima de vraisemblance \hat{X} , \hat{Y} et \hat{Z} sont compatibles avec les valeurs d'entrée : ($X = 0$ cm, $Y = 0$ cm, $Z = 5$ cm). Ensuite, à l'aide des distributions marginalisées à une dimension, on peut déterminer que la résolution spatiale dans le plan de l'anode est de $\sigma_{x,y} \sim 350 \mu\text{m}$ et que la résolution selon l'axe (Oz) est de $\sigma_z \sim 8$ mm. Ce résultat confirme la possibilité de reconstruire la coordonnée Z de la trace en utilisant une méthode statistique appropriée.

Comme le montre la figure 9.11, les distributions de \hat{X} , \hat{Y} et \hat{Z} sont différentes selon les deux hypothèses. Cela s'explique par le fait que dans l'hypothèse H, le point de départ considéré est à l'opposé de celui considéré dans le cas de l'hypothèse B. C'est pour cela, que l'on retrouve un décalage de ~ 2 mm entre les deux distributions associées au paramètre \hat{X} . Effectivement, le parcours moyen d'un Fluor de 100 keV dans le mélange gazeux considéré est de 3 mm (cf. section 7.2), or la trace étant générée selon $\theta = 45^\circ$, on s'attend à une distance moyenne entre le point de départ et le point d'arrivée de la trace, selon l'axe (Ox), de $\simeq 2$ mm. Il n'y a cependant pas de décalage en Y car la trace est dirigée selon $\phi = 0^\circ$ et le décalage selon Z est difficilement visible à cause de la largeur des deux distributions de \hat{Z} . On remarque aussi que les distributions de \hat{X} et \hat{Y} selon l'hypothèse H sont plus larges que celles selon l'hypothèse B à cause des multiples collisions effectuées par recul nucléaire avec les noyaux du gaz.

On constate également sur la figure 9.11 que les distributions de $\hat{\theta}$ et $\hat{\phi}$ selon l'hypothèse B (en noires) sont tout à fait compatibles avec les valeurs d'entrée. Il est donc important de souligner le fait que, grâce à cette méthode de reconstruction, il n'y a pas de biais dans l'estimation de la direction initiale de la trace contrairement au cas de la simple régression linéaire (cf. figure 9.5). De plus, la direction de la trace et sa position sont reconstruits simultanément. En calculant la distribution $f(\gamma)$ de la dispersion angulaire $\gamma = \cos^{-1}(\hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{t})$, où \mathbf{t} correspond au vecteur unitaire représentant la direction initiale de la trace et $\hat{\mathbf{t}}$ son estimateur, on peut calculer la résolution angulaire σ_γ définie telle que²,

$$\int_0^{\sigma_\gamma} f(\gamma) d\gamma = 68\% \quad (9.8)$$

Dans le cas de cet exemple, on a alors trouvé une résolution angulaire de $\sigma_\gamma = 26,7^\circ$ incluant la dispersion angulaire intrinsèque à des reculs de Fluor de 100 keV dans le gaz considéré et les performances du détecteur.

En observant la distribution de $\hat{\phi}$ associée à l'hypothèse H, on constate l'existence d'un décalage du 180° en accord avec le fait de considérer l'extrémité opposée de la trace comme point de départ. Il n'y a pas de décalage dans la distribution de l'angle $\hat{\theta}$ car nous avons volontairement choisi de faire le changement de variable suivant : $\hat{\theta} \rightarrow \hat{\theta} = \cos^{-1}(|\hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{z}|)$ afin de superposer les distributions associées aux hypothèses H et B. Il est intéressant de constater que les corrélations entre les variables d'espace et de direction sont de signe opposé dans le cas des deux hypothèses H et B.

L'analyse par Arbres de Décision Boostés a été effectuée sur cet exemple et les résultats sont ceux présentés à la figure 9.10. On a ainsi pu déterminer dans ce cas particulier une efficacité de la reconnaissance du sens de la trace de $70 \pm 1,5\%$. La barre d'erreur est donnée par le calcul de l'écart type associé à une loi binomiale et vaut $\sqrt{\hat{p}(1-\hat{p})/N}$ où \hat{p} correspond à la probabilité observée (70%) et N au nombre de traces reconstruites (1000).

2. On notera que cette définition de la résolution angulaire σ_γ est différente de celle définie au chapitre 4 et 5 que l'on avait notée σ_Θ .

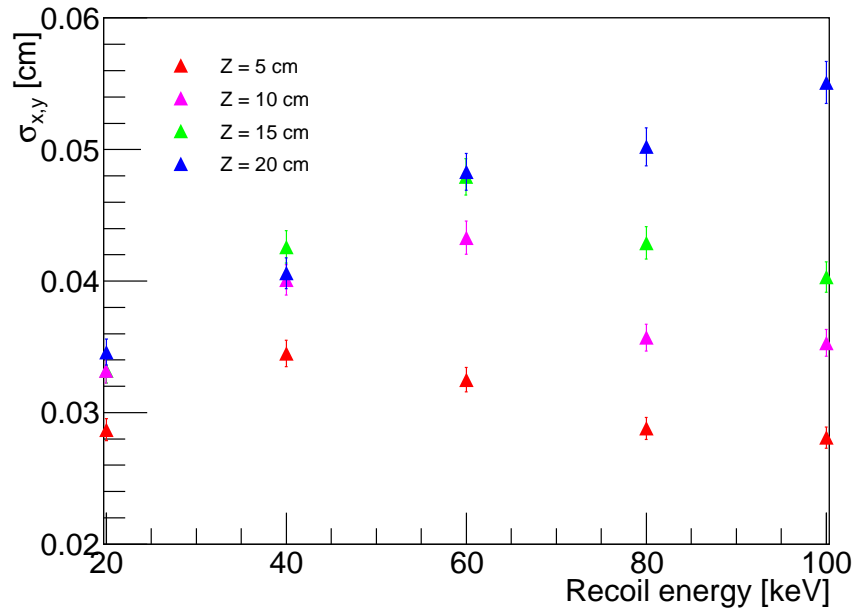


FIGURE 9.12 – $\sigma_{x,y}$ en fonction de l'énergie du recul du fluor, pour 4 valeurs de Z (distance entre la trace et l'anode) : 5 cm (rouge), 10 cm (rose), 15 cm (vert) et 20 cm (bleu). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Figure extraite de [222].

9.3 Estimation des performances de MIMAC

En utilisant la méthode présentée précédemment, on se propose d'étudier dans cette section les performances attendues pour le détecteur MIMAC en terme de résolution spatiale et angulaire ainsi que l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace. Pour cela, nous allons reconstruire 1000 traces générées de manière isotrope afin d'évaluer l'évolution des ces différentes résolutions et efficacité en fonction de l'énergie du recul (E_r) et de sa distance à l'anode (Z).

9.3.1 Résolution spatiale

La résolution spatiale du détecteur est un paramètre de performance très important. En effet, c'est la reconstruction du vertex qui va nous permettre d'identifier un événement issu de la surface, *i.e.* de la radioactivité des matériaux du détecteur constitutifs de l'anode ou de la cathode. En effectuant une fiducialisation du volume du détecteur, on peut limiter la contamination du bruit de fond issu de la radioactivité naturelle.

La résolution $\sigma_{x,y}$ dans le plan de l'anode en fonction de l'énergie de recul est présentée sur la figure 9.12. L'énergie du recul est comprise entre 20 keV et 100 keV et les différentes valeurs de Z considérées sont : $Z = 5$ cm (rouge), $Z = 10$ cm (rose), $Z = 15$ cm (vert) et $Z = 20$ cm (bleu). On constate tout d'abord que $\sigma_{x,y}$ est compris entre 200 μm et 600 μm pour les différents cas étudiés. On constate alors que $\sigma_{x,y}$ augmente lorsque la distance à l'anode augmente. Cela s'explique très simplement avec le phénomène de diffusion des électrons primaires qui évolue selon

9.3 Estimation des performances de MIMAC

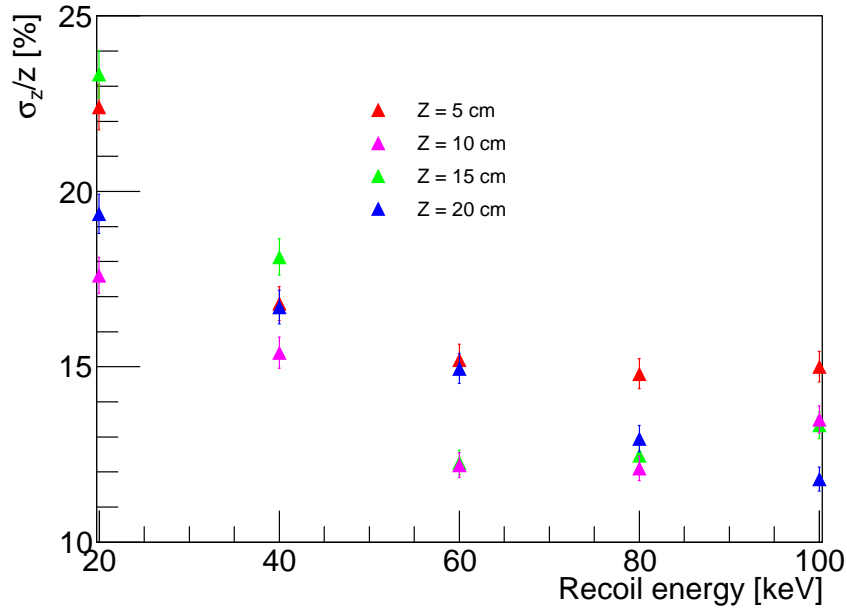


FIGURE 9.13 – σ_z/Z en fonction de l'énergie du recul du fluor. Les résultats sont présentés pour 4 valeurs de Z (distance entre la trace et l'anode) : 5 cm (rouge), 10 cm (rose), 15 cm (vert) et 20 cm (bleu). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Figure extraite de [222].

\sqrt{Z} . On remarque cependant que l'évolution de $\sigma_{x,y}$ en fonction de E_r résulte de la compétition entre deux effets. Lorsque E_r augmente, le parcours effectué par le recul nucléaire augmente également. Ainsi, il y a plus d'incertitude sur la localisation exacte du point de départ de la trace. Pour des petites valeurs de Z où la diffusion est faible, on voit que $\sigma_{x,y}$ passe par un maximum pour diminuer ensuite. L'amélioration de la résolution sur le plan (X,Y) avec E_r vient alors du fait que d'avantage d'électrons primaires sont générés. Ces derniers vont alors impliquer une plus grande densité de charge par échantillon temporel et donc une meilleure localisation du barycentre des charges collectées. Cela va avoir pour conséquence directe d'améliorer la résolution spatiale sur le plan (X,Y). Le résultat de la compétition entre les effets de longueur de parcours et de création de charge va alors dépendre de la diffusion des électrons et donc de Z . C'est pour cela que l'on observe que plus la diffusion est importante, *i.e.* Z grand, plus il faut que le recul soit énergétique pour que la résolution s'améliore avec l'énergie.

La figure 9.13 présente l'évolution de la résolution σ_z selon l'axe (Oz) en fonction de l'énergie du recul et pour différentes valeurs de Z . On observe que la résolution σ_z/Z diminue en augmentant l'énergie du recul nucléaire alors qu'elle ne varie pas de manière significative en fonction de Z . On obtient alors que pour un recul de Fluor de 20 keV, $\sigma_z = 4$ cm et 1 cm pour $Z = 20$ cm et 5 cm respectivement. Le fait que la contrainte sur la coordonnée Z soit moins forte lorsque Z augmente vient de la dépendance en \sqrt{Z} de la diffusion. En effet, la contrainte sur Z obtenue à partir de la mesure des ΔX_i , ΔY_i et Δt_e évolue selon $1/\sqrt{Z}$. Cela implique alors une moins bonne reconstruction de Z lorsque Z est grand. Cependant, il est important de noter que cette

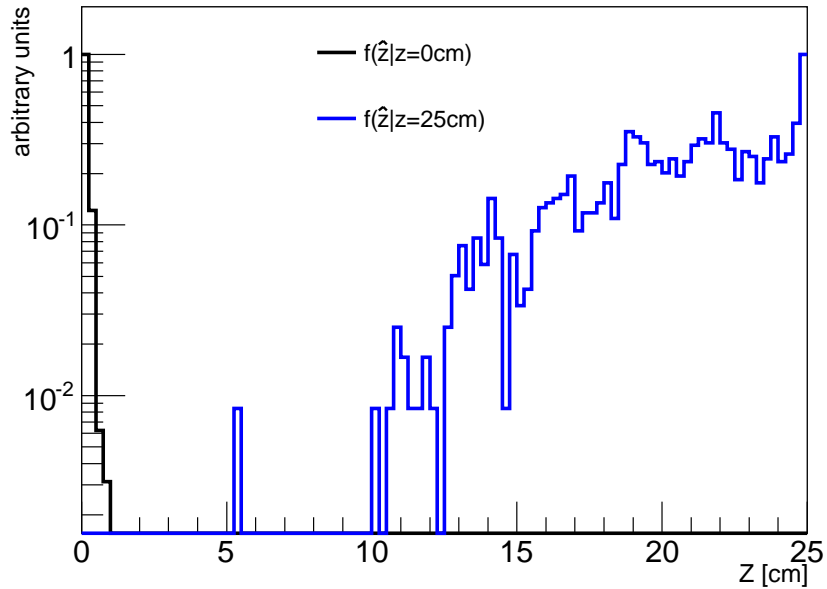


FIGURE 9.14 – Distributions de la valeur reconstruite de la coordonnée Z , pour une contamination venant de l’anode (recul de fluor de 100 keV, en noir) et de la cathode (recul de fluor de 20 keV, en bleu). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Figure extraite de [222].

contrainte obtenue grâce à la méthode de vraisemblance n’était pas possible dans le cas d’une simple régression linéaire. Effectivement, c’est en prenant en considération des observables telles que ΔX_i , ΔY_i et Δt_e que l’on parvient à extraire une contrainte sur la coordonnée Z du vertex d’interaction.

9.3.2 Fiducialisation du détecteur

Comme mentionné plus haut, la reconstruction de la localisation de l’événement dans le volume du détecteur est très importante afin de pouvoir éliminer les événements de surface. Ainsi, la réjection de ces événements permettrait de réduire le bruit de fond de manière plus ou moins importante dépendant de l’activité des matériaux utilisés. Comme cela l’a été démontré aux chapitres 4 et 5, même si la détection directionnelle permet de gérer une grande quantité du bruit de fond grâce à sa signature angulaire forte, la réduction de la contamination de bruit va permettre d’améliorer les limites d’exclusion et le potentiel de découverte de la matière sombre.

Dans le but de déterminer le pouvoir de discrimination des événements de surface, on a présenté sur la figure 9.14 la distribution de \hat{Z} dans le cas de deux jeux de données correspondant aux scénarii les plus défavorables : contamination de l’anode $f(\hat{Z}|Z = 0)$ (reculs de 100 keV, en noir) et contamination de la cathode $f(\hat{Z}|Z = 25)$ (reculs de 20 keV, en bleu). Comme on peut le remarquer sur la figure 9.14, la contamination de l’anode est la moins pénalisante car à ces distance de dérive, la coordonnée en Z est très bien reconstruite permettant alors de facilement

9.3 Estimation des performances de MIMAC

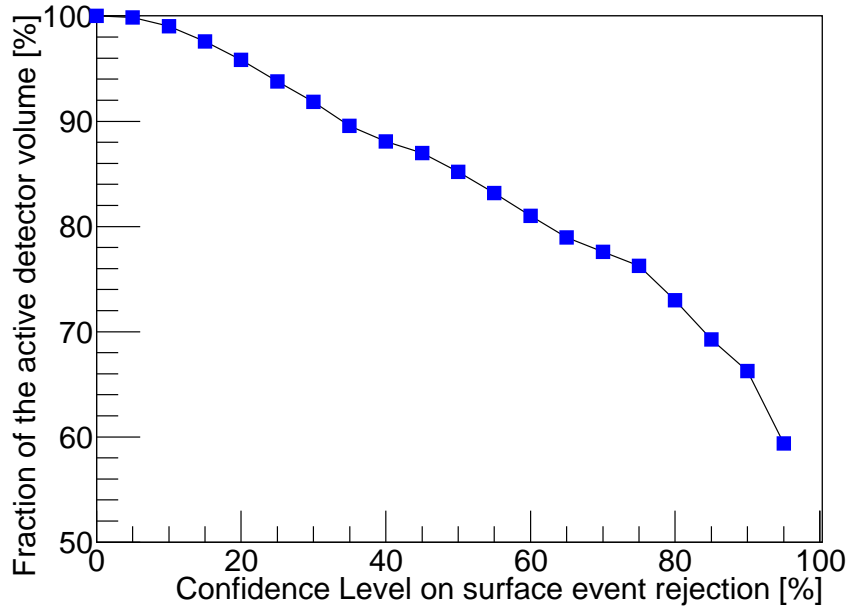


FIGURE 9.15 – Fraction de volume en fonction du niveau de confiance sur la réjection des événements venant de la contamination des matériaux du détecteur. La fiducialisation selon l'axe (Oz) se fait en utilisant les résultats présentés à la figure 9.14 et selon les axes (Ox) et (Oy) en considérant la pire résolution spatiale obtenue : $\sigma_{x,y} = 600 \mu m$. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Figure extraite de [222].

identifier les événements venant de cette dernière. A contrario, σ_z est beaucoup plus important pour des événements issus de la cathode. Des événements reconstruits à $\hat{Z} = 15$ cm ont donc une probabilité non négligeable d'être des événements de surface qu'il faut rejeter. Ainsi, afin de rejeter ces événements de surface, on détermine un volume fiduciel. Ce dernier se détermine à partir des coupures selon les axes X, Y et Z et correspond alors au volume utile du détecteur. Tous les événements reconstruits avec un vertex à l'extérieur de ce dernier seront considérés comme des événements de surface et seront rejetés. La détermination du volume fiduciel se fait donc à partir d'un niveau de confiance CL_{fid} sur la réjection des événements issus des matériaux du détecteur. La détermination des coupures haute (Z_h) et basse (Z_b) selon l'axe (Oz) dans le cas d'une chambre de dérive de 25 cm se fait en utilisant la figure 9.14 de la manière suivante,

$$\int_0^{Z_b} f(\hat{Z}|Z=0)d\hat{Z} = CL_{fid} \quad \text{et} \quad \int_{Z_h}^{25} f(\hat{Z}|Z=25)d\hat{Z} = CL_{fid} \quad (9.9)$$

Afin que la construction du volume fiduciel soit conservative nous avons pris pour résolution sur le plan (X,Y) la valeur $\sigma_{x,y} = 600 \mu m$ et procédé à la détermination des coupures selon les axes (Ox) et (Oy) de la même manière que pour l'axe (Oz) présentée ci-dessus. La figure 9.15 représente la fraction du volume fiduciel (volume actif) du détecteur en fonction du niveau de confiance sur la réjection des événements de surface CL_{fid} allant de 0% à 95%. On constate alors que plus l'on souhaite rejeter avec un haut niveau de confiance les événements de surface, *i.e.* améliorer la pureté des données, plus petit est le volume actif du détecteur. Par exemple, une discrimination de 95%

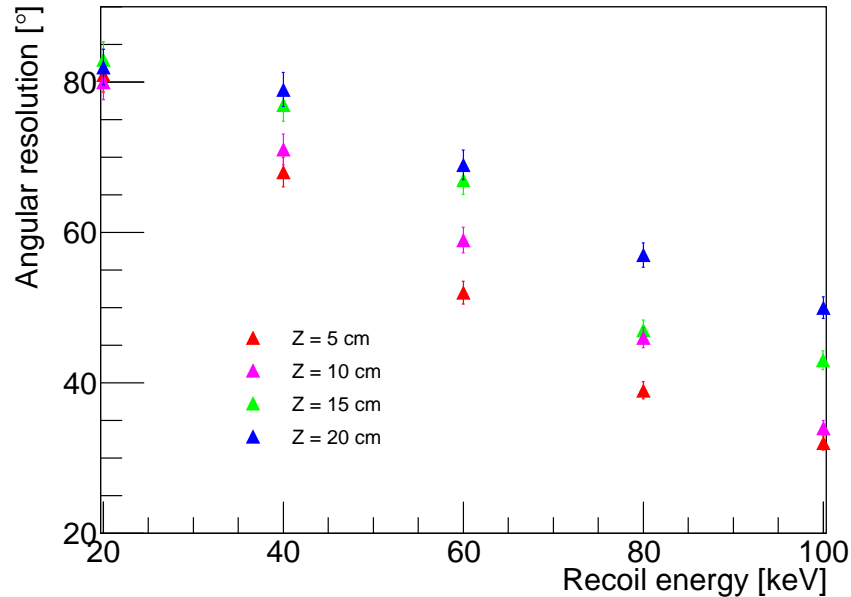


FIGURE 9.16 – Résolution angulaire σ_γ en fonction de l'énergie du recul du fluor, pour 4 valeurs de Z (distance entre la trace et l'anode) : 5 cm (rouge), 10 cm (rose), 15 cm (vert) et 20 cm (bleu). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Figure extraite de [222].

des événements de surface réduit le volume actif de détection de $\sim 60\%$. Ainsi, la fiducialisation du volume du détecteur n'est qu'une question de choix sur le pouvoir de rejet des événements de surface que l'on souhaite obtenir et dont l'impact sur le volume actif du détecteur est donné par la figure 9.15. Ce choix dépend bien évidemment sur la radio-pureté des matériaux utilisés. Plus ces derniers seront de basse activité, plus on pourra se permettre d'avoir un pouvoir de rejection faible et donc un volume actif grand. Cette étude souligne l'importance d'utiliser des matériaux propres d'un point de vue de la radioactivité naturelle.

9.3.3 Résolution angulaire

Le but ultime de la détection directionnelle est de mesurer la direction des reculs nucléaires issus de collisions élastiques entre un WIMP et un noyau du gaz du détecteur. Ainsi, la résolution angulaire avec laquelle la direction des reculs est mesurée est un paramètre essentiel contribuant à l'évaluation des performances d'un détecteur directionnel. La figure 9.16 représente l'évolution de la résolution angulaire σ_γ , définie selon l'équation 9.8, en fonction de l'énergie de recul du noyau de Fluor et pour différentes distance de dérive : $Z = 5$ cm (rouge), $Z = 10$ cm (rose), $Z = 15$ cm (vert) et $Z = 20$ cm (bleu). La reconnaissance du sens de la trace et la résolution angulaire étant deux paramètres indépendants, cette dernière est estimée en supposant le sens de la trace connu. Ainsi, comme le montre la figure 9.16, la résolution angulaire est comprise entre 85° et 30° dépendant fortement de l'énergie du recul mais faiblement de sa distance à l'anode. Cet effet se comprend avec le fait que plus grande est l'énergie du recul, plus longue est sa trace, induisant

9.3 Estimation des performances de MIMAC

alors une meilleure contrainte sur sa direction. Il est important de noter que la résolution angulaire σ_γ n'est pas seulement due à la performance du détecteur, mais aussi aux propriétés intrinsèques des reculs nucléaires de basses énergies. En effet, ces derniers effectuent un grand nombre de collisions élastiques tout au long de leur parcours et induisant alors une certaine dispersion angulaire. Cette dispersion angulaire intrinsèque a été étudiée à la section 7.2 et on a pu constater qu'elle vaut 25° et 18° pour des reculs de Fluor de 20 keV et 100 keV respectivement. Ainsi, les valeurs de σ_γ présentées sur la figure 9.16 prennent en compte les contributions dues aux performances du détecteur mais aussi celles imposées par la physique de la détection de recul nucléaire de basses énergie.

Il est intéressant de remarquer que selon les résultats présentés sur la figure 9.16, la résolution angulaire σ_γ semble se rapprocher d'une limite asymptotique à basse énergie $\sim 85^\circ$ à 20 keV. On peut démontrer très simplement que cette limite asymptotique correspond à la situation d'une *reconstruction aléatoire* de la direction de la trace mesurée. Ce comportement s'explique très simplement par le fait que nous avons séparé la reconstruction des traces selon deux hypothèses : H et B. Ainsi, dans chacune de ces deux hypothèses, les angles θ et ϕ sont contraints à ne prendre que des valeurs correspondant à une demi-sphère orientée vers le haut ou vers le bas. Le calcul de la distribution de l'angle de déviation γ dans ce régime de reconstruction aléatoire de la direction du recul se fait de la manière suivante :

$$f(\gamma) = \cos^{-1} [\sin(\theta_t) \sin(\theta_i) \cos(\phi_t - \phi_i) + \cos(\theta_t) \cos(\theta_i)] \quad (9.10)$$

avec les distributions $f(\theta_t, \phi_t)$ et $f(\theta_i, \phi_i)$ définies par la même distribution $f(\theta, \phi)$ suivante :

$$f(\theta, \phi) = \frac{1}{2\pi} \sin \theta \quad \text{avec } \theta \in [0, \pi/2] \text{ et } \phi \in [0, 2\pi] \quad (9.11)$$

En utilisant alors l'équation 9.8, on trouve une résolution angulaire de 90° correspondant à la limite maximale de la résolution angulaire dans le cas où aucune information directionnelle n'est extraite de la mesure de la trace. Sa direction est donc reconstruite de manière aléatoire. Notons, que dans le cas où la problématique de la reconnaissance du sens de la trace n'existe pas, la distribution de l'angle de déviation angulaire est simplement donnée par $f(\gamma) = \sin(\gamma)$ impliquant alors une limite maximale à la résolution angulaire de 111° .

De cette étude de la résolution angulaire, on peut en déduire que le détecteur MIMAC va pouvoir mesurer des reculs nucléaires avec une résolution angulaire allant de 30° à 85° dépendant de la valeur de E_r et de Z , et que la direction initiale des reculs de Fluor avec des énergies inférieures à 20 keV ne peuvent pas être reconstruites. Il s'agit du seuil de la mesure de la directionnalité des événements de recul nucléaire de Fluor.

Comme nous l'avons présenté aux chapitres 4 et 5, la résolution angulaire affecte seulement légèrement la sensibilité à la matière sombre attendue des futurs détecteurs directionnels. Choisisant une résolution angulaire³ de $\sigma_\gamma = 76^\circ$ constante sur toute la gamme en énergie, ce qui est cohérent avec la figure 9.16, on a pu montrer que le potentiel de découverte dans le cas de WIMP léger est quasiment le même que si nous avions eu une résolution angulaire parfaite. Ce n'est que pour des WIMP lourds $m_\chi \sim 1000 \text{ GeV}/c^2$ qu'une résolution angulaire de $\sigma_\gamma = 76^\circ$ induit une perte

3. $\sigma_\gamma = 76^\circ$ correspond à une dispersion angulaire $\sigma_\Theta = 60^\circ$ telle que définie au chapitre 4 et 5.

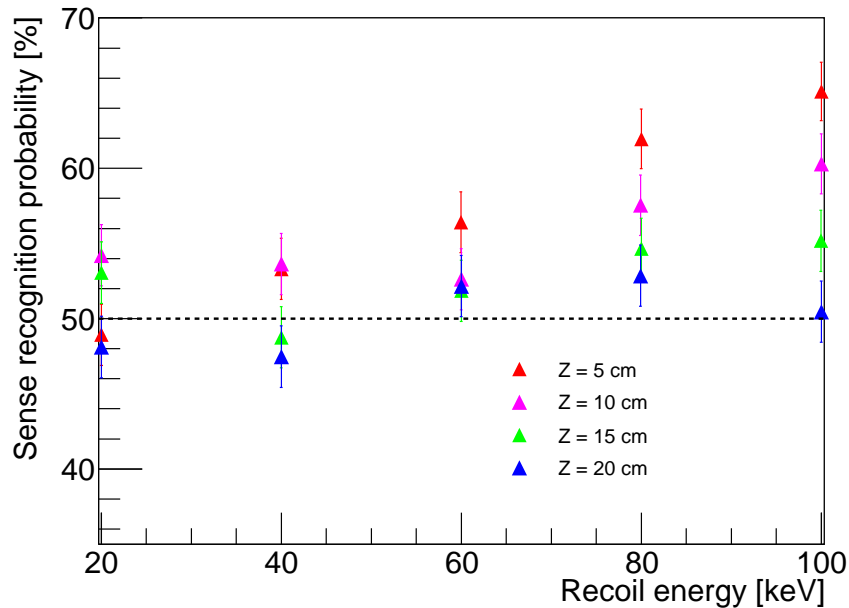


FIGURE 9.17 – Éfficacité de reconnaissance du sens de la trace en fonction de l’énergie du recul du fluor, pour 4 valeurs de Z (distance entre la trace et l’anode) : 5 cm (rouge), 10 cm (rose), 15 cm (vert) et 20 cm (bleu). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar. Figure extraite de [222].

de sensibilité d’environ un facteur 3,3 par rapport au cas $\sigma_\gamma = 0^\circ$. La combinaison des résultats présentés à la figure 9.16 avec ceux des chapitres 4 et 5 nous permettent de conclure que MIMAC devrait avoir une résolution angulaire suffisante pour effectuer une détection directionnelle de matière sombre performante.

9.3.4 Efficacité de la reconnaissance du sens de trace

La reconnaissance du sens de la trace a été longtemps considérée comme un des enjeux majeurs de la détection directionnelle. En effet, sans la reconnaissance du sens de la trace, la distribution angulaire des événements WIMP attendue devient moins anisotrope, avec l’apparition d’un “anti-Cygne”, rendant alors la signature angulaire moins significative. Ceci rend la discrimination entre les événements WIMP et ceux issus du bruit de fond moins efficace et affecte alors le potentiel de découverte du détecteur directionnel considéré. Il est donc de première importance d’estimer par simulation l’efficacité de la reconnaissance du sens de la trace et de la mesurer expérimentalement afin d’évaluer correctement le potentiel de découverte d’un futur détecteur directionnel. On rappelle, que nous avons utilisé une analyse par arbres de décision boostés permettant d’effectuer un test d’hypothèse performant. En effet, ce dernier prend en compte un grand nombre d’observables (11) afin d’optimiser l’efficacité de la reconnaissance du sens de la trace, voir section 9.2.3.

La figure 9.17 présente l’évolution de la probabilité de reconstruire correctement le sens de propagation du recul en fonction de l’énergie de ce dernier et pour différentes valeurs de sa distance

9.3 Estimation des performances de MIMAC

à l'anode : $Z = 5$ cm (rouge), $Z = 10$ cm (rose), $Z = 15$ cm (vert) et $Z = 20$ cm (bleu). D'après la figure 9.17, on peut constater que l'efficacité de reconnaissance de la trace dépend fortement de l'énergie du recul de Fluor et de sa distance à l'anode. Effectivement, pour $Z = 5$ cm, la probabilité de reconstruire le sens de la trace passe de 50% à 65% dans le cas où E_r passe de 20 keV à 100 keV. Cela vient du fait que plus la trace est longue, moins l'effet de la diffusion sur l'asymétrie de charge sera important, conservant alors un facteur γ_q (9.5) significativement positif ou négatif. Cependant, on voit que même à 100 keV, en augmentant Z et donc la diffusion des électrons primaires, l'asymétrie de charge va être de plus en plus atténuée rendant alors le détecteur incapable de discriminer entre les deux hypothèses H et B. Ainsi, même en utilisant une méthode d'analyse multivariée sophistiquée, telle que les arbres de décision boostés, l'efficacité de reconnaissance du sens de la trace demeure très faible.

Ce résultat montre que la reconnaissance du sens de la trace pour des distances de dérive de 20 cm semble impossible alors que pour des distances de dérive de 5 cm, le sens des reculs nucléaires de hautes énergies (60-100) keV peut être partiellement retrouvé. On remarque alors que la reconnaissance du sens de la trace peut se faire, bien qu'avec de faibles valeurs d'efficacité, uniquement pour les reculs nucléaires proches de l'anode (et à haute énergie). Cela suggère soit de réduire la taille de l'espace de dérive de la TPC selon l'axe du champ de dérive, avec un coût important lors de la construction de multi-cellules, ou d'abandonner l'idée de chercher à retrouver le sens de la trace.

De plus que, il est important de préciser que contrairement à la mesure de dérive présentée au chapitre 11, cette étude a été réalisée en considérant un pré-amplificateur de charges avec un temps de montée τ_c infiniment court. Ce scénario représente un cas optimiste comparé à ce que l'on a dans le cas du projet MIMAC car il améliore la sensibilité du détecteur à l'asymétrie de charges γ_q . Effectivement, un temps de montée comparable à Δt_e aura pour effet d'atténuer les variations dans le profil temporel de la collection des charges, diminuant ainsi le pouvoir de discrimination basé sur γ_q . Ce choix a été fait afin de déterminer la borne supérieure des performances que l'on pourrait atteindre dans un cas idéal d'un pré-amplificateur infiniment rapide.

