



Détection directionnelle de matière sombre galactique

F. Mayet

► To cite this version:

F. Mayet. Détection directionnelle de matière sombre galactique. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. tel-00518176

HAL Id: tel-00518176

<https://theses.hal.science/tel-00518176>

Submitted on 16 Sep 2010

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.

Détection directionnelle de matière sombre galactique

Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

Frédéric MAYET

Soutenu le 15 juillet 2010, devant le jury composé de :

Fernando BARAO - Rapporteur

Gilles GERBIER - Rapporteur

Eric LIATARD - Président

Daniel SANTOS

Charling TAO - Rapporteur

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie

Table des matières

1	Détection directe de matière sombre non-baryonique	3
1.1	Introduction à la physique de la matière sombre	3
1.2	La détection directe de matière sombre	4
1.3	Détection scalaire et axiale [38, 39]	7
1.4	Difficultés de la détection directe et alternatives	12
2	Identifier la matière sombre par la détection directionnelle [80]	15
2.1	Introduction	15
2.2	Phénoménologie de la détection directionnelle	16
2.3	Simulation des données d'un détecteur directionnel	17
2.4	Analyse des cartes de reculs directionnels	19
2.5	Contraindre les propriétés de la matière sombre	22
2.6	Potentiel de découverte de la directionnalité	23
2.7	Conclusion	26
3	MIMAC : un détecteur directionnel pour la matière sombre	27
3.1	Les détecteurs directionnels [64]	27
3.2	Mesurer l'énergie du recul [96]	30
3.3	Mesurer la trace du recul [93, 97, 98]	37
3.4	Séparation électron-recul	40
4	Perspectives	41
4.1	Perspectives phénoménologiques	41
4.2	Perspectives en simulation et analyse de données	43
4.3	Perspectives expérimentales	44

Introduction

La présence de matière sombre non-baryonique dans l'Univers est déduite de nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques. En particulier, le désaccord entre les courbes de rotation des galaxies spirales et la loi de Newton suggère la présence d'un halo englobant notre galaxie et composé de particules neutres, stables et massives (nommées WIMP).

La détection de ces particules peut notamment se faire de manière directe en mesurant l'énergie déposée lors de leur diffusion élastique sur un noyau cible du détecteur. Cela implique le développement de détecteurs : très massifs (de l'ordre de la tonne), blindés, placés en laboratoire souterrain et munis d'un très grand pouvoir de rejet du bruit de fond (photons γ , neutrons, muons).

La détection directionnelle constitue une alternative, en proposant de reconstruire la cinématique de l'interaction WIMP-noyau, c'est-à-dire en ajoutant l'information sur la trace du recul à celle sur l'énergie déposée. L'idée est de profiter du mouvement du système solaire autour du centre galactique et à travers le halo de matière sombre. On observe ainsi un vent relatif de WIMP en provenance de la direction vers laquelle se dirige le système solaire. Par conséquent, une expérience sensible à la direction d'interaction devrait observer un excès d'événements dans cette direction, clairement discriminable du bruit de fond, isotrope dans le référentiel galactique.

Le Chapitre 1 présente une brève introduction à la thématique de la détection directe.

Le Chapitre 2 est dédié à une méthode d'analyse statistique qui permet d'extraire des données des futurs détecteurs directionnels, la direction principale du signal ainsi que le nombre de WIMPs contenus dans la carte. L'origine galactique du signal peut ainsi être mise en évidence en montrant que la direction correspond à celle du vecteur vitesse du Soleil. Il s'agit d'un changement de perspective vis-à-vis de la détection directe de matière sombre non-baryonique. Profitant des avancées en technique de détection, on passe d'une stratégie de rejet du bruit de fond à une stratégie d'identification du signal WIMP.

Le Chapitre 3 décrit les travaux préparatoires à un grand détecteur directionnel pour la recherche de matière sombre galactique. La stratégie directionnelle requiert une mesure précise à la fois de l'énergie déposée et de la trace en trois dimensions. L'obtention de ces informations structure le cahier des charges du projet de détecteur MIMAC dont l'élément de base est une TPC fonctionnant à basse pression. Les mesures de très basses énergies (inférieures au keV) seront présentées ainsi que les premiers résultats concernant la reconstruction en trois dimensions de reculs nucléaires.

La stratégie directionnelle étant une méthode de détection de matière sombre relativement récente, les perspectives sont nombreuses et constituent plusieurs axes de recherche différents. Elles seront présentées au Chapitre 4.

Chapitre 1

Détection directe de matière sombre non-baryonique

1.1 Introduction à la physique de la matière sombre

De nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques¹, mettant en jeu des processus physiques différents 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 [2].

Localement, l'argument provient des courbes de rotation des galaxies spirales qui présentent un très fort désaccord avec la loi de Newton, qui prédit une dépendance de la vitesse de rotation $v \propto 1/\sqrt{r}$ au-delà de l'extension visible. L'observation porte sur de très nombreuses galaxies [3], y compris la Voie Lactée [4]. Sauf à envisager une modification de la dynamique newtonnienne [5], la seule manière de reproduire les observations consiste à introduire un halo de matière non-lumineuse (sombre) avec un profil de densité $\rho \propto r^{-2}$. L'argument est particulièrement important car il implique l'existence de matière sombre localement, i.e. à l'échelle de notre Galaxie, ce qui va contraindre les méthodes de détection envisageables.

À l'échelle des amas de galaxies, l'argument provient de l'observation des collisions d'amas de galaxies, par exemple l'amas du Boulet [6]. Lors de la collision, la composante galactique et le plasma de gaz chaud se trouvent spatialement séparés et il a été montré que le barycentre gravitationnel ne correspond pas à celui du plasma (la composante baryonique dominante) mais plutôt à celui des galaxies.

À plus grande échelle, l'observation des anisotropies du fond diffus cosmologiques (CMB) permet d'estimer les paramètres cosmologiques. La densité de matière sombre non-baryonique est estimée notamment par la collaboration WMAP (7 ans), en combinant les contraintes du CMB, des oscillations de baryons et des supernovæ de type Ia. En unité de densité critique,

¹On trouvera une introduction complète et à jour dans [1].

on a [7] : $\Omega_{CDM} = 0,232 \pm 0,013$ (68 % CL). L'argument est souvent utilisé pour souligner le fait que la quantité de matière sombre non-baryonique domine la composante de matière de l'Univers². Cependant, cette mesure joue un rôle plus important en plaçant de fortes contraintes sur les scénarii théoriques envisageables.

Les candidats privilégiés à la matière sombre non-baryonique (les WIMP³) forment une classe de particules relativement lourdes $M \sim \mathcal{O}(\text{GeV} - \text{TeV})$, stables et interagissant faiblement avec la matière. On montre en effet de manière relativement simple, dans une première approche⁴, que leur densité actuelle est du bon ordre de grandeur ($\Omega_{WIMP} = \mathcal{O}(1)$). En effet, au cours de l'expansion de l'Univers, l'annihilation de WIMP devient impossible dès que le taux d'annihilation $\Gamma \propto \langle \sigma_{ann} v \rangle$ est inférieur au taux d'expansion H de l'Univers. Leur densité est alors gelée. On note l'importance de la section efficace d'annihilation σ_{ann} et donc du modèle de physique des particules sous-jacent.

Les différentes extensions du modèle standard de la physique des particules prédisent en effet souvent l'existence d'une particule ayant les propriétés requises pour être un WIMP. C'est notamment le cas dans les modèles supersymétriques (SUSY)⁵ avec conservation de la R-parité [10, 11], pour lesquels le neutralino constitue un bon candidat WIMP. Même en se limitant à des modèles phénoménologiquement viables, les extensions supersymétriques comportent de nombreux paramètres libres qui peuvent être contraints par les mesures faites auprès des accélérateurs (masses des particules, rapports d'embranchement, ...).

Il est intéressant de souligner que la densité relique de WIMP est mesurée avec suffisamment de précision pour contraindre fortement l'espace des paramètres. Cela nécessite une estimation complète et précise de la section efficace d'annihilation et de la densité relique théorique pour un jeu de paramètres SUSY donné [12]. Dans une grande partie de l'espace des paramètres SUSY, la densité relique de neutralinos est en fait beaucoup trop grande⁶ pour être compatible avec la mesure de WMAP. Seules demeurent quelques régions où l'existence de résonances ou de co-annihilations augmente sensiblement la section efficace d'annihilation [13].

1.2 La détection directe de matière sombre

La détection directe de WIMP du halo galactique a été proposée dès 1985 par M. W. Goodman et E. Witten [14]. Le principe est de mesurer l'énergie déposée par un WIMP incident, lors d'une diffusion élastique sur un noyau-cible.

²Dans la mesure où la densité totale est par ailleurs estimée [7] ($0,99 < \Omega_{tot} < 1,02$ (95 % CL)), il y a donc environ 23 % de matière sombre non-baryonique dans l'Univers.

³Weakly Interacting Massive Particle

⁴On consultera [2] par exemple

⁵mais aussi dans le cadre des modèles de dimensions supplémentaires [8], *Little Higgs* [9], ...

⁶car la section efficace d'annihilation est beaucoup trop faible

1.2.1 Taux d'événements WIMP

Pour ce type de détection, la problématique essentielle est la distinction entre les événements WIMP et ceux dus au bruit de fond, constitué par les neutrons, les muons et les rayons γ de la radioactivité naturelle. Avec un taux d'événements WIMP extrêmement faible, $\mathcal{O}(10^{-5} - 1) \text{ jour}^{-1}\text{kg}^{-1}$ en fonction des modèles, il apparaît rapidement qu'un détecteur de ce type doit être : placé dans un laboratoire souterrain, muni d'un blindage approprié (typiquement Plomb pour les γ , paraffine pour les neutrons) et doté d'un important pouvoir de rejet du bruit de fond.

Considérons la collision élastique d'un WIMP de masse m_χ sur un noyau m_N . On note θ_R l'angle dans le référentiel du laboratoire entre la direction du recul du noyau et celle du WIMP. La vitesse du WIMP incident étant faible ($v \sim 300 \text{ km/s}$), ce dernier est non-relativiste et l'énergie du recul est donnée par :

$$E_r = \frac{4m_\chi m_N}{(m_\chi + m_N)^2} \times \frac{1}{2} m_\chi v^2 \times \cos^2 \theta_R$$

Ainsi, l'énergie typique de recul est de l'ordre de 1 à 100 keV, dépendant du noyau cible, ce qui souligne la nécessité de développer des détecteurs sensibles à de faibles dépôts d'énergie. On peut ensuite évaluer le taux d'événements attendu. Pour une densité locale de WIMP ρ_0 et une vitesse relative moyenne des WIMP $\langle v \rangle$, on a un flux de WIMP donné par $\rho_0/m_\chi \times \langle v \rangle$ et donc un taux d'événements (par unité de masse) :

$$R = \sigma \times \left(\frac{\rho_0}{m_\chi} \right) \times \langle v \rangle \times \frac{1}{m_N}$$

Cependant, il faut tenir compte du fait que les WIMP ont une distribution de vitesse dans le halo $f(\vec{v})$ et que la section efficace dépend de l'énergie transférée $E_r = q^2/2m_N$. On a :

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\sigma_0}{4m_r^2 v^2} F^2(q)$$

avec m_r la masse réduite du système WIMP-noyau et σ_0 la section efficace totale à quantité de mouvement transférée nulle. Elle est reliée à $\sigma(q)$ via le facteur de forme $F(q)$: $\sigma(q) = \sigma_0 \times F^2(q)$.

Le taux d'événement dR , pour des WIMP ayant une vitesse en v et $v + dv$ et transférant une énergie comprise entre q^2 et $q^2 + dq^2$ est :

$$dR = \left(\frac{\rho_0}{m_\chi m_N} \right) \times v f(\vec{v}) \times \frac{d\sigma}{dq^2} dv dq^2$$

En intégrant sur les vitesses de WIMP, on trouve :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\rho_0}{m_\chi} \times \frac{\sigma_0}{2m_r^2} \times F^2(q) \times \int_{v_{min}}^{v_{esc}} \frac{f(\vec{v})}{v} d^3v \quad (1.1)$$

L'intégration est faite entre $v_{min} = \sqrt{m_N E_r / 2m_r^2}$, la vitesse correspondant à l'énergie de recul minimale, et v_{esc} correspondant à la vitesse d'échappement dans notre galaxie⁷.

⁷Sa valeur est estimée à 650 km.s^{-1} [15], avec une grande incertitude, mais l'effet est faible sur le spectre en énergie.

La connaissance du spectre en énergie fait intervenir des grandeurs liées à la physique du halo galactique (ρ_0 et $f(\vec{v})$), à la physique des particules (σ_0 et m_χ) et même à la structure nucléaire du noyau cible via $F(q)$.

On note également qu'au premier ordre le spectre en énergie est exponentiellement décroissant avec l'énergie de recul. Cela a deux conséquences. D'une part, la majorité des événements WIMP seront concentrés à très faible énergie de recul, ce qui souligne l'importance de disposer d'un détecteur présentant un seuil en énergie très bas $\mathcal{O}(1 \text{ keV})$. D'autre part, le signal WIMP ne présente pas de caractéristique particulière en énergie, ce qui va être une difficulté pour les détecteurs ne mesurant que l'énergie, le bruit de fond neutrons ayant a priori également la même caractéristique.

1.2.2 Cadre astrophysique

Plusieurs paramètres astrophysiques entrent en jeu dans l'évaluation du taux d'événements WIMP.

Le premier est la forme du halo lui-même. Le modèle le plus utilisé est celui de la sphère isotherme et isotrope. Dans ce cadre, la vitesse des WIMP est décrite par une distribution Maxwellienne, définie dans le référentiel du laboratoire par :

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_\odot)^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (1.2)$$

où $v_\odot$ est la vitesse du Soleil et σ_v est lié à la vitesse asymptotique de rotation v_0 par $\sigma_v = v_0/\sqrt{2}$.

On peut noter que le choix de ce modèle relève du rasoir d'Ockham⁸ dans la mesure où la forme du halo demeure inconnue. Des observations [16, 17] et des simulations [18, 19] tendraient même plutôt à indiquer un halo triaxial et anisotrope. En particulier, le résultat de D. R. Law *et al.* [20] présente une indication convaincante en faveur d'un halo triaxial pour la Voie Lactée. En effet, notre galaxie constitue un cadre idéal pour étudier le caractère sphérique du halo, grâce à la présence de courants de marée des galaxies satellites naines qui permet d'étudier la distribution de masse sous-jacente. L'étude de la galaxie naine du Sagittaire a permis de conclure à une forme sphéroïdale triaxiale (à 60 kpc du centre galactique) qui seule peut reproduire simultanément tous les observables.

L'effet du modèle de halo sur la détection directe a été étudié par de nombreux auteurs [21, 22, 23, 24, 25]. La prise en compte de ces paramètres libres supplémentaires rend difficiles les études visant à contraindre la section efficace et la masse du WIMP [70]. Dans la suite, on considère cependant le modèle standard de halo galactique : une sphère isotherme et isotrope.

Dans ce cadre, deux paramètres astrophysiques jouent un rôle clef : la densité locale⁹ de matière sombre ρ_0 et la vitesse asymptotique de rotation v_0 . La densité locale est généralement citée dans un intervalle $\rho_0 \sim 0,2 - 0,8 \text{ GeV.c}^{-2}.\text{cm}^{-3}$ et la valeur $0,3 \text{ GeV.c}^{-2}$ est retenue comme référence pour la comparaison des différents résultats expérimentaux [26]. Dans le

⁸Principe de parcimonie : *Les multiples ne doivent pas être utilisés sans nécessité.*

⁹à l'emplacement du Soleil

cadre d'un modèle de halo sphérique avec cœur, L. M. Widrow *et al.* [27] ont évalué la valeur de la densité locale : $\rho_0 = 0,3 \pm 0,05 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$. Par ailleurs, dans le cadre d'une étude indépendante du modèle de halo, P. Salucci *et al.* ont évalué une densité locale de Matière Sombre légèrement supérieure $\rho_0 = 0.43 \pm 0.11 \pm 0.10 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ [28]. En ce qui concerne la détection directe, la valeur de ρ_0 intervient uniquement au niveau de l'amplitude et pas de la forme du signal. Dans la suite la valeur de référence est utilisée.

Le deuxième paramètre astrophysique à prendre en compte soigneusement est la vitesse asymptotique de rotation v_0 , pour laquelle la valeur de référence [26] est 220 km.s^{-1} . Elle provient de l'estimation de Kerr & Lynden-Bell : $v_0 = 220 \pm 20 \text{ km.s}^{-1}$ [29]. Comme souligné dans [30], les estimations récentes de v_0 varient sur un intervalle relativement large [31, 32, 33, 34], ce qui souligne l'importance des incertitudes liées à la modélisation du halo. Cependant, ce paramètre astrophysique joue un rôle particulièrement important. Une diminution de v_0 entraîne un spectre en énergie (détection directe) plus piqué à basse énergie, alors que pour le spectre angulaire (détection directionnelle) cela mène à des événements plus directionnels [35]. L'impact de l'incertitude sur ce paramètre a été étudié à la fois en détection directe [30, 36] et directionnelle [35, 37].

1.3 Détection scalaire et axiale [38, 39]

Dans la limite non-relativiste et dans le cas d'un WIMP qui est un fermion de Majorana¹⁰, il n'existe que deux contributions à la diffusion élastique d'un WIMP sur un quark : l'interaction scalaire, pour laquelle le WIMP se couple à la masse du noyau et l'interaction axiale, pour laquelle on a un couplage au spin. Comme souligné dans [2, 38], ces deux types d'interaction sont en général décorrélés, le rapport des section efficaces variant sur des ordres de grandeur, en fonction des modèles supersymétriques.

1.3.1 Interaction scalaire

Dans ce cas, les diagrammes de Feynman contribuant à l'arbre à l'amplitude sont : un échange de squark dans la voie s et un échange de Higgs dans la voie t. La section efficace scalaire (indépendante du spin et notée SI) sur un noyau ^AX est donnée par

$$\sigma^{SI}(^A\text{X}) = \frac{4\mu_A^2}{\pi} (Zf_p + (A - Z)f_n)^2 \quad (1.3)$$

où μ_A est la masse réduite du système WIMP-noyau et f_p et f_n sont respectivement les amplitudes de diffusion sur un proton et un neutron.

Le couplage aux quarks de la mer est en fait dominant en général [2] et on a donc $f_p \simeq f_n$. La section efficace sur un noyau ^AX varie, pour des WIMP lourds ($m_{\text{WIMP}} \gg m(^A\text{X})$) comme la puissance quatrième de la masse du noyau-cible. Ce type d'interaction va donc privilégier le choix d'un noyau lourd comme cible. On peut noter que la comparaison entre les différentes expériences, utilisant des noyaux différents, s'avère relativement simple dans la mesure où une contrainte sur $\sigma^{SI}(^A\text{X})$ pourra être convertie en limite sur la section efficace

¹⁰ce qui est le cas du neutralino

de diffusion sur le nucléon $\sigma^{SI}(N)$.

Les expériences de détection directe "scalaire", et en particulier les expériences CDMS-II, Edelweiss-II, Xenon10 ou encore Zeplin-III, excluent une grande partie de l'espace prédit par les modèles supersymétriques. Pour ce type de détecteurs, la technologie étant maîtrisée, l'avenir est au développement de détecteurs très massifs (jusqu'à plusieurs tonnes) afin de pouvoir présenter une grande exposition et donc une sensibilité à de très faibles sections efficaces. Cependant, nous verrons que cette stratégie a ses limites (sec. 1.4).

1.3.2 Interaction axiale

L'interaction WIMP-quark dépendante du spin¹¹ se fait via deux diagrammes de Feynman à l'arbre : un échange de squark dans la voie s et un échange de Z^0 dans la voie t. La section efficace axiale (dépendante du spin et notée SD) pour un noyau AX est donnée par :

$$\sigma^{SD}(^AX) = \frac{32}{\pi} G_F^2 \times \mu_A^2 \times \frac{J+1}{J} \left(a_p < S_p > + a_n < S_n > \right)^2 \quad (1.4)$$

où G_F est la constante de Fermi, $< S_p >$ et $< S_n >$ les contributions des protons et des neutrons au spin J du noyau considéré, et a_p et a_n les couplages effectifs nucléon-WIMP.

Afin d'avoir une sensibilité à ce type d'interaction, il est donc indispensable de choisir un noyau de spin non nul. Le tableau 1.1 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 (^3He , ^{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 ordre¹², le spin du noyau est porté par le nucléon célibataire (non-apparié). Certains noyaux vont donc permettre de contraindre l'amplitude de diffusion sur un neutron (a_n) ou sur un proton (a_p). Ces deux quantités sont cependant peu corrélées, en particulier dans le cas où le neutralino est un jaugino [41]. 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.

a) Limites d'exclusion

Une première méthode pour déterminer une limite d'exclusion à partir d'un résultat expérimental consiste à faire l'approximation que l'un des deux couplages est nul (interaction pure proton ou pure neutron). On a alors :

$$\sigma_p^A = \frac{32}{\pi} G_F^2 \times \mu_A^2 \times \frac{J+1}{J} \left(a_{p,n} < S_{p,n} > \right)^2$$

On définit ensuite la section efficace de diffusion sur un proton (resp. un neutron) libre :

$$\sigma_{p,n} = \frac{24}{\pi} G_F^2 \times \mu_{p,n}^2 a_{p,n}^2$$

¹¹On consultera avec intérêt [40] pour une présentation exhaustive de la zoologie des candidats à la matière sombre interagissant principalement par interaction axiale.

¹²Modèle en couches à particules indépendantes

Noyau	J^π	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	Ref.	frac. iso.	Expériences
^3He	$1/2^+$	-0,021	0,462	[42]	100 %	MIMAC
^{19}F	$1/2^+$	0,441	-0,109	[43]	100 %	MIMAC, COUPP [44], Picasso [45]
^{73}Ge	$9/2^+$	0,030	0,378	[46]	7,73 %	Edelweiss [47], CDMS [48]
^{127}I	$5/2^+$	0,309	0,075	[49]	100 %	KIMS [50]
^{129}Xe	$1/2^+$	0,028	0,359	[49]	26,4 %	Xenon [51], Zeplin III [52]
^{131}Xe	$3/2^+$	-0,041	-0,236	[53]	21,2 %	Xenon [51], Zeplin III [52]
^{133}Cs	$7/2^+$	-0,370	0,003	[54]	100 %	KIMS [50]

TAB. 1.1 – Contenu en spin de différents noyaux d'intérêt pour la détection directe axiale. Les valeurs indiquées sont celles utilisées par les expériences en référence. Pour l'Hélium 3, la fraction isotopique de 100 % correspond au fait qu'il peut être obtenu pur.

On a donc :

$$\sigma_{p,n} = \frac{3}{4} \times \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \times \frac{J}{J+1} \times \frac{1}{\langle S_{p,n} \rangle^2} \times \sigma_{p,n}^A \quad (1.5)$$

Ainsi, une limite expérimentale obtenue avec un noyau ^AX ($\sigma^A \leq \sigma^{lim(A)}$) est convertie en limite sur les sections efficaces de diffusion sur un proton ou un neutron ($\sigma_{p,n}^{lim}$) en assimilant σ_A^{lim} à $\sigma_{p,n}^{lim(A)}$ et en utilisant (1.5). La figure 1.1 présente les limites expérimentales des différentes expériences sensibles à l'interaction axiale dans le cadre de cette approximation.

Les télescopes à neutrinos présentent également une sensibilité à l'interaction axiale, la capture dans le Soleil étant assurée par des diffusions élastiques successives sur la fraction de noyaux d'hydrogène ($\sim 77\%$). Ainsi une limite sur la section efficace axiale sur le proton peut être imposée, de manière indirecte et avec les hypothèses relatives à l'annihilation. La complémentarité entre les télescopes à neutrinos et la détection directe axiale a été soulignée dans [38]. Les figures 1.1 et 2.4 présentent donc également la limite obtenue par la collaboration Super K [58].

La région théorique de la figure 1.1 est obtenue dans le cadre d'un modèle supersymétrique minimal contraint. Elle provient de l'étude de [55], pour laquelle on a conservé la région à 95 % CL, et tenu compte des contraintes des accélérateurs et de la densité relique $\Omega_\chi h^2$ telle que mesurée par WMAP 5 ans [59].

Cette méthode est cependant dépendante du modèle de physique des particules. Une alternative a été proposée par D. R. Tovey *et al.* [60] et utilisée par exemple dans [39, 41, 61]. Un résultat expérimental présentant, pour une masse de WIMP m_χ donnée, une exclusion $\sigma_A < \sigma_A^{lim}$ se traduit¹³ dans ce cadre en :

$$\left(\langle S_p \rangle \sqrt{\sigma_p} \pm \langle S_n \rangle \sqrt{\sigma_n} \right)^2 < \frac{3}{4} \times \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \times \frac{J}{J+1} \times \sigma_A^{lim}$$

¹³en négligeant la différence de masse entre le proton et le neutron

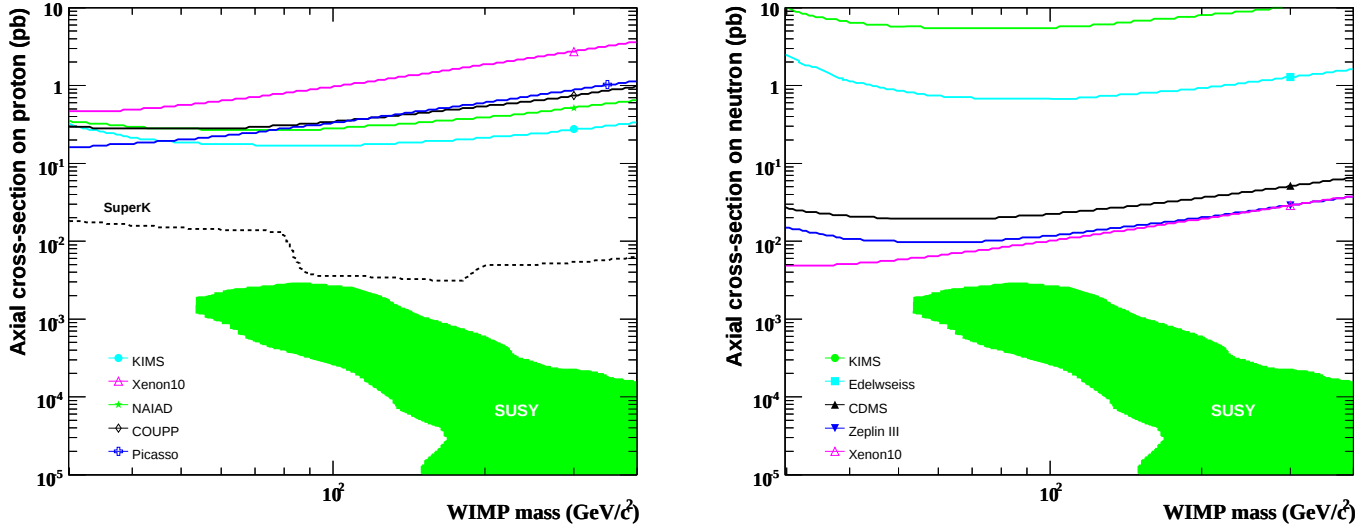


FIG. 1.1 – Section efficace axiale sur le nucléon (pb) en fonction de la masse du WIMP (GeV/c^2). On se place dans l'approximation d'un couplage pur proton ($a_n = 0$), à gauche, et pur neutron ($a_p = 0$) à droite. La région théorique correspond à un modèle SUSY minimal contraint, extrait de [55]. On indique les limites d'exclusion des expériences CDMS [56], COUPP [44], Edelweiss [47], KIMS [50], NAIAD [57], Picasso [45], super K [58], Xenon10 [51] et Zeplin III [52].

Ainsi l'exclusion dans l'espace $(\sigma_p, \sigma_n, m_\chi)$ est indépendante du modèle de physique des particules. La contrainte sur la section efficace du noyau est directement traduite en contrainte sur les sections efficaces sur les nucléons. Pour simplifier, on peut identifier le terme de droite avec $\langle S_p \rangle^2 \sigma_p^{lim}$, terme calculé précédemment dans l'approximation pur proton) (eq. 1.5). On a donc :

$$\left(\sqrt{\sigma_p} \pm \frac{\langle S_n \rangle}{\langle S_p \rangle} \sqrt{\sigma_n} \right)^2 < \sigma_p^{lim}$$

La figure 1.2 présente, à titre d'exemple, la contrainte imposée par une expérience (ici Picasso [45]), pour une masse de WIMP de $400 \text{ GeV}/c^2$. On distingue les cas constructif et destructif suivant que les amplitudes sur les nucléons s'ajoutent ou se retranchent (en tenant compte des signes de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$). On note que dans le cas destructif des valeurs de σ_p et σ_n relativement grandes demeurent autorisées, correspondant au cas où $\langle S_p \rangle a_p \simeq - \langle S_n \rangle a_n$.

La figure 1.3 présente la région autorisée dans le plan (σ_p, σ_n) , pour une masse de $400 \text{ GeV}/c^2$, avec les contraintes des expériences les plus performantes, en l'occurrence Xénon10, KIMS et Super K. Il est intéressant de noter que la complémentarité entre les expériences plutôt sensibles à l'interaction axiale sur le proton (KIMS) et celles sur le neutron (Xénon10) permet de lever l'ambiguïté à grande section efficace dans le cas destructif. Nous verrons plus loin les performances de la détection directionnelle dans ce cadre.

b) Contenu en spin des noyaux d'intérêt pour la détection directe axiale

Le tableau 1.1 présente le contenu en spin de différents noyaux d'intérêt pour la détection directe axiale. On note que pour certains noyaux le spin est majoritairement porté par l'un

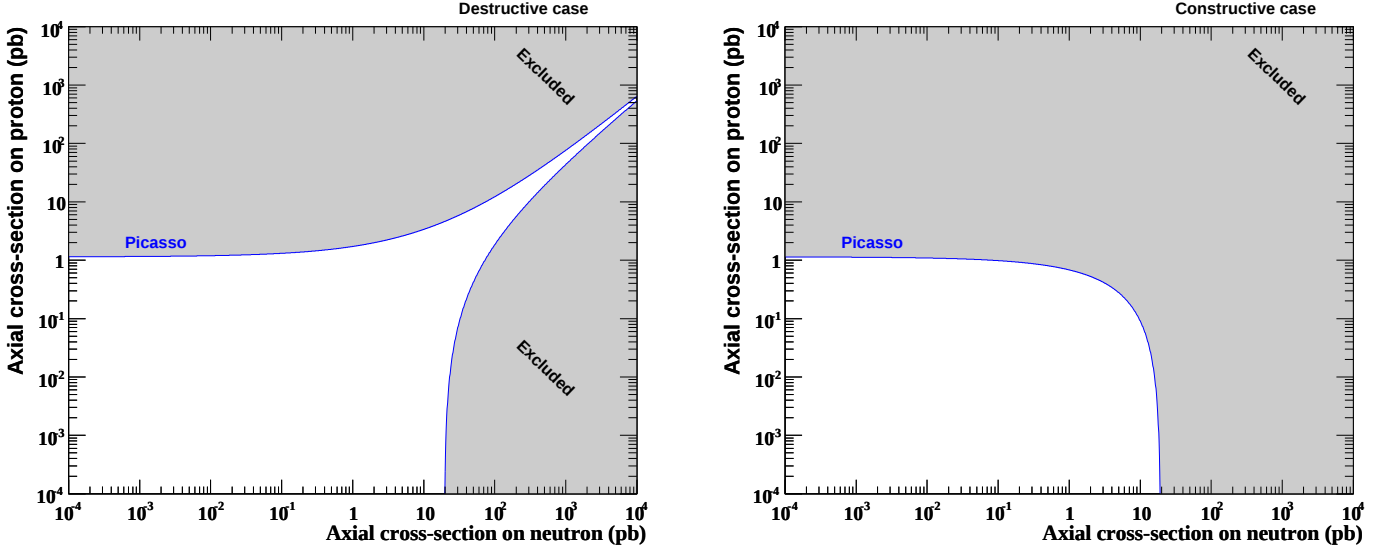


FIG. 1.2 – Régions exclues dans le plan (σ_p, σ_n) par la mesure de l'expérience Picasso et pour une masse de WIMP de $400 \text{ GeV}/c^2$, choisis comme exemple, dans le cadre de l'estimation indépendante du modèle [60]. On distingue les cas constructif (à droite) et destructif (à gauche) suivant que les amplitudes sur les nucléons s'ajoutent ou se retranchent.

des types de nucléon (neutron ou proton) suivant la nature du nucléon non-apparié. Les valeurs des contenus en spin sont obtenus dans le cadre de modèles nucléaires en couches, plus ou moins raffinés. Pour une discussion complète, on consultera [62]. On s'assure de la cohérence du modèle en comparant les prédictions théoriques avec les spectres des états proches de l'état fondamental des noyaux en question. Pour ce qui est du nucléon non-apparié, la valeur est cohérente d'un modèle à l'autre et finalement peu différente du modèle en couches à particules indépendantes. Cependant, la contribution de l'autre nucléon peut varier notablement d'un modèle à l'autre.

Dans la suite, on s'intéresse plus particulièrement au ^{19}F qui a été reconnu très tôt comme une cible privilégiée pour la détection directe axiale [63]. De plus le CF_4 présente¹⁴ de bonnes propriétés d'ionisation et est envisagé comme milieu sensible pour la plupart des détecteurs directionnels [64]. Alors que les propriétés du CF_4 sont bien connues et mesurées [65, 66, 67], le contenu en spin du ^{19}F demeure sujet à controverse.

Le tableau 1.2 présente le contenu en spin du ^{19}F , tel que prédit par deux auteurs [43, 68]. Les valeurs de A. F. Pacheco & D. Strottman sont largement utilisées dans la communauté [44, 45] et mènent à la conclusion que la limite d'exclusion sur le neutron n'est qu'un facteur 16 plus petite que celle obtenue sur le proton, rendant le Fluor tout à fait compétitif sur ce plan. Cependant, l'évaluation obtenue par P. C. Divari *et al.*, dans le cadre d'un modèle en couches utilisant l'interaction de Wildenthal¹⁵ [69], prédit une interaction axiale sur le neutron très faible. Dans ce cadre le résultat est très proche du modèle en couches à particules

¹⁴ou un gaz équivalent contenant suffisamment de Fluor

¹⁵connue pour bien reproduire les observables nucléaires à basse énergie.