En conclusion, nous avons montré que même en utilisant une méthode d'analyse sophistiquée telle que les arbres de décision boostés, le détecteur MIMAC ne semble pas pouvoir retrouver le sens des traces mesurées avec une grande efficacité pour des énergies de reculs inférieures à 100 keV. On suggère alors de ne pas considérer cette capacité afin de calculer les futures limites d'exclusion ou contours de découvertes avec les données issues des futurs détecteurs directionnels. Comme nous l'avons montré aux chapitres 4 et 5, l'absence de reconnaissance du sens de la trace n'affecte que très légèrement le potentiel d'exclusion et de découverte d'un détecteur directionnel. En effet, dans le cas de la découverte, la sensibilité est seulement diminuée d'un facteur 4 pour des WIMP lourds. Pour des WIMP légers, le potentiel de découverte est quasi inchangé avec les valeurs d'efficacité de reconnaissance du sens de la trace. Ainsi, un détecteur directionnel, tel que celui proposé par la collaboration MIMAC, même sans la reconnaissance du sens de la trace, devrait être capable d'effectuer une découverte de matière sombre supérieure à 3σ pour des sections efficaces comprises entre $10^{-5} - 10^{-3}$ pb.

9.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une nouvelle méthode d'analyse dédiée aux données des futurs détecteurs directionnels. Il s'agit d'une méthode de reconstruction en trois dimensions basée sur la maximisation d'une fonction de vraisemblance combinée à une analyse multivariée par arbres de décision boostés. L'idée de cette méthode est de comparer la trace mesurée à des traces simulées dont on connaît les caractéristiques afin de retrouver : la position du vertex d'interaction entre la particule WIMP et le noyau de fluor (X, Y, Z), la direction initiale de ce recul (θ, ϕ) et son sens de propagation.

Cette méthode a été appliquée au cas du détecteur MIMAC en considérant une simulation complète des différents processus physiques mis en jeu et la stratégie de détection de ce dernier (présentée à la section 8.4). On a ainsi pu montrer que MIMAC devrait être capable d'avoir une résolution spatiale de la centaine de microns selon le plan (X, Y) et de l'ordre du cm selon l'axe (Oz). Ce résultat ouvre alors la possibilité de pouvoir rejeter les événements de surface, issus de la radioactivité des matériaux du détecteur. Enfin, nous avons vu que MIMAC devrait avoir une résolution angulaire entre 20° et 80° selon la distance Z . Ce niveau de résolution angulaire est suffisant pour permettre au détecteur MIMAC de réaliser les objectifs de physiques présentés aux chapitres 4, 5 et 6. Cependant, les résultats de notre étude suggèrent également que la reconnaissance du sens de la trace dépend de l'énergie du recul et de sa distance à l'anode tout en ayant des valeurs d'efficacité faibles. Selon nos résultats, la reconnaissance du sens de la trace n'est pas suffisamment efficace pour des énergies de recul en dessous de 100 keV et nous suggérons de ne pas considérer cette capacité dans les futures analyses.

Enfin, les études phénoménologiques présentées au chapitre 4 et 5 nous permettent de conclure que les performances expérimentales attendues pour le détecteur MIMAC devraient être suffisantes pour permettre d'effectuer une détection directionnelle de matière sombre jusqu'à des sections efficaces de $10^{-5} - 10^{-3}$ pb avec une grande signification.

Chapitre 10

Discrimination électron/recul nucléaire

Un des principaux défis de la détection directe de matière sombre est de limiter, voire de supprimer, les événements de bruit de fond qui sont de deux types : recul électronique et recul nucléaire issu de l'interaction d'un neutron avec un noyau du milieu sensible. Contrairement aux électrons, les reculs nucléaires issus des neutrons ne peuvent pas être discriminés sur la base d'une analyse événement par événement et requièrent une analyse statistique particulière, comme présentée à la partie II, afin d'être correctement traités.

Nous avons vu à la section 2.4 que les stratégies de discrimination électron/recul nucléaire sont basées sur les différents types de mesure de l'énergie déposée dans le détecteur (ionisation, scintillation et chaleur). A contrario, la détection directionnelle ne mesure que l'énergie de l'événements déposée sous forme d'ionisation¹, ce qui n'est pas suffisant pour discriminer les électrons des reculs nucléaires. Même si l'on a montré aux chapitres 4 et 5 que la détection directionnelle peut s'accommoder d'un certain taux de bruit de fond résiduel, sans trop pénaliser son potentiel de découverte ou d'exclusion, la discrimination électron/recul nucléaire demeure un élément clef d'un tel projet.

Dans ce chapitre, on propose une nouvelle méthode permettant de discriminer les reculs électroniques des reculs nucléaires dans le cas du détecteur MIMAC. Nous allons principalement nous intéresser à l'évaluation du pouvoir de discrimination à basse énergie, *i.e.* pour des énergies d'ionisation inférieures à 20 keV. C'est en effet dans cette région que la discrimination est la plus difficile à effectuer. De plus, c'est la plus importante dans le cadre de la recherche de matière sombre². Nous allons donc comparer deux méthodes de discrimination : analyse séquentielle et analyse multivariée (arbres de décision boostés), cette dernière pouvant être appliquée à n'importe quel détecteur à condition de bien choisir les variables discriminantes.

Nous commencerons par discuter le choix des variables discriminantes dans le cas du projet MIMAC et leurs corrélations. On présentera l'analyse séquentielle permettant d'effectuer une discrimination électron/recul. Ensuite, on introduira la discrimination événement par événement basée sur une analyse par arbres de décision boostés qui va nous permettre de calculer la probabilité associée à chaque recul mesuré (ou simulé) d'être de type électronique ou nucléaire. On conclura alors en estimant l'effet d'une telle discrimination sur le potentiel de découverte de matière sombre

1. de récents efforts de la collaboration DM-TPC envisage également de mesurer la scintillation [114].

2. On rappelle que le spectre en énergie des reculs nucléaire issus d'une interaction avec une particule WIMP correspond à une distribution exponentielle de valeur moyenne de l'ordre de 10 keV.

10.1 Les observables discriminantes de MIMAC

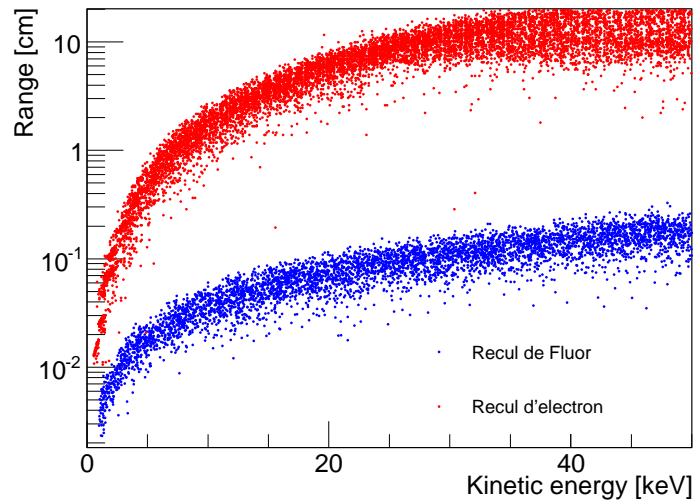


FIGURE 10.1 – Parcours en fonction de l'énergie cinétique pour les électrons (en rouge), les noyaux de Fluors (en bleus). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

d'un détecteur directionnel tel que celui proposé par la collaboration MIMAC.

10.1 Les observables discriminantes de MIMAC

Le détecteur MIMAC permet de mesurer la trace en trois dimensions associées au passage d'une particule ionisante. Il permet d'effectuer une double détection originale, par rapport aux méthodes de détection directe classique, basée sur la mesure de l'énergie d'ionisation et la mesure de la trace en 3D des événements.

10.1.1 Définition des observables discriminantes

Le pouvoir d'arrêt des électrons étant bien plus faible que celui des reculs nucléaires pour une même énergie cinétique, le parcours des électrons est plus grand que celui des noyaux de Fluor. La figure 10.1 présente les distributions de 10000 reculs électroniques (en bleu) et 10000 reculs de Fluor (en rouge) dans le plan (parcours - énergie cinétique). On constate qu'il y a entre 1 et 2 ordres de grandeur de différence entre les deux distributions selon l'énergie cinétique considérée, avec un écart croissant avec l'énergie cinétique. On remarque que la largeur de la distribution associée aux reculs électroniques augmente légèrement à partir de $E_r = 30$ keV à cause des effets de bord du détecteur. On conclut alors que la double détection basée sur la mesure de l'énergie de la particule et la mesure de sa trace en trois dimensions devrait, a priori, nous permettre de rejeter avec une très grande efficacité les événements de type électronique et limiter alors la contamination du bruit de fond des futures données de matière sombre.

10.1 Les observables discriminantes de MIMAC

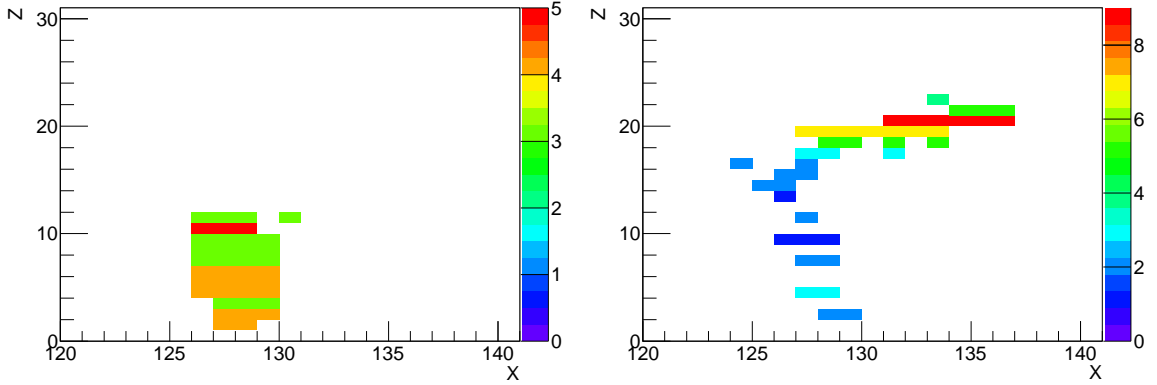


FIGURE 10.2 – Projection dans le plan (X,Z) d'un recul nucléaire de Fluor de 100 keV (à gauche) et d'un électron de 10 keV (à droite). Ces traces ont été générées à 1 cm de l'anode, perpendiculairement à cette dernière et vers la cathode. On a utilisé un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

Afin d'estimer le potentiel de discrimination entre les reculs électroniques et nucléaires du détecteur MIMAC, une simulation complète est nécessaire (elle est décrite à la section 8.4). La figure 10.2 représente les projections à deux dimensions dans le plan (X,Z) des traces simulées d'un Fluor de 100 keV (à gauche) et d'un électron de 10 keV (à droite). Les deux traces ont été simulées à 1 cm de l'anode, en son centre et perpendiculairement à cette dernière vers la cathode. On constate que les deux types de traces ont des topologies très différentes l'une de l'autre. Tout d'abord, on retrouve le fait que le parcours d'un électron de 10 keV est bien plus important que celui d'un recul de Fluor de 100 keV. De plus, le parcours d'un électron étant grand devant les dimensions des pistes X et Y, le détecteur MIMAC va être très sensible aux différentes déflexions angulaires réalisées par l'électron tout au long de son parcours dans le gaz. De ce fait, on constate qu'un recul nucléaire aura une forme beaucoup plus compacte (figure 10.2 gauche) que celle d'un électron (figure 10.2 droite). Cela suggère l'utilisation de deux variables discriminantes qui seront étudiées par la suite. Il s'agit de :

- La longueur curviligne (L_c), qui correspond à la somme des différents segments reliant les N_c barycentres consécutifs d'une même trace telle que,

$$L_c = \sum_{i=1}^{N_c-1} \sqrt{(X_{i+1} - X_i)^2 + (Y_{i+1} - Y_i)^2 + (Z_{i+1} - Z_i)^2} \quad (10.1)$$

L'intérêt de cette observable est qu'elle est fortement liée au parcours de la particule tout en étant également sensible aux différentes déflexions angulaires très caractéristiques de la mesure d'un électron par MIMAC. C'est pour cette raisons que cette observables est préférée au parcours, bien que ces deux observables soient très liées.

- Le NIS, *Normalized Integrated Stragling*, défini comme étant la somme des déflexions angulaires d'une même trace tel que,

$$NIS = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^{N_c-2} \Delta\theta_i \quad (10.2)$$

10.1 Les observables discriminantes de MIMAC

Il s'agit de la somme des déviations angulaires $\Delta\theta_i$ entre chaque barycentre (X_i, Y_i, Z_i) consécutif d'une même trace, normalisée par l'énergie déposée en ionisation. Cette observable s'exprime en unité arbitraire dans le cas de notre simulation car elle dépend de l'étalonnage en énergie du détecteur. Comme dit plus haut, les électrons mesurés par MIMAC étant caractérisés par d'importantes déflexions angulaires, cette variable devrait permettre d'effectuer une discrimination entre les reculs électroniques et les reculs nucléaires.

Il est évident que d'autres observables discriminantes peuvent être déduites de la mesure d'une trace en 3D par un détecteur tel que MIMAC. Par exemple, la fraction de coïncidences spatiales donnée par $N_c/\Delta t_e$ qui est très proche de 1 pour des reculs nucléaires à cause de la compacité des traces de recul nucléaire, et couvrant toute la gamme entre 0 et 1 pour des reculs électroniques. La longueur projetée sur le plan (X,Y) peut aussi être utilisée comme observable discriminante [83]. Cependant ces observables sont très fortement corrélées entre elles et également avec L_c et NIS rendant alors inutile leur considération comme variable discriminante lors d'une analyse multivariée.

10.1.2 Distributions des observables discriminantes

La richesse de la mesure d'une trace en trois dimensions avec le détecteur MIMAC va nous permettre d'avoir accès à deux observables discriminantes très intéressantes : la longueur curviligne L_c et le NIS. Cela va alors nous permettre d'effectuer des coupures dans l'espace à trois dimensions (énergie, L_c , NIS) afin d'optimiser la discrimination entre les reculs électroniques et les reculs nucléaires de Fluor. On se propose dans cette section d'étudier les distributions de chacune de ces observables issues de la simulation de 10000 reculs électronique et nucléaire (^{19}F) générés selon toutes les directions et dans l'ensemble du volume du détecteur considéré (10 cm \times 10 cm \times 25 cm). La figure 10.3 présente les distributions marginalisées à une dimension et à deux dimensions des trois observables E_{ion} , L_c et NIS pour les reculs nucléaires de fluor 19 (bleu) et les électrons (rouge).

- **énergie d'ionisation (E_{ion})** : Les spectres en énergie de recul ont été considérés uniformes entre 0 keV et 50 keV pour les électrons et entre 1 keV et 120 keV pour les reculs nucléaires de fluor 19. L'allure du spectre décroissant des électrons (rouge) avec l'énergie s'explique par les effets de bord du détecteur et le fait que leur parcours soit de l'ordre de ~ 10 cm pour des énergies cinétiques supérieures à 20 keV. Dans le cas des reculs de Fluor, les effets de bord sont négligeables étant donnée la faible longueur de parcours, $\mathcal{O}(1)$ mm, de ces derniers. L'allure du spectre en énergie des reculs de Fluor s'explique alors très simplement avec le facteur de quenching en ionisation. Ce dernier étant de l'ordre de 65% à 120 keV, on comprend que le spectre en énergie des Fluors s'arrête vers 80 keV en énergie d'ionisation.
- **Longueur curviligne (L_c)** : Dans le cas des reculs de Fluor (en bleu), on constate que la distribution de L_c est bien moins large que celle associée aux reculs électroniques et que sa valeur moyenne est de 1,5 cm et sa valeur maximale de 3 cm. Il est important de noter que la longueur curviligne, par définition, est très sensible aux fluctuations en X et Y de la position de chaque barycentre. Cela impose alors que L_c est beaucoup plus grande que le parcours. Dans le cas des électrons, on voit que la distribution de L_c est décroissante à cause des effets de bord. La distribution à deux dimensions présentée sur la figure 10.3, nous montre que L_c ne dépend pas de l'énergie d'ionisation des reculs nucléaires de Fluor. Cela vient du fait que le parcours des

10.1 Les observables discriminantes de MIMAC

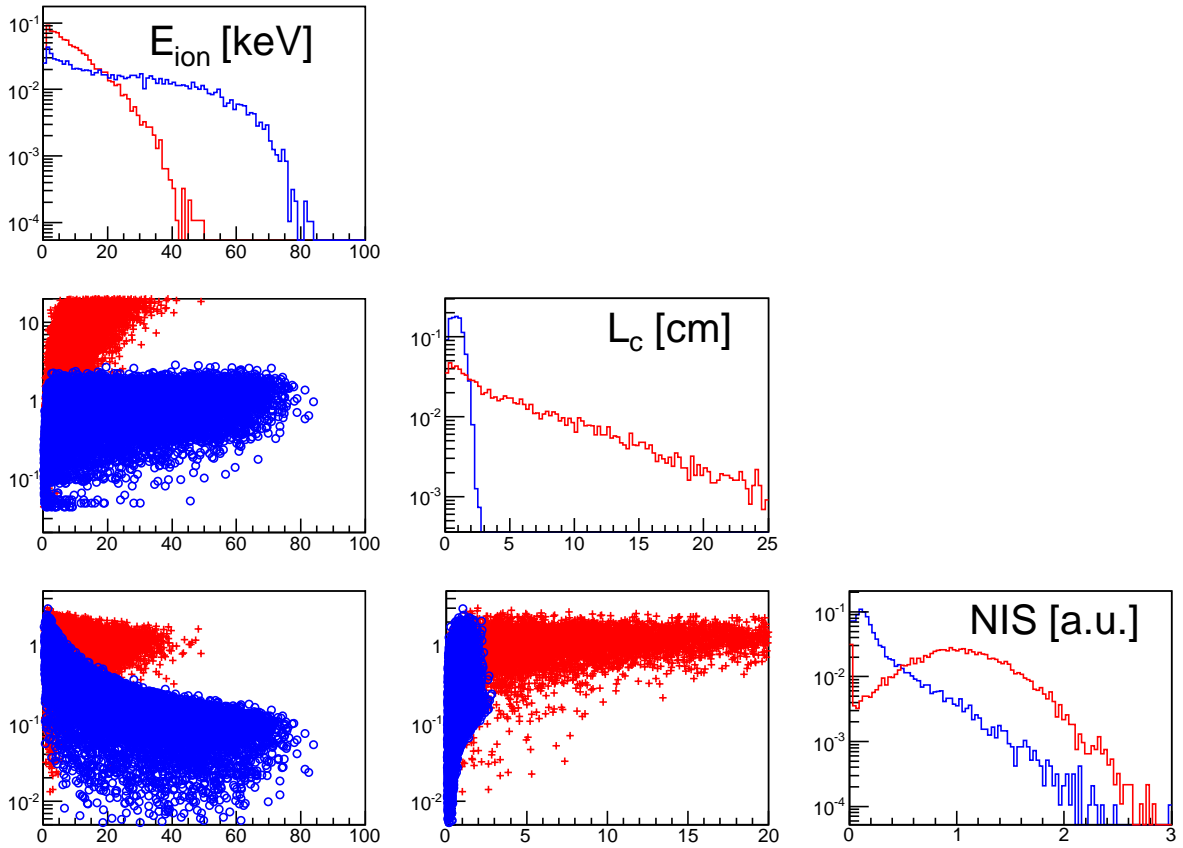


FIGURE 10.3 – Distributions marginalisées à une dimension (diagonale) et à deux dimensions (hors diagonale) des trois observables E_{ion} , L_c et NIS. Les distributions bleues et rouges correspondent aux reculs nucléaires de fluor et électroniques respectivement. Ces résultats simulés ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

fluors est de l'ordre de grandeur de la diffusion longitudinale des électrons primaires et que L_c prend en compte les fluctuations de la position des barycentres. A contrario, cela n'est pas le cas pour les électrons car ces derniers possèdent un parcours suffisamment important pour que L_c ne soit pas dominée par les effets de diffusion. On voit alors qu'à partir de $E_{\text{ion}} = 20$ keV, les deux populations sont très bien séparées impliquant alors une excellente discrimination de ces deux types d'événements.

- **NIS** : On constate que la distribution du NIS pour les reculs de Fluor (en bleu) présente de bien plus petites valeurs que pour les électrons (en rouge). La distribution dans le cas des Fluors est piquée vers des valeurs très proches de $\text{NIS} = 0$ alors que la distribution associée aux électrons possède une allure en cloche avec une valeur moyenne à $\text{NIS} = 1$. Le fait que les deux distributions possèdent un grand nombre de coups à $\text{NIS} = 0$ vient du fait que cette analyse a été effectuée en imposant un nombre minimal de coïncidences spatiale $N_c \geq 2$ qui n'est pas suffisant pour avoir une valeur de NIS différente de 0 pour certains événements. En effet, un minimum de 3 coïncidences spatiales est nécessaire pour avoir au moins une valeur de déviation

10.1 Les observables discriminantes de MIMAC

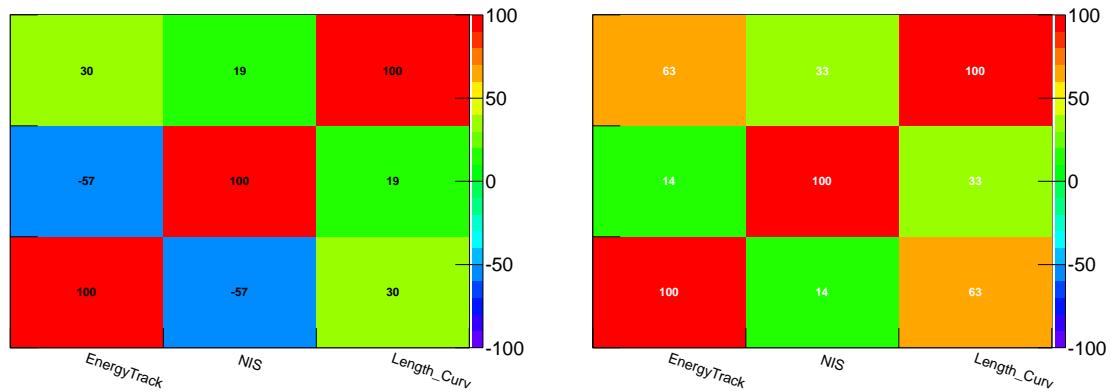


FIGURE 10.4 – Matrices de corrélation des différentes observables pour les reculs de fluor (gauche) et pour les électrons (droite). Les observables sont indiquées sur la figure : E_{ion} , NIS et L_c .

angulaire $\Delta\theta$. La distribution à deux dimensions présentée sur la figure 10.3, nous montre que les distributions du NIS en fonction de l'énergie pour les électrons et les reculs nucléaires sont superposées pour des énergies d'ionisation inférieures à 20 keV. Au delà, les deux populations commencent à être clairement séparables (comme dans le cas de L_c). On observe que le NIS ne dépend pas de l'énergie pour les électrons alors qu'il diminue avec l'énergie pour les reculs de fluor. Par exemple, le NIS perd un facteur 10 lorsque l'on passe de 5 keV à 50 keV (en énergie d'ionisation). Cela témoigne du fait que les reculs nucléaires sont très rectilignes.

Cette étude souligne le fait que ces observables peuvent être utilisées pour discriminer les électrons et les reculs nucléaires. Cependant, afin de valider le fait que les deux observables L_c et NIS vont permettre d'améliorer cette discrimination, il faut vérifier qu'elles sont faiblement corrélées. Dans le cas contraire, l'information apportée par l'une serait redondante avec l'autre et ne permettrait pas d'améliorer le pouvoir de discrimination.

10.1.3 Corrélations des observables

La figure 10.3 présente les distributions sur le plan (NIS, L_c) des événements électrons et reculs nucléaires. Elle illustre la complémentarité entre ces deux observables. En effet, on voit que les électrons sont caractérisés par une distribution allant jusqu'à de grandes valeurs de L_c avec une valeur moyenne de NIS constante alors les reculs nucléaires sont caractérisés par de petites valeurs de L_c et des valeurs de NIS comprises entre 10^{-3} et 1. On présente sur la figure 10.4 les matrices de corrélation des trois observables (E_{ion} , NIS et L_c) dans le cas des reculs nucléaires (gauche) et des reculs électroniques (droite). Comme nous l'avons déjà discuté précédemment, on voit que le NIS et l'énergie d'ionisation sont très faiblement corrélées dans le cas des reculs électroniques ($\sim 14\%$) et fortement anti-corrélées dans le cas des reculs nucléaires ($\sim -60\%$). A contrario, on voit que L_c et l'énergie d'ionisation sont fortement corrélées dans le cas des électrons ($\sim 60\%$) et faiblement corrélées pour les reculs nucléaires ($\sim 30\%$). Enfin, on voit que la corrélation entre les observables L_c et NIS est faible dans les deux cas : $\sim 20\%$ pour les reculs de fluor et $\sim 30\%$ pour les reculs électroniques. De plus, la corrélation de ces deux observables avec l'énergie d'ionisation

est de signe opposée selon que les événements sont de type électronique ou nucléaire. Ainsi, l'utilisation de ces deux observables comme variables discriminantes semblent indiquer que l'on devrait obtenir une excellente discrimination électron/recul nucléaire. De cette étude, on peut en déduire qu'au dessus de 20 keV en énergie d'ionisation une analyse séquentielle (présentée à la section 10.2) devrait permettre d'atteindre d'excellentes valeurs de réjection et d'efficacité. On verra alors, à la section 10.3, qu'au dessous de 20 keV, la discrimination des deux populations d'événements peut être améliorée en utilisant une analyse multivariée telle qu'une analyse par arbres de décision boostés.

10.2 Discrimination par analyse séquentielle

On se propose dans cette section d'étudier les efficacités associées aux coupures sur L_c et le NIS seul puis sur les deux. Cela va alors nous permettre de souligner l'intérêt de ces deux variables discriminantes et également d'estimer le potentiel de discrimination du bruit de fond électronique de MIMAC dans le cas d'une analyse séquentielle. Pour ce faire, nous avons tout d'abord calculé les bornes à 95% de confiance sur la longueur curviligne et le NIS en fonction de l'énergie d'ionisation des distributions des électrons et des reculs de fluor.

Le principe des analyses séquentielles est de rejeter tout événement ne faisant pas partie de la zone d'acceptance des reculs de fluor. Cette dernière est déterminée par la zone entre les bornes à 95% de confiance pour les reculs de fluor à laquelle on soustrait l'intersection avec la zone à 95% de confiance des électrons.

10.2.1 Coupure sur la longueur curviligne

La figure 10.5 présente la distribution des événements faisant partie de la zone d'acceptance de la coupure sur L_c sur le plan (L_c, E_{ion}) en haut à gauche et sur le plan (NIS, E_{ion}) en haut à droite. Les traits noirs en pointillés correspondent aux limites à 95% de confiance des électrons et les traits noirs pleins à celles des reculs de fluor. On constate qu'une contamination de recul électronique persiste, ce qui est tout à fait normal étant donné que les régions d'acceptance ont été définies à 95% de confiance. La figure droite montre que la plupart des électrons ayant passé les coupures sur le plan (L_c, E_{ion}) devraient être rejetés par la coupure sur le plan (NIS, E_{ion}) . Cela démontre alors qu'il existe bien une complémentarité entre les deux observables qui va permettre d'optimiser la discrimination électron/recul nucléaire. Bien que la corrélation entre le NIS et la longueur curviligne soit faible, on constate tout de même qu'une coupure dans le plan (L_c, E_{ion}) impose une limite supérieure sur la valeur du NIS des événements restants.

10.2.2 Coupure sur le NIS

Nous allons maintenant étudier l'effet de la coupure sur le NIS seule. La figure 10.5 au centre présente les distributions des événements passant les coupures établies dans le plan (NIS, E_{ion}) . On constate sur le plan (L_c, E_{ion}) que des événements de type recul électronique sont toujours présents dans les données et que la coupure sur L_c devrait permettre d'en supprimer une grande partie. On remarque aussi que la coupure sur le NIS impose une plus grande énergie seuil que celle sur le parcours. Cela va alors avoir pour effet de limiter considérablement l'efficacité des reculs

10.2 Discrimination par analyse séquentielle

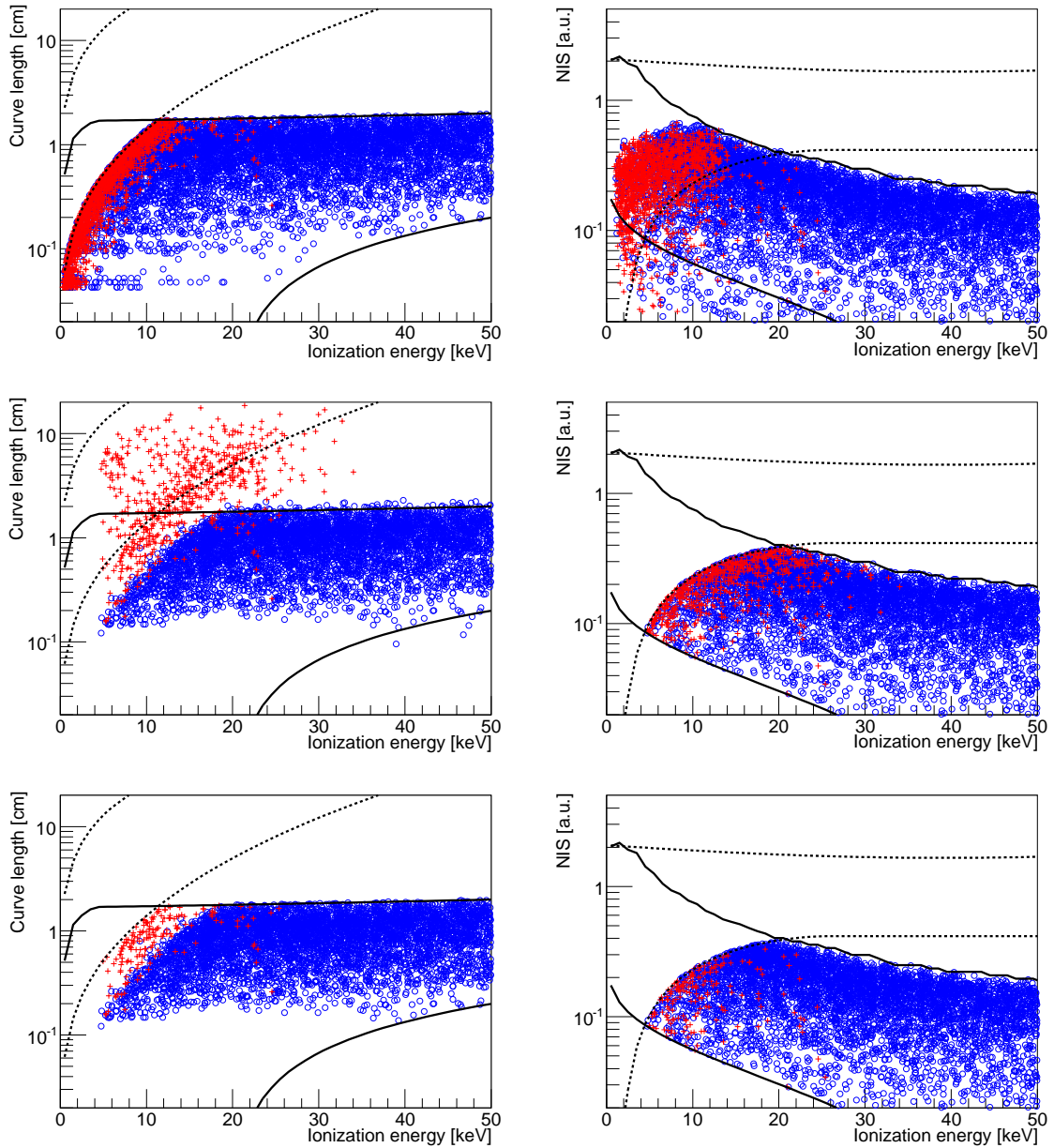


FIGURE 10.5 – Distributions à deux dimensions des trois observables considérées dans les plans (E_{ion}, L_c) à gauche et $(E_{\text{ion}}, \text{NIS})$ à droite dans le cas des coupures sur L_c (en haut), sur NIS (au centre) et sur les deux en même temps (en bas). Les traits noir pleins et pointillés représentent les bornes à 95% de confiance, sur les variables L_c et NIS en fonction de l'énergie, pour les reculs nucléaires (ronds bleus) et électroniques (croix rouges). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

10.2 Discrimination par analyse séquentielle

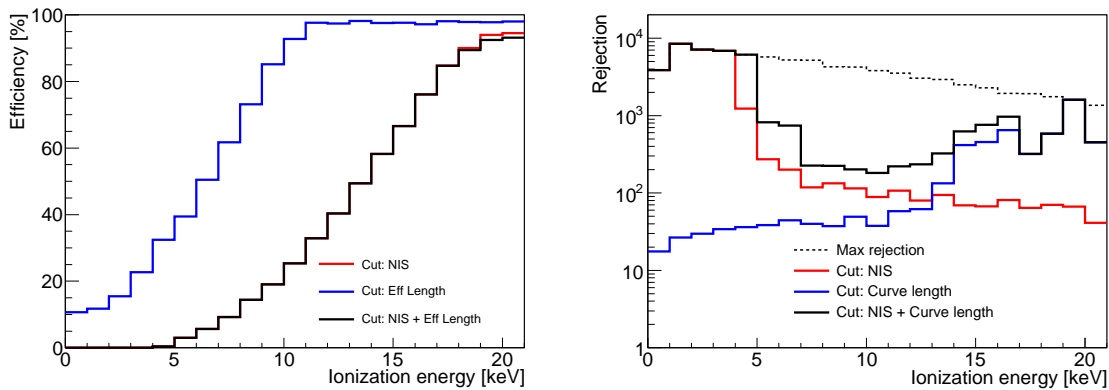


FIGURE 10.6 – Gauche : efficacité en fonction de l'énergie d'ionisation. Droite : pouvoir de rejet R en fonction de l'énergie. La courbe bleue correspond au cas d'une coupure uniquement sur la variable L_c , la courbe rouge à une coupure uniquement sur NIS et la courbe noire à la coupure sur les deux variables. Le trait en pointillé correspond à l'évolution de N_e en fonction de l'énergie d'ionisation. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

nucléaires dans les régions de basse énergie (< 5 keV). De plus, d'après la figure 10.5, on observe qu'une coupure sur le plan (NIS, E_{ion}) va avoir tendance à exclure les traces de recul nucléaire qui sont longues et auxquelles sont associées une énergie en ionisation trop faible. Cela s'observe par l'apparition d'une dépendance linéaire sur le contour des événements fluor restant entre 4 keV et 20 keV. On en déduit alors que seuls les événements fluor de basse énergie suffisamment proches de l'anode seront conservés par cette coupure.