1.4 Difficultés de la détection directe et alternatives

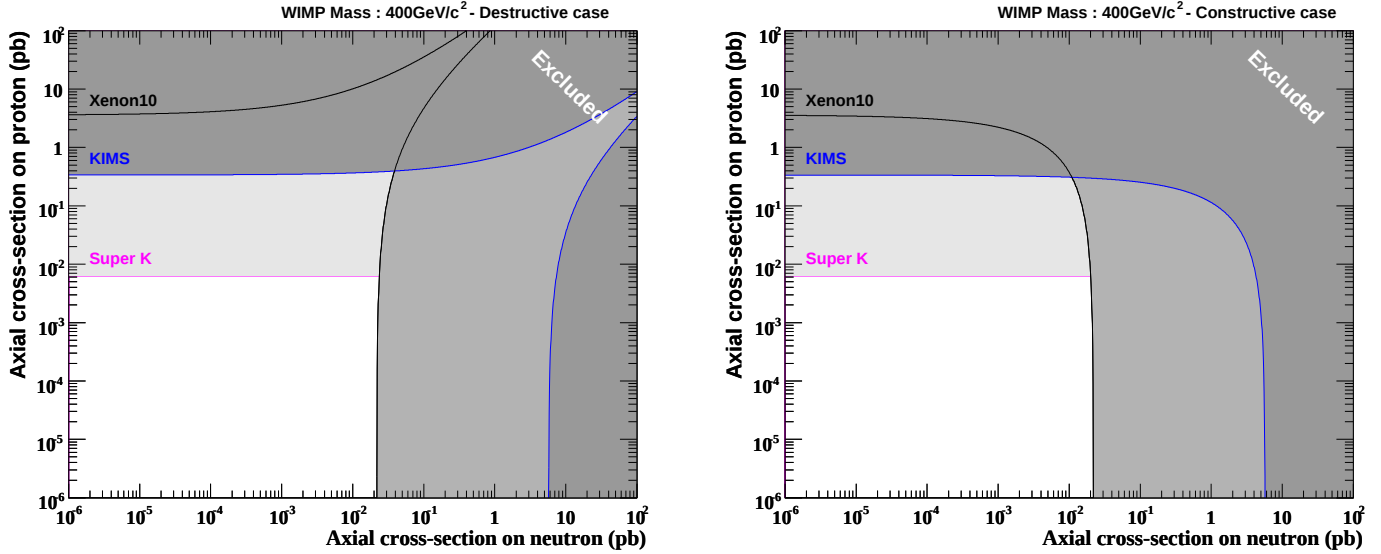


FIG. 1.3 – Régions exclues dans le plan (σ_p, σ_n) pour une masse de $400 \text{ GeV}/c^2$. Pour cette valeur de masse, les exclusions les plus contraignantes des expériences de détection directe ainsi que celle de Super K sont indiquées. Le code de couleur indique les régions exclues par les différentes expériences. Seule demeure la région blanche.

Modèle	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	Ref.
odd-group	0.5	0.	
Pacheco & Strottman	0.441	-0.109	[43]
Divari <i>et al.</i>	0.475	-0.0087	[68]

TAB. 1.2 – Contenu en spin du ^{19}F pour différents modèles nucléaires.

indépendantes : le spin est porté par le proton célibataire.

Cette remarque souligne le fait que les résultats concernant la sensibilité du Fluor 19 à l'interaction axiale sur le neutron doivent être considérés avec précaution. Ils sont en effet dépendants du modèle en couches nucléaire considéré pour les obtenir.

1.4 Difficultés de la détection directe et alternatives

1.4.1 Identifier un signal WIMP par la détection directe ?

Après une première phase¹⁶, la détection directe de matière sombre a permis, grâce à des détecteurs très innovants, d'exclure des sections efficaces d'interaction jusqu'à $\sim 10^{-7} \text{ pb}$ en interaction scalaire et $\sim 10^{-2} \text{ pb}$ en interaction axiale. Ces résultats expérimentaux (en

¹⁶qui a duré plus d'une vingtaine d'années

scalaire) permettent déjà d'exclure une partie de la région théorique attendue, même si elle dépend fortement du modèle supersymétrique sous-jacent.

Une première stratégie consiste à continuer dans cette voie en développant des détecteurs encore plus massifs (jusqu'à plusieurs tonnes) présentant des pouvoir de rejet encore meilleurs. À ce niveau se pose la question de l'identification du signal WIMP, dans le but par exemple de contraindre sa masse et sa section efficace.

Cependant, la détection directe repose sur la mesure du spectre en énergie de recul (dR/dE_r) qui demeure *in fine* comme le seul observable de ce type de mesure. Si la dépendance du spectre en énergie en fonction de la masse du WIMP est connue¹⁷ (cf. (1.1)), l'utiliser pour identifier un WIMP demeure une tâche ardue. En effet, au-delà des incertitudes liées aux paramètres astrophysiques (cf. sec. 1.2.2), la limitation principale provient de la méconnaissance du spectre en énergie attendu pour le bruit de fond, après sélection des événements. Les différents travaux sur la question [70, 71, 72] utilisent des bruits de fond variant entre : pas de bruit de fond (ce qui permet alors de contraindre la masse de manière efficace), bruit de fond plat en énergie et exponentiellement décroissant en énergie, c'est-à-dire présentant les mêmes caractéristiques que les WIMP. Il paraît peu réaliste d'envisager des détecteurs ne présentant aucun événement résiduel de bruit de fond, dans le contexte d'un objectif de détecteurs très massifs avec de très faibles taux d'événements, correspondant à de très faibles section efficaces (10^{-10} pb). Les neutrons sont traditionnellement considérés comme le bruit de fond ultime pour ce type de détecteurs, le signal étant le même que celui attendu pour un WIMP. Les neutrinos solaires peuvent aussi constituer un bruit de fond irréductibles [73].

Comme souligné par A. M. Green dans [70] : pour une expérience unique, il sera difficile de distinguer un signal WIMP d'un signal "bruit de fond" et a fortiori de mesurer sa masse et sa section efficace. La solution réside dans l'observation conjointe d'un signal par des détecteurs utilisant des cibles différentes, en profitant de la dépendance du taux d'événements WIMP avec A , cf. (1.3).

1.4.2 Alternatives

Comme nous l'avons vu, un détecteur de matière sombre peut être conçu pour allier une très forte exposition à un très fort pouvoir de rejet du bruit de fond. Une stratégie alternative consiste à développer un détecteur présentant, à l'inverse, un pouvoir d'identification du signal WIMP, permettant ainsi de le signer de manière non-ambigüe. Cela peut être obtenu en recherchant une corrélation du signal WIMP avec la vitesse du détecteur dans le halo. On distingue dans ce cadre deux méthodes de détection.

a) La modulation annuelle

Il s'agit ici de corrélérer le signal WIMP avec le mouvement de la Terre autour du Soleil. On observera alors une modulation annuelle du taux d'événements [74]. La variation est sinusoïdale avec un maximum en été, lorsque la vitesse de rotation de la Terre s'ajoute à celle du Soleil. L'amplitude typique est faible¹⁸ $\sim 7\%$, ce qui nécessite une grande statistique et donc une grande exposition. C'est ce type de recherche qui a conduit la collaboration

¹⁷Plus le WIMP est léger, plus le spectre est piqué à basse énergie.

¹⁸elle dépend d'ailleurs de l'énergie de recul

DAMA a publié [75] dès 1996 une première indication en faveur de la découverte du WIMP. À l'heure actuelle, les résultats combinés des différents détecteurs¹⁹ indiquent une variation saisonnière sur 12 ans avec un maximum au mois de juin, correspondant à une détection [76] à $8,9\sigma$. Ce résultat est cependant exclu expérimentalement par les autres détecteurs²⁰, à la fois en interaction scalaire (CDMS, Xenon, Edelweiss,...) et également en interaction axiale (KIMS, COUPP, ...). Ce désaccord flagrant a suscité une abondante littérature sur le sujet, avec des scénarii exotiques et généralement ad-hoc. Citons l'interaction inélastique WIMP-nucléon [77] déjà en partie exclue par les analyses récentes de CDMS et Xenon10 [51, 78].

b) La directionnalité

Le mouvement du système solaire autour de la galaxie permet également de disposer d'un signal très caractéristique : la directionnalité [79]. Le vecteur vitesse du Soleil pointe en fait sur la constellation du Cygne. Par conséquent, une expérience sensible à la direction d'interaction devrait observer un excès dans la distribution angulaire dans cette direction ($\ell_{\odot} = 90^{\circ}, b_{\odot} = 0^{\circ}$). Cette méthode de détection est appelée **directionnelle**. Elle fait l'objet du chapitre suivant.

¹⁹DAMA/LIBRA 250 kg pendant 4 ans et DAMA/NaI 100 kg pendant 7 ans, soit une exposition totale $\xi = 0,53$ tonne.an.

²⁰à l'exclusion des masses de WIMP très faibles, inférieures à $10 \text{ GeV}/c^2$

Chapitre 2

Identifier la matière sombre par la détection directionnelle [80]

*Le travail présenté dans ce chapitre a été effectué en collaboration avec :
J. Billard, J. F. Macías-Perez et D. Santos. Il est publié dans [80].*

2.1 Introduction

La détection directionnelle se place comme une stratégie complémentaire, voire une alternative, à la détection directe traditionnelle. Si dans ce dernier cas, il s'agit de rejeter avec la plus grande efficacité le bruit de fond, la détection directionnelle, à l'inverse, a pour but l'identification du signal WIMP, profitant de ses caractéristiques attendues.

L'idée est de profiter du mouvement du système solaire autour de la galaxie, à travers le halo de matière sombre. On observe ainsi un vent relatif de WIMP en provenance de la direction vers laquelle se dirige le système solaire. Par conséquent, une expérience sensible à la direction d'interaction devrait observer un excès d'événements dans cette direction, clairement discriminable du bruit de fond, isotrope dans la référentiel galactique.

La détection directionnelle a été proposée pour la première fois par D. N. Spergel [79]. Il a montré que dans le cas d'un halo sphérique et isotherme une forte asymétrie avant/arrière est attendue et qu'elle pouvait, en principe, être mise en évidence même avec une résolution angulaire médiocre. L'asymétrie varie d'un rapport 4 à 30 en fonction de la valeur du seuil en énergie [79].

Depuis, de nombreuses études phénoménologiques ont été menées [81, 37, 82, 83, 84, 85, 86, 87, 88, 89]. Cependant, elles ont toutes pour but de rejeter le bruit de fond plutôt que d'identifier de manière non-ambigüe le signal WIMP. Ainsi, il a été montré [83] que le nombre d'événements nécessaires pour rejeter l'isotropie diminuait d'un ordre de grandeur en passant d'un détecteur directionnel 2D à un détecteur 3D et encore d'un ordre de grandeur lorsque l'on y ajoute la reconnaissance du sens de parcours de la trace.

Dans un premier temps, on peut souligner la nécessité de disposer d'un détecteur mesurant la trace en 3 dimensions avec reconnaissance du sens de parcours de la trace. Nous reviendrons sur ce point au Chapitre 3. Cependant, les méthodes existantes ne tirent pas le maximum de profit d'un signal WIMP très caractéristique (pointant vers la constellation du Cygne) et très différent du bruit de fond (isotrope dans le référentiel galactique). Cette remarque s'inscrit dans le contexte de fortes avancées des techniques de détection dans ce domaine [64].

La méthode d'analyse statistique des données, présentée ci-après, a été développée en collaboration avec J. Billard et publiée dans [80]. Dans cet article, nous avons proposé une méthode statistique permettant d'extraire des données des futurs détecteurs directionnels la direction principale (ℓ, b) du signal ainsi que le nombre de WIMP contenus dans la carte (N_{WIMP}) . Ainsi, l'origine galactique du signal peut être mise en évidence en montrant que la direction correspond à celle du vecteur vitesse du Soleil $(\ell_{\odot} = 90^\circ, b_{\odot} = 0^\circ)$.

Il s'agit d'un changement de perspective vis-à-vis de la détection directe de matière sombre non-baryonique. Profitant des avancées en détection, on passe d'une stratégie de rejet du bruit de fond à une stratégie d'identification du signal WIMP.

2.2 Phénoménologie de la détection directionnelle

2.2.1 Cadre théorique

Cette étude se place dans le cadre du modèle standard de halo galactique, une sphère isotherme et isotrope, décrit en 1.2.2. On considère une vitesse du détecteur égale à la composante tangentielle du Soleil¹ : $v_{\odot} = 220 \pm 20 \text{ km.s}^{-1}$ [91].

En coordonnées galactiques (ℓ, b) , la vitesse du WIMP dans le référentiel galactique s'écrit :

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

avec $\hat{x}$ le vecteur unitaire pointant vers le centre galactique, $\hat{y}$ dans la direction du mouvement du Soleil et $\hat{z}$ en direction du nord galactique. La distribution des reculs est alors calculée en tirant des vitesses de WIMP sur la distribution $f(\vec{v})$ et en supposant une diffusion isotrope dans le centre de masse. L'énergie de recul est alors donnée par :

$$E_R = \frac{2v^2 m_{\chi}^2 m_N}{(m_{\chi} + m_N)^2} \cos^2 \theta_R \quad (2.1)$$

avec m_{χ} la masse du WIMP, m_N la masse de la cible et θ_R l'angle du recul avec la direction incidente, dans le référentiel du laboratoire.

Dans ce cadre, on attend un signal WIMP provenant de la direction $(\ell_{\odot} = 90^\circ, b_{\odot} = 0^\circ)$ vers laquelle pointe le vecteur unitaire $\hat{y}$. Il se trouve que la constellation du Cygne est environ dans cette direction², justifiant l'expression imagée "vent de WIMP en provenance de la constellation du Cygne". La figure 2.1 présente (en haut) le flux de WIMP dans le cas d'un halo sphérique et isotherme. Le signal est effectivement pointant mais avec une certaine distribution liée à la dispersion des vitesses des WIMP, du même ordre de grandeur que la vitesse du détecteur lui-même (essentiellement celle du Soleil).

¹On néglige donc la faible vitesse particulière du Soleil, cf. [90, 91] pour une discussion sur les valeurs.

²plus précisément Deneb (*Alpha Cygni*), l'étoile la plus brillante de cette constellation, se trouve à $(\ell = 84, 28^\circ, b = +01, 99^\circ)$

2.2.2 Stratégie d'analyse directionnelle

Les données d'un détecteur directionnel idéal sont : des reculs dont on mesure à la fois l'énergie et les traces en 3 dimensions, avec reconnaissance du sens de parcours de la trace. S'il est possible d'envisager une analyse exploitant à la fois le spectre en énergie et le spectre angulaire ($d^2R/dE_r d\Omega$), on s'est cependant concentré dans cette première analyse [80] sur la partie angulaire du spectre ($dR/d\Omega$), arguant du fait que le spectre en énergie des WIMP est très peu caractéristique et peut même être très proche de celui du bruit de fond. À l'inverse si l'on ne s'intéresse qu'à la partie angulaire, le signal est pointant (vers le Cygne) alors que le bruit de fond est isotrope dans le référentiel galactique, ce qui ouvre d'intéressantes perspectives d'identification. Dans la suite, on se limite à une gamme donnée d'énergie de reculs. Ceux-ci sont présentés dans des cartes en coordonnées galactiques ³. Il s'agit de projections de Mollweide ⁴ qui privilégient la conservation des surfaces à la conservation des angles.

2.3 Simulation des données d'un détecteur directionnel

2.3.1 Cartes de reculs simulées

La carte des reculs induits par des WIMP est présentée sur la figure 2.1 (milieu). Elle a été générée avec 10^8 reculs induits par des WIMP, dans le cas d'une cible de ^{19}F , un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$ et pour des reculs dont l'énergie est dans l'intervalle $5 \text{ keV} \leq E_R \leq 50 \text{ keV}$. Le contexte astrophysique est celui de référence, décrit en 1.2.2. On peut noter que la carte de reculs induits par des WIMP présente toujours un signal pointant vers le Cygne même si la distribution est sensiblement élargie suite à la diffusion élastique. On dispose donc au niveau du signal mesuré par le détecteur d'une caractéristique propre aux événements WIMP que l'on peut donc envisager de séparer des événements dus au bruit de fond (distribution isotrope) avec une méthode de vraisemblance.

2.3.2 Un jeu de données directionnelles réaliste

La carte présentée précédemment (fig. 2.1 milieu) ne correspond cependant pas à la réalité expérimentale. Si l'on en reste à ce niveau, on peut envisager des méthodes très simples (asymétrie avant/arrière) pour extraire des informations de la mesure. Cependant, la réalité expérimentale est plus complexe et il faut tenir compte :

- de la **faible exposition** attendue.

Avec des détecteurs gazeux à basse pression, incontournables si l'on souhaite reconstruire des traces 3D à très basse énergie, la masse du détecteur sera nécessairement très faible. À titre d'exemple, 10 kg de CF_4 à 50 mbar représente déjà un volume d'environ 50 m^3 , à instrumenter, à blinder... Il est donc illusoire d'envisager des détecteurs directionnels d'une tonne. Nous verrons par la suite que cela n'est pas non plus nécessaire si l'on exploite au mieux les données des détecteurs directionnels. Au niveau du temps d'acqui-

³On utilise HealPix [92].

⁴aussi appelée projection de Babinet

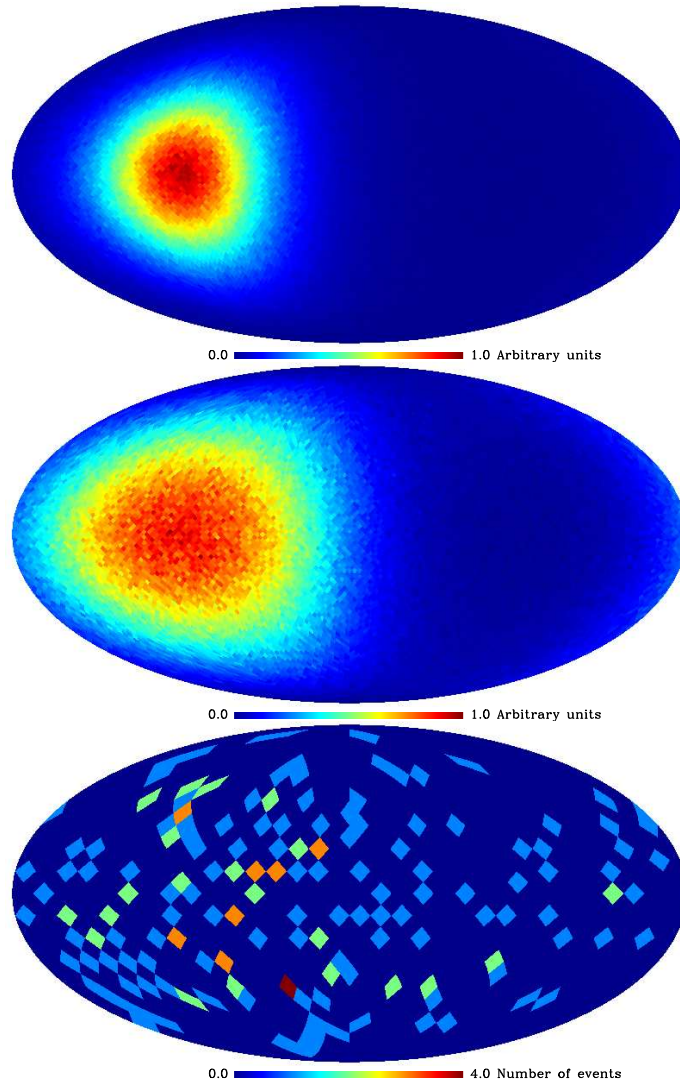


FIG. 2.1 – De haut en bas : Flux de WIMP dans le cas d'un halo sphérique et isotherme, carte des reculs induits par des WIMP et une mesure simulée typique avec une faible résolution et un faible nombre d'événements (100 reculs WIMP et 100 reculs bruit de fond). Ces cartes de recul sont produites pour une cible de Fluor, un WIMP de $100\text{GeV}/c^2$ et une gamme en énergie $5\text{ keV} \leq E_R \leq 50\text{ keV}$. Il s'agit de cartes en coordonnées galactiques et en projection de Mollweide. Figures extraites de [80].

tion, quelques années de prise de données semblent réalistes. Finalement on peut donc compter sur une exposition maximale de $\xi \simeq \mathcal{O}(30 \text{ kg.an})$.

– du **faible nombre de WIMP**.

Ce point découle en partie du précédent et des faibles sections efficaces attendues⁵. À titre d'exemple, on attend de l'ordre de 100 WIMP pour une exposition $\xi \simeq 4,5 \text{ kg.an}$ dans un détecteur CF_4 , avec une section efficace axiale (nucléon) $\sim 1,5 \times 10^{-3} \text{ pb}$ et un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$. Une centaine de WIMP est donc un grand maximum si l'on souhaite rester réaliste au regard des prédictions théoriques pour les sections efficaces (fig. 1.1).

– un **bruit de fond important**.

Si la discrimination électron/recul peut être envisagée à partir d'une coupure sur la longueur de la trace et l'énergie (cf. Chap. 3), la discrimination neutron-WIMP demeure un problème important. Avec un détecteur de grand volume, dont l'objectif n'est pas le rejet du bruit de fond, il semble donc raisonnable d'envisager une composante non-négligeable de bruit de fond résiduel dans la carte à analyser.

– une **faible résolution angulaire**.

Il s'agit d'une limitation intrinsèque du type de détection choisie. Même si les simulations montrent que des traces 3D peuvent être reconstruites avec une faible dispersion angulaire [93], des traces réalistes subissent une importante déviation angulaire (*straggling*) dans un détecteur basse pression. Seul le début de la trace est donc utilisable pour reconstruire l'angle. Ajoutons que plus l'énergie est basse, plus la déviation angulaire est importante. Des données directionnelles simulées doivent donc prendre en compte une résolution angulaire finie. Dans la suite, on en tient compte en utilisant des cartes à basse résolution, i.e. comportant un faible nombre de pixels.

La figure 2.1 (bas) présente une carte de reculs simulés dans un détecteur directionnel : 100 événements WIMP et 100 événements de bruit de fond (générés de manière isotrope). Pour une section efficace (nucléon) $1,5 \times 10^{-3} \text{ pb}$ et un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$, cela correspond à une exposition $\sim 1,6 \times 10^3 \text{ kg.jour}$ dans un détecteur CF_4 . L'intervalle en énergie considéré est : $5 - 50 \text{ keV}$. On utilise des cartes basse résolution ($N_{\text{pixels}} = 768$) ce qui est suffisant pour la résolution angulaire considérée $\sim 15^\circ$ (FWHM).

Il est intéressant de noter que l'on est passé d'un "vent de WIMP" (fig. 2.1 haut) à une carte de reculs contaminée par du bruit de fond et mesurée avec une faible résolution angulaire (fig. 2.1 bas). C'est pourtant ce type de données que les détecteurs directionnels s'approprient à obtenir et il convient de mettre en place une méthode optimisée pour en extraire l'information souhaitée.

2.4 Analyse des cartes de reculs directionnels

2.4.1 Analyse de vraisemblance des cartes de recul

Même si le signal WIMP attendu (le flux) est effectivement pointant en direction de la constellation du Cygne, les effets combinés du faible nombre d'événements et de la faible résolution angulaire mènent à une carte de reculs mesurés à partir de laquelle il semble dif-

⁵et de l'efficacité des coupures de la future analyse sur les événements WIMP

2.4 Analyse des cartes de reculs directionnels

ficile a priori de conclure. Une analyse de vraisemblance a été développée dans le but de contraindre à partir de la carte mesurée : la direction principale des événements WIMP (ℓ, b) ainsi que le nombre d'événements WIMP contenus dans la carte.

La valeur du likelihood est estimée à partir de la carte totale du ciel (pixelisée) avec une statistique de Poisson, de la manière suivante :

$$\mathcal{L}(m_\chi, \lambda, \ell, b) = \prod_{i=1}^{N_{\text{pixels}}} P([(1 - \lambda)B_i + \lambda S_i(m_\chi; \ell, b)] | M_i) \quad (2.2)$$

avec B la distribution isotrope du bruit de fond, S la distribution des reculs dus aux WIMP et M la mesure. Il s'agit d'une analyse de vraisemblance à quatre paramètres :

- m_χ la masse du WIMP,
- $\lambda = S/(B + S)$ la fraction de WIMP dans la carte mesurée,
- les angles (ℓ, b) correspondant aux coordonnées du maximum de la distribution angulaire des WIMP.

Un balayage des quatre paramètres permet d'évaluer la vraisemblance entre la mesure (fig. 2.1 bas) et la distribution théorique constituée d'une superposition d'un bruit de fond isotrope et d'un signal WIMP pur (fig. 2.1 milieu), le paramètre λ permettant de régler la proportion de chacun.

On peut noter que la recherche du signal est aveugle en direction, dans la mesure où les paramètres ℓ et b sont également balayés sur toute la sphère. Ainsi, on ne recherche pas un signal provenant de la direction du Cygne, mais on montre qu'il y a, en plus du bruit de fond isotrope, une composante pointant dans une direction donnée. Pour respecter la topologie sphérique, la rotation de la distribution S doit être faite avec soin. Ainsi, $S(m_\chi; \ell, b)$ correspond à la rotation de la distribution $S(m_\chi)$ avec les angles ($\ell' = \ell - \ell_\odot, b' = b - b_\odot$). On consultera [80] pour plus de détails.

Comme souligné précédemment, si on souhaite se placer dans un cas réaliste, il est important de considérer que les cartes de reculs d'un futur détecteur directionnel contiendront une fraction non-négligeables de bruit de fond. En utilisant cette méthode, la composante WIMP et la composante bruit de fond sont prises en compte simultanément et il n'est pas nécessaire de faire une hypothèse sur la nature de l'événement, ni de soustraire une estimation du bruit de fond. Le but est double :

- Tout d'abord, on évite un biais dû à la présence du bruit de fond. Cela serait par exemple le cas, si l'on tentait d'analyser une carte contaminée avec du bruit de fond comme un signal dû exclusivement aux WIMP [94],
- Enfin, la valeur $\lambda = S/(S + B)$ est estimée grâce à l'analyse. Cela permet en particulier de remonter au nombre de WIMP contenus de la carte et ainsi, connaissant l'exposition, de contraindre la section efficace d'interaction comme nous le verrons plus loin (sec. 2.5).

Il est important de souligner que l'analyse est effectuée sur l'intégralité de la carte ce qui permet de maximiser l'utilisation de l'information disponible pour en extraire les paramètres pertinents (direction de provenance du signal et nombre de WIMP contenus dans la carte mesurée). Cela ne serait pas le cas avec une analyse travaillant uniquement sur l'asymétrie avant/arrière [79].

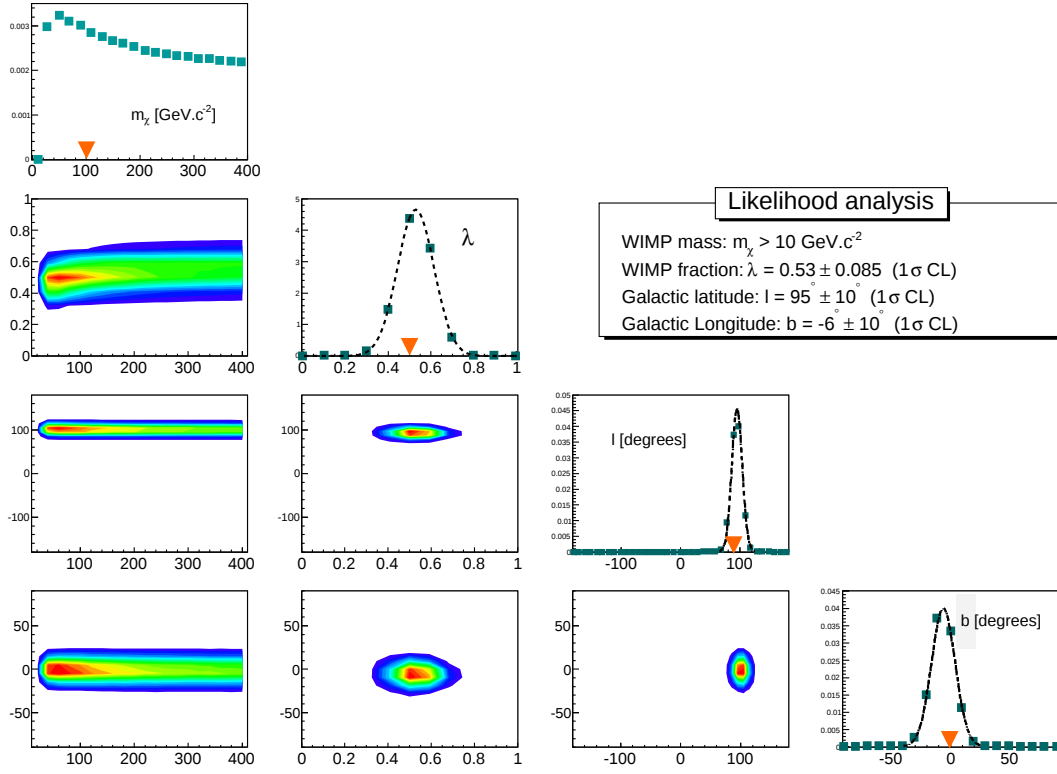


FIG. 2.2 – Distributions marginalisées (diagonale) et corrélations 2D (hors-diagonale) pour les valeurs des 4 paramètres m_χ, λ, ℓ, b issues de l'analyse de la carte simulée (fig. 2.1). Les carrés bleus représentent les valeurs calculées de $\mathcal{L}$ et les triangles oranges les valeurs initiales de chaque paramètre : $m_\chi = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\lambda = 0.5$, $\ell = 90^\circ$, $b = 0^\circ$. Figures extraites de [80].

2.4.2 Résultats pour une carte de reculs mesurée

L'analyse de vraisemblance décrite précédemment a été appliquée à une carte simulée (fig. 2.1 bas) et le résultat complet est présenté sur la figure 2.2. Pour les quatre paramètres (m_χ, λ, ℓ, b), les distributions marginalisées sont présentées sur la diagonale et les corrélations 2D hors-diagonale. Les conclusions de cette analyse sont les suivantes :

- Tout d'abord, les paramètres ℓ, b sont bien contraints par l'analyse et ce sans corrélation entre eux ou avec les deux autres paramètres. Le premier résultat de cette analyse est le suivant : il est possible d'extraire des données d'une future expérience directionnelle, sous la forme d'une carte de reculs, la direction principale des reculs dus aux WIMP. Dans le cas présenté on trouve :

$$\ell = 95^\circ \pm 10^\circ, b = -6^\circ \pm 10^\circ \quad (68 \% CL)$$

Cela correspond à une signature non-ambigüe du caractère galactique des événements mesurés. Cela souligne que la détection directionnelle présente le potentiel pour découvrir la matière sombre et ce même avec une exposition faible (4, 5 kg.an).

- Ensuite, on peut noter que l'analyse de vraisemblance permet de contraindre également la valeur de λ , toujours sans corrélation notable avec les autres paramètres. Ainsi la fraction de WIMP contenus dans la carte peut être évaluée : $\lambda = 0,53 \pm 0,085$ (68 % CL). Par

suite, connaissant N_{tot} le nombre total de reculs, on a accès au nombre de WIMP mesurés $N_{\text{wimp}} = \lambda \times N_{\text{tot}}$. Il paraît évident que l'on va ainsi pouvoir contraindre la section efficace d'interaction, comme nous le verrons en 2.5.

- Enfin, la masse n'est pas contrainte dans cette analyse. Elle a été laissée comme paramètre libre, afin de vérifier que cela n'induisait pas de corrélation avec les autres paramètres, ce que l'on peut constater sur la fig. 2.2. Le fait que la masse ne soit pas un paramètre d'entrée de l'analyse et que sa valeur n'influe pas les valeurs de (λ, ℓ, b) souligne le fait que la méthode proposée est bien indépendante du modèle de physique des particules. On peut noter que, sur l'exemple traité, les masses inférieures à $10 \text{ GeV}/c^2$ sont exclues. Nous verrons dans les perspectives (Chap. 4) qu'une contrainte sur la masse peut être envisagée dans une évolution ultérieure de la méthode d'analyse.

En conclusion, on peut dire que la méthode d'analyse proposée permet d'extraire d'une carte de reculs mesurée les informations fondamentales pour l'identification de la matière sombre : la direction de provenance du signal et le nombre de WIMP observés. À partir d'une carte simulée réaliste (fig. 2.1 bas), nous avons pu montrer que les paramètres d'entrée, utilisés pour générer la carte, peuvent être retrouvés avec une bonne précision, et ce malgré à la fois une faible résolution angulaire et une faible exposition (cf. sec. 2.3.2). Sur l'exemple proposé, elle permet de conclure que la carte de reculs mesurée contient $N_{\text{wimp}} = 106 \pm 17$ (68% CL) et que le signal provient de la constellation du Cygne à 10° près.

2.5 Contraindre les propriétés de la matière sombre

2.5.1 Contrainte dans le plan (section efficace nucléon - masse)

Le nombre de WIMP contenus dans la carte étant évalué avec une bonne précision (10 %), cela résulte en une contrainte sur la section efficace d'interaction et la masse de la particule (cf. eq. 1.1). On utilise le formalisme de l'interaction dominée par un des nucléons (cf. sec. 1.3.2). À partir de l'estimation du nombre de WIMP, on peut calculer les contours à 1σ et 3σ en utilisant l'expression standard du taux d'événements, avec un facteur de forme $F^2(E_R) = 1$ et une densité locale⁶ $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV}/c^2.\text{cm}^{-3}$.

On peut noter qu'il s'agit ici de région de **découverte**, et non pas d'exclusion. Cela correspond au fait qu'un nombre significatif d'événements WIMP ont été identifiés dans la carte de recul, avec une bonne signification. La méthode d'analyse proposée consiste en effet en un changement de perspectives vis-à-vis de la détection directe. Il s'agit ici d'identifier le signal et non pas de rejeter le bruit de fond.