10.2.3 Coupure sur NIS + Parcours

Une complémentarité entre les deux coupures NIS et longueur curviligne semble se dégager. Pour étudier quantitativement cette complémentarité, on se propose dans cette partie de considérer les coupures issues des deux zones d'acceptance définies sur les plans (L_c , E_{ion}) et (NIS, E_{ion}). On peut observer les distributions des événements électroniques (en rouge) et nucléaires (en bleu) en bas de la figure 10.5 restant après les coupures sur les plans (L_c , E_{ion}) à gauche et (NIS, E_{ion}) à droite. On constate qu'une petite contamination de reculs électroniques persiste et que ces derniers pourraient être pour la plupart supprimés, sans perdre de reculs nucléaires, en élargissant la zone d'acceptance associée aux électrons qui représentée par les traits noirs en pointillés sur le plan (L_c , E_{ion}). Notons que cette procédure reviendrait à considérer un niveau de confiance plus important que 95% pour zone d'acceptance des électrons. Finalement, on voit que l'on conserve le seuil en énergie d'ionisation de 4 keV imposé par la coupure sur le NIS.

10.2.4 Comparaison des efficacités

Afin de comparer les performances des trois coupures précédentes, on présente sur la figure 10.6 l'efficacité en fonction de l'énergie d'ionisation (à gauche) définie comme la fraction d'événements reculs nucléaires conservés après coupure, et le pouvoir de rejet R en fonction de l'énergie

10.2 Discrimination par analyse séquentielle

d'ionisation (à droite) défini tel que³ :

$$R = \frac{N_e}{N_e^{\text{select}}} \quad (10.3)$$

avec N_e le nombre d'électrons avant coupure et N_e^{select} correspondant au nombre d'électrons restant après la coupure. Ainsi, si $R = 1000$, 1 électron sur 1000 sera considéré comme un recul.

La figure 10.6 présente les efficacités (panneau de gauche) et les pouvoirs de rejets (panneau de droite) en fonction de l'énergie pour les trois différentes coupures. Dans le cas d'une coupure sur L_c seule (courbe bleu), l'efficacité augmente de 10% à 95% quand l'énergie d'ionisation passe de 0 keV à 10 keV. Ensuite, le pouvoir de rejet est supérieur à 100 au dessus de 15 keV.

Dans le cas de la coupure sur le NIS seule (courbe rouge), on voit apparaître un seuil en énergie d'ionisation de 4 keV au dessus duquel, l'efficacité augmente jusqu'à atteindre 95% à 20 keV. À cause du seuil en énergie d'ionisation, la valeur de rejection en dessous de 4 keV n'a pas de sens car l'efficacité est nulle. On voit alors que le pouvoir de rejet diminue avec E_{ion} jusqu'à atteindre ~ 50 à 20 keV alors que l'efficacité augmente de manière monotone avec l'énergie d'ionisation jusqu'à atteindre 95% à 20 keV. Il est important de noter que nous avons pu vérifier qu'au delà de 20 keV, le pouvoir de rejet augmente de nouveau, comme on peut le voir à partir des distributions sur les plans (E_{ion} , NIS).

Dans le cas de la combinaison des coupures NIS et L_c , on observe que la courbe d'efficacité en fonction de l'énergie d'ionisation est la même que celle obtenue avec la coupure NIS seule celle-ci est la plus restrictive. Ainsi, on conserve le seuil à 4 keV qui est l'inconvénient majeur de cette méthode d'analyse séquentielle. Ensuite, entre 4 keV et 14 keV, on voit que le pouvoir de rejet est dominé par la coupure sur le NIS et que ce dernier vaut au minimum 100 à $E_{\text{ion}} = 10$ keV. Au delà de 14 keV, la discrimination électron/recul nucléaire est dominée par la coupure sur L_c qui atteint 1000 à 20 keV d'ionisation.

10.2.5 Conclusion sur l'analyse séquentielle

Nous avons pu estimer les différentes efficacités associées à une analyse séquentielle visant à effectuer une discrimination électron/recul nucléaire. Nous avons alors pu constater que pour obtenir un pouvoir de réjection suffisamment intéressant, la combinaison des observables L_c et NIS est nécessaire. Cela témoigne alors d'une excellente complémentarité entre ces deux variables discriminantes.

Si l'on considère une gamme en énergie d'ionisation de $E_{\text{ion}} = [0, 5; 17, 5]$ keV, qui équivalente à la gamme en énergie de recul de fluor de $E_r = [5; 50]$ keV, on obtient une efficacité totale de 20% et un pouvoir de rejet total $R = 528$. Cependant, il est important de noter que ces résultats dépendent du spectre en énergie considérés (plats en E_r entre 0 keV et 50 keV pour les électrons et entre 1 keV et 120 keV pour les fluors). On voit alors que dans l'optique d'une recherche d'événements rares tels que ceux issus de la matière sombre, il est impératif d'optimiser l'efficacité en même temps que la réjection. C'est pour cela que dans la suite, nous allons présenter une autre méthode d'analyse qui va nous permettre d'optimiser le rapport efficacité/réjection.

3. En toute rigueur, le pouvoir de rejet doit être défini à un certain niveau de confiance imposant alors une borne supérieure sur la valeur de N_e^{select} suivant une statistique poissonnienne.

10.3 Discrimination basée sur une analyse par Arbres de Décision Boostés

Il est nécessaire d'utiliser une technique de discrimination permettant d'optimiser l'efficacité sans dégrader de trop la réjection du fond électronique. Pour cela, nous allons utiliser une méthode d'analyse multivariée basée sur la méthode des Arbres de Décisions Boostés (BDT)⁴ qui va nous permettre d'étiqueter, avec un certain niveau de confiance, la nature de chaque événements observés.

10.3.1 Analyse BDT dédiée à la discrimination électron/recul nucléaire

Les analyses par Arbres de Décisions Boostés permettent de définir des volumes dans l'espace des observables à trois dimensions (E_{ion} , L_c , NIS) afin d'optimiser la discrimination entre les deux populations d'événements. Ainsi, en ne se basant pas que sur la projection des distributions sur les deux plans (L_c , E_{ion}) et (NIS, E_{ion}), mais sur la distribution à trois dimensions des événements, on va voir qu'une analyse par Arbres de Décision Boosté permet d'obtenir de grands pouvoirs de rejet tout en conservant de grandes efficacités.

Dans notre cas, les Arbres de Décisions Boostés ont été entraînés avec 10^5 événements de reculs électroniques et nucléaires simulés. On a donc imposé un nombre minimal de 100 événements par feuille d'arbre et une arborescence maximale de 10 étages permettant ainsi d'éviter le surentraînement des arbres. On a pu constater que dans ces conditions, notre analyse par Arbre de Décision Boosté permet d'obtenir les meilleurs pouvoir de discrimination possible tout en étant à la limite du sur-entraînement.

10.3.2 Résultats de l'analyse BDT

Les analyses multivariées sous forme d'Arbres de Décision Boostés fonctionnent sur le principe de l'optimisation de coupures linéaires dans l'espace des variables qui sont l'énergie, la longueur curviligne et le NIS dans notre cas. À l'issue d'une telle analyse, on obtient une unique variable BDT qui est une réduction des trois autres variables utilisées.

La figure 10.7 (gauche) représente les distributions de la variable BDT dans le cas des électrons en rouge et des reculs nucléaires de fluor en bleu. On peut en déduire le pouvoir de rejet des électrons en fonction de l'acceptance, présentée sur la figure 10.7 (droite). Ces résultats ont été obtenus en considérant E_{ion} dans l'intervalle [0,5 ; 17,5] keV. On en déduit alors que le pouvoir de discrimination est très proche de 100% lorsque l'efficacité varie entre 0 et 80% puis diminue progressivement jusqu'à atteindre 80% lorsque que l'efficacité est à son tour très proche de 100%. L'intérêt d'une telle analyse est que l'on peut alors choisir le niveau de réjection en fonction du taux de bruit de fond électronique que l'on observe. On obtient ainsi un nouveau degré de liberté qu'il est beaucoup plus complexe d'implémenter dans une méthode plus classique basée sur une analyse séquentielle. Il y a alors deux manières d'utiliser le résultat d'une analyse BDT dédiée à la discrimination électron/recul : soit rejeter les événements dépassant une certaine valeur de coupure sur la variable

4. Le lecteur est invité à consulter le chapitre 9 pour une explication du fonctionnement d'une analyse par arbres de décisions boostés

10.3 Discrimination basée sur une analyse par Arbres de Décision Boostés

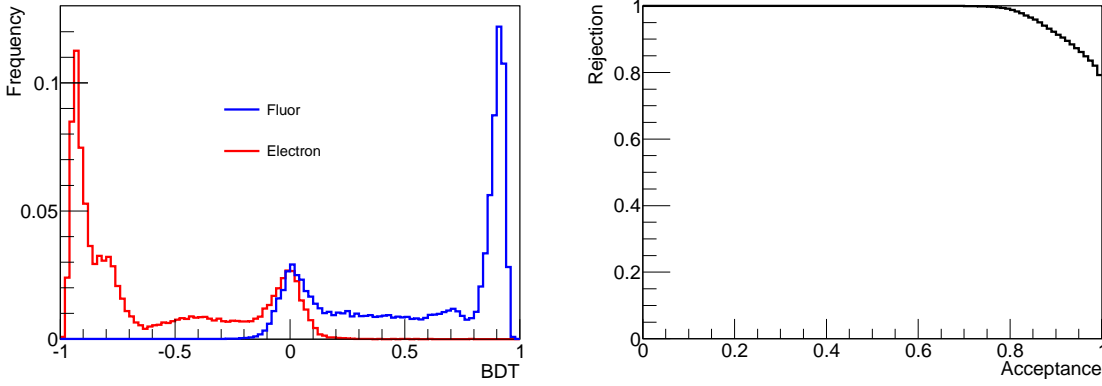


FIGURE 10.7 – Gauche : distribution de la valeur du BDT pour les électrons (en rouge) et les reculs nucléaires (en bleu). Droite : réjection en fonction de l’efficacité. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar et en considérant une gamme en énergie d’ionisation entre 0,5 keV et 17,5 keV.

BDT, soit conserver tous les événements en les pondérant par leur probabilité d’être un recul.

Pour un événement donné, la valeur du BDT est directement reliée à sa probabilité w_i d’être un recul nucléaire via le théorème de Bayes. Cette dernière est définie à partir des densités de probabilités conditionnelles $f(\text{BDT}|\text{electron}) \equiv f_e(\text{BDT})$ et $f(\text{BDT}|\text{fluor}) \equiv f_f(\text{BDT})$ (voir figure 10.7) telle que :

$$w_i = \frac{f_f(\text{BDT}_i)}{f_f(\text{BDT}_i) + f_e(\text{BDT}_i)} \quad (10.4)$$

La figure 10.8 représente 10000 événements de reculs électroniques et nucléaires sur les plans (L_c, E_{ion}) (à gauche) et (NIS, E_{ion}) (à droite) avec un code de couleur correspondant à leur probabilité d’être un recul nucléaire. Ainsi, des couleurs rouges correspondent à une probabilité $w = 1$ d’être un fluor alors que des couleurs mauves correspondent à une probabilité $w = 0$ d’être un recul nucléaire.

On remarque avec intérêt que l’évolution des probabilités d’être un recul nucléaire ou électronique sont très fortement corrélées avec les délimitations des zones d’acceptance (électrons et fluor) à 95% de confiance. Ainsi, lorsque les deux populations sont clairement dissociées, par exemple pour des énergies supérieures à 20 keV (ionisation), tous les points sont strictement associés à une probabilité de 1 ou 0 d’être un recul de fluor. A contrario, en dessous de 10 keV, on observe un net dégradé de couleur tel que $0 < w_i < 1$ reflétant alors l’ambiguïté existante sur la nature des différents événements. Ainsi, une coupure franche sur la valeur de BDT permettrait de rejeter les événements dont l’origine est incertaine au prix d’une diminution de l’efficacité et donc d’une diminution du potentiel de détection de la matière sombre.

Afin d’optimiser l’efficacité, on peut alors envisager de ne pas faire de coupure franche sur la valeur de BDT et de considérer tous les événements mesurés en les pondérant par leur probabilité respective. Pour cela, on construit une fonction de vraisemblance cherchant à ajuster tous les événements dans l’espace $\{E_r(\equiv E_{ion}), \Omega_r, L_c, NIS\}$. Les observables E_{ion} , L_c et NIS peuvent être transformées en une seule variable, BDT, que l’on montre à la figure 10.7 (gauche). Cependant,

10.3 Discrimination basée sur une analyse par Arbres de Décision Boostés

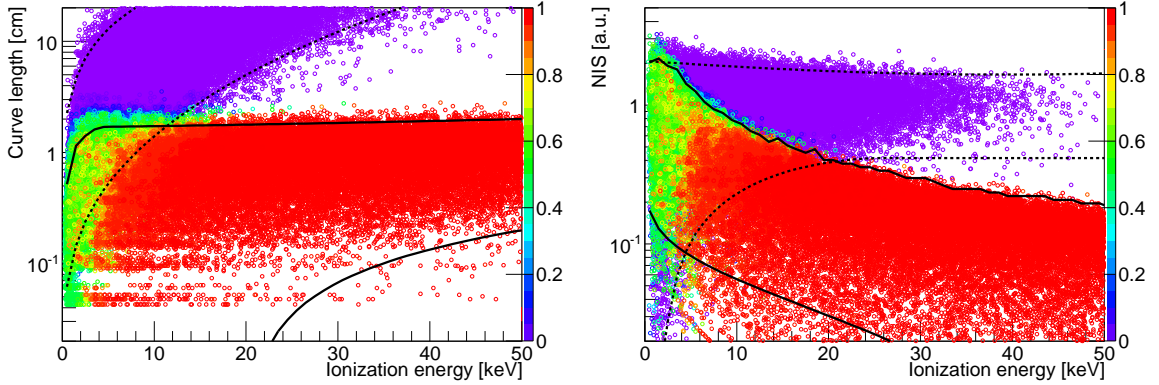


FIGURE 10.8 – Distributions à deux dimensions des trois observables considérées dans les plans (E_{ion}, L_c) à gauche et (E_{ion}, NIS) à droite. La couleur associée à chacun des événements correspond à sa probabilité w d’être un recul nucléaire : rouge $w = 1$ et mauve $w = 0$. Les traits noir pleins et pointillés représentent les bornes à 95% de confiance, sur les variables L_c et NIS . Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

on observe une forte corrélation entre l’énergie déposée sous forme d’ionisation E_{ion} et la variable BDT, voir figure 10.9. Ainsi, la fonction de vraisemblance vue au chapitre 4 doit être modifiée de la manière suivante :

$$\mathcal{L}(\vec{\theta}) = \frac{e^{-\mu_{tot}}}{N!} \times \prod_{i=1}^N \left[\left(\mu_s S(\vec{R}_i) + \mu_n N(\vec{R}_i) \right) \times f_f(BDT_i|E_i) + \mu_e E(\vec{R}_i) \times f_e(BDT_i|E_i) \right] \quad (10.5)$$

où μ_{tot} est défini tel que :

$$\mu_{tot} = \mu_s + \mu_n + \mu_e \quad (10.6)$$

μ_s , μ_n et μ_e correspondent au nombre moyen d’événements WIMP, neutron et électron attendu et N correspond au nombre total d’événements mesurés. Les fonctions $S(\vec{R})$, $N(\vec{R})$ et $E(\vec{R})$ correspondent aux distributions $d^2N/dE_r d\Omega_r$ associées aux événements WIMP, neutrons et électrons. \vec{R}_i fait référence aux différentes caractéristiques du i -ème événement : son énergie E_r et sa direction Ω_r . Les fonctions $f_e(BDT|E)$ et $f_f(BDT|E)$ représentent les densités de probabilité conditionnelles de la variables BDT sachant l’énergie d’ionisation. Ces distributions peuvent être aisément déduites de la figure 10.9 qui montre qu’il y a une forte corrélation entre BDT et E_{ion} . En effet, plus grande est l’énergie d’ionisation, meilleure est la discrimination entre les reculs électroniques et nucléaires impliquant alors des distributions plus piquées à -1 et +1 respectivement. La non corrélation entre BDT et Ω_r s’explique simplement par le fait que les variables L_c et NIS sont faiblement corrélées avec l’orientation de la trace dans le détecteur due à la diffusion des électrons primaires et à l’échantillonnage de la trace effectuée par détecteur. De plus, le passage du référentiel du laboratoire au référentiel galactique nécessite des rotations qui vont permettre de balayer les faibles corrélations résiduelles entre BDT et Ω_r .

10.3 Discrimination basée sur une analyse par Arbres de Décision Boostés

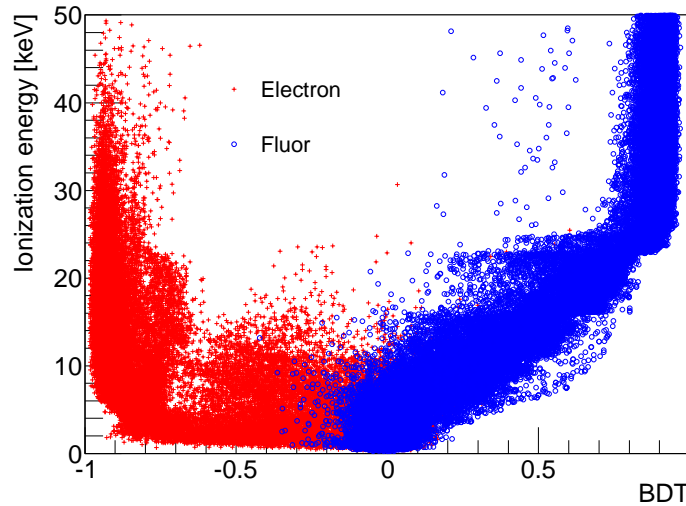


FIGURE 10.9 – Distribution dans le plan (BDT, E_{ion}) pour les événements reculs électroniques (rouge) et de reculs nucléaires (bleu). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

10.3.3 Coupure franche sur la variable BDT

En utilisant une analyse par Arbres de Décision Boostés, on a donc la possibilité de considérer tous les événements mesurés en les pondérant par leur probabilité d’être un recul nucléaire. Cela a pour effet d’avoir une efficacité de 100% tout en conservant un pouvoir de réjection intéressant lors de l’analyse ultérieure dédiée à la recherche d’un signal de matière sombre. L’autre approche consiste à effectuer une coupure franche sur la valeur de la variable BDT. Dans un tel cas, on peut estimer l’efficacité de réjection et d’efficacité associée à une telle coupure en utilisant les résultats présentés à la figure 10.7.

Dans un premier temps, on se propose de prendre le cas illustratif d’une coupure $BDT = 0$. Ainsi, tous les événements ayant une valeur positive de la variable BDT seront considérés comme des reculs nucléaires et comme des reculs électroniques dans le cas contraire.

La figure 10.10 présente les distributions des événements de type recul électronique (en rouge) et nucléaire (en bleu) sur les plans (L_c, E_{ion}) (à gauche) et (NIS, E_{ion}) (à droite). On constate une différence importante avec les coupures standards établies sur ces mêmes plans par les zones d’acceptances à 95% de confiance. Effectivement, on voit que même les régions de l’espace des observables où les distributions d’événements se superposent, certains points sont conservés. Cela vient du fait que les coupures sont optimisées dans l’espace à trois dimensions et non sur chacune des deux projections. Cela ajoute alors un degré de liberté supplémentaire à l’analyse par Arbres de Décision Boostés permettant d’estimer, avec plus de précision, la nature de l’événement. Ainsi, le premier effet évident que l’on voit apparaître est que les régions à basse énergie (< 5 keV) sont de nouveau autorisées alors qu’elles étaient exclues dans le cas d’une analyse séquentielle.

Afin de pouvoir estimer de manière quantitative les efficacités et les pouvoirs de rejet en utilisant des coupures franches sur la variable BDT, on a illustré sur la figure 10.11 l’évolution des efficaci-

10.4 Implications sur le potentiel de découverte de la matière sombre

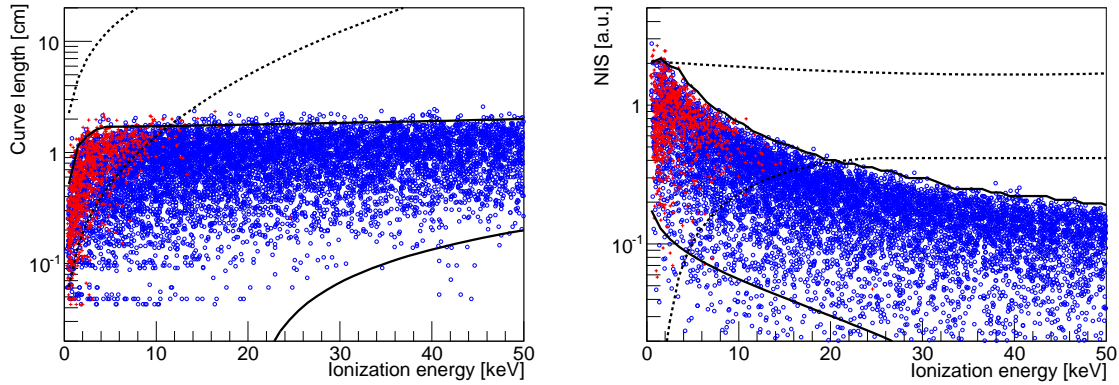


FIGURE 10.10 – Distributions à deux dimensions des trois observables considérées dans les plans (E_{ion}, L_c) à gauche et $(E_{\text{ion}}, \text{NIS})$ à droite dans le cas de la coupure $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0$. Les traits noirs pleins et pointillés représentent les bornes à 95% de confiance, sur les variables L_c et NIS en fonction de l'énergie, pour les reculs nucléaires (ronds bleus) et électroniques (croix rouges). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

tés (à gauche) et des réjections (à droite) en fonction de l'énergie pour des valeurs de coupure sur le BDT telles que : $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0$ (bleu), $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0,1$ (rouge), $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0,23$ (vert) et $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0,32$ (violet). On constate alors que plus la valeur de BDT_{cut} augmente, plus l'efficacité diminue et plus la réjection augmente. Par exemple, l'efficacité devient supérieure à 50% à partir de $E_{\text{ion}} = 2$ keV pour $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0$ alors que pour $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0,32$ il faut que l'énergie de ionisation soit supérieure à 11 keV. Quant à la réjection, on voit que pour $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0$, R ne devient supérieur à 100 qu'à partir de 11 keV alors que dans le cas de $\text{BDT}_{\text{cut}} = 0,32$, la réjection est maximale et supérieure à 10^3 entre 0 et 20 keV. On voit alors que le choix de la valeur de coupure (BDT_{cut}) dépend fortement de la radioactivité des matériaux du détecteur et que selon cette dernière, on peut choisir d'avoir soit un grand pouvoir de rejet, soit une grande efficacité.

Comme pour le cas des coupures séquentielles, en intégrant entre 0,5 keV et 17,5 keV (région d'intérêt pour la matière sombre), on obtient les réjections et efficacités totale suivantes présentées dans le tableau 10.1. Il est important de noter que ces estimations de réjections et d'efficacités correspondent au cas d'un spectre plat en énergie cinétique pour les reculs électroniques entre 0 keV et 50 keV, et pour les reculs nucléaires entre 1 keV et 120 keV. On constate que pour une efficacité de $\sim 20\%$ l'analyse BDT permet d'avoir une réjection 20 fois plus importante que dans le cas d'une analyse séquentielle. Cela souligne à quel point les analyses multivariées permettent d'optimiser les coupures afin d'avoir un grand pouvoir de rejet tout en conservant une efficacité suffisamment importante, ce qui est d'autant plus important dans le cas de la recherche d'événements rares.

10.4 Implications sur le potentiel de découverte de la matière sombre

Dans cette dernière section, on va estimer l'impact des efficacités associées aux différentes valeurs de de rejection sur le potentiel de détection de la matière sombre de MIMAC. Il faut alors calculer

10.4 Implications sur le potentiel de découverte de la matière sombre

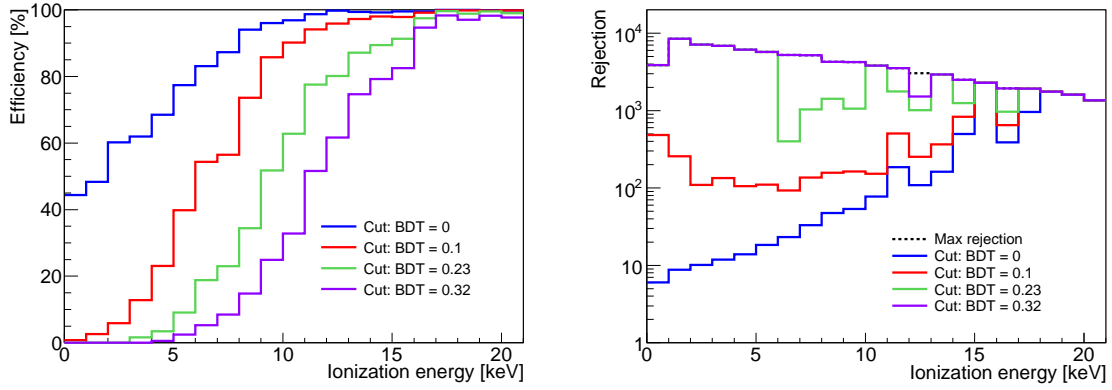


FIGURE 10.11 – Gauche : efficacité en fonction de l'énergie d'ionisation. Droite : pouvoir de rejet R en fonction de l'énergie. On a considéré les coupures sur les valeurs du BDT suivantes : BDT = 0 (courbe bleue), BDT = 0,1 (courbe rouge), BDT = 0,23 (courbe verte) et BDT = 0,32 (courbe mauve). Le trait noir correspond à l'évolution de N_e en fonction de l'énergie d'ionisation. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

BDT _{cut}	Efficacité ϵ (%)	Pouvoir de rejet R
0	79,8	10
0,1	53,43	100
0,23	36,6	1000
0,32	25,68	10000

TABLE 10.1 – Valeurs des efficacités et des pouvoir de rejet associés aux différentes coupures franches sur la variable BDT.

le taux d'événements attendu dans la gamme en énergie d'ionisation considérée en prenant en considération l'acceptance du détecteur qui dépend des coupures de réjection du fond électronique. La nouvelle expression du nombre total d'événements WIMP attendu μ_s se déduit de la formule suivante :

$$\mu_s = \int_{E_{ion}^1}^{E_{ion}^2} \left[\int_0^\infty \frac{dR}{dE_{ion}}(E'_{ion}) \times K(E'_{ion}, E_{ion}) \times \epsilon(E'_{ion}) dE'_{ion} \right] \times \mathcal{A}(E_{ion}) dE_{ion} \quad (10.7)$$

où ϵ correspond à l'efficacité géométrique et de déclenchement ($N_e > 1$) du détecteur pour des reculs nucléaires. $K(E'_{ion}, E_{ion})$ représente la résolution en énergie d'ionisation du détecteur prenant en considération les fluctuations sur le pouvoir d'arrêt électronique [207] estimé par SRIM [197], le nombre de paires électron-ion créées et l'amplification de l'avalanche. Enfin, $\mathcal{A}(E_{ion})$ représente l'efficacité des coupures issues de la discrimination électron/recul nucléaire. Dans notre cas, cette équation a été estimée par Monte Carlo en générant un total de 10^5 événements WIMP d'une énergie de recul comprise entre 0 keV et 160 keV.

10.4 Implications sur le potentiel de découverte de la matière sombre

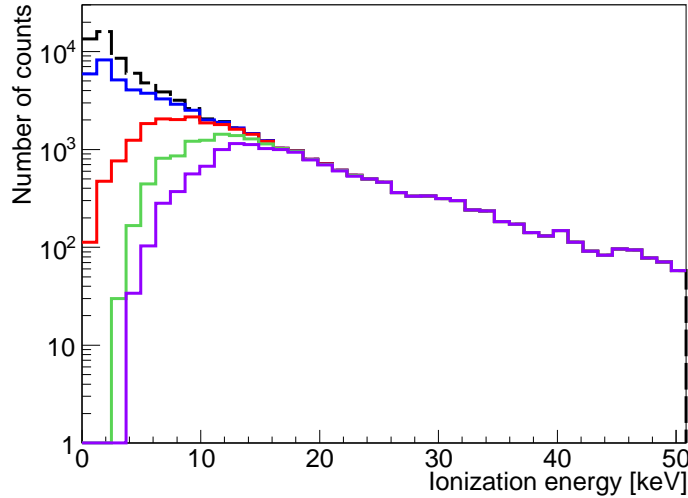


FIGURE 10.12 – Spectres en énergie dR/dE_{ion} selon les coupures $BDT = 0$ (courbe bleue), $BDT = 0,1$ (courbe rouge), $BDT = 0,23$ (courbe verte) et $BDT = 0,32$ (courbe mauve). La courbe noire correspond au cas sans coupure sur la valeur du BDT . Ces résultats ont été obtenus en considérant une masse de particule WIMP de $m_{\chi} = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

La figure 10.12 représente les spectres en énergie d’ionisation obtenus à l’issue de la simulation des 10^5 événements WIMP dans le cas où $m_{\chi} = 100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et où les pouvoirs de rejet sont de : $R = 10$ ($BDT_{\text{cut}} = 0$) en bleu, $R = 100$ ($BDT_{\text{cut}} = 0,1$) en rouge, $R = 1000$ ($BDT_{\text{cut}} = 0,23$) en vert et $R = 10000$ ($BDT_{\text{cut}} = 0,32$) en mauve. La distribution en noire correspond au cas où aucune coupure sur la variable BDT n’a été considérée, *i.e.* $\mathcal{A}(E_{\text{ion}}) = 1$, et permet alors d’estimer l’impact de ϵ , du facteur de quenching en ionisation et de la résolution en énergie sur la sensibilité du détecteur.

On constate alors qu’en augmentant le pouvoir de rejet, on perd principalement les événements de basse énergie de telle sorte que par exemple : $R = 10000$ impose un seuil en énergie d’ionisation de presque 4 keV.