La figure 2.3 présente la région de découverte (1σ et 3σ CL) qu'il est possible de déduire de la carte de reculs mesurée. On a repris la situation de la figure 1.1 et complété avec la région de découverte attendue. Un tel résultat pourrait être obtenu avec un détecteur de type MIMAC : 10 kg de CF_4 , fonctionnant pendant 5 mois. Le taux de bruit de fond considéré⁷ ici est $\sim 0.07 \text{ kg}^{-1}\text{jour}^{-1}$. Il convient de noter également que l'on se place dans le cas,

⁶On peut noter que l'incertitude sur la densité locale peut être facilement prise en compte dans ce cadre dans la mesure où la contrainte porte sur $\rho_0 \times \sigma$.

⁷Il est plus de deux fois supérieur à ce qui est observé par l'expérience Edelweiss à Modane [95].

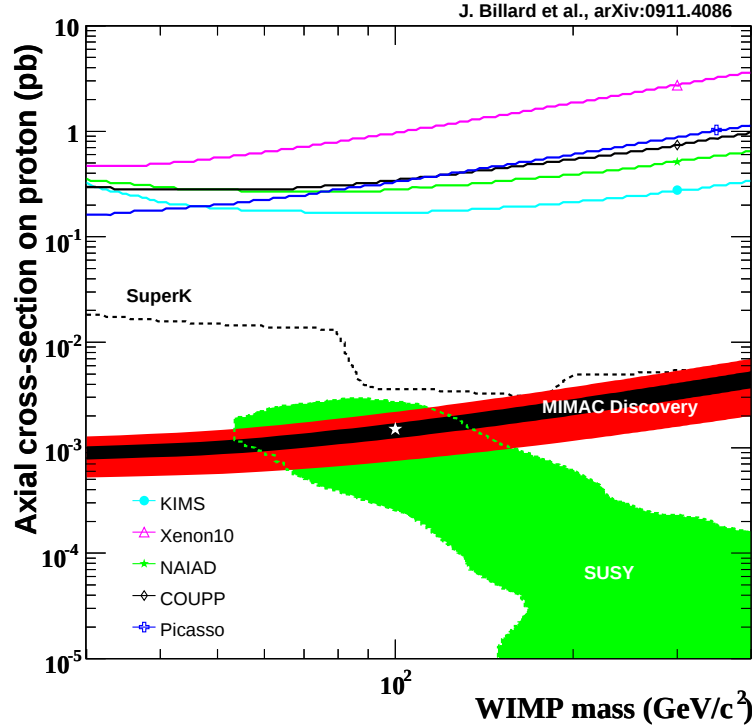


FIG. 2.3 – Régions autorisées (à 1σ et 3σ CL) dans le plan section efficace axiale sur le nucléon (pb) versus masse du WIMP (GeV/c^2). Il s'agit des contraintes obtenues à partir de l'analyse de la carte simulée (fig. 2.1). On retrouve la situation de la figure 1.1 : les exclusions des expériences de détection directe et la zone théorique correspondant à un modèle SUSY minimal contraint [55]. La valeur initiale, utilisée pour générer la carte de données simulée, est repérée avec une étoile.

certes favorable, d'un détecteur mesurant des traces en 3D, avec reconnaissance du sens de parcours, jusqu'à 5 keV.

2.5.2 Contrainte indépendante du modèle de physique des particules

Il est également possible d'analyser la contrainte obtenue avec les données simulées (fig. 2.1 bas) dans un cadre indépendant du modèle de physique des particules. On complète la figure 1.3 avec la région de découverte à 1σ et 3σ . La figure 2.4 présente dans le plan (σ_p, σ_n) le potentiel de découverte d'un détecteur de type MIMAC.

2.6 Potentiel de découverte de la directionnalité

Nous avons vu précédemment que la méthode d'analyse proposée permet d'extraire l'information d'un jeu de données directionnelles, dans notre cas simulées de manière la plus réaliste possible, et ce même à faible exposition et faible signal/bruit. Afin de tester le potentiel de découverte de la directionnalité, une étude systématique a été menée [80], avec 10^4

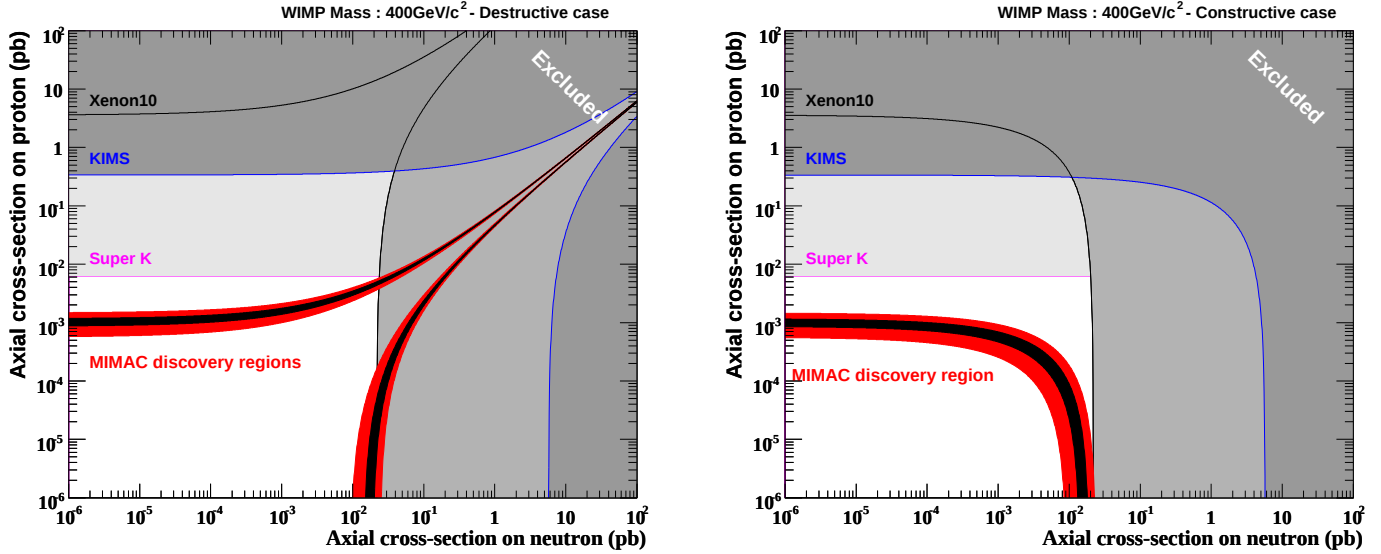


FIG. 2.4 – Régions autorisées (à 1σ et 3σ CL) dans le plan (σ_p, σ_n) dans le cadre de l'estimation indépendante du modèle [60]. Le plan est celui obtenu pour une masse de $400 \text{ GeV}/c^2$, choisie à titre d'exemple. Pour cette valeur de masse, les exclusions les plus contraignantes des expériences de détection directe ainsi que celle de Super K sont indiquées.

expériences simulées, pour une large gamme de nombre de WIMP (N_{wimp}) et plusieurs valeurs de la fraction de WIMP ($0 \leq \lambda \leq 1$). Pour une section efficace d'interaction donnée, il s'agit bien des paramètres d'intérêt car :

- le paramètre $\lambda = S/(S + B)$ représente la fraction de WIMP contenue dans la carte de données (la pureté du signal observé). Pour une exposition donnée (donc un nombre de WIMP), ce paramètre est lié à la capacité du détecteur à rejeter les événements de bruit de fond avant l'analyse de la carte.
- le paramètre N_{wimp} représente le nombre de WIMP contenus dans la carte de données. Pour une section efficace donnée, ce paramètre augmente avec l'exposition, i.e. la masse du détecteur et/ou la durée de l'acquisition.

La figure 2.5 présente la signature directionnelle, choisie comme la valeur de $\sigma_\gamma = \sqrt{\sigma_\ell \sigma_b}$, le rayon du contour à 68 % CL (σ_γ en degrés) de la distribution marginalisée $\mathcal{L}(\ell, b)$. Cela permet de quantifier la capacité du détecteur à reconstruire la direction d'origine du signal et donc à signer son caractère galactique. On peut tout d'abord noter que la signature directionnelle est de l'ordre de 10° à 20° sur une large gamme de fraction de WIMP. L'amélioration de la pureté de la carte (λ croissant) permet évidemment d'obtenir une meilleure signature directionnelle, mais même pour des faibles valeurs de λ le résultat serait satisfaisant. À titre d'exemple, l'analyse d'une carte de données directionnelles contenant $N_{\text{wimp}} = 25$ et $N_{\text{bdf}} = 50$ (soit $\lambda = 0,3$) permettrait de reconstruire une direction privilégiée du signal en direction du Cygne à $\sim 25^\circ$ près. Cela correspond à une exposition relativement modeste $\xi = 1 \text{ kg.an}$ et ce type de résultat est envisageable avec la première génération de détecteurs directionnels.

On note également que le résultat s'améliore avec l'augmentation de l'exposition, cependant

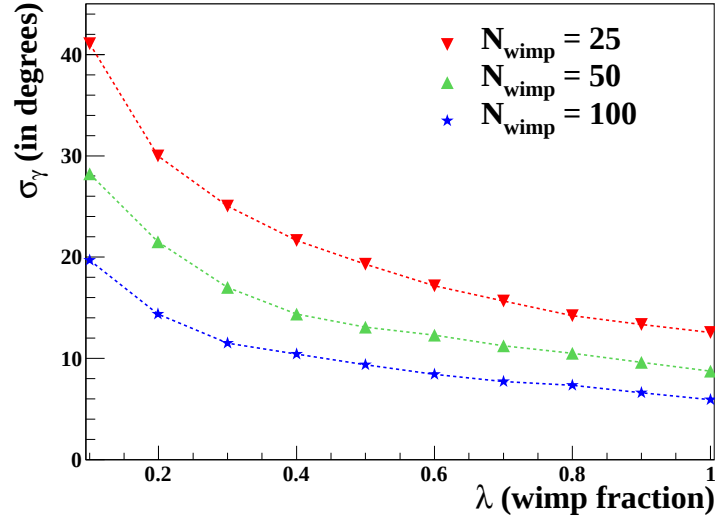


FIG. 2.5 – Signature directionnelle : rayon du contour à 68 % CL (σ_γ en degrés) en fonction de la fraction de WIMP λ . Résultats obtenus pour une cible de Fluor, un WIMP de 100 GeV/c² et un intervalle en énergie de recul $5 \text{ keV} \leq E_R \leq 50 \text{ keV}$. Figure extraite de [80].

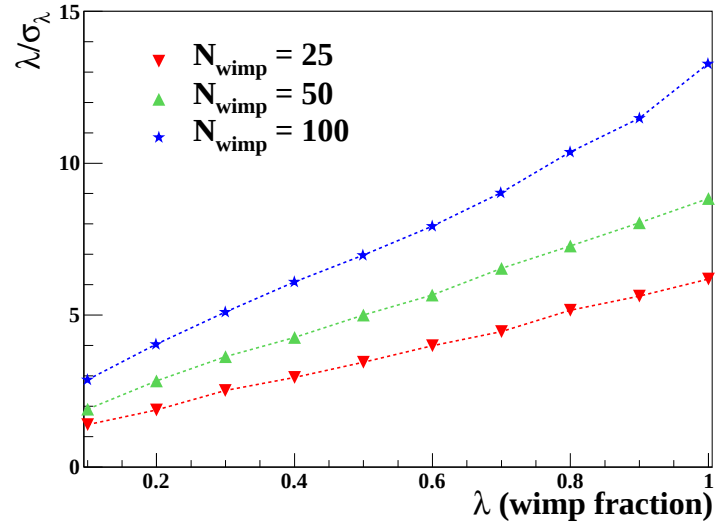


FIG. 2.6 – Significane (λ/σ_λ) de la découverte en fonction fraction de WIMP λ . Résultats obtenus pour une cible de Fluor, un WIMP de 100 GeV/c² et un intervalle en énergie de recul $5 \text{ keV} \leq E_R \leq 50 \text{ keV}$. Figure extraite de [80].

le résultat est déjà très bon à basse exposition et faible signal/bruit. Ainsi, on conclue qu'une signature directionnelle peut être obtenue, grâce à cette analyse, avec les futurs détecteurs directionnels et ce même à faible exposition et avec un bruit de fond résiduel non négligable (supérieur à 50%).

Cependant, une preuve convaincante de la détection de WIMP galactiques nécessite une signature directionnelle avec une signification élevée. Nous avons vu précédemment que l'on peut extraire le nombre de WIMP contenus dans la carte de données. Ainsi, on choisit de définir la signification comme la valeur de λ/σ_λ . La figure 2.6 présente la signification en fonction de la fraction de WIMP λ . Comme on s'y attend, la signification augmente avec le nombre de WIMP et avec la pureté de la carte. On peut reprendre l'exemple précédent : pour $N_{\text{wimp}} = 25$ et $N_{\text{bdf}} = 50$ (soit $\lambda = 0,3$), l'analyse de la carte de données permet de reconstruire la valeur de $\lambda = 0,2 \pm 0,07$, soit une signification $\sim 2\sigma$. En augmentant l'exposition tout en conservant le même taux de bruit de fond ($N_{\text{wimp}} = 100$ et $N_{\text{bdf}} = 200$), ce qui correspond à $\xi = 4 \text{ kg.an}$, on obtient une amélioration de la signature directionnelle ($\sim 10^\circ$) mais surtout la signification passe à 5σ , ce qui permet de prétendre à une découverte de la matière sombre non-baryonique galactique, avec un détecteur de masse modeste et un taux de bruit de fond résiduel⁸ relativement important.

2.7 Conclusion

La détection directionnelle présente donc un très fort potentiel de découverte de la matière sombre galactique. Pour l'exemple, nous avons considéré un détecteur au CF_4 , dans la gamme $5 - 50 \text{ keV}$ et avec reconstruction de la trace en 3D avec reconnaissance du sens de parcours. Pour une section efficace $\sigma_N = 1,5 \times 10^{-3} \text{ pb}$ et un taux de bruit de fond $7 \times 10^{-2} \text{ kg}^{-1}\text{jour}^{-1}$, en utilisant cette méthode de vraisemblance il est possible d'avoir :

- un premier indice en faveur de la découverte de matière sombre à très faible exposition : typiquement $\sigma_\gamma \simeq 25^\circ$ pour une exposition $\xi = 1 \text{ kg.an}$.
- une découverte 5σ , pour une exposition plus importante $\xi = 4 \text{ kg.an}$.

La méthode d'analyse des données proposée [80] permet d'extraire l'information des cartes que l'on pense pouvoir mesurer avec un futur détecteur directionnel. Le chapitre suivant présente les travaux préparatoires à un grand détecteur directionnel.

⁸après blindage et après analyse

Chapitre 3

MIMAC : un détecteur directionnel pour la matière sombre

*Le travail présenté dans ce chapitre a été effectué en collaboration avec :
J. Billard, C. Grignon, O. Guillaudin, S. Ranchon, D. Santos, A. Trichet,
O. Bourrion, G. Bosson, T. Lamy, A. Pelissier, J. P. Richer, J. P. Scordilis,
L. Lebreton, A. Allaoua, C. Golabek, P. Colas, E. Ferer, I. Giomataris.
Il a été publié dans [64, 93, 96, 97, 98, 99]*

Ce chapitre décrit les travaux préparatoires à un grand détecteur directionnel pour la recherche de matière sombre galactique. L'idée de base est de proposer un détecteur permettant de reconstruire la cinématique de l'interaction WIMP-noyau. Il est donc nécessaire de tirer toute l'information du noyau de recul : l'énergie et la trace en 3 dimensions. Ces grandeurs sont nécessaires, de même que le sens de parcours de la trace du recul, pour mener à bien une analyse du type présenté au chapitre 2 et ainsi aller vers l'identification de la matière sombre. L'obtention de ces informations structure le cahier des charges d'un détecteur directionnel dont l'élément de base est une μ -TPC fonctionnant à basse pression.

3.1 Les détecteurs directionnels [64]

3.1.1 État de l'art en détection directionnelle

Cette section présente brièvement l'état de l'art des détecteurs directionnels. Elle est basée sur [64] que l'on consultera pour une description plus complète.

Plusieurs projets de détecteurs directionnels sont à l'étude ou en construction : MIMAC [100], DRIFT [101], NEWAGE [94] et DM-TPC [102]. Ils partagent un même défi expérimental, reconstruire des traces de recul de basse énergie (keV), et une même technique expérimentale, l'utilisation de détecteurs gazeux basse pression [103], en l'occurrence des chambres à projection temporelle (TPC).

Les défis expérimentaux sont en fait multiples. Il convient en effet de développer un détecteur permettant idéalement de :

- reconstruire la trace en 3D et ce sur toute la gamme en énergie de recul,

3.1 Les détecteurs directionnels [64]

Collaboration	Technologie	Gaz	Remarque
DRIFT	NITPC	CS ₂ , CS ₂ -CF ₄	MWPC 3D : 2D + forme impulsion en temps
DMTPC	TPC	CF ₄	CCD 2D
NEWAGE	TPC	CF ₄	μ PIC 3D : 2D + échantillonnage en temps
MIMAC	TPC	³ He, CF ₄	Micromegas 3D : 2D + forme impulsion en temps

TAB. 3.1 – *Projets de détecteurs directionnels en cours de développement. Les acronymes sont explicités dans le texte.*

- mesurer l'énergie du recul, jusqu'à un seuil que l'on souhaite le plus bas possible, étant donné le spectre exponentiellement décroissant attendu pour les WIMP,
- distinguer le sens de parcours de la trace [104, 105, 106], afin de pouvoir reconstruire sans ambiguïté la direction de provenance du WIMP

Le tableau 3.1 résume les différents projets en cours.

Le projet Drift [101], débuté en 2001, a permis de tester un prototype au CS₂ de 1 m³ en laboratoire souterrain (Boulby en Angleterre). La technologie est dite NITPC (Negative Ion TPC) car l'utilisation du gaz¹ CS₂ permet au contraire de tous les autres projets de travailler sur la dérive des ions négatifs, limitant ainsi la diffusion lors de la collection des charges. L'avantage est que les distances de dérive peuvent être très grandes, ce qui abaisse les coûts. L'utilisation d'une chambre à fil (MWPC) limite cependant la résolution spatiale² donc la reconstruction des traces courtes correspondant aux faibles énergies (quelques keV).

La collaboration DMTPC [102] a développé et testé un prototype de détecteur directionnel de 10 litres. Il s'agit d'une TPC duale emplie de CF₄ à 75 Torr. La lumière de scintillation est lue par deux caméras CCD et la charge est mesurée sur l'anode de la TPC. Une résolution en énergie $\sim 10\%$ à 5,9 keV a été montrée, ainsi qu'une résolution angulaire $\sim 15^\circ$ à 100 keV.

La collaboration NEWAGE a récemment publié [94] une première limite d'exclusion avec un détecteur directionnel (150 Torr, CF₄), avec une exposition de 0,524 kg.jour. La contrainte la plus importante correspond à une section efficace de l'ordre de ~ 5000 pb pour un WIMP de 150 GeV/c². 1244 événements de type recul nucléaires ont été observés. Avec un tel bruit de fond résiduel, la limite d'exclusion obtenue est fortement dégradée dans le cadre d'un test de χ^2 .

Cela souligne l'importance du bruit de fond pour ce type de détecteurs. Il faut non seulement en limiter l'importance mais également le prendre en compte lors de l'évaluation des limites d'exclusion. Une méthode d'exclusion dédiée à la détection directionnelle est donc nécessaire. Nous reviendrons sur ce point au Chapitre 4.

¹Il s'agit d'un gaz toxique et inflammable à l'air dont l'utilisation en laboratoire souterrain est une gageure.

²Le pas des fils est de 2 mm.

3.1.2 Le projet MIMAC

Le projet MIMAC (MIcro TPC MAtrix of Chambers) [100] est porté par le LPSC en collaboration avec le CEA Saclay et l'IRSN Cadarache. Il est financé par l'ANR³ jusqu'à la fin 2010 et a pour but le développement d'un grand détecteur pour la détection directionnelle de matière sombre galactique. L'idée est de développer à terme une matrice de micro-TPC (Chambre à Projection Temporelle) équipées de détecteurs Micromegas pixelisés. La structure matricielle permet à la fois de disposer d'une discrimination basée sur le nombre d'interactions dans le volume de détection, mais aussi de proposer un détecteur multi-cibles, par l'utilisation simultanée de plusieurs mélanges gazeux. L'élément de base du détecteur est une μ -TPC (fig. 3.1). Suite à l'interaction, les électrons primaires produits par le recul du noyau dérivent sous l'effet du champ électrique de collection (~ 100 V/cm) jusqu'à la grille (micromesh). Dans la zone d'avalanche, un champ électrique plus intense (~ 16 kV/cm) permet ensuite d'amplifier le signal, avec un gain de l'ordre de 3000 pour une zone d'avalanche de $256 \mu\text{m}$. On utilise une Micromegas "bulk" [107] avec une anode segmentée en pixels de $350 \mu\text{m}$ de côté. Nous verrons en 3.3 comment la trace est reconstruite en trois dimensions.

Cependant, des photons UV de scintillation peuvent être émis lors de l'avalanche et arracher des électrons à la grille ou électrodes de l'anode. De fait, cela limite la proportionnalité entre le nombre d'électrons collectés et la charge primaire. Si nécessaire, on ajoute au gaz choisi, un gaz polyatomique, dit *quencher*, qui possède de nombreux états collectifs excités et qui permet d'absorber les photons UV indésirables. Cela peut être par exemple du CF_4 , de l'isobutane, ou encore de l'éthane.

3.1.3 Choix du gaz

Plusieurs gaz peuvent être utilisés dans le cadre d'un détecteur gazeux basse pression pour la détection directionnelle (CF_4 , $^3\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ ou CS_2). Schématiquement, on peut retenir des gaz contenant de l'Hydrogène, de l'Hélium 3 ou du Fluor, ces trois noyaux permettant de présenter une sensibilité à l'interaction axiale. Le choix du gaz nécessite cependant de prendre en compte de nombreux paramètres :

- du point de vue de l'interaction axiale, la dépendance en A^2 de la section efficace favorise le Fluor. On note également que le Fluor et l'Hydrogène permettent une sensibilité à l'interaction sur le proton alors que l'Hélium 3 permet une sensibilité à l'interaction sur le neutron.
- du point de vue de la directionnalité, il a été montré qu'aucune cible n'est à privilégier, seul compte l'intervalle en énergie [108].
- en ce qui concerne l'intervalle en énergie, le seuil doit évidemment être aussi bas que le permet le détecteur. Une borne supérieure peut être imposée pour limiter le bruit de fond, les WIMP étant rares à grande énergie de recul. La longueur de la trace diminuant avec la masse de la cible, le seuil en énergie sera plus élevé pour le CF_4 , typiquement 5 keV contre moins de 1 keV pour l'Hélium.
- l'utilisation d'un quencher s'avère nécessaire pour l'Hélium 3. On utilise ainsi un mélange $^3\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ alors que l'isobutane (C_4H_{10}) et le CF_4 peuvent être utilisés purs.

³Projet blanc 2007

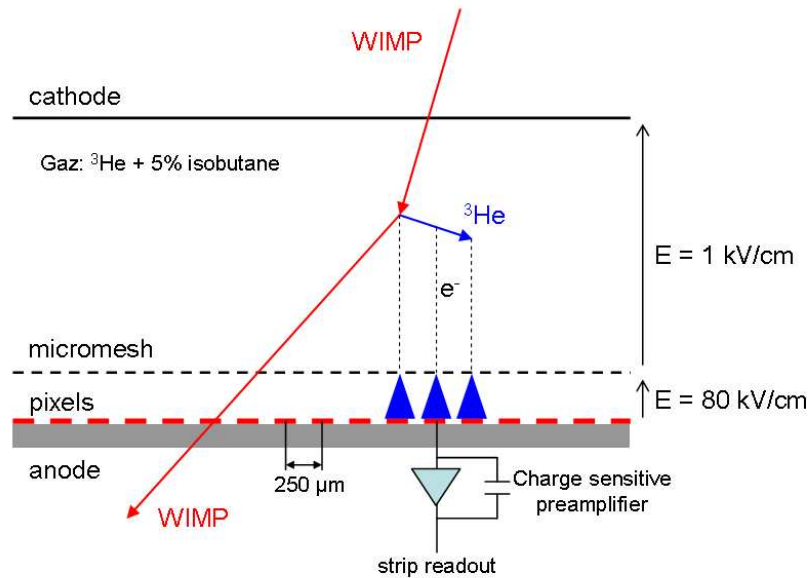


FIG. 3.1 – Schéma de principe d'une μ -TPC équipée d'une Micromegas. Les électrons primaires créés dans l'espace de dérive (16,5 cm) migrent jusqu'à l'espace d'avalanche où le signal est amplifié.

- finalement un paramètre crucial est la vitesse de dérive des électrons dans le mélange gazeux, aux pressions et champs électriques correspondant à la plage de fonctionnement du détecteur. Cela influence en particulier la qualité de la reconstruction de la trace. Nous reviendrons sur ce point en 3.3.2.

3.2 Mesurer l'énergie du recul [96]

Aux problématiques classiques de mesure de l'énergie (étalonnage, résolution), s'ajoutent dans le cas qui nous intéresse deux points particulièrement importants.

Tout d'abord, le seuil en énergie joue un rôle central pour la détection directe de WIMP, le spectre en énergie des WIMP étant exponentiellement décroissant avec l'énergie. Il va donc être crucial de pouvoir disposer d'un détecteur permettant de mesurer des événements à très basse énergie, si l'on souhaite conserver une bonne efficacité de détection de ces événements déjà rares.

Le deuxième point est lié à la technique de détection retenue. Dans les détecteurs gazeux de type TPC, on ne mesure que l'ionisation et donc une fraction de l'énergie déposée. On définit le facteur de quenching⁴ d'ionisation comme le rapport entre l'énergie déposée par ionisation et l'énergie totale. De plus l'étalonnage est assuré par des électrons de basse énergie qui présentent un facteur de quenching proche de 1 pour des énergies de l'ordre du keV. D'importants efforts expérimentaux ont été réalisés dans le but de mesurer le facteur de quenching dans différents milieux : gazeux [109], solides [110, 111] et liquides [112]. On note

⁴et on utilise à regret cet anglicisme.

en particulier l'utilisation d'installations dédiées permettant l'utilisation de neutrons mono-énergétiques [113].

Cette section présente la mesure du facteur de quenching effectuée au LPSC et publiée dans [96].

3.2.1 Le facteur de quenching

Lors de la perte d'énergie d'un ion dans un milieu, par interaction avec un électron ou avec un atome, l'énergie transférée peut être divisée en trois parties :

- l'ionisation correspondant aux paires électrons/ions produites,
- la scintillation correspondant à la désexcitation atomique ou moléculaire (e.g. formation et désexcitation de dimères),
- la chaleur correspondant à l'augmentation de l'agitation thermique et à la production de phonons.

On définit le facteur de quenching d'ionisation, noté Q , par :

$$Q = \frac{E_{\text{ionisation}}}{E_{\text{recul}}}$$

où E_{recul} est l'énergie du recul (l'énergie totale).

Ainsi, dans un détecteur composé d'une μ -TPC, on va avoir accès à la quantité $E_{\text{ionisation}}$ et la connaissance préalable du facteur de quenching du mélange gazeux utilisé est indispensable pour remonter à la valeur de E_{recul} . Le problème est lié au fait que l'étalonnage du détecteur est effectué avec des électrons pour lesquels le facteur de quenching est 100% pour des énergies du keV-MeV.

3.2.2 La théorie de Lindhard

La théorie de Lindhard [114] décrit, à partir de la résolution numérique d'une équation intégrale faisant intervenir le pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire, l'ionisation créée par un élément dans une cible de ce même élément. Plus exactement, il est possible de connaître la fraction de l'énergie cédée par l'ion aux électrons ou aux noyaux. Cette théorie prend en compte les interactions primaires de l'ion avec les électrons et les noyaux mais aussi les interactions secondaires des électrons et des noyaux mis en mouvement avec le reste de la matière. Cependant, elle ne permet pas de prédire si l'énergie cédée correspondra à de l'ionisation, de la scintillation ou de la chaleur.

Une paramétrisation des résultats de Lindhard est donnée dans [91]. On peut écrire pour un atome avec un numéro atomique Z et un nombre de nucléons A :

$$Q = \frac{k \times g(\epsilon)}{1 + k \times g(\epsilon)} \quad (3.1)$$

avec

$$\epsilon = 11,5 E(\text{keV}) \times Z^{-7/3} \quad ; \quad k = 0,133 \times Z^{2/3} A^{-1/2} \quad \text{et} \quad g(\epsilon) = 3 \epsilon^{0.15} + 0,7 \epsilon^{0.6} + \epsilon$$

La figure 3.2 présente le facteur de quenching pour différentes cibles d'intérêt pour la matière sombre. On note tout d'abord que le facteur de quenching est une fonction croissante

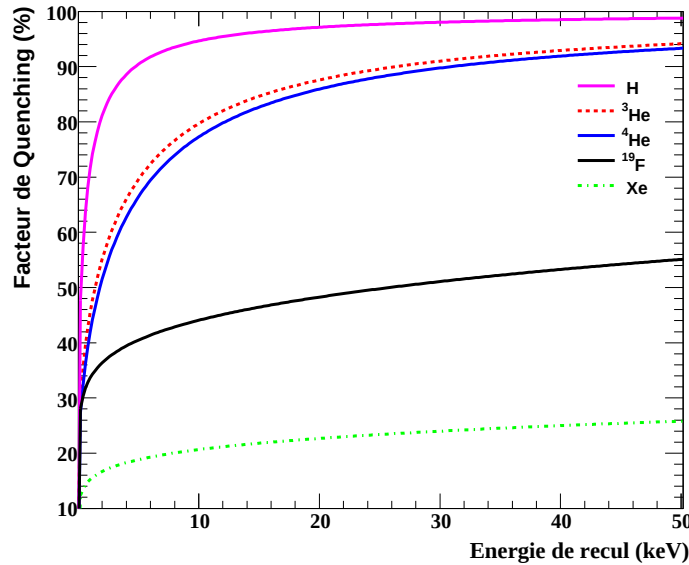


FIG. 3.2 – Facteur de quenching en fonction de l'énergie de recul (keV) pour différents noyaux d'intérêt pour la détection directe. Il s'agit des valeurs prédites dans la théorie de Lindhard 3.2.2.

de l'énergie : plus l'énergie de l'ion incidente est grande plus la fraction d'énergie perdue en ionisation est grande. Par ailleurs, plus la cible est lourde et plus le facteur de quenching est faible. La nécessité de descendre à très basse énergie de recul a été soulignée précédemment et dans ce cadre on comprend que le seuil de détection sera nécessairement plus élevé pour un gaz comme le CF_4 comparé à de l'Hélium. En effet le seuil de détection est fixé par le nombre minimum d'électrons détectables. Pour une Micromégas, on peut envisager de descendre jusqu'à $\mathcal{O}$ (250 eV), ce qui correspond à une énergie de recul inférieure au keV dans l'Hélium et $\sim 1 - 2$ keV dans le CF_4 .

Il convient de souligner les limites de la prédiction de Lindhard pour le facteur de quenching :

- seul le cas du recul d'un ion ^AX dans un gaz composé de l'espèce chimique ^AX est traité. Ainsi, seuls les gaz monoatomiques et purs (pas de *quencher*) peuvent être traités. L'effet de la prise en compte des reculs du Fluor ou du Carbone dans le CF_4 n'est pas négligeable.
- comme souligné précédemment, la prédiction de Lindhard (eq. 3.1) porte sur la fraction d'énergie donnée aux atomes du milieu (et pas aux électrons), via l'estimation des pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire. En particulier la fraction d'énergie perdue par scintillation n'est pas prise en compte. Elle peut par exemple résulter de l'excitation d'un atome du milieu ou encore la formation et la désexcitation de dimères.

Ces différents arguments soulignent l'importance de mesurer le facteur de quenching du mélange gazeux envisagé pour la détection.

3.2.3 Mesure du facteur de quenching

Une ligne expérimentale a été développée au LPSC dans le but de mesurer, à basse énergie (keV), le facteur de quenching de différents mélanges gazeux d'intérêt pour la matière sombre. Dans un premier temps, on s'est intéressé au mélange $^4\text{He} + 5\% \text{ C}_4\text{H}_{10}$ car il présente des propriétés très proches de $^3\text{He} + 5\% \text{ C}_4\text{H}_{10}$ tout en étant moins onéreux pour une phase de tests. Ce dispositif sera utilisé pour mesurer le facteur de quenching du CF_4 .

a) Dispositif expérimental

Pour mesurer le facteur de quenching à basse énergie, il est nécessaire de pouvoir disposer d'ions dont l'énergie est connue et contrôlée. À cette fin, une source dédiée a été développée au LPSC [115]. Il s'agit d'une source ECRIS [116] (Electron Cyclotron Resonance Ion Source), avec un potentiel d'extraction variant de 1 à 50 keV, délivrant des ions H, He, F, ... Dans un premier temps, l'interface entre la source d'ion (sous vide) et la TPC gazeuse a été assurée par une fine feuille de N_4Si_3 de 50 nm d'épaisseur. Un dépôt de 10 nm d'aluminium a été effectué afin de pouvoir mettre la feuille à la masse. Des mesures de temps de vol ont été effectuées à l'aide de deux channeltrons, permettant ainsi de mesurer l'énergie de l'ion après la feuille, i.e. entrant dans la chambre. Des mesures de l'énergie d'ionisation ont ensuite été effectuées [117]. Cependant la perte d'énergie (et la dispersion) est trop importante pour utiliser ce dispositif pour mesurer précisément l'énergie de ions.

Dans un deuxième temps, l'interface entre la source et la chambre gazeuse a été réalisée à l'aide d'un trou de 1 μm de diamètre, avec un pompage différentiel. La taille du trou est telle que la fuite est suffisamment faible. La comparaison avec les résultats précédents a permis de montrer que la perte d'énergie à l'entrée de l'ion dans le trou est négligeable.