Le niveau de réjection choisi va profondément influencer le potentiel de découverte de la matière sombre d’un détecteur directionnel. Afin d’évaluer cet impact, on a illustré sur la figure 10.13 le potentiel de détection de la matière sombre d’un détecteur directionnel de 10 kg de CF_4 avec une acquisition de 3 ans, tel que proposé par la collaboration MIMAC. S’étant fixé une gamme en énergie de [5, 50] keV, suivant les résultats de SRIM sur l’évaluation du facteur de quenching en ionisation, nous avons considéré une gamme en énergie d’ionisation tel que : $E_{\text{ion}}^1 = 0,5 \text{ keV}$ et $E_{\text{ion}}^2 = 17,5 \text{ keV}$. Les limites présentées correspondent aux limites Poissonienne où aucun événement n’a été détecté pendant toute la période d’acquisition, *i.e.* $N = 0$, voir chapitre 4. On a représenté la limite où aucune réjection ni coupure (N_c) n’est effectuée (courbe noire tiretée), la limite où aucune coupure sur la variable BDT n’est effectuée (trait rouge tiretée), puis les limites issues d’une analyse par Arbres de Décision Boostés (trait pleins) avec $R = 10$ en bleu, $R = 100$ en rouge, $R = 1000$ en vert et $R = 10000$ en mauve, puis celle obtenue en effectuant une analyse séquentielle sur les plans (L_c, E_{ion}) et $(\text{NIS}, E_{\text{ion}})$ et caractérisée par $R = 528$ (trait noir pointillé).

10.4 Implications sur le potentiel de découverte de la matière sombre

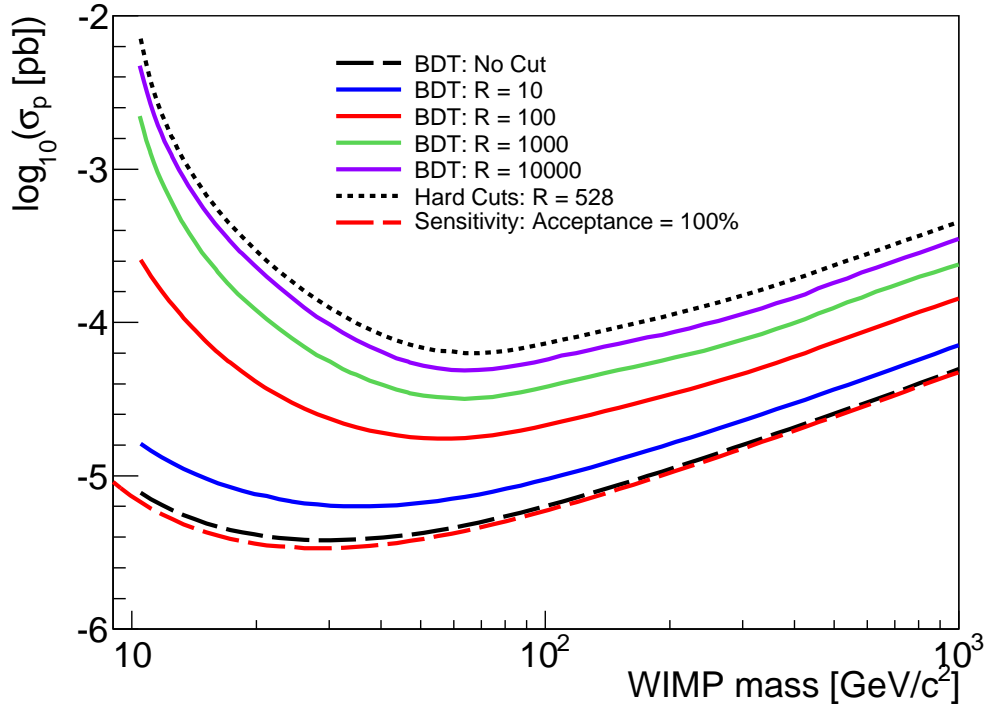


FIGURE 10.13 – Limites d'exclusion à 90% de confiance, calculées dans le cas de l'observation de $N = 0$ événements, dans le plan (σ_p, m_χ) . La courbe noire tiretée représente le cas où aucune coupure venant de ϵ ou \mathcal{A} n'a été effectuée. La courbe rouge tiretée représente le cas où seule l'efficacité de détection ϵ a été prise en compte. Cette courbe représente la sensibilité que l'on obtiendrait dans le cas d'une analyse BDT sans effectuer de coupure sur la valeur du BDT. La courbe noire pointillée correspond à la limite obtenue par l'analyse séquentielle. On a représenté les limites issues de l'analyse BDT en effectuant les coupures : $BDT_{\text{cut}} = 0$ (trait plein bleu), $BDT_{\text{cut}} = 0,1$ (trait plein rouge), $BDT_{\text{cut}} = 0,23$ (trait plein vert) et $BDT_{\text{cut}} = 0,32$ (trait plein violet). Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

On remarque alors que plus l'on augmente le pouvoir de rejet, moins on devient sensible aux WIMP légers à cause de la diminution de l'efficacité qui apparaît principalement à basse énergie (voir figure 10.12). Ainsi, selon le taux de bruit de fond électronique observé, on pourra choisir entre $R = 0$ et $R = 10000$ réduisant alors le potentiel de détection d'un peu plus d'un ordre de grandeur. On comprend qu'il est très important de réduire au maximum toutes les contaminations radioactives présentes dans l'environnement du détecteur pour se permettre de considérer des valeurs importantes d'efficacité et optimiser ainsi le potentiel de découverte de la matière sombre. Notons cependant, que dans cette étude nous n'avons pas considéré la fiducialisation du volume du détecteur, comme présentée à la section 9.3, qui va permettre de limiter les contaminations de surface et réduire le taux d'événements électroniques.

En dernier lieu, on peut également souligner l'intérêt de l'utilisation d'une méthode d'analyse multivariée telle que les Arbres de Décisions Boostés qui permet d'avoir un pouvoir de réjection ~ 20 fois supérieur à celui obtenu avec une analyse séquentielle, tout en ayant la même sensibilité

à la matière sombre (courbe mauve et noire tiretée de la figure 10.13).

10.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la discrimination électron/recul nucléaire dans le cas du détecteur MIMAC. Pour cela, nous avons utilisé une nouvelle approche basée sur une méthode d'analyse multivariée utilisant des Arbres de Décisions Boostés (BDT) pour associer à chaque événement une probabilité d'être un recul nucléaire. Il s'agit d'une méthode d'étiquetage des données qui permet d'optimiser l'efficacité pour un pouvoir de rejet donné, *i.e.* un taux de contamination de reculs électroniques. On a vu qu'à efficacité identique, le pouvoir de rejet obtenu avec la méthode BDT est 20 fois supérieur à celui obtenu avec l'analyse séquentielle. De plus, l'un des intérêts de l'utilisation du BDT comme analyse de discrimination est que l'on peut décider de ne pas faire de coupure BDT_{cut} . Cela permet de conserver la totalité des événements mesurés tout en attribuant à chacun un poids relatif à leur probabilité d'être un recul nucléaire. Dans le cas d'une faible contamination d'électrons, cette stratégie devrait permettre d'atteindre d'excellents potentiels de détection de la matière sombre en maximisant l'efficacité.

Finalement, nous avons évalué l'impact de la discrimination électron/recul nucléaire sur le potentiel de détection de la matière sombre. Nous avons pu montrer que même avec un facteur de réjection $R = 10000$, on ne perd qu'un peu plus d'un ordre de grandeur sur la section efficace axiale WIMP-proton. Cela souligne le fait d'un détecteur directionnel tel que celui proposé par la collaboration MIMAC devrait atteindre des efficacités de discrimination électron/recul nucléaire très importantes tout en conservant une excellente sensibilité à la matière sombre. Cela fait du futur détecteur MIMAC, un projet compétitif avec les expériences actuelles de détection directe de matière sombre sensible à l'interaction axiale sur le proton.

Cinquième partie

Résultats expérimentaux

Chapitre 11

Mesure de la vitesse de dérive des électrons primaires

La vitesse de dérive des électrons est l'une des grandeurs physiques les plus importantes pour la reconstruction en trois dimensions des traces mesurées par un détecteur directionnel. Suite au passage d'une particule ionisante dans l'espace de dérive du détecteur, des paires électron-ion sont créées tout au long de son parcours. Ce sont ces électrons, dit primaires, qui vont nous permettre de mesurer la trace laissée par la particule dans le détecteur. En particulier, la mesure de la troisième dimension de la trace, selon l'axe du champ électrique, est réalisée grâce à un échantillonnage temporel du nuage d'électrons primaires (cf. chapitre 8). La vitesse de dérive joue donc un rôle clef pour la reconstruction des paramètres de la trace (longueur, direction et localisation). Il est également important de connaître le coefficient de diffusion des électrons. Comme nous l'avons vu au chapitre 7, lors de leur dérive, les électrons vont également diffuser perpendiculairement et parallèlement à l'axe du champ de dérive. Cette évaluation de la diffusion est également très importante car elle va nous permettre de contraindre la localisation de la trace dans l'enceinte du détecteur et également de pouvoir reconstruire de manière non-biaisée la direction de chaque trace (cf. chapitre 9).

Dans ce chapitre, on présente une méthode originale de mesure de la vitesse de dérive réalisée avec le détecteur MIMAC et une source d'Américium (^{241}Am) émettrice α avec une énergie cinétique moyenne de 5,478 MeV. Nous verrons alors qu'en utilisant une méthode de vraisemblance associée à une modélisation du signal induit sur la grille se basant sur de la simulation et des mesures de réponse impulsionnelle du montage électronique, on est capable d'obtenir une mesure fiable et cohérente avec les codes de simulation tels que MagBoltz [201]. Cette mesure nous permet également de valider le fait que la collection de charges se fait bien sur tout l'espace de dérive du détecteur.

11.1 Dispositif expérimental

Nous avons utilisé une source collimatée d'Américium (^{241}Am) émettrice α avec une énergie cinétique moyenne $E_\alpha = 5,478$ MeV qui est placée sur la cathode et orientée vers l'anode. Cette énergie est suffisante pour traverser l'espace de dérive du détecteur depuis la cathode jusqu'à l'anode. Sur son parcours de 17,7 cm, la particule α ne dépose que ~ 3 MeV dans l'espace de dérive lorsque

11.1 Dispositif expérimental

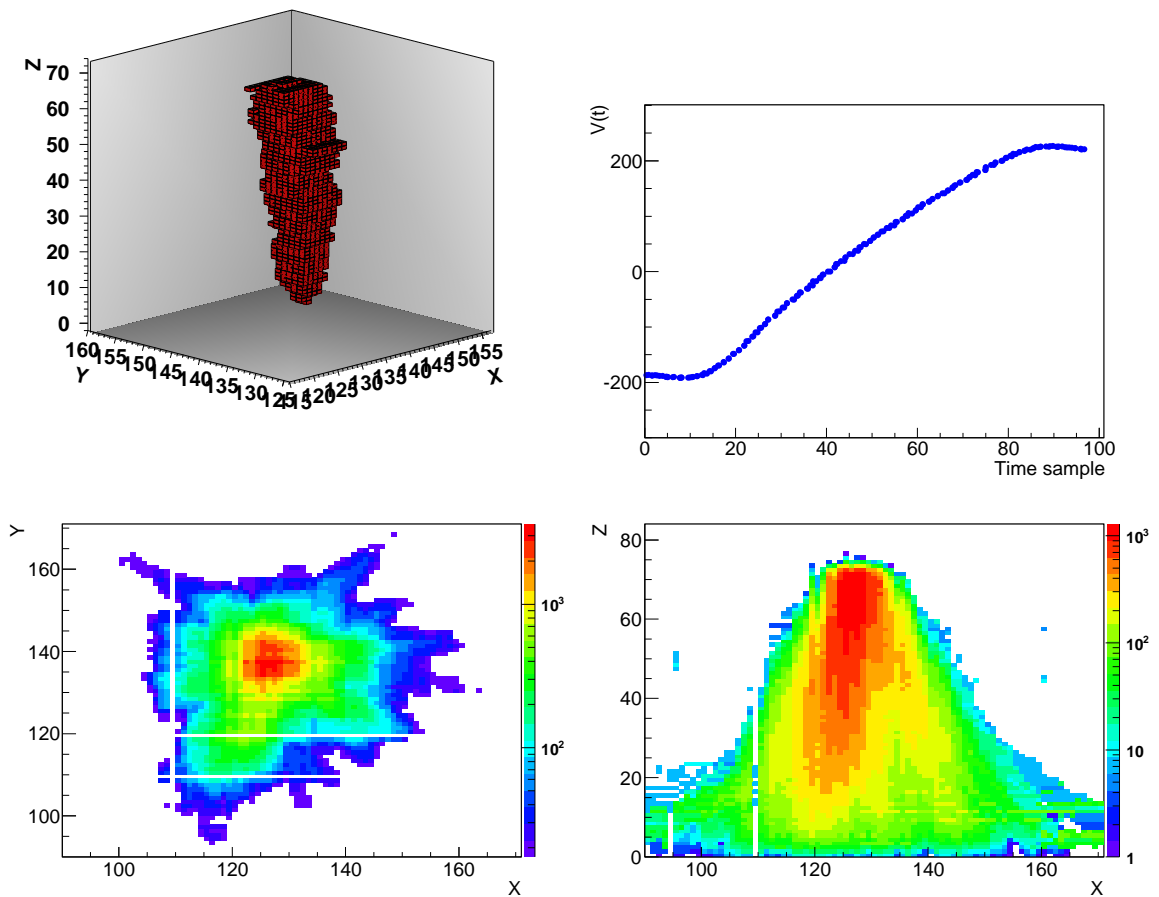


FIGURE 11.1 – En haut à gauche : Trace en trois dimensions d'une particule α provenant de la cathode. En haut à droite : Signal recueilli sur la grille $V(t)$ correspondant à cette même particule α . En bas à gauche : projection sur le plan de l'anode (X,Y) de 500 traces de particule α appartenant à la même mesure de vitesse de dérive. En bas à droite : Projection sur le plan (X,Y) de cette même population de particules α . Ces événements ont été obtenus pour des champs $E_d = 137,9$ V/cm et $E_a = 14,5$ kV/cm avec un gaz de CF_4 pur à 50 mbar.

11.2 Limites d'une estimation directe de la vitesse de dérive

le détecteur contient 50 mbar de CF_4 . Ainsi, on sait avec certitude que la particule α issue de la cathode va également traverser l'anode, ce qui est fondamental pour une technique basée sur la mesure du temps de collection des électrons. La source d'Américium (^{241}Am) collimatée étant placée sur la cathode et la vitesse de propagation de la particule α étant très grande devant celle de la dérive des électrons, on peut se servir de l'instant d'arrivée de la particule α sur l'anode comme instant de départ des électrons primaires créés au niveau de la cathode.

La figure 11.1 présente une trace en 3 dimensions d'une particule α (en haut à gauche) et son signal issu du pré-amplificateur de charges associé (en haut à droite) dans le cas d'un gaz CF_4 pur avec un champ de dérive $E_d = 137,9 \text{ V/cm}$ et un champ d'amplification $E_a = 14,5 \text{ kV/cm}$. Comme nous le verrons par la suite, c'est en se basant sur la mesure du profil du pré-amplificateur de charges $V(t)$ que nous allons déterminer la vitesse de dérive des électrons v_d . Pour chaque condition fixée, valeur de champ électrique et mélange gazeux, on fait l'acquisition d'un grand nombre de particules α afin de limiter l'erreur statistique. La figure 11.1 présente les projections de ~ 500 particules α sur le plan de l'anode (en bas à gauche) et sur le plan (X,Z) parallèle au champ de dérive. On peut en déduire que les traces des particules α semblent toutes venir d'une même source qui présente un angle d'ouverture inférieur à 5° . Cette dernière étant alors très bien collimatée, le profil du dépôt de charge collecté sur la grille peut facilement être estimé à l'aide d'une simulation Geant4 [221].

On peut noter que cette méthode de mesure de vitesse de dérive est très originale par rapport aux méthodes existantes. En effet, dans la plupart des cas, la vitesse de dérive se mesure en utilisant une source de photo-électrons générées à l'aide d'un laser N_2 [224, 225, 226] en effectuant une mesure du temps de collection des électrons entre l'instant d'émission des UV et celui d'arrivée des électrons sur l'anode. De plus, pour avoir une mesure précise de la vitesse de dérive et des champs électriques très homogènes, des espaces de dérive très courts sont généralement utilisés, $\mathcal{O}(10) \text{ mm}$ [226]. Enfin, on préfère généralement utiliser un pré-amplificateur de courant, ayant une excellente résolution temporelle [226], plutôt qu'un pré-amplificateur de charges ayant pour but d'intégrer le courant total induit sur la grille par les électrons et les ions issus de l'avalanche. Néanmoins, notre but est de pouvoir mesurer la vitesse de dérive avec la précision maximale que l'on pourra atteindre avec cette méthode car il s'agit également d'une excellente validation de notre collection des charges. En effet, des mesures vraiment aberrantes de vitesse de dérive pourraient être un indicateur d'un champ électrique de dérive non-homogène ou d'un très grand attachement¹ des électrons nous empêchant de détecter les électrons générés proche de la cathode.

11.2 Limites d'une estimation directe de la vitesse de dérive

On peut dans un premier temps envisager d'estimer la vitesse de dérive par une méthode directe. En effet, pour chaque trace de particule α mesurée, on peut estimer le temps de collection Δt_e des électrons issus de la cathode, à une distance $d = 17,7 \text{ cm}$ de l'anode, et en déduire la vitesse de

1. Cela correspond à la capture des électrons primaires par des molécules ou atomes très électronégatifs présents dans le gaz tels que l'oxygène par exemple.

11.3 Simulation du signal électronique

dérive telle que :

$$v_d = \frac{d}{\Delta t_e} \quad (11.1)$$

avec Δt_e le temps entre le signal d'arrivée de la particule α au niveau de l'anode et l'arrivée du dernier électron primaire ayant parcouru la distance d . La mesure de Δt_e se fait alors naturellement avec le signal issu du pré-amplificateur de charges connecté à la grille en mesurant le temps entre le minimum et le maximum de $V(t)$ (voir figure 11.1). Cependant, comme nous le verrons dans la suite, à cause des différentes propriétés associées à la création du signal électronique sur la grille et aux caractéristiques du pré-amplificateur de charges, la valeur de la vitesse de dérive est nécessairement sous-estimée du fait d'une sur-estimation de Δt_e .

Une seconde stratégie d'analyse de données consiste à utiliser l'information contenue dans la trace en 3 dimensions de la particule α . En effet, les pistes de l'anode pixélisée étant reliées à des pré-amplificateurs de courant, elles possèdent un signal électronique non-retardé et permettent donc d'obtenir une meilleure évaluation du temps de collection des électrons. Ainsi, on peut estimer la vitesse de dérive suivant,

$$v_d = \frac{d}{\Delta t_c} \quad (11.2)$$

où Δt_c correspond au temps entre la première et la dernière coïncidence spatiale (voir figure 11.1). L'intérêt de Δt_c est qu'il est très peu retardé par les différents temps caractéristiques de l'électronique associée. Cependant, comme nous l'avons vu (cf. section 8.1), la probabilité d'obtenir une coïncidence spatiale pour un certain échantillon temporel dépend fortement du nombre d'électrons contenus dans ce même intervalle temporel. Cette méthode ne permet donc pas d'obtenir une mesure non-biaisée de la vitesse de dérive car elle dépend du gain, *i.e.* du champ d'amplification (voir section 7.6).

Finalement, aucune de ces deux méthodes d'analyse ne permet d'obtenir une estimation non-biaisée de la valeur de la vitesse de dérive. Nous avons donc élaboré une méthode d'analyse basée sur une étude par vraisemblance (voir section 11.4) permettant de s'affranchir du biais sur l'estimation de v_d introduit par la diffusion des électrons au cours de leur dérive, le temps de collection des ions dans l'espace d'avalanche et le temps de montée du pré-amplificateur de charges.

11.3 Simulation du signal électronique

Cette nouvelle méthode basée sur une analyse de vraisemblance nécessite une simulation de la tension de sortie du flash-ADC, relié au pré-amplificateur de charges. Afin de mettre en place une telle simulation, nous allons expliquer comment le courant induit sur la grille est simulé puis comment le signal de sortie du flash-ADC a été pris en compte afin d'obtenir une simulation permettant de reproduire les données expérimentales.

11.3.1 Simulation du courant induit sur la grille

Lors de son parcours au travers de la chambre de dérive, la particule α va créer des paires électronique qui vont par la suite dériver vers l'anode et la cathode respectivement. La charge induite sur la

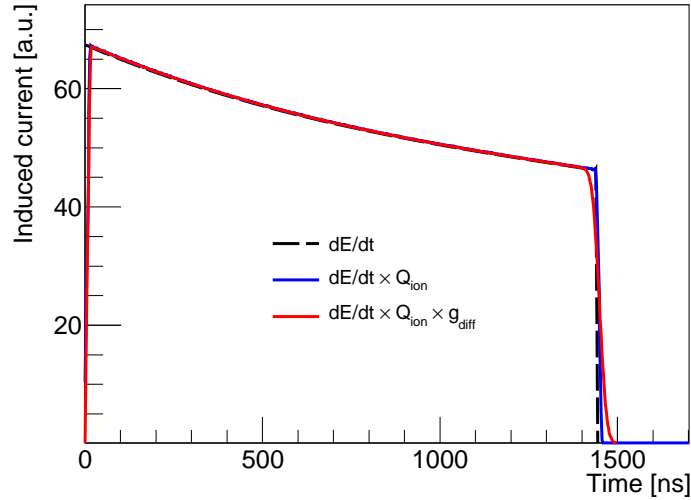


FIGURE 11.2 – Profil du dépôt de charge de la particule α (trait noir tireté), puis convolué avec l'induction de courant sur la grille par l'évacuation des ions (trait bleu plein) et enfin convolué avec la diffusion longitudinale des électrons (trait rouge). Ces résultats ont été obtenus en considérant un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec $v_d = 122,7 \mu\text{m/ns}$, $v_{d_{\text{ion}}} \sim 16 \mu\text{m/ns}$ et $D_l = 440 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$.

grille va donc dépendre de la collection des électrons dans le temps. Afin de reproduire les données expérimentales, nous avons utilisé le dépôt d'énergie par ionisation dE/dx simulé par Geant4. En effectuant un simple changement de variable $x = v_d \times t$, on peut en déduire la projection temporelle dE/dt de la collection des électrons primaires sur l'anode. La courbe noire tiretée présentée sur la figure 11.2 représente l'évolution de la collection de charge sur l'anode dE/dt en fonction du temps dans le cas où $d = 17,7 \text{ cm}$ et $v_d = 122,7 \mu\text{m/ns}$. On remarque avec intérêt que le temps de collection de charge dans un tel cas est de $\Delta t_e \approx 1400 \text{ ns}$.

Comme évoqué au chapitre 7, le courant induit sur la grille est majoritairement dû à la collection des ions issus de l'avalanche sur la grille. Cette vitesse de dérive des ions $v_{d_{\text{ion}}}$ va donc imposer un temps de collection de ces derniers de $\Delta t_{\text{ion}} = v_{d_{\text{ion}}} \times \epsilon$ avec ϵ la largeur de l'espace d'amplification de la Micromegas (de $256 \mu\text{m}$ dans notre cas). En première approximation, on peut alors associer à la collection de chaque électron primaire, une induction de charge $Q_{\text{ion}}(t)$ sous la forme d'un échelon de largeur temporelle égale à Δt_{ion} . La courbe bleue en trait plein représente la convolution de $Q_{\text{ion}}(t)$ avec dE/dt où l'on a considéré $v_{d_{\text{ion}}} \sim 8 \mu\text{m/ns}$. Cette valeur nous vient de l'ajustement effectué sur un exemple présenté à la section 11.4.2. On constate que le temps de collection des électrons Δt_e a été rallongé d'approximativement 20 ns à cause du temps de collection des ions dans la Micromegas. On constate alors que ce dernier est un facteur important qu'il ne faut pas négliger pour obtenir une estimation non-biaisée de la valeur de la vitesse de dérive des électrons.

Finalement, le troisième processus physique qu'il est important de prendre en considération est la diffusion longitudinale des électrons lors de leur dérive. Effectivement, les derniers électrons collectés, ceux qui ont été générés proche de la cathode, auront parcouru $\sim 17,7 \text{ cm}$ impliquant une importante diffusion. Afin de prendre cet effet en compte, on a convolué le signal obtenu

11.3 Simulation du signal électronique

précédemment avec une distribution gaussienne $g_{\text{diff}}(t)$ d'écart type $\sigma_l(t) = D_l \sqrt{v_d \times t}$. Ainsi, la courbe rouge en trait plein présentée sur la figure 11.2 correspond à la simulation du courant induit sur la grille $I_{\text{ind}}(t)$ en fonction du temps calculé suivant,

$$I_{\text{ind}}(t) = \int \int \frac{dE}{dt}(t - \xi) \times Q_{\text{ion}}(\xi - \tau) \times g_{\text{diff}}(\tau) d\tau d\xi \quad (11.3)$$

où l'on a considéré un coefficient de diffusion longitudinale² $D_l = 440 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$.

11.3.2 Fonction de transfert associée à la mesure du signal sur la grille

L'analyse par vraisemblance, présentée à la section suivante, repose sur le fait que le signal est simulé en considérant la fonction de transfert du pré-amplificateur de charges. Ce dernier, associé à l'électronique d'acquisition, permet de mesurer l'énergie d'ionisation déposée par la particule dans le détecteur. Son signal étant échantillonné par un flash-ADC, à une fréquence de 50 MHz, on peut avoir accès à l'évolution temporelle de la collection de charges. Ainsi, la mesure de $dE/dt(t)$ pourrait simplement se déduire de la déconvolution du signal mesuré $V(t)$ par la fonction de transfert du circuit électronique utilisé $F(t)$ qui a été mesurée (voir section 8.2).

Par la suite, cette fonction de transfert sera utilisée afin de modéliser le signal de sortie du pré-amplificateur de charges suite à la détection des particules α . On verra que c'est grâce à l'incorporation de $F(t)$ dans notre modélisation du signal que l'on parvient à mesurer correctement la vitesse de dérive des électrons v_d .

11.3.3 Produit de convolution total

La connaissance de la fonction de transfert $F(t)$ est l'élément nécessaire à l'interprétation des données, associées à la mesure de v_d , obtenues avec le détecteur MIMAC. En effet, si l'on veut remonter au signal physique $I_{\text{ind}}(t)$ afin d'en déduire le profil temporel de la perte d'énergie par ionisation de la particule $dE/dt(t)$ ou la diffusion des électrons primaires lors de leur dérive, il faut déconvoluer le signal mesuré $V(t)$ de sa fonction de transfert $F(t)$. Dans notre cas, nous allons convoluer le signal induit théorique sur la grille $I_{\text{ind}}(t)$ avec cette fonction de transfert afin de reproduire la mesure de $V(t)$ obtenue à partir des différentes mesures d'événements dans le détecteur. Ce produit de convolution, se calcule en utilisant l'équation suivante :

$$V(t) = \int \int \int \frac{dE}{dt}(t - \xi) \times Q_{\text{ion}}(\xi - \tau) \times g_{\text{diff}}(\tau - T) \times F(T) dT d\tau d\xi \quad (11.4)$$

La figure 11.3 présente le courant induit sur la grille simulé $I_{\text{ind}}(t)$ pour $\{v_d = 122,7 \mu\text{m}/\text{ns}, v_{d_{\text{ion}}} \sim 16 \mu\text{m}/\text{ns} \text{ et } D_l = 440 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}\}$ représenté par la courbe noire et représenté par la courbe rouge sur la figure 11.2. La courbe bleue en trait plein représente la fonction $V(t)$ associée au courant induit $I_{\text{ind}}(t)$. Cette dernière a donc été obtenue en calculant la convolution de $I_{\text{ind}}(t)$ et de $F(t)$. Enfin, la courbe rouge en trait tireté correspond à la dérivée temporelle $V'(t)$ de $V(t)$. Comme nous pouvons le voir grâce aux figures 11.3 et 11.2, la dérivée temporelle du signal mesuré $V(t)$ n'est pas tout à fait égale au profil temporel du dépôt de charge dE/dt à cause des différents processus physiques et des limitations de l'électronique qui vont engendrer une certaine

2. Cette valeur nous vient également de l'ajustement effectué sur un exemple présenté à la section 11.4.2

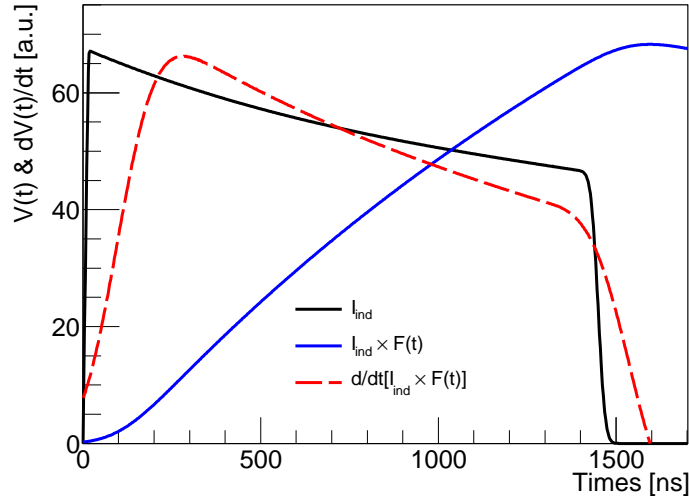


FIGURE 11.3 – Courant induit sur la grille en fonction du temps (trait noir plein), puis convolué avec la fonction de transfert du pré-amplificateur de charge (trait bleu plein). La courbe rouge tiretée représente la dérivé temporelle du signal issu du pré-amplificateur de charge. Ces résultats ont été obtenus en considérant un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec $v_d = 122,7 \mu\text{m/ns}$, $v_{d_{\text{ion}}} \sim 16 \mu\text{m/ns}$ et $D_l = 440 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$.

déformation du signal (élargissement et retard).

On comprend alors que la fonction $V(t)$ dépend des paramètres D_l le coefficient de diffusion longitudinal, $v_{d_{\text{ion}}}$ la vitesse des ions dans la Micromegas et de la vitesse de dérive v_d des électrons primaires dans l'espace de dérive par le biais du calcul de $I_{\text{ind}}(t)$. On utilisera par la suite la notation suivante :

$$V(t; v_d, v_{\text{ion}}, D_l) \tag{11.5}$$

Cette fonction va nous permettre de simuler la tension en sortie du circuit électronique issue de la mesure de particule α pour différentes valeurs de v_d , $v_{d_{\text{ion}}}$ et D_l . Cette fonction constitue notre modèle d'ajustement permettant de définir notre fonction de vraisemblance dédiée à la mesure de la vitesse de dérive des électrons avec le détecteur MIMAC.

11.4 Analyse par méthode de vraisemblance

Les deux observables Δt_e et Δt_c étant biaisées à cause des différents processus physique associés à la détection d'une particule α , une méthode par analyse de vraisemblance basée sur la comparaison entre la simulation et les données est nécessaire. On se propose dans cette section de définir la fonction de vraisemblance dont on illustrera l'utilisation sur un cas particulier.

11.4.1 Définition de la fonction de vraisemblance

Pour chaque mesure de vitesse de dérive, on fait l'acquisition de ~ 500 traces de particule α afin de limiter l'erreur statistique sur la détermination de v_d . Tous les profils $V(t)$ sont alors moyennés afin

11.4 Analyse par méthode de vraisemblance

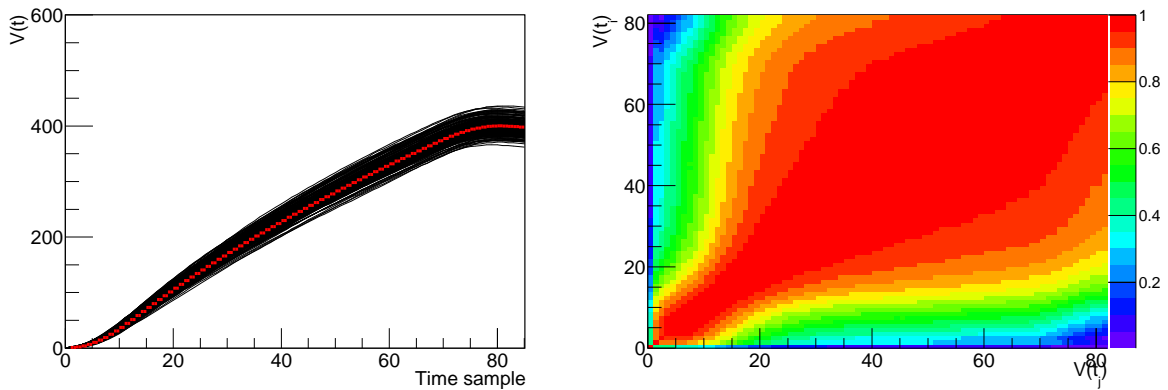


FIGURE 11.4 – Gauche : 500 profils $V(t)$ de signaux issus du pré-amplificateur de charges (traits noirs) et profil moyen $\bar{V}(t)$ (courbe rouge). Droite : matrice de covariance associée aux échantillons $V(t_i)$. Mesures obtenus pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec $E_d = 137,9$ V/cm et $E_a = 14,5$ kV/cm.

d'obtenir le profil moyen $\bar{V}(t)$. C'est ce dernier que l'on ajuste avec notre modèle $V(t; v_d, v_{ion}, D_l)$.

La figure 11.4 (gauche) présente les 500 profils de $V(t)$ mesurés et le profil moyen $\bar{V}(t)$ en rouge. Si l'on veut simplement faire le produit des vraisemblances associées à chaque t_i , il faut que les $V(t_i)$ soient indépendants les uns des autres. Or, comme le montre le panneau de droite de la figure 11.4 qui représente la matrice des corrélations $\rho[V(t_i), V(t_j)]$, les différents échantillons $V(t_i)$ sont très fortement corrélés. Cela s'explique très facilement par le fait que le signal $V(t)$ correspond à une intégration du courant induit. Ainsi, la valeur de $V(t_{i+1})$ est directement reliée à celle de $V(t_i)$. On en conclue alors que l'on ne peut pas considérer la fonction de vraisemblance comme un produit des fonctions de vraisemblance associées à chaque variable $V(t_i)$ et qu'une diagonalisation de la matrice de covariance est nécessaire. Cependant, le nombre d'échantillons temporels est inversement proportionnel à la vitesse de dérive v_d . Dans le cas du CF_4 , on a de l'ordre de 80 échantillons alors que dans le cas où l'on rajoute du CHF_3 , on obtient jusqu'à 300 échantillons³. Les matrices de corrélations étant alors très grandes, il est difficile de les diagonaliser sans instabilités numériques.

Afin de surmonter ce problème, nous avons considéré la dérivée temporelle de $V(t)$ que l'on notera par la suite : $V'(t)$. S'affranchissant du comportement intégrateur du pré-amplificateur de charges, on s'attend à ce que les $V'(t_i)$ soient relativement indépendants. La figure 11.5 (gauche) représente les 500 profils de $V'(t)$ associés à la même mesure que les profils de $V(t)$ présentés à la figure 11.4. Le panneau de droite de la figure 11.5 correspond à la matrice des corrélations $\rho[V'(t_i), V'(t_j)]$. On constate alors que les différents échantillons $V'(t_i)$ sont effectivement très faiblement corrélés les uns aux autres. On remarque cependant la présence de trois structures où les corrélations sont de l'ordre de 0,5 qui sont : la charge et la décharge du pré-amplificateur, et la corrélation entre ces deux régions due à la vitesse de dérive qui impose un nombre constant d'échantillons temporels.

3. Comme nous le verrons à la section 11.5, le CHF_3 est rajouté au mélange gazeux afin de ralentir la dérive des électrons.

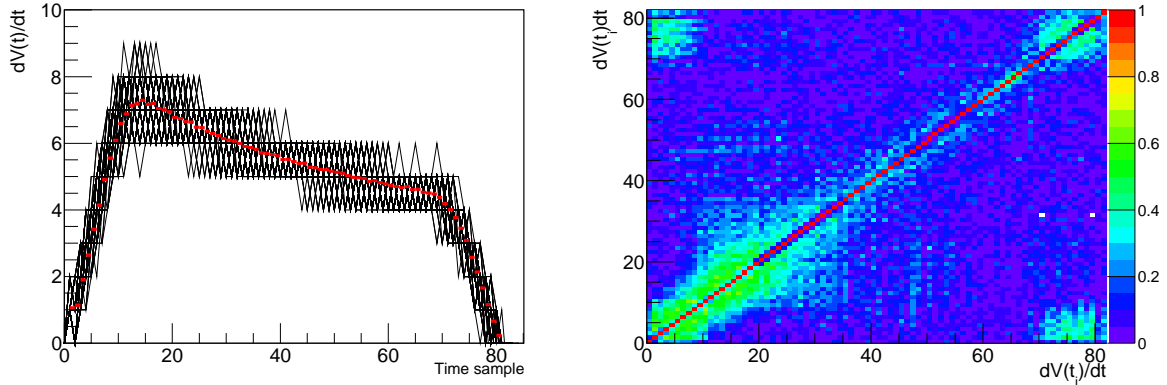


FIGURE 11.5 – Gauche : 500 profils $V'(t)$ de signaux issus du pré-amplificateur de charge (traits noirs) et profil moyen $\bar{V}'(t)$ (courbe rouge). Droite : matrice de covariance associée aux échantillons $V'(t_i)$. Mesures obtenus pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec $E_d = 137,9$ V/cm et $E_a = 14,5$ kV/cm.

Ayant démontré que les échantillons $V'(t_i)$ sont faiblement corrélés entre eux, on va pouvoir écrire la fonction de vraisemblance comme le produit des vraisemblances associées à chaque $\bar{V}'(t_i)$:

$$\mathcal{L}(v_d, v_{ion}, D_l, \delta t, A) = \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_t} \left[\frac{A \times V'(t_i - \delta t; v_d, v_{ion}, D_l) - \bar{V}'(t_i)}{\sigma_{\bar{V}'(t_i)}} \right]^2 \right) \quad (11.6)$$

où les paramètres δt et A correspondent à un éventuel décalage temporel entre les données et le modèle d'ajustement, et l'amplitude du signal, directement proportionnelle à l'énergie déposée par la particule α . $\bar{V}'(t)$ correspond à la valeur moyenne des profils $V'(t)$ et $\sigma_{\bar{V}'(t)}$ à son erreur statistique.

11.4.2 Illustration de la méthode

Afin d'illustrer la méthode par vraisemblance exposée précédemment, on présente les résultats complets de l'analyse d'un cas particulier. Il s'agit du cas où le gaz considéré est du CF_4 pur à 50 mbar avec un champ électrique de dérive $E_d = 137,29$ V/cm et champ d'amplification dans la Micromegas de $E_a = 14,5$ kV/cm. Les profils $\bar{V}(t)$ et $\bar{V}'(t)$ sont ceux présentés sur les figures 11.4 et 11.5 par les points rouges.

Les résultats de la maximisation de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(v_d, v_{d_{ion}}, D_l, \delta t, A)$ associée à ce cas, sont présentés sur la figure 11.6. Cette figure nous permet de comparer les données (points noirs) $\bar{V}(t)$ (gauche) et $\bar{V}'(t)$ (droite) au meilleur ajustement (courbe rouge). Il est important de souligner que la maximisation de la fonction de vraisemblance a été faite sur le profil de $V'(t)$ uniquement.

On constate alors que l'ajustement semble très bon bien qu'il soit caractérisé par une valeur de χ^2 réduit de 4. La valeur un peu élevée du χ^2 réduit vient des barres d'erreurs $\sigma_{\bar{V}'(t_i)}$ qui sont très faibles $\approx 0,04$ à cause de la grande taille de l'échantillon de particules α (500 événements). De plus, on constate une certaine différence entre la simulation (en rouge) et les données (en noir) pour $500 \text{ ns} \leq t \leq 1200 \text{ ns}$ à cause du modèle de la fonction de transfert du pré-amplificateur de

11.4 Analyse par méthode de vraisemblance

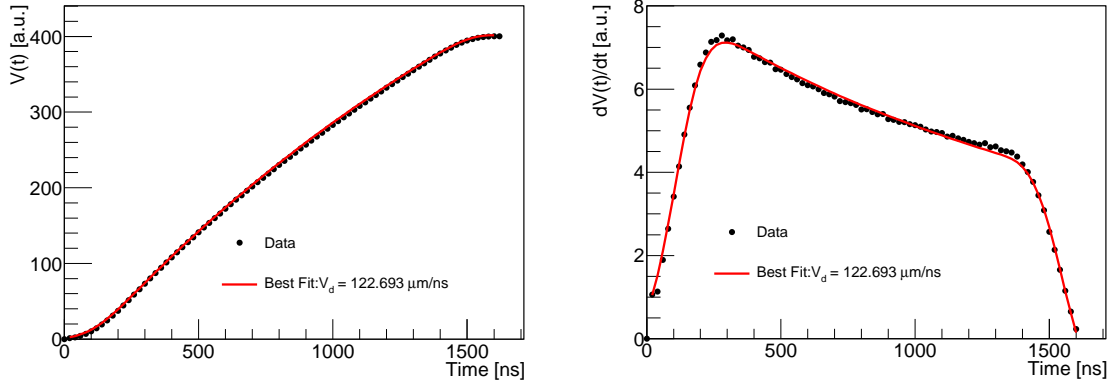


FIGURE 11.6 – Gauche : représentation du profil moyen $\bar{V}(t)$ (points noirs) et du meilleur ajustement (trait rouge). Droite : représentation du profil moyen $\bar{V}'(t)$ (points noirs) et du meilleur ajustement (trait rouge). Résultats obtenus pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec $E_d = 137,9$ V/cm et $E_a = 14,5$ kV/cm.

charges $F(t)$. Effectivement, le modèle d'ajustement de $F(t)$ fait l'hypothèse d'une décroissance du pré-amplificateur de charge sous la forme d'une exponentielle. Cependant, nous n'avons que 8 échantillons de $F(t)$ pour évaluer sa pente de décroissance (voir section 8.2). Ainsi, il peut exister une différence entre notre modèle de fonction de transfert et la réalité. Pour résoudre ce problème il suffirait de recommencer la mesure de $F(t)$ en permettant à l'acquisition de recueillir un plus grand nombre d'échantillons après avoir atteint le maximum. Si, même après avoir amélioré la définition de $F(t)$, un écart entre le modèle et la mesure persiste, alors cela peut venir d'une mauvaise modélisation des autres processus physiques tels que le pouvoir d'arrêt en ionisation dE/dx prédit par Geant4, la création du signal sur la grille ou encore la diffusion des électrons primaires. Il est important cependant de noter que l'ajustement sur la montée et la descente de $V'(t)$ est excellent. Cette remarque est d'autant plus importante que la contrainte sur la vitesse de dérive se fait exclusivement sur ces deux régions. Ces dernières sont alors correctement ajustées car leur allure est principalement reliée à la montée de $F(t)$ qui est parfaitement ajustée par notre modèle. Ainsi, même si l'ajustement n'est pas optimal tout le long du profil de $V'(t)$, ce dernier étant très bon au niveau de la montée et de la descente de $V'(t)$, la vitesse de dérive est correctement mesurée.

L'intérêt de l'utilisation d'une méthode de vraisemblance pour déterminer la vitesse de dérive des électrons est que l'on peut aisément estimer la barre d'erreur en utilisant les propriétés de la fonction de vraisemblance profilée. Effectivement, en construisant le rapport des vraisemblance $\lambda(v_d)$ en fonction du paramètre d'intérêt (v_d) tel que,

$$\lambda(v_d) = \frac{\mathcal{L}(v_d, \hat{v}_{d_{ion}}, \hat{D}_l, \hat{\delta}t, \hat{A})}{\mathcal{L}(\hat{v}_d, \hat{v}_{d_{ion}}, \hat{D}_l, \hat{\delta}t, \hat{A})} \quad (11.7)$$

on peut déterminer la barre d'erreur sur le paramètre v_d en résolvant l'équation suivante :

$$-2 \ln[\lambda(\hat{v}_d \pm \sigma_{v_d}^{\pm})] = 1 \quad (11.8)$$

σ^{\pm} représente les erreurs supérieure et inférieure dans le cas d'une barre d'erreur asymétrique. Les résultats obtenus en effectuant une vraisemblance profilée et non-profilée, *i.e.* en fixant tous les

11.4 Analyse par méthode de vraisemblance

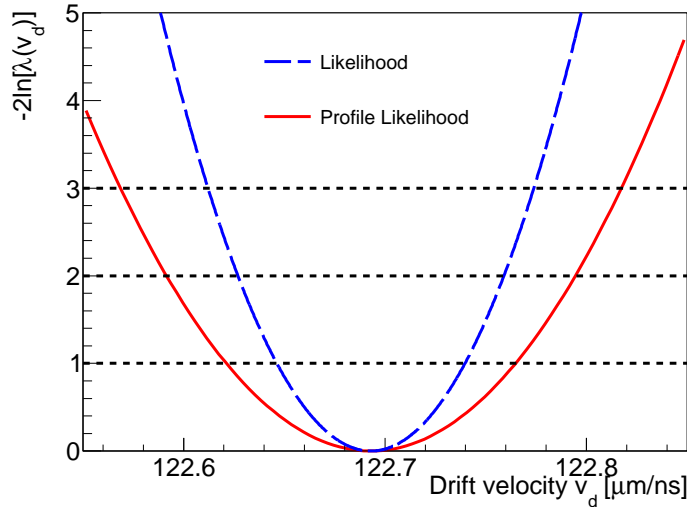


FIGURE 11.7 – Évolution de $-2 \ln[\lambda(v_d \pm \sigma_{v_d}^{\pm})]$ pour une fonction de vraisemblance profilée (trait rouge) et non-profilée (trait bleu pointillé). Résultats obtenus pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec $E_d = 137,9$ V/cm et $E_a = 14,5$ kV/cm.

paramètres autres que v_d à leur valeur estimée par la maximisation de $\mathcal{L}(v_d, v_{d_{ion}}, D_l, \delta t, A)$, sont présentés sur la figure 11.7 par les courbes rouge et bleue respectivement. On constate alors que la barre d'erreur estimée en utilisant la fonction de vraisemblance profilée est plus importante ($\sigma_{v_d} = 0,14 \mu\text{m/ns}$) que dans le cas non-profilé ($\sigma_{v_d} = 0,1 \mu\text{m/ns}$)⁴. Cela vient du fait que la fonction de vraisemblance prend en considération les incertitudes sur les paramètres autres que v_d en maximisant selon ces derniers pour chaque valeur fixée de la vitesse de dérive. On obtient alors :

$$v_d = 122,7 \pm 0,14 \mu\text{m/ns} \text{ à } 68\% \text{ C.L.} \quad (11.9)$$

Le fait que la barre d'erreur associée à la mesure de la vitesse de dérive ne soit que de 0,1% montre bien que la méthode expérimentale utilisée, combinée avec cette méthode d'analyse, nous permet de mesurer avec précision la vitesse de dérive des électrons.

On a appliqué la même procédure de détermination de barre d'erreur sur le paramètre D_l correspondant au coefficient de diffusion longitudinal. La figure 11.8 présente l'évolution de $-2 \ln[\lambda(D_l)]$ en fonction de D_l dans le cas d'une fonction de vraisemblance profilée (courbe rouge) et non-profilée (courbe bleue). Comme pour la vitesse de dérive, on voit que le fait de maximiser sur les paramètres autres que celui d'intérêt (D_l) implique de plus grandes barres d'erreur. Dans cas, on trouve :

$$D_l = 440_{-190}^{+85} \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \text{ à } 68\% \text{ C.L.} \quad (11.10)$$

On constate que la contrainte sur le coefficient D_l est faible et donc que ce dernier n'est pas mesuré de manière précise avec notre méthode. On peut en déduire que cette méthode permet simplement d'évaluer l'ordre de grandeur du coefficient de diffusion longitudinal. Cette insensibilité vient

4. Il est intéressant de noter que le calcul de la fonction de vraisemblance profilée est un concept purement fréquentiste de l'interprétation des statistiques et que sont équivalent bayésien est la marginalisation.

11.4 Analyse par méthode de vraisemblance

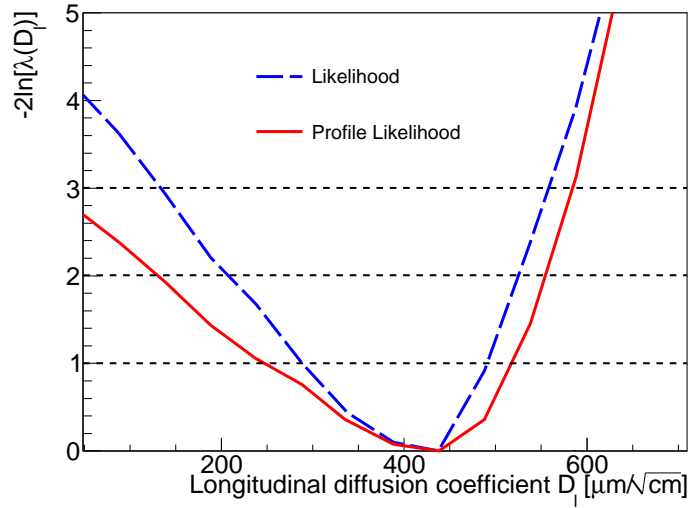


FIGURE 11.8 – Évolution de $-2 \ln[\lambda(D_l \pm \sigma_{v_d}^\pm)]$ pour une fonction de vraisemblance profilée (trait rouge) et non-profilée (trait bleu pointillé). Résultats obtenus pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec $E_d = 137,9$ V/cm et $E_a = 14,5$ kV/cm.

du temps de montée du pré-amplificateur de charges utilisé. Effectivement, l'allure de $V'(t)$ est largement dominée par l'allure de $F(t)$ rendant alors marginale la contribution de la diffusion longitudinale au profil $V'(t)$ mesuré. Ainsi, par la suite, on ne se concentrera que sur la mesure de la vitesse de dérive des électrons, tous les autres paramètres étant considérés comme des paramètres de nuisance.

11.4.3 Comparaison avec les autres méthodes possibles

Précédemment, nous avons évoqué deux autres observables Δt_e et Δt_c permettant d'estimer la vitesse de dérive de manière directe sans avoir recours à une méthode statistique avancée. On se propose dans cette section de détailler nos arguments concernant l'incapacité de ces deux observables à estimer de manière cohérente la valeur de la vitesse de dérive.

La figure 11.9 représente la valeur de la vitesse de dérive estimée à partir de Δt_c en vert, de $\mathcal{L}(v_d, v_{d_{ion}}, D_l, \delta t, A)$ en rouge et Δt_e en bleu en fonction du champ d'amplification E_a appliqué dans la Micromegas, entre la grille et l'anode pixelisée. Le trait en noir tireté représente la valeur obtenue par la simulation Magboltz. Ces mesures ont été effectuées pour un champ de dérive constant de 148,59 V/cm et pour un gaz de CF_4 pur. On constate deux résultats principaux :

- l'estimation de la vitesse de dérive obtenue par la détermination de Δt_c dépend du champ d'amplification E_a , ce qui est contraire à ce que l'on s'attend. En effet, les espaces d'amplification et de dérive étant deux zones où les champs électriques sont indépendants, la vitesse de dérive ne doit dépendre que de E_d . Néanmoins, cette dépendance avec E_a peut s'expliquer simplement par le fait que les pistes de l'anode ne sont pas sensibles à l'électron unique. Cela implique alors l'existence d'un certain seuil sur la charge induite sur chaque piste qui dépend fortement du gain. Ainsi, pour des faibles valeurs d'amplification, petites valeurs de E_a , les derniers échantillons temporels de la trace ne possèdent pas assez d'électrons primaires pour déclencher les pistes et

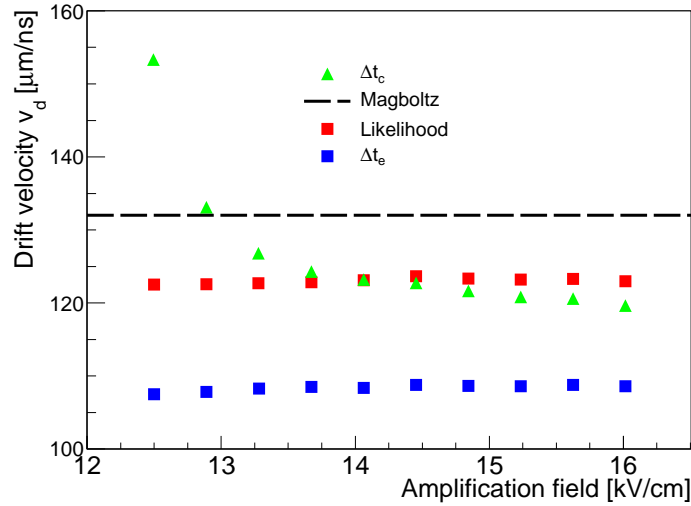


FIGURE 11.9 – Vitesse de dérive en fonction du champ d’amplification avec les méthodes : Δt_c (point vert), Δt_e (point bleu) et $\mathcal{L}(v_d, v_{d_{\text{ion}}}, D_l, \delta t, A)$ (point rouge). Le trait noir pointillé correspond à l’estimation de Magboltz. Résultats obtenus avec $E_d = 148,59 \text{ V/cm}$ et pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar.

générer une coïncidence spatiale. En perdant les derniers échantillons temporels, on estime un temps de dérive plus court que ce qu’il n’a été réellement et on surestime alors la valeur de v_d .

- l’estimation de la vitesse de dérive en utilisant Δt_e ne dépend pas du gain car le seuil de la grille est beaucoup plus bas que celui des pistes, pour lesquels le dépôt de charge est divisé par le nombre de pistes touchées. Cependant, la valeur de Δt_e est fortement dépendant de la fonction de transfert du pré-amplificateur de charges $F(t)$ et principalement par son temps de montée. Le temps de montée n’étant pas infiniment court, un certain retard est introduit impliquant alors une surestimation du temps de collection des électrons et donc une sous-estimation de la vitesse de dérive.

On comprend alors que seule la méthode basée sur une étude de vraisemblance est capable de surmonter ces deux difficultés en se focalisant uniquement sur le profil d’intégration des charges collectées $V(t)$ et en considérant la fonction de transfert $F(t)$ du pré-amplificateur de charges. De plus, en prenant en compte la diffusion longitudinale des électrons primaires pendant leur dérive et la vitesse des ions dans la Micromegas, cette méthode permet de s’affranchir de toutes sources de biais qui pourraient être introduites dans l’estimation de la vitesse de dérive.

Il est intéressant de remarquer que la différence de temps correspondant aux différentes valeurs de vitesse de dérive estimée par vraisemblance et avec Δt_e sont égale à 190 ns. Cette valeur correspond exactement au retard introduit par la combinaison du temps de montée du pré-amplificateur de charges, de la diffusion des électrons et de l’évacuation des ions de la Micromegas, comme illustré à la figure 11.3. On constate également que le retard introduit est très largement dominé par la vitesse d’intégration du pré-amplificateur de charges.

11.5 Résultats de la mesure de vitesse de dérive avec MIMAC

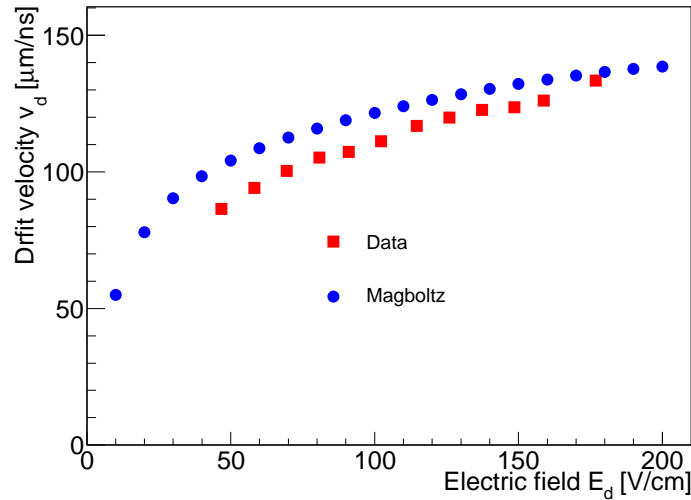


FIGURE 11.10 – Résultat de la mesure de vitesse de dérive (point rouge) et des simulations numériques de Magboltz (point bleu) pour un gaz de CF_4 pur.

11.5 Résultats de la mesure de vitesse de dérive avec MIMAC

La figure 11.10 présente les résultats de la mesure de vitesse de dérive pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar. Les mesures ont été réalisées avec un champ d'amplification $E_a = 14,5$ kV/cm et un champ de dérive E_d allant de 50 V/cm à 175 V/cm. Seuls les résultats issus de la méthode de vraisemblance $\mathcal{L}(v_d, v_{d_{\text{ion}}}, D_l, \delta t, A)$ sont présentés sur la figure 11.10 par les carrés rouges. Les barres d'erreur calculées à l'aide de la méthode de la fonction de vraisemblance profilée sont plus petites que la largeur du carré représentant les résultats de v_d . Les cercles bleus représentent les valeurs de v_d obtenues par simulation numérique à l'aide du logiciel Magboltz [201]. On remarque en premier lieu que la vitesse de dérive augmente avec le champ électrique E_d tel que, $v_d = 86,4$ $\mu\text{m/ns}$ pour $E_d = 47$ V/cm et $v_d = 133,4$ $\mu\text{m/ns}$ pour $E_d = 175$ V/cm. On constate également que les simulations Magboltz et nos résultats expérimentaux sont en relativement bon accord bien que la vitesse de dérive prédite par Magboltz soit systématiquement supérieure à celle mesurée avec un écart de 18% à $E_d = 47$ V/cm et de 2% à $E_d = 175$ V/cm.

La figure 11.11 présente la mesure de la vitesse de dérive, analysée avec la méthode de vraisemblance, pour un gaz de 70% de CF_4 + 30% de CHF_3 à 50 mbar. Les mesures ont été réalisées avec un champ d'amplification $E_a = 15,6$ kV/cm et un champ de dérive E_d allant de 175 V/cm à 260 V/cm. Les résultats obtenus sont représentés par les carrés rouges alors que les cercles bleus représentent les valeurs de vitesse de dérive prédites par Magboltz. Comme pour un gaz de CF_4 pur, on remarque que la vitesse de dérive augmente avec le champ électrique E_d , dans la plage considérée, et que les valeurs mesurées sont légèrement inférieures à celles estimées par le logiciel Magboltz avec un écart entre 12% et 8%. On remarque alors l'intérêt de rajouter du CHF_3 au gaz de CF_4 car ce dernier permet de considérablement diminuer la vitesse de dérive : $v_d = 133,4$ $\mu\text{m/ns}$ dans du CF_4 pur et $v_d = 24,5$ $\mu\text{m/ns}$ dans 70% CF_4 + 30% de CHF_3 à 50 mbar et pour un champ électrique de 175 V/cm. Ainsi, en rajoutant une contribution de 30% de CHF_3 , on a divisé par $\sim 5,5$ la

11.5 Résultats de la mesure de vitesse de dérive avec MIMAC

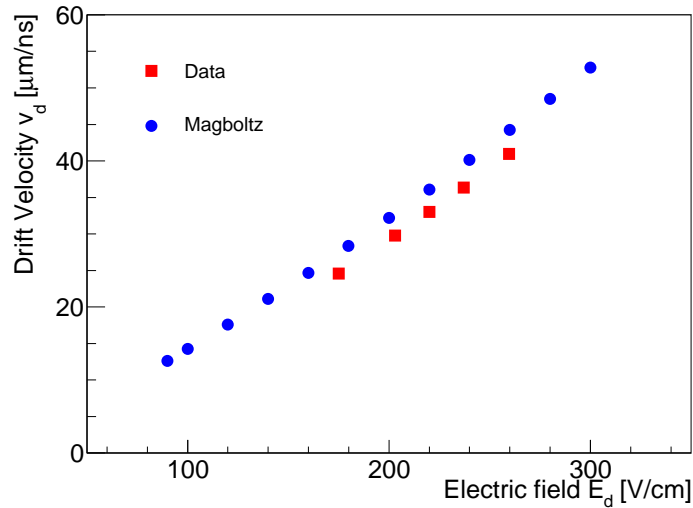


FIGURE 11.11 – Résultat de la mesure de vitesse de dérive (point rouge) et des simulations numériques de Magboltz (point bleu) pour un gaz de 70%CF₄ + 30%CHF₃.

vitesse de dérive des électrons primaires. Cela va alors nous permettre de considérablement améliorer notre échantillonnage selon l'axe Z des traces de reculs détectées, en augmentant le nombre d'échantillons temporels.

Les écarts entre nos valeurs de vitesse de dérive mesurées et celles prédites par Magboltz peuvent s'expliquer de la manière suivante :

- L'espace de dérive est de 17,7 cm, ce qui n'est pas optimal pour effectuer une telle mesure. Comme discuté plus haut, les expériences dédiées à la mesure de vitesse de dérive utilisent plutôt des espaces de dérive de l'ordre du mm afin d'assurer une excellente homogénéité du champ et limiter la diffusion des électrons. Dans notre cas, nous avons pu montrer qu'avec une méthode par vraisemblance, nous sommes capable de nous affranchir du biais sur l'estimation de v_d venant de la diffusion longitudinale en la prenant en compte dans notre modèle d'ajustement. Cependant, le champ électrique E_d entre la cathode et la grille est réalisé en utilisant une cage de champ dont les valeurs des résistances peuvent avoir une erreur de l'ordre de 5%, impliquant une légère inhomogénéité du champ électrique et induisant une légère erreur systématique à l'estimation de v_d . Ainsi, notre mesure est une mesure de la vitesse de dérive des électrons moyennée sur la totalité des 17,7 cm de longueur de dérive et en ce sens, la légère déviation par rapport à Magboltz peut paraître négligeable.
- Par ailleurs, il a déjà été souligné dans [201] que Magboltz sur-estime la vitesse de dérive dans un gaz de CF₄ de l'ordre de 5%. Cela vient de la paramétrisation des sections efficaces associées aux différents processus physiques lors de la dérive des électrons. Effectivement, Magboltz résout par intégration Monte Carlo, l'équation de Boltzmann qui considère la distribution en énergie des électrons et donc requiert une estimations très précises des différentes sections efficaces des diffusions élastique et inélastique des électrons sur les atomes du gaz.
- Comme dit plus haut, la fonction de transfert du pré-amplificateur de charge lors de sa décharge n'est pas très bien connue car on dispose de seulement 8 échantillons après le maximum. Ce-

11.6 Vers une mesure de la diffusions transverse

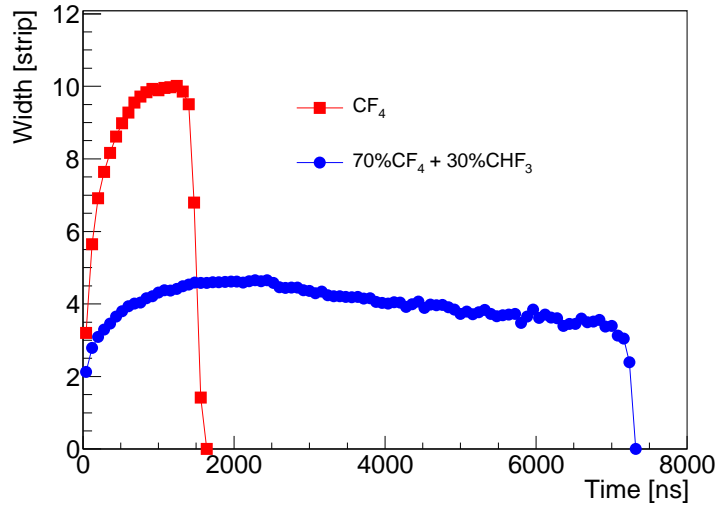


FIGURE 11.12 – Largeur moyenne de trace en trois dimensions en fonction du temps de collection. En bleu pour un gaz de 70%CF₄ + 30%CHF₃ avec $E_d = 175,14$ V/cm et en rouge pour un gaz de CF₄ pur avec $E_d = 137,29$ V/cm.

pendant, nous avons vérifié, en faisant varier le temps de décharge du pré-amplificateur, que l'estimation de la vitesse de dérive ne dépend pas du temps de descente de $F(t)$. Cela peut s'expliquer par le fait que la vitesse de dérive est principalement contrainte par la distance en temps entre les bords du profils de $V'(t)$ qui ne dépend pas du tout de l'allure de $V'(t)$ entre ces derniers. Cela nous conforte dans l'idée que, bien que la paramétrisation de $F(t)$ ne soit pas optimale, le fait que son temps de montée soit parfaitement estimé, notre estimation de la vitesse de dérive par méthode de vraisemblance est très robuste.

On en conclut que, bien que le prototype MIMAC n'ait pas été conçu pour mesurer la vitesse de dérive, elle a quand même pu être estimée de manière tout à fait satisfaisante pour deux gaz différents : CF₄ pur (figure 11.10) et pour un mélange de 70% de CF₄ et de 30% de CHF₃ (figure 11.11) pour des valeurs de champ électrique envisagés pour la détection de matière sombre.