L'ionisation est ensuite mesurée à l'aide d'une chambre équipée d'un détecteur Micromégas [118]. Il s'agit d'une Micromegas de type "bulk" [107], pour laquelle la grille et l'anode sont construites avec un gap fixe dont l'épaisseur dépend de la gamme de pression souhaitée (128 μm pour des pressions entre 350 et 1300 mbar). Il est important de noter qu'il s'agit d'une anode pleine, et non une anode pixelisée, qui ne permet donc pas de mesurer la trace. Les champs électriques dans l'espace de dérive et d'avalanche sont choisis pour optimiser la transparence de la grille pour chaque énergie d'ion. Typiquement, on utilise des tensions de l'ordre de 300 V pour la dérive et 450 V pour l'avalanche. L'espace de dérive fait 3 cm, ce qui est suffisant pour contenir les traces⁵ d'Hélium de moins de 50 keV.

L'étalonnage est assuré par deux énergies de référence délivrées par deux sources de photons X. Tout d'abord une source de ^{55}Fe , fournissant des raies 5,89 keV (K_α) et 6,4 keV (K_β). Elles ne sont cependant pas résolues et on utilise la valeur 5,97 keV correspondant à la moyenne pondérée par les intensités. Une deuxième référence est fournie par la raie à 1,486 keV (K_α) de l'Aluminium. Elle est obtenue par fluorescence grâce aux α d'une source de Curium qui déposent leur énergie dans une fine feuille d'aluminium. Les pics photélectriques qui en résultent sont ensuite utilisés pour l'étalonnage à très basse énergie et le facteur de quenching est ensuite obtenu en comparant l'énergie mesurée à l'énergie initiale de l'ion. La figure 3.3 présente le spectre en énergie obtenu pour des Hélium incidents de 1,5 keV (gauche). Ils sont mesurés avec une énergie ~ 400 eV. Pour référence la figure de droite

⁵de l'ordre de 6 mm pour des Hélium de 50 keV, à 1 bar

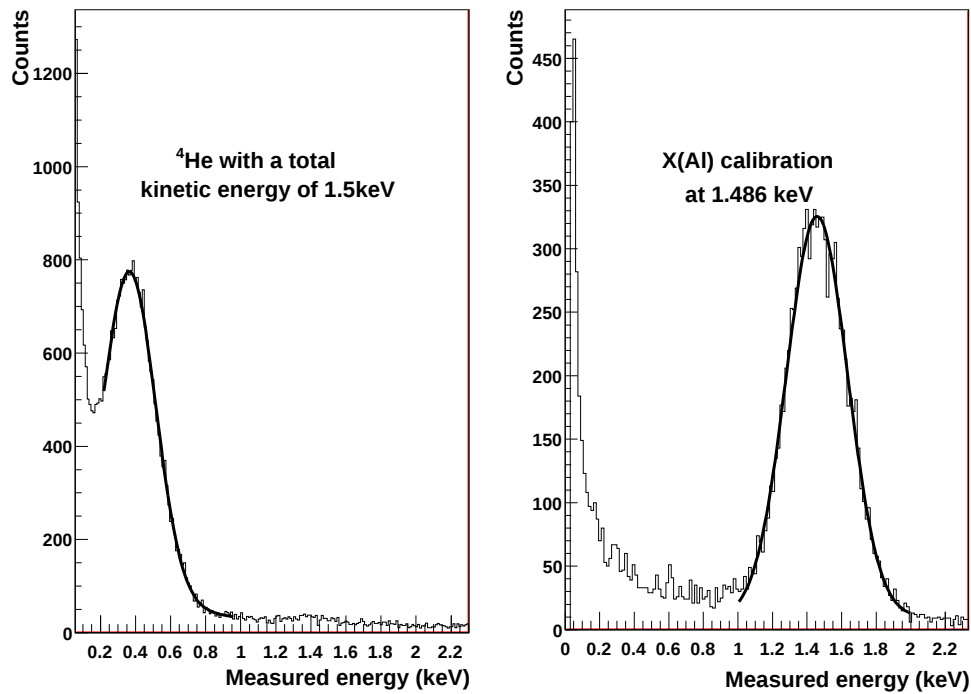


FIG. 3.3 – Spectre en énergie pour des Hélium incidents de 1,5 keV (gauche) et pour des X de l'Aluminium (droite) de 1,486 keV. Le mélange gazeux est $^4\text{He} + 5\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ à 700 mbar. C'est la comparaison entre ces deux énergies mesurées qui permet d'estimer le facteur de quenching. Figure extraite de [96].

indique le spectre en énergie obtenu pour des X de l'Aluminium (droite) de 1,486 keV. On peut noter dans les deux cas, d'une part le seuil très bas de la mesure, inférieure au keV en énergie d'ionisation et d'autre part la très bonne résolution pour des énergies aussi basses.

La présence d'impuretés dans le mélange gazeux est contrôlée par un système de circulation du gaz, mis en fonctionnement après une étape de mise sous vide (10^{-6} mbar). En effet, l'effet de la pureté du gaz sur la valeur de W (l'énergie moyenne pour produire une paire électron-ion) a été mise en évidence dans [119].

Les erreurs systématiques sont contrôlées en effectuant les mesures d'ionisation dans différentes configurations de champ électrique (en variant le gain). La fluctuation est inférieure à 1% [117].

b) Résultats

On utilise ensuite la source d'ions à des énergies variant entre 1 et 50 keV, en limitant l'intensité à moins de 25 particules par seconde afin de se prémunir des problèmes de recombinaison. L'énergie d'ionisation est ensuite calculée à l'aide l'étalonnage décrit plus haut. La figure 3.4 présente le facteur de quenching de l' ^4He en fonction de l'énergie de l'ion incident (keV), pour une pression de 700 mbar. On peut, dans un premier temps, noter que le facteur de quenching est ainsi connu avec une grande précision jusqu'aux énergies d'intérêt pour la matière sombre. Le résultat est comparé avec la prédiction de Lindhard (sec. 3.2.2) et une simulation effectuée avec SRIM [120, 121]. Si la différence avec Lindhard s'explique par le

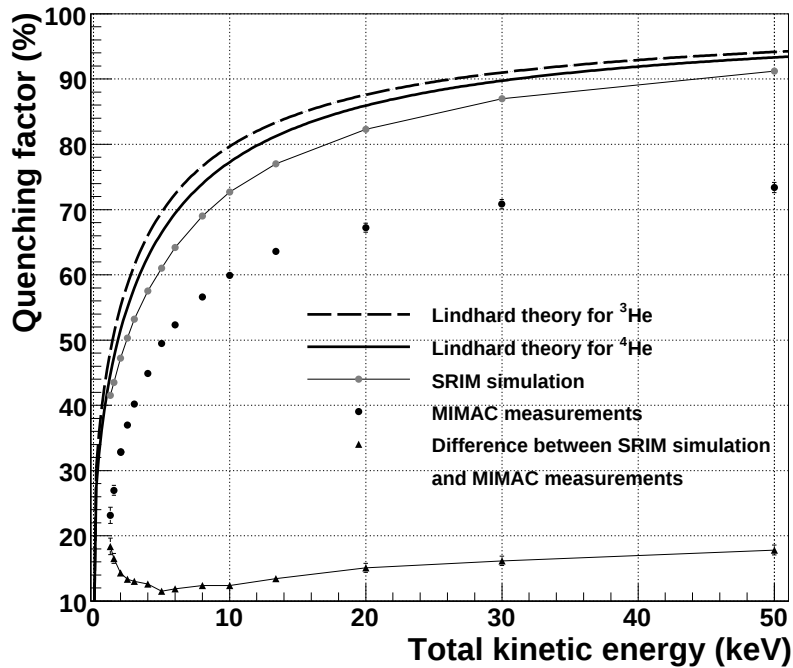


FIG. 3.4 – Facteur de quenching de l'Hélium 4 en fonction de l'énergie de l'ion incident (keV). Le mélange gazeux est $^4\text{He} + 5\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ à 700 mbar. Les barres d'erreur sont dominées par l'erreur systématique. La prédiction de Lindhard (sec. 3.2.2) est présentée en trait plein et la simulation SRIM en trait pointillé. La différence entre la simulation et la mesure est également présentée. Figure extraite de [96].

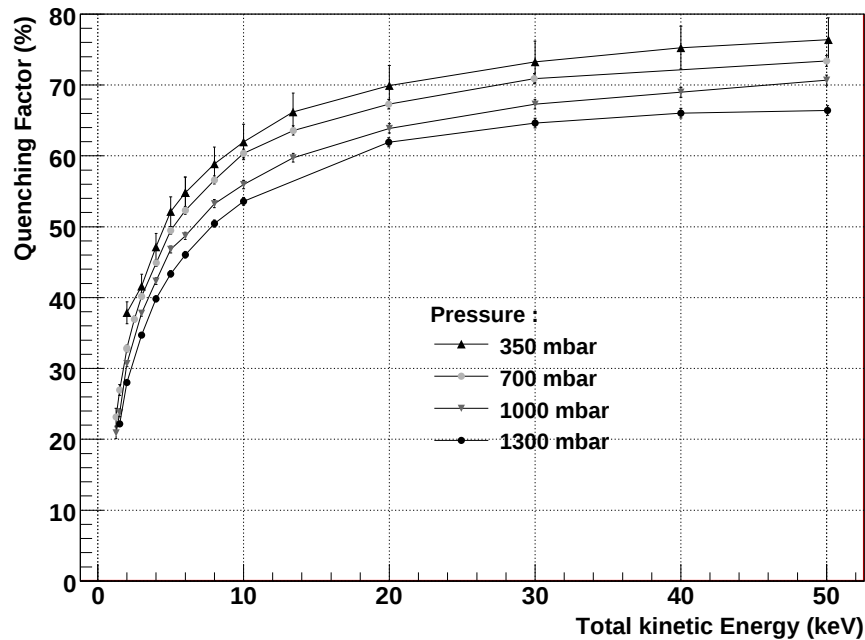


FIG. 3.5 – Facteur de quenching de l'Hélium 4 en fonction de l'énergie de l'ion incident (keV) pour quatre pressions : 350, 700, 1000 et 1300 mbar. Le mélange gazeux est $^4\text{He} + 5\% \text{C}_4\text{H}_{10}$. Les barres d'erreur sont dominées par l'erreur systématique. La ligne sert à guider l'œil. Figure extraite de [96].

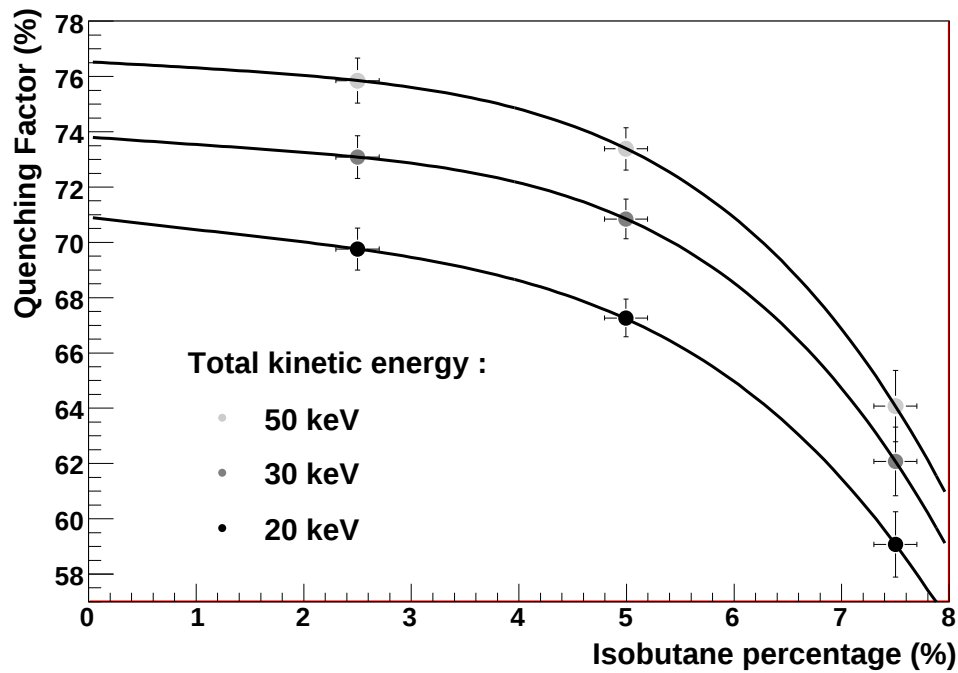


FIG. 3.6 – Facteur de quenching de l'Hélium 4 en fonction du taux d'isobutane pour le mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ à 700 mbar. Le résultat est présenté pour des énergies incidentes de 20, 30 et 50 keV. L'extrapolation de l'ajustement vers 0 % est une estimation du facteur de quenching de l'hélium pur. Figure extraite de [96].

fait que le modèle ne prend pas en compte le mélange gazeux (mais de l'Hélium pur), la différence avec la simulation peut sembler plus surprenante. Elle atteint jusqu'à 20 % à 50 keV. Des mesures ont été effectuées à différentes pressions, et on note une nette dépendance avec la pression : plus la pression est faible, plus le facteur de quenching est important⁶. Cette dépendance en pression suggère que la différence entre la simulation et la mesure peut être attribuée à de la scintillation. En effet, la production d'UV dans l'Hélium 4 a été observée et elle se caractérise par deux continuum vers 67,5 nm and 82 nm [122, 123]. La dépendance en pression est expliquée par le fait que la scintillation est liée à la distance moyenne entre deux noyaux d'hélium, via le processus de formation et de destruction de dimères.

Une mesure en fonction de la quantité d'isobutane a également été effectuée (fig. 3.6). Elle souligne le fait que le facteur de quenching est dépendant du mélange gazeux (quantité de *quencher* et pression).

3.2.4 Conclusion

Le dispositif développé permet de mesurer le facteur de quenching de mélanges gazeux potentiellement intéressants pour les détecteurs directionnels. La prochaine étape consistera à mesurer le facteur de quenching du CF_4 .

Si la mesure du facteur de quenching est intéressante en soi, elle peut cependant aussi être vue pour la problématique des détecteurs directionnels comme une forme d'étalonnage. À ce

⁶ce qui est encourageant pour les mesures basses pressions envisagées.

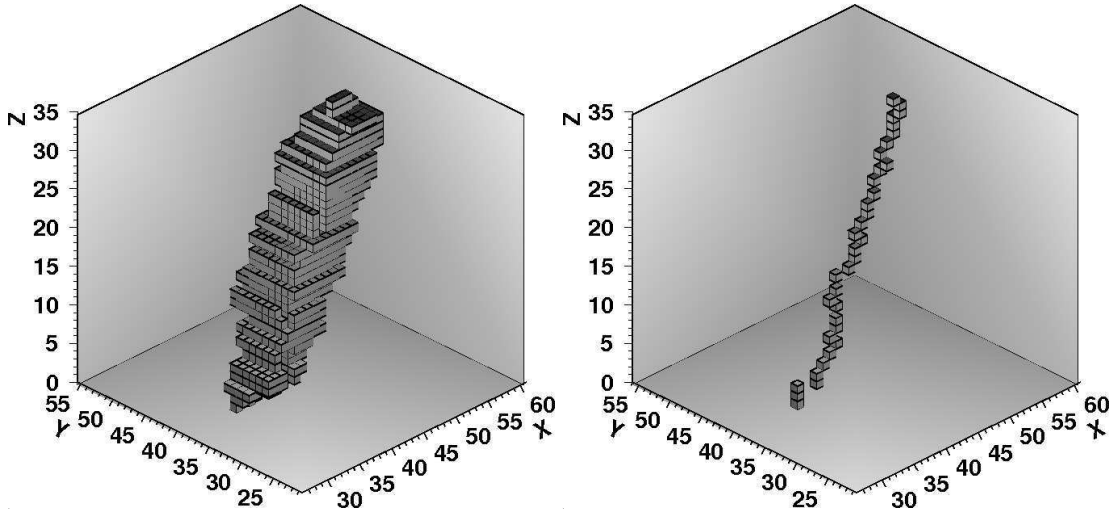


FIG. 3.7 – Vue 3D d’une trace de proton de ~ 100 keV dans un mélange gazeux $^4\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ à 350 mbar. La vue de droite indique la reconstruction du barycentre des charges pour chaque tranche en z . Trace obtenue dans le cadre des campagnes de mesure auprès d’Amande, cf. sec. 3.3.3. Figure extraite de [98].

titre, la dépendance observée, en pression et en fraction de *quencher*, souligne la nécessité de mesurer préalablement le facteur de quenching du mélange retenu.

Cette campagne de mesures souligne également la capacité du système de détection (μ -TPC) à mesurer des reculs de très basse énergie ($\lesssim 1$ keV). Une partie du cahier des charges d’un futur détecteur directionnel est donc remplie. Le deuxième aspect concerne la mesure de la trace elle-même.

3.3 Mesurer la trace du recul [93, 97, 98]

3.3.1 Stratégie de reconstruction 3D [93, 97, 98]

Comme souligné précédemment, la reconstruction 3D des traces s’avère être un point clef pour la détection directionnelle. Cela avait déjà été montré dans les premières études phénoménologiques [85] et l’argument prend toute son importance dans le cadre d’une identification du signal WIMP avec la directionnalité [80], telle que présentée au Chap. 2.