11.6 Vers une mesure de la diffusions transverse

Lors de cette étude, nous n'avons pas encore mentionné le fait que le détecteur MIMAC, en mesurant les traces en 3 dimensions des particules α (voir figure 11.1), peut également permettre de mesurer, ou du moins contraindre, le coefficient de diffusion transverse D_t . La figure 11.12 représente l'évolution moyenne de la largeur $W_i = \sqrt{\Delta^2 X_i + \Delta^2 Y_i}$ de chaque échantillon temporel pour chaque trace de particule α , en fonction du temps. Le gaz de CF₄ pur (en rouge) étant beaucoup plus rapide que le mélange CF₄ + CHF₃ (en bleu), le temps de collection des charges est plus court. Cela explique alors pourquoi la dernière coïncidence spatiale détectée pour le CF₄ est $\Delta t_c \simeq 1500$ ns et $\Delta t_c \simeq 7500$ ns pour le mélange CF₄ + CHF₃.

Les courbes rouge et bleu de la figure 11.12 représentant les profils moyens de W_i , on comprend que l'augmentation de la largeur des échantillons temporels au début vient de l'évolution en \sqrt{Z} de

la diffusion des électrons. Ensuite, le fait que les traces dans du CF_4 pur soient plus larges que dans le cas du mélange gazeux vient du fait que la vitesse de dérive est plus grande dans le premier cas, la densité de charge collectée par échantillon temporel est donc plus importante. Cela va induire une plus grande sensibilité à la queue de distribution gaussienne de la diffusion et donc rendre le détecteur plus sensible à la diffusion des électrons, expliquant pourquoi $W_{\text{max}} = 10$ dans le cas du CF_4 et $W_{\text{max}} = 5$ dans le cas du mélange gazeux. La saturation de la valeur de W dans le cas du mélange gazeux pour $t \geq 2000$ ns s'explique par le fait que le nombre de charges collectées est relativement constant une fois Z suffisamment grand car la variation de la largeur attendue évolue en $1/\sqrt{Z}$. En effet, cela implique que la diffusion est quasiment la même pour des électrons générés à $Z = 10$ cm et $Z = 17$ cm. La légère décroissance que l'on observe peut être expliquée par une dilution des charges à cause de la diffusion longitudinale. Cet effet n'est pas visible dans le CF_4 pur car dans ce dernier, la vitesse de dérive est trop grande.

On peut conclure de cette étude qualitative qu'il pourrait être possible de rajouter une analyse par vraisemblance associée à la largeur des traces des particules α à celle présentée précédemment pour optimiser les contraintes sur D_l et ainsi mesurer la diffusion transverse D_t des électrons. Cela requiert une simulation complète des traces de particule α traversant les 17,7 cm d'espace de dérive combinée à une simulation de l'acquisition de MIMAC.

11.7 Conclusion

On peut conclure de ce chapitre que bien que le prototype MIMAC n'ait pas été conçu pour mesurer la vitesse de dérive, il nous a permis d'obtenir des valeurs de v_d cohérentes avec les simulations numériques de Magboltz. Ceci a été possible grâce à l'utilisation d'une analyse par vraisemblance prenant en considération les différents processus physiques tels que la diffusion des électrons, l'évacuation des ions de la Micromegas et la fonction de transfert du pré-amplificateur de charges. Cette mesure est très importante car il est nécessaire de connaître avec précision la vitesse de dérive des électrons dans l'espace de dérive afin de reconstruire correctement la direction des traces des différents reculs nucléaires mesurés. De plus, cette mesure nous permet de valider le fait que le champ électrique est relativement homogène sur l'ensemble de la longueur de l'espace de dérive (17,7 cm) et que l'on est capable de collecter des électrons qui ont été créés au niveau de la cathode. Ainsi, cette mesure valide le fait que notre volume sensible est bien celui défini par l'ensemble de l'espace de dérive.

Chapitre 12

Etude auprès d'un champ de neutrons

Dans l'objectif de caractériser le détecteur MIMAC, la collaboration effectue des campagnes de mesures auprès du champ de neutrons AMANDE [215] de l'IRSN Cadarache. Ce dernier permet de produire des neutrons dans une gamme d'énergie E_n allant de 2 keV à 20 MeV.

Dans ce chapitre, on se propose de détailler les résultats issus d'une unique campagne de mesures pendant laquelle nous avons utilisé un gaz de CF_4 pur à 50 mbar avec un champ de neutrons d'énergie moyenne de 565 keV. Dans un premier temps, nous expliquerons brièvement le principe de fonctionnement d'AMANDE et soulignerons son intérêt dans le cadre de la caractérisation d'un détecteur de matière sombre tel que MIMAC. Nous présenterons ensuite une analyse préliminaire des résultats obtenus lors de cette campagne de mesures. Nous verrons alors que le détecteur MIMAC est capable de mesurer des reculs nucléaires (^{12}C , ^{19}F) et des reculs électroniques produits par les photons X de la source de ^{55}Fe et du fond gamma produit par la réaction de production de neutron. Puis, en utilisant les observables telles que la longueur curviligne et le NIS, présentées au chapitre 10, on verra que le détecteur MIMAC permet de discriminer les reculs électroniques des reculs nucléaires. Nous terminerons sur une estimation des distributions angulaires des angles θ et ϕ associées aux reculs nucléaires.

12.1 Le champ de neutrons AMANDE

Le champ de neutrons AMANDE [215] permet de produire des neutrons par réactions nucléaires ayant des énergies E_n allant de 2 keV à 20 MeV. Pour cela, l'installation AMANDE est constituée d'un accélérateur Tandatron de 2 MV permettant de délivrer un faisceau de protons ou de deutons d'une énergie entre 100 keV et 4 MeV, en mode pulsé ou continu [215]. Les réactions nucléaires sur des cibles de Scandium, de Lithium, de Deuterium ou de Tritium placées en bout de faisceau, vont permettre de produire des neutrons. On parle de champ de neutrons car les neutrons issus des réactions nucléaires sont émis dans toutes les directions. Pour des raisons de cinématique, l'énergie des neutrons dépend alors de l'angle Θ par rapport à la direction du faisceau de protons (deutons). Le positionnement du détecteur par rapport au faisceau de protons (deutons) via l'angle Θ permet alors d'effectuer une sélection en énergie des neutrons pénétrant dans le détecteur. On qualifie le champ neutronique de mono-énergétique lorsque l'angle solide capté par le détecteur est suffisamment petit.

12.2 Résultats pour un gaz de CF₄ pur à 50 mbar

Énergie de neutron (keV)	Réaction nucléaire	Taux de fluence ($cm^{-2}.s^{-1}.\mu A^{-1}$)	$\Delta E_n/E_n$ (%)	Épaisseur de cible ($\mu g.cm^{-2}$)
8	$^{45}Sc(p, n)^{45}Ti$	0.6	20	20
27		0.5	6	20
144	$^7Li(p, n)^7Be$	110	14	120
250		60	6	120
565		250	2	120

TABLE 12.1 – Propriétés du champ de neutrons produit par AMANDE pour différentes réactions nucléaires [227].

Le tableau 12.1 présente les caractéristiques associées à quelques champs de neutrons produits par AMANDE. On présente pour chaque réaction nucléaire, l'énergie moyenne des neutrons E_n , la fluence, la résolution en énergie de neutron et l'épaisseur de la cible. Il est important de noter que l'énergie moyenne des neutrons, leur dispersion et la fluence ont été estimées à 1 m de la cible et à $\Theta = 0^\circ$ en utilisant le logiciel de simulation TARGET [228]. La résolution en énergie du faisceau de neutron $\Delta E_n/E_n$ dépend de la dispersion du faisceau de protons (deutons), entre 500 eV et 10 keV, et de la perte d'énergie de ce dernier dans le matériau de la cible. Néanmoins, la valeur de $\Delta E_n/E_n = 2\%$ dans le cas d'un champ de $E_n = 565$ keV nous permet de faire l'hypothèse d'un faisceau de neutrons mono-énergétiques.

L'intérêt d'un tel champ de neutrons pour la caractérisation d'un détecteur de matière sombre est alors évident. Le champ de neutrons peut atteindre des énergies de l'ordre de la dizaine de keV qui sont typiques des énergies mises en jeu dans le cadre de la recherche de matière sombre. De plus, en comparant les spectres attendus par simulation et mesurés, on va pouvoir estimer les efficacités de détection liées au détecteur MIMAC. Enfin, la direction de provenance et l'énergie des neutrons étant connue, on va pouvoir caractériser la résolution angulaire du détecteur et estimer l'efficacité de reconnaissance du sens de la trace.

12.2 Résultats pour un gaz de CF₄ pur à 50 mbar

On se propose dans ce chapitre d'analyser en détail une seule des acquisitions de données réalisées par la collaboration MIMAC pendant laquelle le détecteur était placé à 30 cm de la cible de LiF, à $\Theta = 0^\circ$ et avec l'anode perpendiculaire à l'axe du faisceau. Il s'agit d'une campagne de mesures utilisant un gaz pur de CF₄ à 50 mbar¹ avec un champ de neutrons de $E_n = 565$ keV (cible de LiF) avec des champs de dérive $E_d = 170$ V/cm et d'amplification $E_a = 20$ kV/cm. L'autocalibration a permis d'obtenir des seuils de pistes très bas (voir section 8.1) afin d'optimiser la détection des événements de basses énergies. Lors de cette campagne de mesures, nous avons utilisé un déclenchement sur les pistes nécessitant un minimum d'une coïncidence spatiale. Malgré le taux d'événements très important ~ 120 coups par seconde, le détecteur est resté stable pendant toute

1. Il est important de souligner que le gaz utilisé lors de cette campagne de mesures est différent de celui utilisé pour la recherche de matière sombre : 70% CF₄ + 28% CHF₃ + 2% C₄H₁₀.

12.2 Résultats pour un gaz de CF₄ pur à 50 mbar

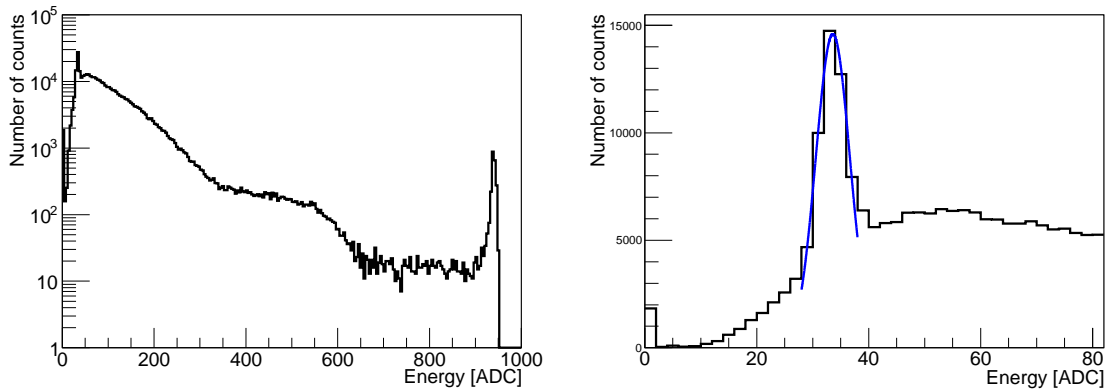


FIGURE 12.1 – *Gauche* : Distribution en énergie E_{ADC} des événements mesurés par le détecteur MIMAC avant la sélection détaillée à la section 12.3. La valeur moyenne et l'écart type de la distribution en énergie est (115,9 ADC ; 112,5 ADC) avant sélection et (94,5 ADC ; 65 ADC) après sélection (voir section 12.3). *Droite* : Agrandissement de ce même spectre entre les canaux 0 et 80.

la durée d'acquisition (environ une heure). On a pu mesurer plus de $4,3 \times 10^5$ événements dont la distribution en énergie d'ionisation est présentée sur la figure 12.1 (gauche). Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'identification des différentes composantes de ce spectre. On verra que l'on a une contribution importante de reculs électroniques et de reculs de fluor et de carbone. On découvrira que le détecteur est également sensible aux reculs d'hydrogènes provenant du peek constituant la structure mécanique de la cage de dérive. Enfin, nous validerons la méthode de la détermination d'un événement et analyserons l'uniformité du gain sur l'ensemble de la surface de l'anode.

12.2.1 Étalonnage avec une source ^{55}Fe

Pour cette campagne de mesure, l'étalonnage en énergie est effectué avec une source de ^{55}Fe placée dans l'enceinte du détecteur. La figure 12.1 (droite) présente un agrandissement du spectre, présenté sur le panneau de gauche, entre les canaux 0 et 80. On voit clairement un pic provenant des reculs électroniques produits par les X de la source de ^{55}Fe . Ces photons X ont une énergie de 5,9 keV et vont donc produire des reculs électroniques par effet photoélectrique sur les électrons de la couche K du ^{19}F ayant une énergie de liaison de 685,4 eV [216]. Les reculs électroniques ont donc une énergie égale à 5,21 keV. En effectuant un ajustement gaussien du pic présenté à la figure 12.1, on a obtenu une valeur moyenne du pic à $E_{ADC} = 33,6$ ADC avec un écart type de 3 ADC. Ce résultat nous permet de déduire deux résultats importants :

- la résolution en énergie associée à des reculs électronique de 5,21 keV est de 8,9%.
- on peut établir une droite d'étalonnage préliminaire reliant l'énergie déposée en canaux ADC E_{ADC} à l'énergie d'ionisation E_{ion} telle que : $E_{ion} = E_{ADC} \times 5,21/33,6$.

Cependant, il est important de conserver un regard critique vis-à-vis de cet étalonnage. En effet, ne possédant qu'un seul point de référence, nous avons du faire l'hypothèse d'un étalonnage linéaire.

2. Par abus de langage, on notera ADC les canaux dans la suite.

12.2 Résultats pour un gaz de CF₄ pur à 50 mbar

Une non linéarité de ce dernier peut entraîner une estimation biaisée de l'énergie d'ionisation E_{ion} , surtout à haute énergie. De plus, l'ajustement gaussien réalisé à la figure 12.1 (droite) fait nécessairement l'hypothèse, qui doit être vérifiée, d'un profil d'efficacité plat dans la région en énergie E_{ADC} considérée, *i.e.* la largeur de la gaussienne d'ajustement.

Cela souligne l'intérêt de la source d'ions et d'électrons COMIMAC [229] actuellement en développement par la collaboration MIMAC. Cette source, va nous permettre de générer des reculs électroniques et nucléaires jusqu'à des valeurs d'énergie cinétique de 50 keV. Ainsi, un étalonnage avec un grand nombre de points de référence pourra être réalisé. De plus, permettant de générer des ions et des électrons, la source COMIMAC permettra la mesure du facteur de quenching *in situ*.

12.2.2 Reculs d'hydrogène provenant de la structure mécanique

Afin d'extraire les différentes contributions au spectre présenté à la figure 12.1 (gauche), nous avons développé un logiciel de simulation permettant de simuler des reculs nucléaires (SRIM) et des reculs électroniques (Geant4) en considérant les effets systématiques associés à la détection d'événements avec MIMAC (voir section 8.4). Si l'on effectue l'approximation d'un faisceau mono-énergétique de neutrons, on peut démontrer que le spectre en énergie de recul est une distribution uniforme telle que :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{1}{E_{r,\text{max}}} \quad \text{avec} \quad E_{r,\text{max}} = \frac{4m_n m_N}{(m_n + m_N)^2} \times E_n \quad (12.1)$$

avec m_n la masse du neutron et m_N la masse du noyau cible considéré. Dans le cas de $E_n = 565$ keV, on obtient une énergie maximale de recul de $E_{r,\text{max}} = 107,3$ keV pour le Fluor et de $E_{r,\text{max}} = 160,4$ keV pour le Carbone.

En utilisant la droite d'étalonnage présentée précédemment et le facteur de quenching en ionisation du carbone prévu par SRIM ($Q \approx 70\%$ à $E_r = 160$ keV), on obtient une énergie maximale en ionisation $E_{\text{ADC,max}} \approx 722$ ADC. Cependant, comme on peut le voir à partir du spectre en énergie E_{ADC} présenté à la figure 12.1, il y a une quantité non négligeable d'événements au-delà de ce maximum théorique.

La figure 12.2 présente la distribution spatiale des centres de gravité associés à chaque trace sur le plan (X,Y) de l'anode des événements ayant $E_{\text{ADC}} \geq 750$. L'histogramme représente la distribution des barycentres tandis que les cercles noirs représentent la position exacte de chacun des barycentres. On voit alors apparaître très clairement que les événements ayant une énergie supérieure à 750 ADC proviennent du bord de l'anode et plus précisément des quatre coins de l'anode. On comprend alors qu'il s'agit de protons de recul issus des matériaux hydrogénés (peek) constituant la structure mécanique de la chambre de dérive : cadre de la cathode et colonnettes de support aux quatre coins de l'anode et de la cathode. En effet, les protons ayant une masse équivalente à celle du neutron incident, leur énergie de recul maximale est $E_{r,\text{max}} = E_n = 565$ keV. De plus, les reculs d'hydrogène ayant un facteur de quenching en ionisation proche de 1, l'énergie maximale en canaux ADC devrait être de l'ordre de $E_{\text{ADC,max}} \approx 3640$ ADC, bien au-delà de la limite d'échantillonnage qui est de 1000 canaux, ce qui explique le pic de saturation autour de $E_{\text{ADC}} = 950$. On aperçoit également une population d'événements au centre du plan de l'anode. Ces derniers sont aussi des protons de reculs issus des matériaux constituant les alliages de la cathode (moins

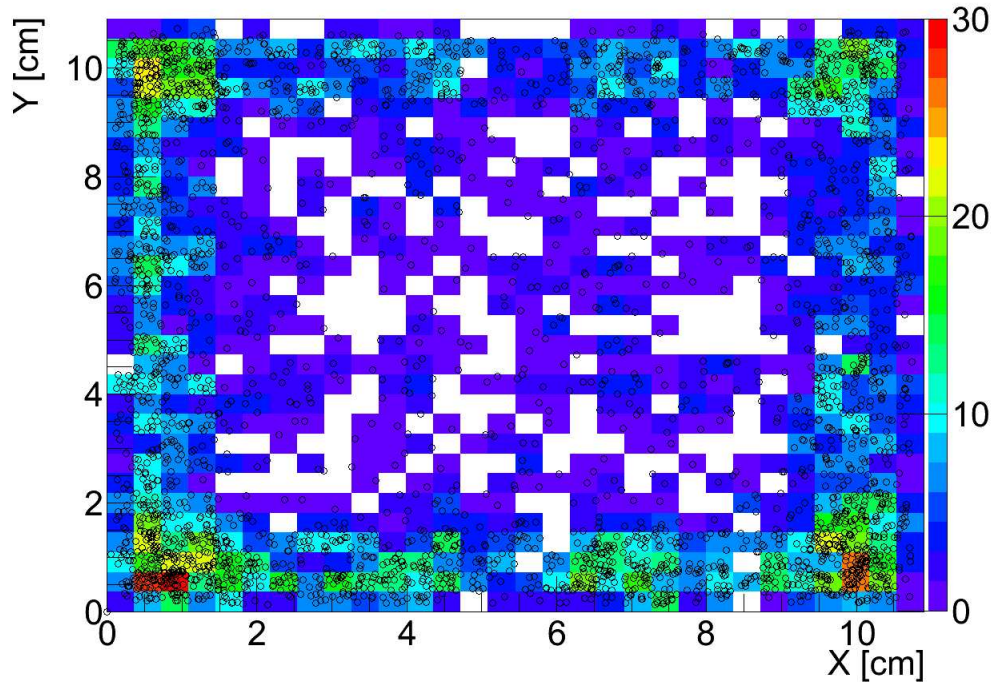


FIGURE 12.2 – *Distribution spatiale des barycentres de chaque trace sur le plan (X,Y) de l'anode pour des événements ayant $E_{ADC} \geq 750$.*

hydrogénés que le peek).

Cela témoigne alors de la capacité du détecteur à effectuer une identification spatiale des événements. Bien que l'on ne s'attende pas à observer des protons de reculs lors d'une campagne de mesures dédiée à la matière sombre, on constate que le détecteur est capable de rejeter des événements par fiducialisation du volume d'intérêt (voir section 9.3).

12.2.3 Contribution des différents reculs

Le gaz emplissant le volume du détecteur est du CF₄ pur à 50 mbar. On s'attend ainsi à observer des reculs de noyaux de carbone et de fluor en plus des électrons et des protons de recul. Les électrons sont produits par les X de la source de ⁵⁵Fe et du fond gamma produit par les réactions nucléaires entre les protons (deutons) du faisceau et la cible de LiF. En effet, suite à ces réactions nucléaires, on aura une production noyaux excités qui vont émettre des gammas. Certains de ces gammas vont alors pénétrer dans le détecteur et générer des reculs électroniques par diffusion Compton principalement.

L'objectif de l'étude présentée ci-dessous est de mettre en évidence les contributions de ces quatre types de reculs au spectre en énergie, voir figure 12.1 (gauche). Pour cela, nous avons simulé des reculs de carbone et de fluor selon la distribution présentée à l'équation (12.1) avec leurs énergies maximales correspondantes. Pour les protons de recul, nous avons simplement considéré un

12.2 Résultats pour un gaz de CF₄ pur à 50 mbar

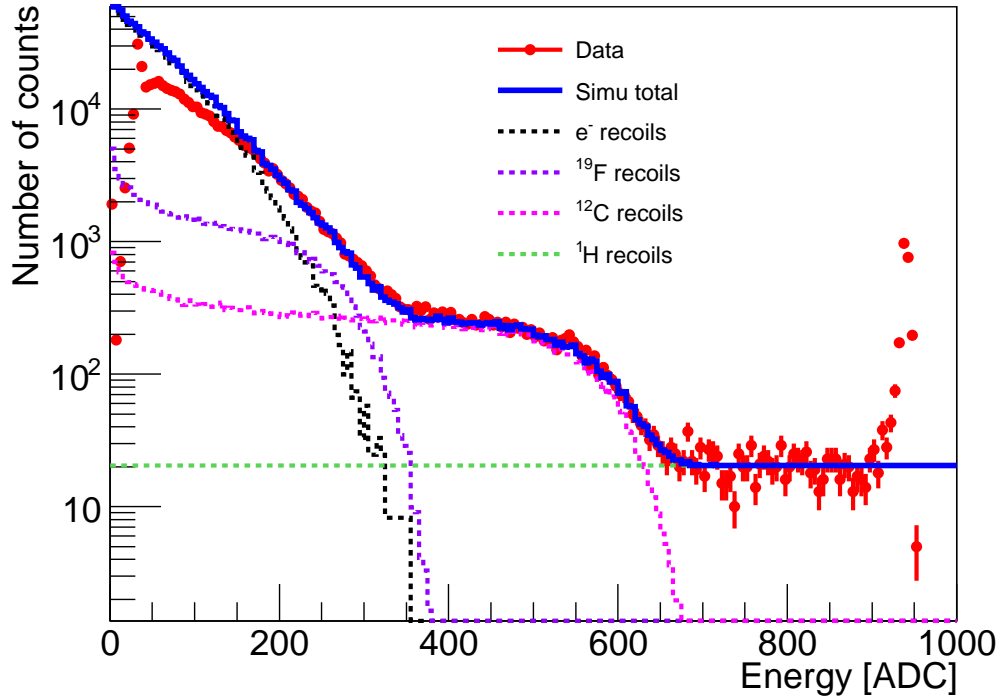


FIGURE 12.3 – Spectre en énergie mesuré (rouge) et simulé (bleu) en unité ADC. Les distributions noire, violette, rose et verte représentent les contributions estimées des reculs électroniques, de fluor 19, de carbone 12 et d'hydrogène.

spectre plat sur toute la gamme en énergie. Il est important de souligner cependant, que des déviations par rapport à un spectre plat sont attendues car le proton de recul a traversé de la matière (peek) avant de parvenir à l'espace de dérive. Ainsi, pour les protons de recul, on s'attend à un spectre en énergie déposée dans le détecteur avec un léger excès à basse énergie.

Pour les reculs électroniques, n'ayant pas de simulations du spectre gamma associé à la production de neutron, nous avons fait l'hypothèse d'une distribution plate en énergie cinétique. Cette hypothèse n'est probablement pas représentative de la réalité, mais elle va tout de même nous permettre d'estimer grossièrement la contribution des électrons. Le spectre en énergie déposée pour les électrons est donc le même que celui présenté au chapitre 10 dans le cadre de l'étude de la discrimination électron/recul nucléaire. On rappelle que la décroissance du spectre des électrons avec l'énergie d'ionisation vient des effets de bords du détecteur, voir section 10.1.

La figure 12.3 représente l'estimation des contributions des différents types de recul mesurés par le détecteur MIMAC. On y voit le spectre mesuré (en rouge) et le spectre simulé (en bleu) résultant de la somme des différentes contributions. Les spectres en noir, violet, rose et vert représentent respectivement les contributions des électrons, des fluors, des carbones et des protons. Cette estimation des composantes a été réalisée en fixant certaines hypothèses :

- On a considéré l'étalonnage provenant de l'ajustement du pic de ⁵⁵Fe présenté précédemment.

12.2 Résultats pour un gaz de CF₄ pur à 50 mbar

- Nous avons inclus une résolution en énergie telle que :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \quad (12.2)$$

- avec $\alpha = 0,51$ défini par la résolution de 8,9% du pic de la source de fer (voir figure 12.1 droite).
- La contribution des protons est directement déduite du nombre d'événements compris entre $E_{ADC} = 750$ et $E_{ADC} = 900$ (on évite le pic de saturation).
- Nous avons laissé le nombre d'événements total de Fluor et de Carbone libre, mais maintenu le rapport des contributions relatives des deux espèces fixe tel que :

$$\frac{N_F}{N_C} = 4 \times \frac{\sigma_F}{\sigma_C} \quad (12.3)$$

- avec σ_F et σ_C les sections efficaces de diffusion élastique du neutron sur le fluor 19 et le carbone 12 respectivement. Pour un neutron incident de $E_n = 565$ keV, on obtient les valeurs $\sigma_F = 3,8$ barn et $\sigma_C = 3,3$ barn [230]. On a donc fixé la contribution relative des deux populations à $N_F/N_C = 4,6$.
- L'optimisation de l'ajustement entre les données et notre simulation nous a amené à appliquer un facteur correctif de 0,8 et de 0,75 sur l'énergie des événements carbone et fluor respectivement. L'existence de ces facteurs correctifs est justifiée par les incertitudes liées à l'étalonnage en énergie et celles associées à la valeur du quenching en ionisation prédites par SRIM. En effet, comme montré dans [183], SRIM semble sur-estimer la valeur du facteur de quenching en ionisation des reculs nucléaires. Cela souligne l'importance de la mesure de ce dernier (voir section 8.2).
- Comme dit plus haut, nous avons fait l'hypothèse d'un spectre plat en énergie cinétique des électrons, induisant alors un spectre décroissant rapidement avec l'énergie déposée dans le détecteur à cause des effets de bords.
- Enfin, la contribution totale des électrons a été déterminée en optimisant l'ajustement entre les données (rouge) et la simulation (bleu) sur la plus grande gamme en énergie E_{ADC} possible. Les deux spectres mesuré et total ne possèdent ainsi pas le même nombre total d'événements mesurés.

D'après la figure 12.3, on constate que notre ajustement permet d'expliquer de manière cohérente l'ensemble du spectre en énergie à partir de $E_{ADC} > 200$. En dessous de cette valeur seuil, l'écart entre la simulation et les données provient de l'efficacité de détection et des différentes hypothèses considérées, principalement la distribution des électrons. Cette évaluation des différentes composantes du spectre mesuré nous indique que les événements mesurés sont constitués à 81,4% d'électrons, 15% de reculs de fluor, 3,25% de reculs de carbone et enfin 0,35% de protons issus de la structure mécanique.

Il est intéressant de noter qu'une estimation préalable par simulation Monte Carlo des spectres de chaque espèce, permettra d'évaluer l'efficacité de détection du détecteur auprès d'AMANDE. Ce premier travail d'analyse des données de MIMAC auprès d'un champ neutronique démontre cette possibilité tout en soulignant les difficultés. Il est important de rappeler que lors de cette campagne de mesures, nous avons utilisé un déclenchement sur les pixels, exigeant un minimum d'une coïncidence spatiale afin de considérer l'événement. Cela implique alors une efficacité moins importante

12.2 Résultats pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar

à basse énergie. Récemment, la collaboration MIMAC a changé de stratégie de déclenchement en utilisant le signal sur la grille.

12.2.4 Mesures de traces 3D

Grâce à l'estimation des différentes contributions au spectre en énergie mesuré, on peut en déduire des gammes d'énergie où l'on s'attend à mesurer principalement un certain type d'événement. La figure 12.4 présente quatre traces ayant les caractéristiques suivantes :

- En haut à gauche : on observe une trace de type recul électronique. En effet, l'énergie mesurée associée à cette trace est de $E_{\text{ADC}} = 126$ ($E_{\text{ion}} = 20$ keV) avec une longueur curviligne égale à 3,44 cm (voir section 12.3).
- En haut à droite : la trace représente un événement avec une énergie déposée de $E_{\text{ADC}} = 235$ ($E_{\text{ion}} = 37$ keV) et une longueur curviligne de 1,26 cm. Cette valeur de L_c est compatible avec les simulations présentées à la section 10.1. Cet événement pourrait correspondre à un recul de fluor étant donné qu'il a été choisi dans la gamme en énergie où la contribution de ces derniers domine. De plus, sa longueur curviligne correspond à la bande des événements de recul qui sera présentée à la section 12.3.
- En bas à gauche : la trace présentée est caractérisée par une énergie déposée de $E_{\text{ADC}} = 535$ ($E_{\text{ion}} = 84,5$ keV) qui est au-delà de la contribution fluor et électron. On en déduit que cette trace est très probablement issue d'un événement carbone ou hydrogène. Cependant, le fait que cette trace se situe loin des bords du détecteur nous permet d'émettre l'hypothèse que cette dernière correspond à une trace associée à un recul de carbone.
- En bas à droite, on a présenté la trace d'un événement ayant une énergie de $E_{\text{ADC}} = 903$ ($E_{\text{ion}} = 142,6$ keV) qui ne peut être qu'un proton de recul. De plus, comme on peut le voir sur la figure 12.4, cette trace touche le bord en $y=0$, ce qui valide notre hypothèse que cette trace correspond à un recul d'hydrogène issu des matériaux constituant la chambre de dérive.

Cette étude valide le fait que le détecteur MIMAC est capable de mesurer des traces en trois dimensions, sur une large gamme en énergie et pour différents types de noyau de recul.

12.2.5 Validation de la détermination d'un événement

Lors de la mesure d'un événement, il est nécessaire de pouvoir déterminer une coupure délimitant la fin de celui-ci. Pour cela, on a mis en place un seuil de tolérance sur le nombre d'échantillons temporels sans coïncidence spatiale (trous). Ce seuil a pour le moment été fixé empiriquement à 8. Cela signifie qu'une trace est considérée comme étant entièrement collectée lorsque l'on obtient 8 trous consécutifs. Il est cependant nécessaire de vérifier que ce seuil de tolérance est suffisamment important pour éviter de diviser un événement dont la trace serait très longue. Dans le cas d'une trace sectionnée en deux parties ou plus, on s'attend à ce que deux événements consécutifs (ou plus) soient localisés environ au même endroit sur le plan de l'anode. Afin de vérifier que les événements sont spatialement indépendants, on a effectué une analyse de corrélation spatiale définie par les

12.2 Résultats pour un gaz de CF_4 pur à 50 mbar

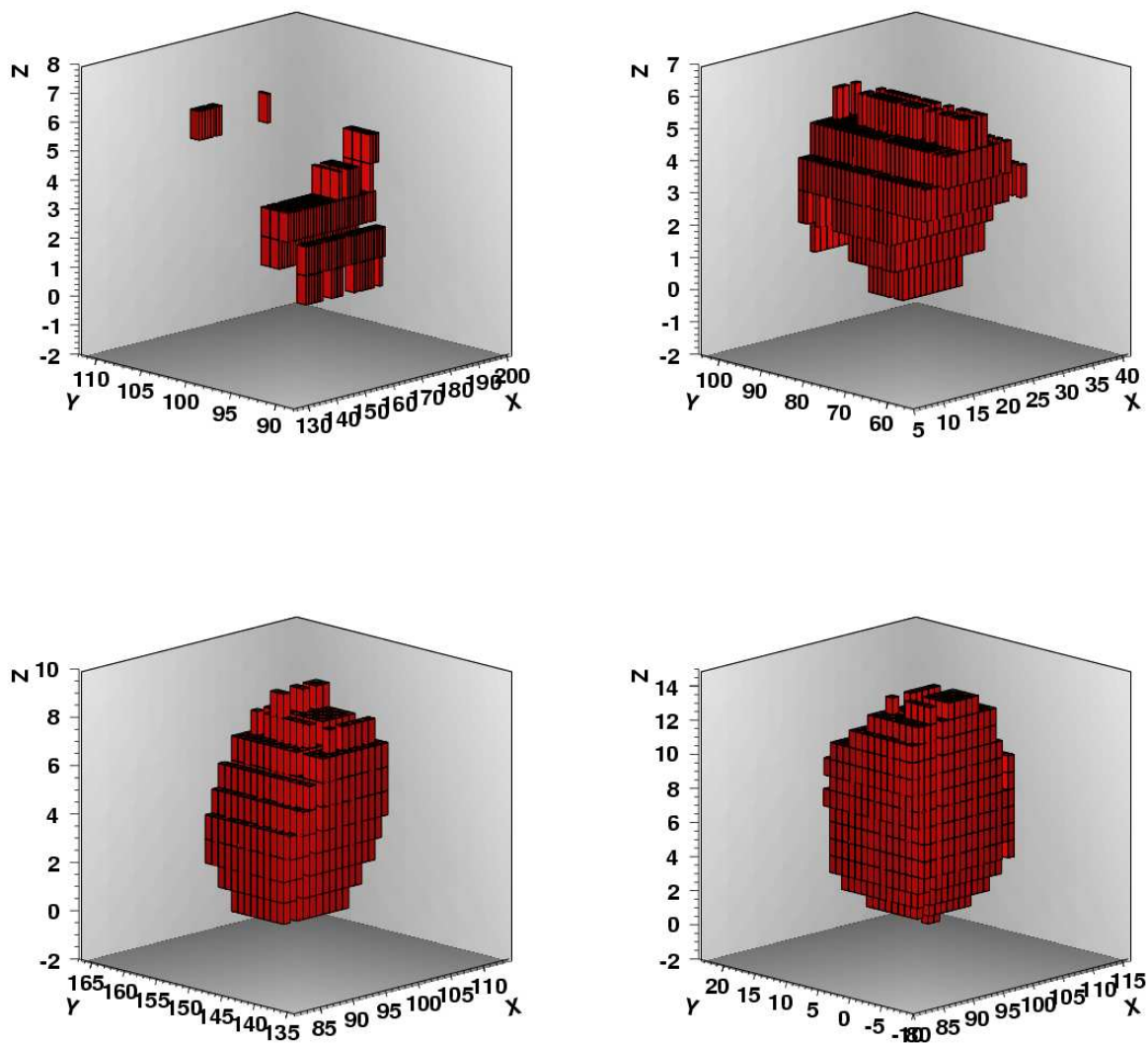


FIGURE 12.4 – Trace en trois dimensions de quatre événements mesurés par le détecteur MIMAC lors de la campagne de mesure utilisant du CF_4 pur à 50 mbar avec $E_d = 170 \text{ V/cm}$ et $E_a = 20 \text{ kV/cm}$. Dans le sens horaire à partir de la figure en haut à gauche, on a des candidats électron, fluor, carbone et proton. Voir le texte pour les explications.

12.2 Résultats pour un gaz de CF₄ pur à 50 mbar

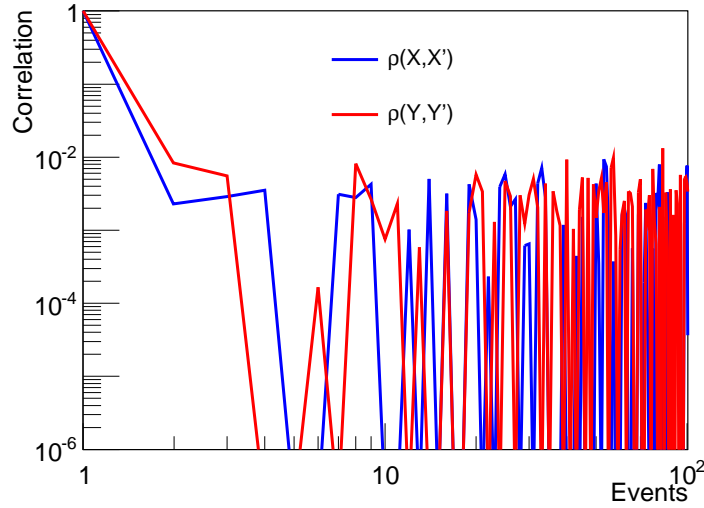


FIGURE 12.5 – Fonctions de corrélation des positions des barycentres de chaque trace selon les axes (Ox) et (Oy).

fonctions d'auto-corrélation des coordonnées X et Y du centre de gravité \vec{X} de chaque trace :

$$\rho(\vec{X}, j) = \frac{E [\vec{X}_i \vec{X}_{i+j-1}] - (E [\vec{X}_i])^2}{E [(\vec{X}_i)^2] - (E [\vec{X}_i])^2} \quad (12.4)$$

Le calcul des fonctions d'auto-corrélation des coordonnées X et Y est réalisé à l'aide d'une FFT (Fast Fourier Transform) [185]. Le résultat obtenu dans le cas de cette campagne de mesure est présenté à la figure 12.5. Il s'agit de l'évolution de la corrélation spatiale, en X (bleu) et en Y (rouge), entre deux événements distant l'un de l'autre de $j - 1$ événements. De manière évidente, lorsque $j = 1$, on a une corrélation maximale de 1, qui diminue ensuite rapidement avec l'indice j . Le résultat principal de cette étude est que la corrélation spatiale chute à 10^{-2} dès l'événement suivant ($j = 2$). Cela signifie que les événements sont tous indépendants les uns des autres et que l'on ne semble pas avoir sectionné d'événements avec le seuil de tolérance de trous de 8 consécutifs. Cependant, bien que cette coupure de 8 semble très conservatrice dans le cas du CF₄ pur, elle n'est pas nécessairement suffisante dans le cas d'un gaz différent. En effet, dans le cas du CF₄ pur à 50 mbar et un champ électrique de 170 V/cm, la vitesse de dérive est de 120 $\mu\text{m/ns}$ (voir section 11.5). Ainsi, la tolérance de 8 trous consécutifs correspond à une longueur projetée selon l'axe (Oz) d'approximativement 2 cm. Sachant que les traces de fluor à 100 keV font 3 mm (cf. section 7.2), on comprend que les 8 échantillons temporels de délimitation vont suffire à séparer deux événements distincts. Dans le cas de gaz plus lent, tel que le mélange 70% CF₄ + 30% CHF₃ pour lequel la vitesse de dérive est de l'ordre de 20 $\mu\text{m/ns}$ (voir section 11.5), la distance de séparation avec 8 trous n'est plus que d'environ 3,3 mm. Cette distance de tolérance est alors très proche de la longueur d'une trace de fluor de 100 keV et l'on peut alors envisager qu'un seuil de 8 trous ne soient plus suffisant, pour délimiter correctement les événements de haute énergie ou ayant des grands parcours (électrons) sans les sectionner.

12.2 Résultats pour un gaz de CF₄ pur à 50 mbar

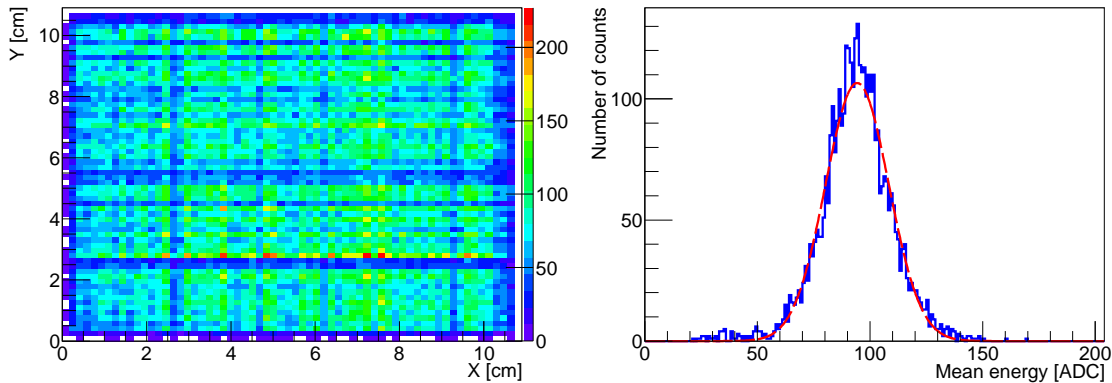


FIGURE 12.6 – Gauche : Distribution spatiale des barycentres de chaque trace sur le plan (X,Y) de l’anode. Les pixels ont été regroupés par 16, 4 selon l’axe (Ox) et 4 selon l’axe (Oy) . Droite : Distribution de l’énergie moyenne $\langle E_i \rangle$ collectée par chaque groupe de pixel. L’ajustement gaussien représenté par la courbe rouge est caractérisé par une valeur moyenne de 94 ADC et un écart type de 16 ADC. Ces résultats ont été obtenus en ne considérant que les événements ayant passés les coupures décrites à la section 12.3.

L’analyse des corrélations spatiales est donc un pré-requis au choix de ce seuil de tolérance à adapter au contexte expérimental : choix du gaz, de la pression et du champ de dérive.

12.2.6 Uniformité du gain

Le détecteur MIMAC possédant une large surface de détection ($10,8 \text{ cm} \times 10,8 \text{ cm}$), il est nécessaire de vérifier que le gain de la Micromegas est uniforme sur l’ensemble de la surface de l’anode. Une non-uniformité pourrait apparaître dans le cas où, par exemple, la distance entre la grille et l’anode n’est pas constante sur l’ensemble de la Micromegas. Afin de réaliser la mesure de l’évolution du gain en fonction de la position sur l’anode, on construit les distributions spatiales des événements et de l’énergie collectée.

Afin de limiter les fluctuations statistiques, nous avons regroupé les pixels par groupe de 16, 4 selon l’axe X et 4 selon l’axe Y. Cela permet d’avoir $64 \times 64 = 4096$ groupes de pixels. Le nombre total d’événements ayant passé les coupures de sélection, présentées à la section 12.3, étant de $N_{\text{tot}} \approx 3 \times 10^5$, on obtient une moyenne attendue de ~ 73 traces mesurées par groupe de pixel. Ce nombre de 16 pixels par groupements devrait être suffisant pour limiter les fluctuations statistiques sans biaiser l’estimation de l’uniformité du gain.

La figure 12.6 (gauche) présente la distribution à deux dimensions des positions de chaque trace (repérée par leur unique centre de gravité) sur le plan de l’anode. On constate alors que la distribution spatiale des événements semble très uniforme. On remarque cependant un nombre d’événements moins important sur les bords à cause à la définition du barycentre de la trace qui, a une probabilité très faible de se trouver sur les pistes au bord de l’anode. De plus, nous avons rejeté les événements touchant le bord de l’anode représentant $\sim 9\%$ du nombre total d’événements détectés. On calcule ensuite l’énergie moyenne $\langle E_i \rangle$ collectée par chaque groupe de pixel.

La figure 12.6 (droite) représente la distribution des $\langle E_i \rangle$ des 4096 groupes de pixels. La courbe rouge tirée correspond à un ajustement gaussien qui présente une valeur moyenne de 94 ADC et

12.3 Analyse des résultats préliminaires

un écart type de 16 ADC. On constate que la valeur moyenne de l'énergie moyenne collectée par chaque groupe de pixels est cohérente avec l'énergie du spectre total des événements après sélection, qui est de 94,5 ADC. Ensuite, on peut en conclure que la dispersion du gain sur l'ensemble de la surface du détecteur est de l'ordre de 17%. Ce résultat est très encourageant car il permet de valider le fait que la technologie Micromegas est parfaitement adaptée à la conception de détecteur avec des grandes surfaces de détection ($>100 \text{ cm}^2$).

Cependant, il est important de souligner que ce résultat ne signifie pas que la contribution à la résolution en énergie de la distribution spatiale du gain est de 17%. En effet, cette dispersion a été obtenue en intégrant des événements sur une large gamme en énergie (de 0 à 1000 ADC). Ainsi, étant donnée la statistique limitée ($N \sim 73$ événements) par groupe de pixels et la large dispersion $\sigma_E = 65$ ADC du spectre en énergie après sélection, on en déduit que la fluctuation sur la valeur moyenne de l'énergie collectée par groupe $\langle E_i \rangle$ sera au minimum de l'ordre de $\sigma_E/\sqrt{N} = 8\%$. Ainsi, si l'on souhaite mesurer précisément la contribution à la résolution en énergie de la dispersion spatiale du gain, il faut minimiser le rapport σ_E/\sqrt{N} en utilisant une source monochromatique telle qu'une source de ^{55}Fe ($\sigma_E = 3$ ADC, voir section 12.2.1) avec un très grand nombre d'événements mesurés $\mathcal{O}(10^6)$.

12.3 Analyse des résultats préliminaires

Après avoir détaillé les différentes caractéristiques associées à la mesure effectuée avec un gaz de CF_4 pur à 50 mbar, on se propose de discuter plus en détail l'analyse des événements mesurés. Dans un premier temps, nous expliquerons comment s'effectue la discrimination des événements affectés par du bruit électronique résiduel. Ensuite, nous présenterons la projection des événements sur le plan (E_{ADC}, L_c) et $(E_{\text{ADC}}, \text{NIS})$ dédiée à la discrimination électron-recul introduite par simulation au chapitre 10. Nous terminerons enfin sur les distributions angulaires des événements correspondant probablement à des reculs nucléaires et discuterons les perspectives d'analyse.

12.3.1 Sélection des événements à analyser

Lors de l'analyse des événements, en plus d'ignorer les événements touchant le bord de l'anode, nous avons écarté certains d'entre eux comportant des défauts causés par du bruit électronique. La figure 12.7 illustre deux types d'événements bruités :

- La figure 12.7 (gauche) représente un événement sur le plan (X, Y) de l'anode correspondant au cas où deux ASIC, un selon l'axe (Ox) et l'autre selon l'axe (Oy) , sont mis en défaut par un effet de diaphonie intra-ASIC³. En effet, on peut voir que les 64 voies des deux ASIC en coïncidence ont été déclenchées suite à la détection d'un événement que l'on peut apercevoir en bas à gauche de la figure. Afin de supprimer ce type d'événement de l'analyse, on effectue une coupure sur la surface projetée S_p de l'événement sur le plan (X, Y) . On normalise ensuite cette surface projetée par celle associée à la coïncidence de deux ASIC (64×64) de telle sorte que si $S_p/(64 \times 64)$ est proche de 1, alors on est dans le cas présenté à la figure 12.7 (gauche). La coupure sur la

3. Il est important de souligner que ces résultats ont été obtenus en Mai 2011 et qu'aujourd'hui la collaboration MIMAC a développé une nouvelle version d'ASIC moins sensible au bruit électronique.

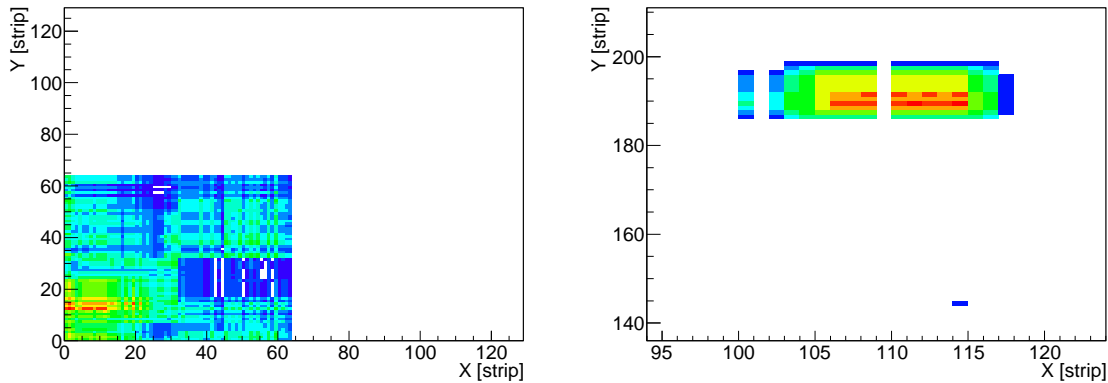


FIGURE 12.7 – Représentation sur le plan (X,Y) de deux événements bruités.

valeur maximale de S_p normalisée est de 0,8. La fraction du nombre d'événements rejetés par cette unique coupure est de 0,1%.

- La figure 12.7 (droite) représente un événement sur le plan (X,Y) où du bruit électronique a provoqué le déclenchement fortuit d'un pixel n'appartenant pas à la trace de l'événement mesuré. Ce type d'événement est caractéristique de la présence de bruit électronique résiduel au niveau des ASIC. Pour le moment, ce genre d'événement est exclu de l'analyse en effectuant une coupure sur la distribution de la distance entre les barycentres de deux échantillons temporels consécutifs. Ainsi, si un des segments est à une distance supérieure à 2σ de la valeur moyenne de la distribution, l'événement est considéré comme étant bruité et est donc exclu de l'analyse. En considérant cette coupure, 25% des événements ont été rejetés. Il est important de souligner le fait que ce type d'événement n'est pas nécessairement à exclure de l'analyse car, comme on peut le voir à partir de la figure 12.7 (droite), la trace est tout à fait reconnaissable. En utilisant alors des méthodes de squelettisation de la trace, on pourrait ignorer le pixel bruité et conserver l'événement dans l'analyse. Ainsi, le taux d'événements rejetés pourrait être considérablement diminués dans le cadre d'une prochaine version de l'analyse.

Par la suite, nous ne conserverons que les événements passant ces coupures.

L'efficacité de détection est un paramètre clé de la détection directionnelle qu'il est nécessaire d'optimiser. Ainsi, les campagnes de mesures réalisées auprès de l'installation AMANDE nous permettent d'identifier les événements qui ont des problèmes afin d'améliorer notre stratégie de détection.

12.3.2 Vers une discrimination reculs électronique/nucléaire

Comme discuté à la section 2.4, une des difficultés associées à la détection directe de matière sombre est de limiter la contamination des événements issus de bruit de fond. La stratégie de discrimination des reculs nucléaires et des reculs électroniques dans le cadre de MIMAC s'effectue en considérant l'énergie déposée dans le détecteur et les caractéristiques de la trace 3D. Par simulation et dans un gaz de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar, nous avons montré qu'en utilisant une méthode par arbres de décision boostés, nous étions capable d'obtenir une discrimination efficace

12.3 Analyse des résultats préliminaires

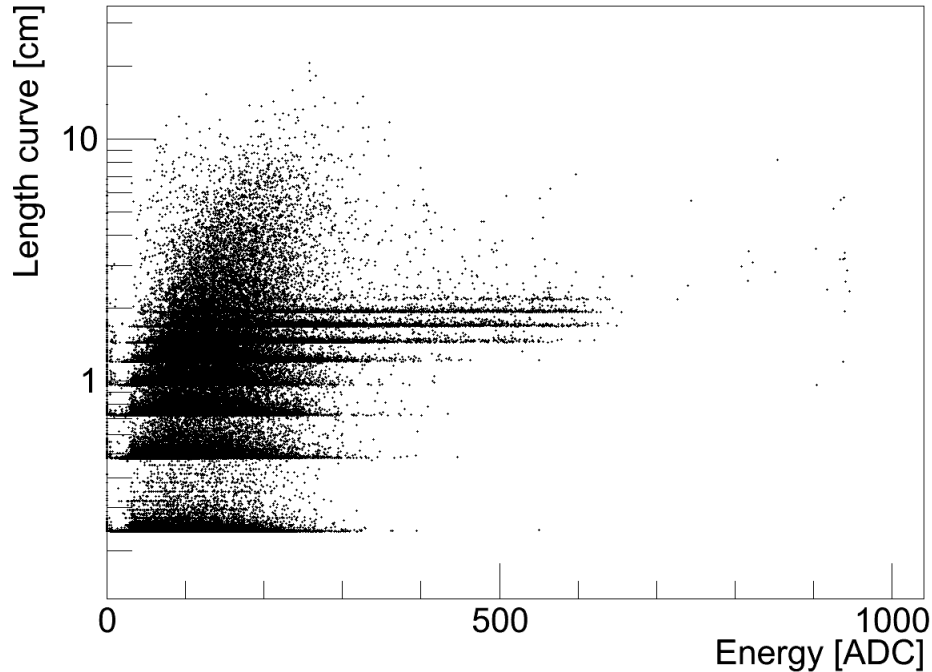


FIGURE 12.8 – Distributions des événements ayant passé les coupures sur le plan (E_{ADC}, L_c) .

des reculs électroniques (voir chapitre 10).

La figure 12.8 présente la distribution des événements dans le plan (E_{ADC}, L_c) . On constate tout d'abord la présence d'une discrétisation dans la distribution de la longueur curviligne. Cela est inhérent à l'échantillonnage de la trace en 3D. L'effet de la discrétisation est d'autant plus important que la vitesse de dérive des électrons primaires est importante. Ensuite, on remarque que deux populations d'événements semblent se distinguer. L'une d'elle correspond aux électrons qui sont caractérisés par des longueurs curvilignes plus importantes que celles des reculs nucléaires à une même énergie. La seconde population correspond aux reculs nucléaires (^{19}F et ^{12}C) et elle est représentée par la branche comprise entre $L_c = 1$ cm et $L_c = 2$ cm pour $E_{\text{ADC}} \geq 200$ ADC. On observe alors une discrimination claire des deux types de recul pour des énergies d'ionisation supérieures à ~ 30 keV. En dessous de ces énergies, comme nous l'avons démontré au chapitre 10, il faut utiliser des méthodes d'analyse multivariée permettant l'optimisation de la séparation des deux populations d'événements. De plus, il est important de souligner que les résultats présentés à la figure 12.8 correspondent au cas d'un gaz de CF_4 pur à 50 mbar qui est caractérisé par une vitesse de dérive très importante $\sim 120 \mu\text{m}/\text{ns}$. Cela va provoquer un écrasement de l'échantillonnage des traces selon l'axe (Oz) diminuant alors la discrimination entre les électrons et les reculs nucléaires. Il est intéressant de constater que la distribution sur le plan (E_{ADC}, L_c) obtenue par les données expérimentales et simulées sont très proches l'une de l'autre (voir figure 10.3), bien que la discrimination paraisse bien meilleure dans le cas simulé. Cela peut s'expliquer par le fait que l'on avait considéré un gaz de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar caractérisé par une vitesse de dérive

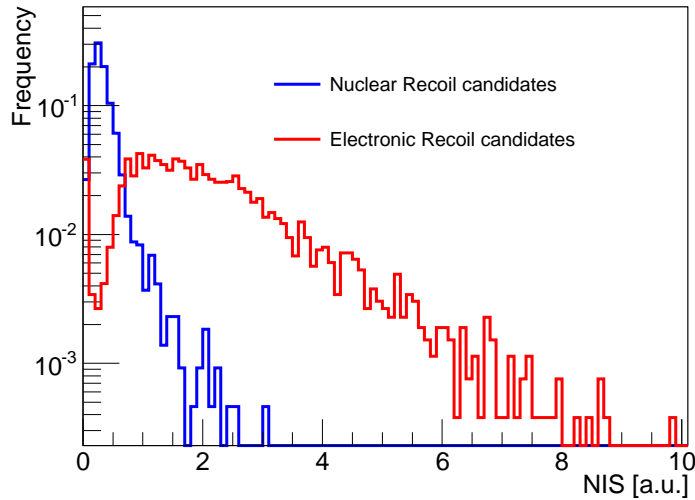


FIGURE 12.9 – Distribution de l’observable NIS pour les événements reculs électroniques (rouge) et reculs nucléaires (bleu).

des électrons primaires de $\sim 20 \mu\text{m/ns}$.

On se propose désormais de confirmer les résultats issus de la simulation concernant la possibilité d’une nouvelle variable discriminante appelée NIS (Normalized Integrated Straggling). Pour cela, on a représenté à la figure 12.9 les distributions de cette dernière en ayant fait les sélections suivantes :

- pour les reculs électroniques, on a sélectionné les événements ayant $L_c > 3 \text{ cm}$ et $E_{\text{ADC}} < 300 \text{ ADC}$.
- pour les reculs nucléaires, on a sélectionné les événements ayant $E_{\text{ADC}} > 300 \text{ ADC}$.

On constate alors que l’on obtient deux distributions différentes ayant qualitativement des allures cohérentes avec celles issues de la simulation dans le cas d’un mélange gazeux de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar (voir figure 10.3). Les différences pouvant s’expliquer par le fait que l’on ne considère pas le même gaz, et donc des vitesses de dérive différentes, et que les simulations ne considèrent pas le seuil en énergie des pistes, pour le moment. Une calibration de la simulation sur les données expérimentales est donc nécessaire afin d’interpréter quantitativement les comparaisons entre simulations et données expérimentales. Notons que la remontée de la distribution du NIS pour NIS = 0 dans le cas des électrons vient des événements ayant moins de 3 coïncidences spatiales.

Il reste néanmoins intéressant de souligner que la distribution de la variable NIS correspond à ce qui avait été prévu par les simulations. Cela permet de valider le fait que le NIS pourrait être utilisé comme seconde variable discriminante comme discuté dans le chapitre 10. La figure 12.10 représente la distribution des événements sur le plan $(E_{\text{ADC}}, \text{NIS})$. De manière assez similaire à ce l’on avait obtenu avec les simulations, on voit se dégager la branche des reculs nucléaires à partir de $E_{\text{ADC}} = 300 \text{ ADC}$, qui tend vers des valeurs de NIS de plus en plus petites. Avant de pouvoir réaliser une sélection sur les plans $(E_{\text{ADC}}, \text{NIS})$ et (E_{ADC}, L_c) , il est important de vérifier que les deux variables NIS et L_c sont faiblement corrélées. Cela était le cas dans les simulations présentées

12.3 Analyse des résultats préliminaires

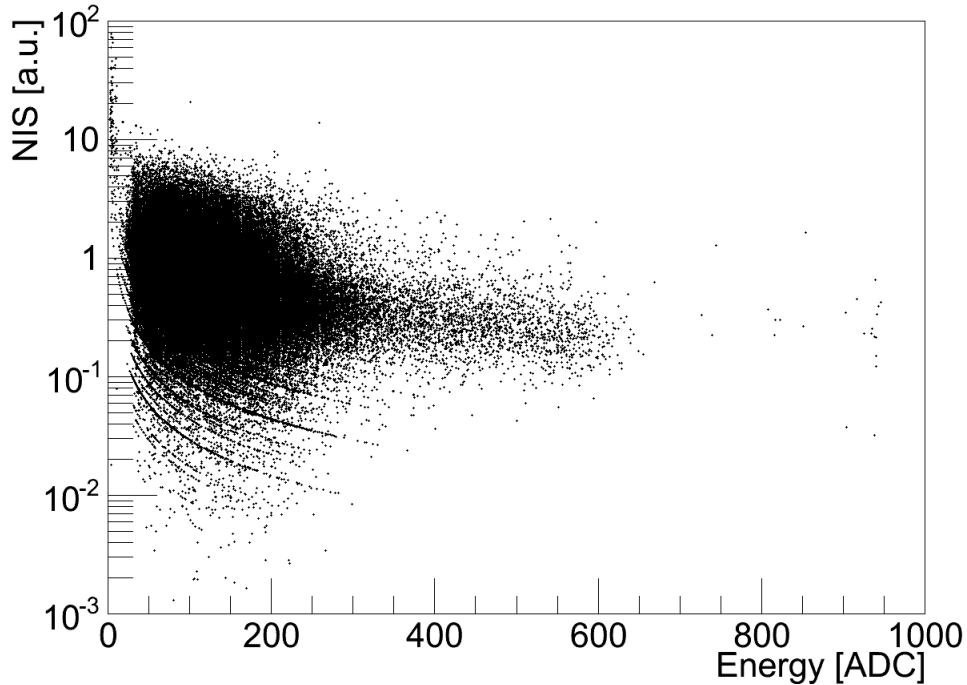


FIGURE 12.10 – Distributions des événements ayant passé les coupures sur le plan (E_{ADC} , NIS).

au chapitre 10 où nous avons considéré un gaz de 70% CF_4 + 30% CHF_3 à 50 mbar.

Une étude plus approfondie par simulation des événements de reculs électroniques et nucléaires et donc nécessaire afin de quantifier le pouvoir de discrimination dans le cas d'un gaz de CF_4 pur à 50 mbar. Il est cependant important de souligner que, du fait de son importante vitesse de dérive, ce gaz ne peut pas être utilisé dans le cadre d'une détection directionnelle de matière sombre avec MIMAC. Ainsi, bien que ce gaz ne permette pas d'optimiser la mesure des traces 3D, nous avons tout de même pu montrer qu'à partir d'une certaine valeur d'énergie ~ 30 keV (ionisation), les deux populations d'événements sont clairement discriminables. Dans le cas de l'utilisation d'un gaz de CHF_3 pour diminuer la vitesse de dérive, nous avons montré par simulation que cette même délimitation entre les deux populations apparaissait à ~ 10 keV (ionisation).

12.3.3 Distributions angulaires

Le but de la détection directionnelle étant de pouvoir mesurer la direction des reculs nucléaires, nous avons calculé les distributions angulaires des événements correspondant potentiellement à des reculs de carbone (principalement) et de fluor ($E_{ADC} > 300$).

La figure 12.11 représente les distributions des angles θ (figure de gauche) et ϕ (figure de droite). La méthode de reconstruction des traces a été réalisée en utilisant une régression linéaire à trois dimensions comme présentée à la section 7.2.2. Comme prévu par les études en simulation présentées à la section 9.1.3, on constate que la distribution de l'angle ϕ est tout à fait compatible avec la distribution uniforme attendue. En effet, le détecteur ayant été placé en face du faisceau de

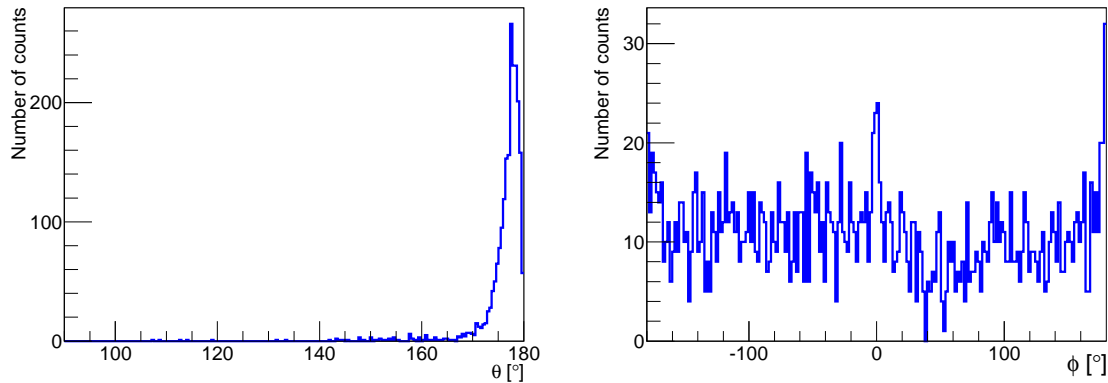


FIGURE 12.11 – Distribution de la reconstruction par régression linéaire des angles θ (gauche) et ϕ (droite).

protons avec l’anode perpendiculaire à l’axe de ce dernier, on s’attend à une distribution uniforme de l’angle ϕ . Ainsi, l’estimateur de l’angle ϕ par la méthode de la régression linéaire n’est pas biaisé.

A contrario, on peut remarquer que la distribution de l’angle θ n’est pas du tout compatible avec la distribution théorique. En effet, sélectionnant des événements de recul de carbone (principalement) ayant une énergie de recul E_r comprise entre 160,4 keV et 65 keV (recul), on s’attend à une distribution en angle θ de la forme $\sin 2\theta$ entre $\theta = 180^\circ$ et $\theta = 50^\circ$. On a pu vérifier par ailleurs que même en convoluant la distribution angulaire théorique par différentes valeurs de résolutions angulaires, nous ne parvenons pas à expliquer l’allure de la distribution de l’angle θ mesuré. Cela signifie que l’estimation de l’angle θ , en utilisant une régression linéaire à trois dimensions, est biaisée. Ce résultat confirme ce que nous avons obtenu par simulation à la section 9.1.3. Ce biais est donc intrinsèquement lié à la méthode de régression linéaire qui ne permet pas de s’affranchir des effets de la diffusion longitudinale des électrons et sur-estime ainsi l’angle θ . Cela justifie le développement d’une nouvelle méthode d’analyse des traces en 3D se basant sur une approche par fonction de vraisemblance présentée au chapitre 9.

Cette étude nous permet donc de confirmer les prévisions de la simulation concernant le biais de l’estimation de l’angle θ inhérent à la méthode de régression linéaire. La méthode basée sur une étude de fonction de vraisemblance présentée au chapitre 9, devrait donc permettre d’éviter ce biais afin de réaliser une détection directionnelle performante. Cette méthode sera prochainement appliquée aux données afin de confirmer les résultats obtenus par simulation.

12.4 Conclusion et perspectives

Cette étude nous a alors permis de valider l’intérêt d’utiliser le champ de neutrons AMANDE afin de caractériser le détecteur MIMAC. Ainsi, on a pu démontrer que le détecteur MIMAC est capable de mesurer des reculs nucléaires sur une large gamme en énergie avec un seuil en dessous de la dizaine de keV. Pour chaque événement on mesure son énergie et sa trace en trois dimensions. On

12.4 Conclusion et perspectives

a ainsi pu vérifier que la mesure de l'énergie, via l'étude des composantes du spectre, est cohérente avec ce que l'on attendait. Cela nous a permis de valider l'utilisation de la technologie Micromegas car elle présente un gain compatible avec une distribution uniforme sur l'ensemble de la surface de l'anode.

Le but ultime des campagnes de mesures auprès de l'installation AMANDE est de caractériser le détecteur dans le cas du mélange gazeux pertinent pour la recherche de matière sombre : 70% CF_4 + 28% CHF_3 + 2% C_4H_{10} . En développant alors une simulation complète du faisceau de neutron et du détecteur, on sera capable d'estimer les différentes efficacités associées à la détection d'événement avec MIMAC. De plus, il sera alors possible d'estimer la résolution angulaire du détecteur en utilisant une méthode d'analyse telle que celle proposée au chapitre 9. Enfin, une mesure quantitative de la discrimination électron/recul nucléaire pourra également être effectuée suivant la méthode décrite au chapitre 10.

Une excellente méthode de validation du projet MIMAC serait de reconstruire correctement l'énergie du faisceau de neutron, comme proposé dans [227]. En effet, la reconstruction de l'énergie du neutron requiert une mesure de l'énergie des reculs et de la direction de leurs traces qui soient non biaisées.

Conclusions et perspectives

Pendant ma thèse, j'ai travaillé sur la détection directionnelle de matière sombre, dans le cadre du projet MIMAC. Mon travail de thèse a porté sur les trois axes de recherche suivants :

1. La phénoménologie de la détection directionnelle de matière sombre et l'évaluation du potentiel du projet MIMAC
2. La méthodologie d'analyse des données directionnelles
3. La mesure de la vitesse de dérive et de reculs nucléaires auprès du champ de neutrons AMANDE.

Dans la suite on résume brièvement les résultats associés à chacune de ces thématiques de recherche.

Il est fondamental de démontrer quel serait l'apport d'un détecteur directionnelle, tel que proposé par la collaboration MIMAC, dans le domaine de la recherche de matière sombre. Dans ce cadre, j'ai développé une nouvelle approche de l'analyse des données directionnelles, permettant d'optimiser l'information contenue dans le signal WIMP attendu. J'ai pu montrer que la détection directionnelle associée aux méthodes statistiques que j'ai développées, permet d'effectuer un changement de perspective vis-à-vis de la détection directe de matière sombre. En effet, en s'appuyant sur la forte corrélation de la direction des reculs nucléaires avec la constellation du Cygne, on passe d'une stratégie de rejet du bruit de fond à une stratégie de découverte. J'ai ainsi traité les trois scénarios possibles, qui sont : l'exclusion, la découverte et enfin l'identification de la matière sombre. Dans le cas de la découverte, j'ai démontré que le détecteur MIMAC pourrait atteindre une découverte supérieure à 3σ jusqu'à des sections efficaces axiales de 10^{-4} pb, *i.e.* plus de deux ordres en dessous des limites actuelles et couvrant une large proportion des modèles supersymétriques proposés. De plus, lors de l'estimation de la signification, en utilisant une fonction de vraisemblance profilée, j'ai pu prendre en considération les incertitudes astrophysiques afin d'aller au-delà du modèle standard du halo de matière sombre. Dans une optique d'optimisation de MIMAC, j'ai également pu estimer l'effet des différentes limitations expérimentales sur son potentiel de découverte. Ainsi, les paramètres expérimentaux les plus critiques sont l'énergie seuil et la contamination de bruit de fond alors que la résolution angulaire et l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace ne constituent pas des conditions nécessaires à une détection directionnelle performante.

Ensuite, dans le cas d'une détection associée à une signification suffisamment importante, nous avons vu que MIMAC pourrait contraindre simultanément les propriétés de la particule WIMP (masse et section efficace) et la distribution de vitesses de ces dernières dans le halo. Cela représente une considérable avancée par rapport à la détection directe non-directionnelle.

12.4 Conclusion et perspectives

La second axe de recherche de ma thèse s'est orienté sur la méthodologie d'analyse des événements mesurés par le détecteur MIMAC. Ce dernier permet de mesurer l'énergie et la trace en trois dimensions des événements. Il est nécessaire d'extraire ensuite, par analyse de données, les caractéristiques de la trace afin d'effectuer une détection directionnelle de matière sombre. Cela requiert de retrouver la position du vertex d'interaction, la direction et le sens de propagation de ce dernier dans le détecteur. Pour y parvenir, j'ai tout d'abord développé un logiciel de simulation d'événements permettant de prendre en considération tous les processus physiques associés à la mesure de la trace d'un recul nucléaire de basse énergie avec MIMAC. Ensuite, j'ai mis en place une nouvelle méthode d'analyse des événements utilisant une approche par vraisemblance combinée à une analyse par arbres de décisions boostés. En utilisant cette méthode d'analyse, j'ai pu démontrer que le détecteur MIMAC devrait avoir une résolution angulaire comprise entre 30° et 80° selon l'énergie du recul. Ensuite, j'ai pu montrer que l'efficacité de la reconnaissance du sens de la trace est très faible et qu'elle dépend fortement de l'énergie de l'événement et de sa position dans le détecteur. Cela suggère l'idée de ne pas considérer cette information lors d'analyse dédiée à la recherche de matière sombre. Notons que l'impact de ces deux caractéristiques expérimentales sur le potentiel de découverte de MIMAC est négligeable, surtout dans le cas de WIMP légers ($m_\chi \sim 10 \text{ GeV}/c^2$). Enfin, grâce à la méthode par vraisemblance que j'ai développée, le détecteur devrait être capable de reconstruire le vertex d'interaction des événements mesurés. Cela suggère la possibilité d'effectuer une fiducialisation en trois dimensions du volume du détecteur afin de limiter la contamination du bruit de fond. Bien entendu, le choix du volume fiduciel dépend du taux de bruit de fond et de la performance de la discrimination électron/recul nucléaire.

C'est la raison pour laquelle je me suis également intéressé au pouvoir de rejet des événements électroniques dans le cadre du détecteur MIMAC. Les résultats de ces travaux conduisent à deux conclusions. Premièrement, l'utilisation d'une analyse multivariée par arbres de décision boostés permet, à efficacité similaire, d'obtenir un pouvoir de rejet 20 fois supérieur à celui obtenu avec une analyse séquentielle. Notons de plus, que cette approche peut être étendue à d'autres détecteurs. Ensuite, en utilisant une analyse par arbres de décisions boostés, on a vu que le détecteur MIMAC pourrait obtenir un pouvoir de rejet supérieur à 1000 sur toute la gamme en énergie d'ionisation pertinente pour la recherche de matière sombre, tout en ayant une efficacité supérieure à 50% au-delà de 6 keV. Enfin, nous avons également discuté le cas où aucune coupure franche n'est effectuée, mais où chaque événement est caractérisé par une probabilité d'être un recul nucléaire. Cela permet d'obtenir une efficacité de 100% tout en assurant une discrimination statistique des événements électroniques.

Cependant, ces méthodes d'analyse de traces et de reconstruction requièrent une simulation précise de la réponse du détecteur expliquant pourquoi durant ma thèse, je me suis également intéressé à la caractérisation du détecteur.

Mes axes de recherche expérimentaux se sont orientés vers la mesure de la vitesse de dérive des électrons et la caractérisation du détecteur MIMAC auprès d'un champ de neutrons. Dans le cas de la mesure de la vitesse de dérive, j'ai mis en place une méthode originale utilisant une source de particule α . À l'aide d'une modélisation du signal électronique réalisée en mesurant la réponse impulsionnelle du pré-amplificateur de charges, j'ai pu mesurer avec précision la vitesse de dérive des électrons. De plus, les résultats suggèrent qu'avec un temps de montée plus rapide du pré-amplificateur de charges et une simulation des traces des particules α , on devrait être capable de mesurer également les coefficients de diffusion des électrons. Il convient de souligner qu'une

12.4 Conclusion et perspectives

estimation précise de ces paramètres est nécessaire afin de réaliser une reconstruction des traces performante.

Enfin, lors de ma thèse, j'ai eu l'occasion de participer à des campagnes de mesures auprès d'un champ de neutrons (AMANDE) afin de tester les performances du détecteur. En plus de participer à la mise en place du dispositif expérimental et de l'acquisition de données, j'ai travaillé sur l'analyse de ces dernières. Les résultats montrent que le détecteur MIMAC est capable de mesurer des traces d'électrons et de reculs nucléaires de basse énergie (inférieure à 1 keV). Les résultats de cette analyse valide la stratégie de détection de MIMAC car le gain est compatible avec une distribution uniforme sur l'ensemble de la surface de l'anode. De plus, on a pu constater que les événements sont correctement déterminés (pas de corrélations entre eux). Nous avons pu, de manière qualitative, mettre en évidence les contributions de différents types de recul nucléaire : ^{19}F , ^{12}C et ^1H (issus de la structure mécanique de la cage de champ), dans le cas de l'utilisation d'un gaz de CF_4 pur à 50 mbar. Ensuite, nous avons également démontré la possibilité d'effectuer une discrimination électron/recul nucléaire en utilisant les observables NIS et de longueur curviligne proposées au chapitre 10.

Les perspectives du projet MIMAC sont très encourageantes. En effet, ce dernier a démontré la capacité de mesurer des traces de recul à basse énergie en trois dimensions. Il est d'ailleurs le seul projet, à ce jour, à pouvoir effectuer une telle mesure des événements. Il offre la possibilité de pouvoir effectuer une détection directionnelle de matière sombre performante. De plus, les estimations de ses performances, obtenues par simulation dans le cadre de ma thèse, combinées aux études phénoménologiques, permettent de démontrer que le potentiel de découverte de MIMAC est 2 à 3 ordres de grandeur en dessous des limites actuelles. Cela appuie le fait que le projet MIMAC permet d'offrir une stratégie alternative et complémentaire aux recherches directes de matière sombres actuelles. Un prototype de 5 litres va être placé au laboratoire souterrain de Modane courant 2012 afin de réaliser une première campagne de mesures. Le but de celle-ci est de caractériser les événements du bruit de fond et de mesurer leur distribution angulaire. Cela va permettre de valider ou d'infirmer l'hypothèse d'une distribution isotrope du bruit de fond. Ce résultat sera d'une grande utilité à la communauté de la détection directionnelle.

À ce jour, la détection directe ou indirecte de matière sombre constitue un des enjeux majeurs de la physique moderne. Que ce soit depuis des laboratoires souterrains, des télescopes au sol, des satellites dans l'espace ou des collisionneurs de particules, la matière sombre est recherchée activement et avec des stratégies de détection très différentes et complémentaires. La contrainte actuelle la plus forte sur les candidats à la matière sombre vient de la mesure de la densité relique de matière sombre effectuée par WMAP. Cependant, le LHC devrait imposer également des contraintes de plus en plus fortes sur les extensions possibles du modèle standard, limitant ainsi les candidats possibles à la matière sombre. Pendant ce temps, la détection directe permet d'exclure des sections efficaces scalaires (et dans une moindre mesure axiales) de plus en plus basses, avec des futures sensibilités de 10^{-11} pb pour les projets comme Super-CDMS et XENON-1T. Cela nous permet de conclure que l'existence de la matière sombre pourrait bientôt commencer à être mise en évidence ou être définitivement exclue et bouleverser ainsi nos modèles standards de la cosmologie et de la physique des particules.

Bibliographie

- [1] F. Zwicky, *Astrophys. J.* **86** (1937) 217
- [2] Y. Sofue and V. Rubin, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **39** (2001) 137
- [3] M. Fukugita *et al.*, *Astrophys. J.* **503** (1998) 518
- [4] S. Perlmutter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 670
- [5] A. G. Riess *et al.*, *Astron. J.* **117** (1999) 707
- [6] E. Komatsu *et al.*, *ApJS* **192** (2011) 18
- [7] G. Smoot *et al.* [COBE Collaboration], *Astrophys. J.* **517** (1999) 565
- [8] D. J. Eisenstein *et al.* [SDSS Collaboration], *Astrophys. J.* **633** (2005) 560
- [9] A. Gorecki, “Cosmologie observationnelle avec le Large Synoptic Survey Telescope”. Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2011.
- [10] M. Kowalski *et al.*, *Astrophys. J.* **686** (2008) 749
- [11] J. Dunkley *et al.*, *Astrophys. J.* **701** (2009) 1804
- [12] J. O. Meara *et al.*, *Astrophys. J.* **552** (2001) 718
- [13] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Phys. Rept.* **267** (1996) 195
- [14] M. Persic, P. Salucci and F. Stel, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **281** (1996) 27
- [15] A. Klypin, H. Zhao and R. S. Somerville, *Astrophys. J.* **573** (2002) 597
- [16] M. Milgrom, *Astrophys. J.* **270** (1983) 365
- [17] P. Tisserand *et al.* [EROS-2 Collaboration], *Astron. Astrophys.* **469** (2007) 387
- [18] P. Popowski *et al.*, [astro-ph/0304464].
- [19] M. Tegmark *et al.* [SDSS Collaboration], *Astrophys. J.* **606** (2004) 702
- [20] R. Cen, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **514** (1999) 1
- [21] R. Davé, R. Cen, J. P. Ostriker, *et al.*, *Astrophys. J.* **552** (2001) 473
- [22] J. A. Peacock, astro-ph/0309240.
- [23] E. W. Otten and C. Weinheimer, *Rept. Prog. Phys.* **71** (2008) 086201
- [24] G. Bertone (Ed.), *Particle Dark Matter : Observations, Models and Searches*, 2010, Cambridge University Press
- [25] J. L. Feng, eConf C **0307282** (2003) L11 [hep-ph/0405215].
- [26] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* **710** (2012) 49

BIBLIOGRAPHIE

- [27] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], arXiv :1202.1488 [hep-ex].
- [28] [TEVNPH (Tevatron New Phenomina and Higgs Working Group) and CDF and D0 Collaborations], arXiv :1203.3774 [hep-ex].
- [29] J. R. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. B **238** (1984) 453
- [30] K. Griest, Phys. Rev. D **38** (1988) 2357
- [31] S. P. Martin, In Kane, G.L. (ed.) : Perspectives on supersymmetry II 1-153 [hep-ph/9709356].
- [32] U. Ellwanger, C. Hugonie, and A. M. Teixeira, Phys. Rept. **496** (2010) 1
- [33] P. Fayet, In Shifman, M.A. (ed.) : The many faces of the superworld 476-497 [hep-ph/9912413].
- [34] T. K. Hemmick *et al.*, Phys. Rev. D **41** (1990) 2074
- [35] P. F. Smith, Contemp. Phys., **29** (1988) 203
- [36] T. Falk, K. A. Olive and M. Srednicki, Phys. Lett. B **339** (1994) 248
- [37] J. R. Ellis, K. A. Olive, Y. Santoso and V. C. Spanos, Phys. Lett. B **588** (2004) 7
- [38] D. Albornoz Vásquez, “Phenomenological and Astroparticle analysis of Light Dark Matter particles”. Thèse, Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique Théorique, 2011.
- [39] M. Kamionkowski, K. Griest, G. Jungman and B. Sadoulet, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 5174
- [40] A. Achterberg *et al.* [IceCube Collaboration], Astropart. Phys. **26** (2006) 155
- [41] G. Lim *et al.*, arXiv :0905.2316
- [42] S. Desai *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **70** (2004) 109901
- [43] A. Viana *et al.*, Astrophys. J. **746** (2012) 77
- [44] J. Aleksic *et al.* [The MAGIC Collaboration], Astrophys. J. **710** (2010) 634
- [45] A. A. Abdo *et al.*, Astrophys. J. **712** (2010) 147
- [46] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], Nature **458** (2009) 607
- [47] M. Cirelli, “Seeing Dark Matter in Cosmic Rays ?”, ISAPP 2011, Heidelberg
- [48] P. Salati, F. Donato, and N. Fornengo, “Indirect Dark Matter Detection with Cosmic Antimatter” 2010.
- [49] M. W. Goodman and E. Witten, Phys. Rev. D **31** (1985) 3059
- [50] P. J. Fox, R. Harnik, J. Kopp and Y. Tsai, Phys. Rev. D **85** (2012) 056011
- [51] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], arXiv :1204.0821
- [52] D. N. Spergel, Phys. Rev. D **37** (1988) 1353.
- [53] P. Gondolo, Phys. Rev. D **66** (2002) 103513
- [54] J. D. Lewin & P. F. Smith, Astropart. Physics **6** (1996) 87-112
- [55] D. G. Cerdeno and A. M. Green, arXiv :1002.1912
- [56] G. Bertone, D. G. Cerdeno, M. Fornasa, R. Ruiz de Austri, C. Strege and R. Trotta, JCAP **1201** (2012) 015
- [57] M. Pato, JCAP **1110** (2011) 035

- [58] R. Bernabei *et al.*, Eur. Phys. J. C **67** (2010) 39
- [59] E. Aprile *et al.* [XENON100 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 131302
- [60] M. T. Frandsen, F. Kahlhoefer, S. Sarkar and K. Schmidt-Hoberg, JHEP **1109** (2011) 128
- [61] D. Albornoz Vásquez, G. Bélanger, J. Billard and F. Mayet, Phys. Rev. D **85** (2012) 055023
- [62] A. F. Pacheco and D. Strottman, Phys. Rev. D **40** (1989) 2131-2133
- [63] E. Behnke *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 021303
- [64] S. Archambault *et al.*, Phys. Lett. B **682** (2009) 185
- [65] V. Dimitrov, J. Engel and S. Pittel, Phys. Rev. D **51** (1995) 291-295
- [66] A. Benoit *et al.*, Phys. Lett. B **616** (2005) 25-30
- [67] Z. Ahmed *et al.*, arXiv :0912.3592
- [68] M. T. Ressel and D. J. Dean, Phys. Rev. C **56** (1997) 535-546
- [69] H. S. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 091301
- [70] J. Angle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 091301
- [71] V. N. Lebedenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 151302
- [72] J. Engel, Phys. Lett. B **264** (1991) 114-119
- [73] F. Iachello *et al.*, Phys. Lett. B **254** (1991) 220
- [74] D. A. Vásquez, G. Bélanger, C. Boehm, A. Pukhov and J. Silk, Phys. Rev. D **82** (2010) 115027
- [75] G. Bélanger *et al.*, Comput. Phys. Commun. **149** (2002) 103
- [76] Z. Ahmed *et al.*, Science 327 (2010) 1619
- [77] D. R. Tovey *et al.*, Phys. Lett. B **488** (2000) 17
- [78] P. C. Divari, T. S. Kosmas, J. D. Vergados and L. D. Skouras, Phys. Rev. C **61** (2000) 054612
- [79] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. D **75** (2007) 012007
- [80] G. Bélanger, E. Nezri and A. Pukhov, Phys. Rev. D **79** (2009) 015008
- [81] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **710** (2012) 67
- [82] T. Saab, arXiv :1203.2566
- [83] E. Moulin, “ Détection directe de matière sombre non-baryonique avec l’hélium 3 ”, Thèse de l’Université Joseph Fourier, sept. 2005
- [84] L. W. Kastens *et al.*, Phys. Rev. C **80** (2009) 045809
- [85] E. Armengaud *et al.*, Phys. Lett. B **687** (2010) 294-298
- [86] G. Angloher *et al.*, arXiv :1109.0702
- [87] A. K. Drukier, K. Freese and D. N. Spergel, Phys. Rev. D **33** (1986) 3495
- [88] C. E. Aalseth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 141301
- [89] D. Hooper, arXiv :1201.1303
- [90] M. T. Frandsen *et al.*, JCAP **1201** (2012) 024
- [91] Z. Ahmed *et al.* [CDMS Collaboration], arXiv :1203.1309

BIBLIOGRAPHIE

- [92] T. Schwetz-Mangold, “Dark Matter Phenomenology”, ISAPP 2011, Heidelberg
- [93] K. Blum, arXiv :1110.0857
- [94] S. Chang, J. Pradler and I. Yavin, Phys. Rev. D **85** (2012) 063505
- [95] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], Phys. Rev. D **81** (2010) 012001
- [96] D. D’Angelo [Borexino Collaboration], arXiv :1109.3901
- [97] S. Tilav *et al.* [for the IceCube Collaboration], arXiv :1001.0776
- [98] J. Cherwinka *et al.*, arXiv :1106.1156
- [99] B. Morgan, “Dark matter Detection with Gas Time Projection Chambers”, Thèse de l’Université de Sheffield, 2004
- [100] J. Billard, F. Mayet, J. F. Macias-Perez and D. Santos, Phys. Lett. B **691** (2010) 156-162
- [101] S. Ahlen *et al.*, Int. J. Mod. Phys. A **25** (2010) 1
- [102] D. Mei and A. Hime, Phys. Rev. D **73** (2006) 053004
- [103] B. Morgan, A. M. Green and N. J. C. Spooner, Phys. Rev. D **71** (2005) 103507
- [104] C. J. Copi and L. M. Krauss, Phys. Rev. D **63** (2001) 043507
- [105] C. J. Copi, L. M. Krauss, D. Simmons-Duffin and S. R. Stroiney, Phys. Rev. D **75** (2007) 023514,
- [106] C. J. Copi and L. M. Krauss, Phys. Lett. B **461** (1999) 43
- [107] B. Morgan and A. M. Green, Phys. Rev. D **72** (2005) 123501
- [108] A. M. Green and B. Morgan, Astropart. Phys. **27** (2007) 142
- [109] A. M. Green and B. Morgan, Phys. Rev. D **77** (2008) 027303
- [110] K. V. Mardia and P. Jupp, *Directional Statistics*, Chichester Wiley, (2000)
- [111] A. M. Green and B. Morgan, Phys. Rev. D **81** (2010) 061301
- [112] E. Daw *et al.*, Astropart. Phys. **35** (2012) 397
- [113] K. Miuchi *et al.*, Phys. Lett. B **686** (2010) 11
- [114] S. Ahlen *et al.*, Phys. Lett. **B695** (2011) 124
- [115] D. Santos *et al.*, EAS Publication Series **53** (2012) 25
- [116] T. Naka *et al.*, EAS Publication Series **53** (2012) 51
- [117] F. Mayet and D. Santos (Eds) *Proceedings of the third international conference on directional detection of dark matter (CYGNUS 2011)*, EAS Publication Series, Vol **53**, EDP Sciences
- [118] T. Nagayoshi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **513** (2003) 277
- [119] J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, 1987
- [120] A. M. Green, Mod. Phys. Lett. A **27** (2012) 1230004
- [121] S. Chaudhury, P. Bhattacharjee and R. Cowsik, JCAP **1009** (2010) 020
- [122] A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, J. S. Bullock and J. R. Primack, Astrophys. J. **502** (1998) 48
- [123] J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White, Astrophys. J. **462** (1996) 563
- [124] B. Moore, F. Governato, T. R. Quinn, J. Stadel and G. Lake, Astrophys. J. **499** (1998) L5

- [125] L. M. Widrow, astro-ph/0003302.
- [126] B. Moore *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **310** (1999) 1147
- [127] J. S. Bullock *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **321** (2001) 559
- [128] C. Arina, J. Hamann and Y. Y. Y. Wong, JCAP **1109** (2011) 022
- [129] L. P. Osipkov, Pis'ma Astr. Zh., **55** (1979) 77
- [130] D. Meritt, Astronomical Journal, **90** (1985) 1027
- [131] P. Ullio and M. Kamionkowski, JHEP **0103** (2001) 049
- [132] A. M. Green, Phys. Rev. D **66** (2002) 083003
- [133] N. W. Evans *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc **318** (2000) 1131-1143
- [134] A. M. Green, JCAP **0708** (2007) 022
- [135] N. Bozorgnia, G. B. Gelmini and P. Gondolo, arXiv :1111.6361
- [136] E. J. Tollerud, J. S. Bullock, L. E. Strigari and B. Willman, Astrophys. J. **688** (2008) 277
- [137] M. Vogelsberger *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **395** (2009) 797
- [138] F. S. Ling, E. Nezri, E. Athanassoula and R. Teyssier, JCAP **1002** (2010) 012
- [139] V. Springel, "Cosmological structure formation" ISAPP 2011, Heidelberg
- [140] R. Teyssier, Astron. Astrophys. **385** (2002) 337
- [141] W. Hu and D. J. Eisenstein, Phys. Rev. D **59** (1999) 083509
- [142] F. -S. Ling, Phys. Rev. D **82** (2010) 023534
- [143] M. Kuhlen, M. Lisanti and D. N. Spergel, arXiv :1202.0007
- [144] C. M. Bidin, G. Carraro, R. A. Mendez and W. F. van Altena, Astrophys. J. **724** (2010) L122
- [145] J. Diemand *et al.*, Nature **454** (2008) 735
- [146] M. Lisanti and D. N. Spergel, arXiv :1105.4166
- [147] H. J. Newberg *et al.*, Astrophys. J. **596** (2003) L191
- [148] V. Belokurov *et al.*, Astrophys. J. **642** (2006) L137
- [149] S. R. Majewski *et al.*, Astrophys. J. **599** (2003) 1082
- [150] K. Freese, P. Gondolo and H. J. Newberg, Phys. Rev. D **71** (2005) 043516
- [151] V. Belokurov *et al.*, Astrophys. J. **658** (2007) 337
- [152] S. K. Lee and A. H. G. Peter, JCAP **1204** (2012) 029
- [153] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667** (2008) 1
- [154] L. E. Strigari and R. Trotta, JCAP **0911** (2009) 019
- [155] M. Weber and W. de Boer, Astron. Astrophys. **509** (2010) A25
- [156] R. Catena, P. Ullio, JCAP **1008** (2010) 004
- [157] S. Garbari, J. I. Read and G. Lake, arXiv :1105.6339
- [158] P. Salucci, F. Nesti, G. Gentile and C. F. Martins, Astron. Astrophys. **523** (2010) A83
- [159] M. J. Reid *et al.*, Astrophys. J **700** 137 (2009).

BIBLIOGRAPHIE

- [160] J. Bovy, D. W. Hogg and H. Rix, *Astrophys. J* 704, 1704 (2009)
- [161] S. E. Koposov, H. -W. Rix, D. W. Hogg, *Astrophys. J.* **712** (2010) 260-273
- [162] M. Feast and P. Whitelock, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **291** (1997) 683-693
- [163] A. M. Ghez *et al.*, *Astrophys. J.* **689** (2008) 1044
- [164] S. Gillessen *et al.*, *Astrophys. J.* **692** (2009) 1075
- [165] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, *Phys. Rev. D* **82** (2010) 055011
- [166] D. R. Law, S. R. Majewski and K. V. Johnston, *Astrophys. J.* **703** (2009) L67
- [167] E. Hayashi, J. F. Navarro and V. Springel, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **377** (2007) 50
- [168] M. Kamionkowski and A. Kinkhabwala, *Phys. Rev. D*, 57 (1998) 3256
- [169] M. C. Smith *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **379** (2007) 755
- [170] P. J. Fox, J. Liu and N. Weiner, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 103514
- [171] P. Gondolo and G. B. Gelmini, arXiv :1202.6359
- [172] S. Yellin, *Phys. Rev. D* **66** (2002) 032005
- [173] S. Henderson, J. Monroe and P. Fisher, *Phys. Rev. D* **78** (2008) 015020
- [174] S. Yellin, arXiv :0709.2701
- [175] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Clarendon Press, Oxford, 1998.
- [176] K. M. Gorski *et al.*, *Astrophys. J.* **622** (2005) 759
- [177] G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 3873
- [178] E. Behnke *et al.*, arXiv :1204.3094
- [179] S. C. Kim *et al.*, arXiv :1204.2646
- [180] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, *Phys. Rev. D* **85** (2012) 035006
- [181] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, O. Vitells, *Eur. Phys. J.* **C71** (2011) 1554
- [182] E. Aprile *et al.*, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 052003
- [183] D. Santos *et al.*, arXiv :0810.1137
- [184] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 075002
- [185] W. H. Press *et al.*, *Numerical Recipies*, Cambridge University Press (2007)
- [186] A. Putze *et al.*, *Astron. Astrophys.* **497** (2009) 991-1007
- [187] V. L. Corless and L. J. King, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **390** (2008) 997-1013
- [188] A. M. Green, *JCAP* **0807** (2008) 005
- [189] N. Bernal, A. Goudelis, Y. Mambrini and C. Munoz, *JCAP* **0901** (2009) 046
- [190] M. Drees and C. L. Shan, *JCAP* **0706** (2007) 011
- [191] M. Drees and C. L. Shan, *JCAP* **0806** (2008) 012
- [192] Y. T. Chou and C. L. Shan, *JCAP* **1008** (2010) 014
- [193] C. L. Shan, *Mod. Phys. Lett. A* **25** (2010) 951
- [194] C. L. Shan, *JCAP* **1006** (2010) 029

- [195] C. L. Shan, *New J. Phys.* **11** (2009) 105013
- [196] G. Bertone *et al.*, *Phys. Rev. D* **82** (2010) 055008
- [197] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark U., Pergamon Press New York, (1985), www.srim.org.
- [198] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN (1977)
- [199] U. Fano, *Phys. Rev.* **72** (1947) 26-29
- [200] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Jhon Wiley and sons (2000)
- [201] S. F. Biagi, *Nucl. Instrum. Meth. A* **421** (1999) 234-240.
- [202] Y. Giomataris *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **560** (2006) 405
- [203] Y. Giomataris *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **376** (1996) 29
- [204] O. Guillaudin, *EAS Publications Series* 53 (2012) 119-127
- [205] F. J. Iguaz *et al.*, *JINST* **6** (2011) P07002
- [206] J. Byrne, *Proc. R. Soc. Edinburg Sect.* **A66**, 33 (1962)
- [207] J. Lindhard *et al.*, *Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk.* **33** (1963) 1-42.
- [208] W. Blum, W. Riegler, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer (2008)
- [209] S. Ramo, *Proc. IRE* **27** (1939) 584
- [210] J. Battat, *Private communication*
- [211] V. Radeka, *Ann. Rev. of Nuc. and Part. Sci.* **38** (1988) 217
- [212] R. Veenhof, Garfield simulation program, <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>.
- [213] J. P. Richer *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **620** (2010) 470
- [214] O. Bourrion *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **662** (2010) 207
- [215] V. Gressier *et al.*, *Radiat. Prot. Dosim.* **110** (2004) 49-52.
- [216] F. B. Larkins, *At. Data and Nucl. Data Tables* 20 (1977) 313
- [217] T. E. Stewart *et al.*, *Phys. Rev.* **A3** (1971) 1991
- [218] D. M. Bartell *et al.*, *Phys. Rev.* **A7** (1973) 1068
- [219] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR plasmas*, Bristol and Philadelphia : Institute of Physics Publishing, 1996.
- [220] A. Hitachi, arXiv :0804.1191
- [221] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250
- [222] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, *JCAP* **1204** (2012) 006
- [223] A. Hoecker *et al.*, *PoS ACAT* 040 (2007)
- [224] B. Schmidt, *Nucl. Instrum. Meth. A* **252** (1986) 579
- [225] B. Schmidt and S. Polenz, *Nucl. Instrum. Meth. A* **273** (1988) 488
- [226] P. Colas *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **478** (2002) 215
- [227] C. Golabek *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **678** (2012) 33

BIBLIOGRAPHIE

- [228] D. Schlegel, Target user's manual. Report PTB Physikalisch Technische Bundesanstalt, Germany. 6.41-98-1 (1998).
- [229] <http://valorisation.in2p3.fr/spip.php?article87>
- [230] <http://www.nndc.bnl.gov/csewg/>