La reconstruction 3D a donc été très tôt une priorité du projet MIMAC. L’idée est d’utiliser une Micromegas [107] dont l’anode est segmentée en pixels de $350 \mu\text{m}$ de côté associés à une électronique comportant un ASIC spécifiquement développé pour MIMAC [97]. Dans un premier temps, les coordonnées dans le plan de l’anode (x et y) sont reconstruites grâce à la collection des électrons primaires produits dans l’espace de dérive où le champ électrique vaut $E \leq 1$ kV/cm et amplifiés dans l’espace d’avalanche ($E \sim 20$ kV/cm). Ainsi la trace est projetée sur l’anode ce qui permet d’avoir accès à une information 2D. La troisième coordonnée est obtenue par une lecture de l’anode avec une fréquence de 40 MHz. En connaissant la vitesse de dérive des électrons, dans ce mélange gazeux et pour ce champ

électrique, il est ainsi possible de reconstruire la coordonnée en z . On note l'importance que va jouer la vitesse de dérive. Nous reviendrons sur ce point en 3.3.2.

Le détecteur prototype comporte une anode de surface $3,36 \times 3,36 \text{ cm}^2$. Les pixels sont lus en ligne et en colonne afin de pouvoir réaliser la lecture complète de l'anode en 25 ns. Chaque ASIC lit 16 rangées de pixels pour un total de 2×96 lignes/colonnes à lire. Une acquisition dédiée a également été développée. Elle comporte un traitement embarqué qui permet en particulier de limiter le transfert de données à la partie utile uniquement (énergie et coordonnées des pixels touchés) [98].

La figure 3.7 présente une vue 3D d'une trace de proton de $\sim 100 \text{ keV}$ dans un mélange gazeux $^4\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ à 350 mbar. On note l'importance de la diffusion latérale qui vient élargir la trace. La reconstruction du barycentre des charges, pour chaque tranche en z , permet ensuite de remonter à la trace et donc la direction (vue de droite).

Il s'agit d'un premier résultat encourageant dans la mesure où la preuve est faite de la possibilité de reconstruire des traces en 3 dimensions dans un mélange gazeux basse pression, avec la technique d'échantillonnage d'une anode pixelisée lue à l'aide d'une Micromégas. Les perspectives dans cette partie incluent le traitement de traces de très basse énergie ainsi que l'étude systématique de la résolution angulaire [93].

3.3.2 Vitesse de dérive des électrons dans le mélange gazeux

La vitesse de dérive est un paramètre clef pour la reconstruction 3D des traces. Elle doit être connue avec précision et être adaptée aux besoins. En effet, si la vitesse de dérive est trop lente, une trace suffisamment énergétique sera étalée en temps au point de ne plus permettre un déclenchement des voies de lecture. À l'inverse, si la vitesse de dérive est trop grande, la trace sera trop courte pour donner suffisamment de tranches en z pour le temps d'échantillonnage de l'anode (25 ns). *De facto* cela entraîne une augmentation du seuil en énergie, préjudiciable au nombre d'événements WIMP observés, et donc de l'exposition requise.

La figure 3.8 (gauche) présente la vitesse de dérive de quelques gaz d'intérêt pour la détection directionnelle, dans leur plage de fonctionnement. Il s'agit d'une simulation réalisée avec Magboltz 8.8 [66]. On note que du point de vue de la vitesse de dérive, le mélange $^3\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ semble être un bon compromis, alors que le CF_4 semble trop rapide. À titre d'exemple, une trace de 10 mm fournit 20 images dans un mélange gazeux présentant une vitesse de dérive de $20 \mu\text{m}/\text{ns}$ avec un temps d'échantillonnage de l'anode de 25 ns. Cependant l'utilisation du Fluor 19 comme cible pour la détection directionnelle semble être optimale sur tous les autres critères.

Nous proposons donc un nouveau mélange gazeux : $\text{CF}_4 + x \text{ \%CHF}_3$. L'adjonction du trifluorométhane permet de faire chûter la vitesse de dérive du CF_4 , tout en préservant un important contenu en fluor. Comme on peut le constater sur la figure 3.8 (droite), la fraction de trifluorométhane permet de choisir la vitesse de dérive requise. Si les premiers résultats expérimentaux indiquent que ce mélange fonctionne de manière très satisfaisante (pour $x = 50 \text{ \%}$), une étude complète de ses propriétés (quenching, vitesse de dérive, gain, diffusion latérale,...) est néanmoins nécessaire comme préalable à son utilisation dans ce cadre.

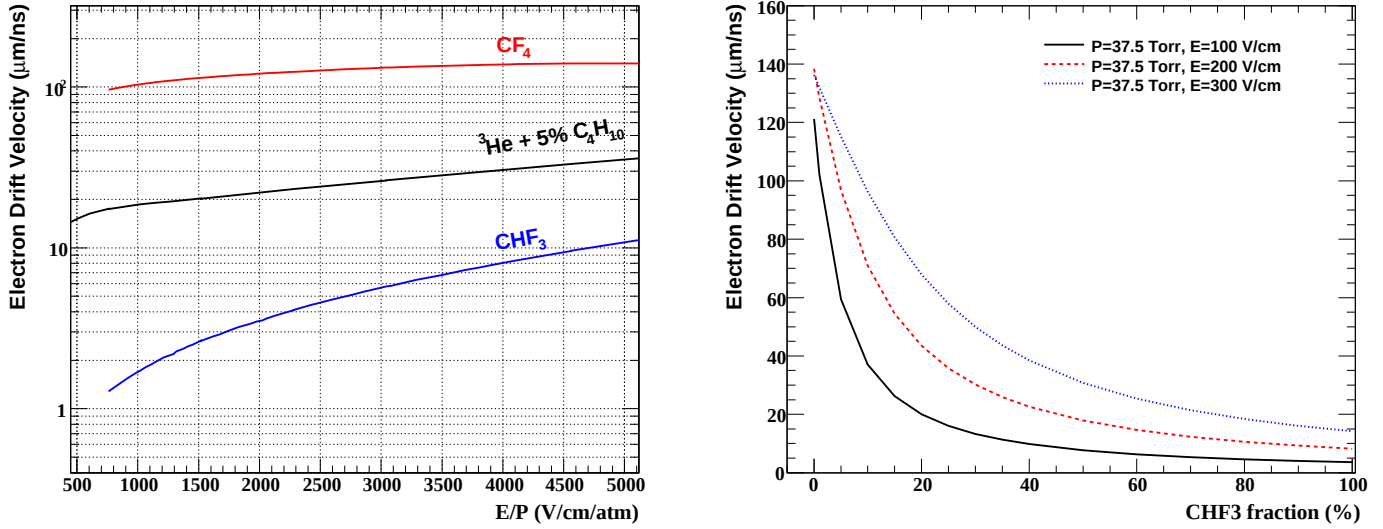


FIG. 3.8 – Vitesse de dérive des électrons dans les mélanges gazeux d'intérêt pour la détection directionnelle (gauche). La figure de droite présente la vitesse de dérive du nouveau mélange $\text{CF}_4 + x\% \text{CHF}_3$ en fonction de la fraction de trifluorométhane. Simulations réalisées à l'aide de Magboltz 8.8 [66].

3.3.3 Mesures auprès d'Amande [99]

Dans le cadre de la collaboration MIMAC des campagnes de mesures sont menées auprès de l'accélérateur Amande de l'IRSN Cadarache. Celui-ci produit des champs monoénergétiques de neutrons (entre 2 keV et 20 MeV) de qualité métrologique dans le but d'étudier la réponse de détecteurs de neutrons. Il s'agit d'un tandem de 2 MV qui accélère des protons ou deutons sur une cible mince de lithium ou de scandium. Le détecteur est ensuite placé à un angle donné par rapport au faisceau incident, permettant ainsi de choisir l'énergie du neutron. Il est possible de disposer de neutrons de 144 keV par la réaction $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ (à angle nul), mais également de neutrons de très basse énergie (8 keV) par la réaction $^{45}\text{Sc}(p, n)^{45}\text{Ti}$.

L'objectif de cette campagne est double. D'une part, cela permet de tester le détecteur avec un faisceau connu en énergie et en angle d'incidence. À terme le but est de présenter une caractérisation complète du détecteur et de la reconstruction des traces (efficacité, résolution angulaire, homogénéité de la réponse, etc...). D'autre part, le système de détection (μ -TPC) sera utilisé pour la métrologie neutron. En effet de la même manière que la cinématique WIMP-noyau peut être reconstruite, la connaissance de la cinématique de l'interaction du neutron permet *in fine* de reconstruire l'énergie de ce dernier, l'objectif étant de couvrir les basses énergies (keV) hors de portée des télescopes à proton utilisés actuellement [99, 124]. Ces deux objectifs sont complémentaires et l'accélérateur Amande constitue finalement un formidable banc de test pour un détecteur directionnel. Plusieurs campagnes de mesure ont eu lieu et les résultats sont actuellement en cours de traitement. La figure 3.7 a été obtenue dans le cadre de la dernière campagne de prise de données au cours de laquelle a été testé un détecteur μ -TPC équipé d'une Micromegas "bulk" et d'un mélange gazeux $^4\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ à 350 mbar. La section suivante présente un résultat préliminaire obtenu dans ce cadre.

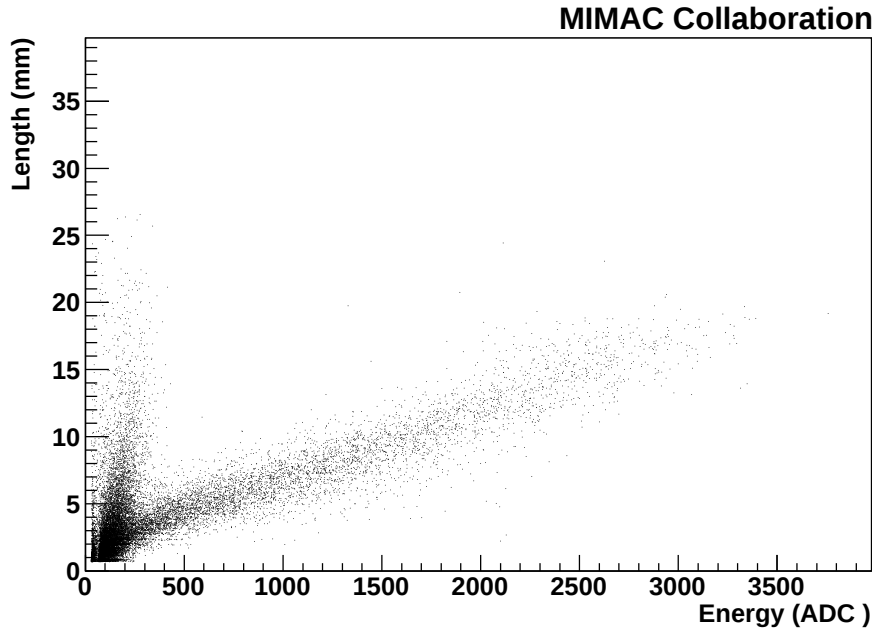


FIG. 3.9 – Discrimination γ /recoil nucléaire. Longueur (mm) en fonction de l'énergie mesurée (ADC). On distingue nettement deux régions : celle des électrons (à faible énergie et grande longueur) et celle des reculs nucléaires (grande énergie et faible longueur). Les électrons sont issus des photons γ produits au cours de la réaction et sur les matériaux de la chambre TPC. Les reculs nucléaires sont induits par des neutrons de 144 keV produits par l'accélérateur Amande. Le mélange gazeux est $^4\text{He} + \text{C}_4\text{H}_{10}$ à 350 mbar.

3.4 Séparation électron-recul

La discrimination entre les électrons et les reculs nucléaires constitue une étape importante dans le processus de rejet du bruit de fond des détecteurs de matière sombre. Ajoutée au blindage et au choix de matériaux, elle a pour objectif de diminuer le bruit de fond dû aux rayons γ qui domine le taux d'événements incidents par des ordres de grandeur.

Pour la plupart des détecteurs, l'idée est de mesurer l'énergie déposée, simultanément via la chaleur et l'ionisation (Edelweiss, CDMS) ou via la scintillation et la chaleur (CRESST). Pour la détection directionnelle, une discrimination γ /recoil nucléaire est également nécessaire. Le principe de l'utilisation conjointe des variables énergie et longueur de trace a été montrée dans [41]. En effet, à énergie égale, un recoil nucléaire est environ 10 fois plus court qu'un événement électron, dans la plage d'énergie du keV.

Un premier résultat préliminaire a été obtenu grâce aux campagnes de mesures auprès d'Amande. La figure 3.9 présente, dans le plan parcours versus énergie mesurée, les reculs nucléaires induits par des neutrons de 144 keV. Ils sont comparés aux électrons issus des photons γ produits au cours de la réaction et sur les matériaux de la chambre TPC. La séparation des deux populations est clairement visible. Il s'agit d'une première indication expérimentale en direction de la discrimination γ /recoil nucléaire qui devra être confirmée à basse énergie (keV) et optimisée en terme d'analyse de données [93].

Chapitre 4

Perspectives

La détection directionnelle est une méthode de détection de matière sombre relativement récente. Elle a été proposée en 1988 par D. N. Spergel mais le premier prototype de la collaboration Drift, précurseur en la matière, date de 2001. Les avancées technologiques liées aux TPC [125], et plus particulièrement aux Micromegas [118, 107] couplées à une électronique de lecture rapide [97, 98], ont ouvert des perspectives intéressantes. Pour ce domaine, les perspectives sont nombreuses et constituent plusieurs axes de recherche différents. Elles relèvent de la phénoménologie, de l'analyse de données et des techniques expérimentales.

4.1 Perspectives phénoménologiques

Les perspectives phénoménologiques s'incrivent dans la continuité directe du travail présenté au Chapitre 2. Elles constituent une partie du sujet de thèse de J. Billard.

4.1.1 Exclusion directionnelle [35]

Même si le but de la détection directionnelle est d'identifier la matière sombre, en profitant du signal WIMP très caractéristique, une méthode d'exclusion dédiée est cependant nécessaire. C'est notamment le cas pour les premiers détecteurs prototypes qui présenteront une faible exposition. De plus, il est probable que la contamination de la carte de reculs par du bruit de fond soit non-négligeable. Outre la méthode de Poisson, les limites d'exclusion sont traditionnellement évaluées en utilisant les méthodes proposées par S. Yellin : Maximum Gap [126] ou ses extensions à deux dimensions (Maximum Patch) [127, 128].

Dans le même esprit que l'étude présentée au chapitre 2, une méthode dédiée d'exclusion est actuellement en cours de développement [35]. Il s'agit d'une méthode de vraisemblance (échantillonnée ou non) sur la partie angulaire du spectre¹, pour tirer le maximum de la différence attendue entre la composante WIMP et le bruit de fond.

¹ dans un intervalle d'énergie de recul donnée.

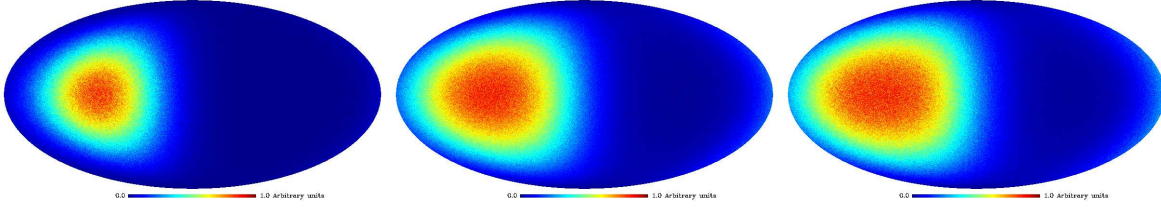


FIG. 4.1 – Carte de reculs induits par des WIMP, pour une cible de Fluor et une gamme en énergie $5 \text{ keV} \leq E_R \leq 50 \text{ keV}$. Un modèle de halo sphérique et isotherme est considéré. De gauche à droite pour des WIMP de $10 \text{ GeV}/c^2$, $100 \text{ GeV}/c^2$ et $1 \text{ TeV}/c^2$.

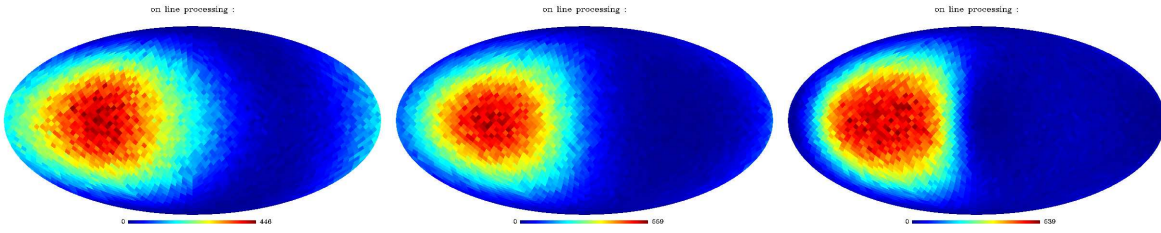


FIG. 4.2 – Carte de reculs induits par des WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$, pour une cible de Fluor et une gamme en énergie $5 \text{ keV} \leq E_R \leq 50 \text{ keV}$, pour trois formes de halo. De gauche à droite : oblate, sphérique, prolate.

4.1.2 Identification de la matière sombre galactique

Dans le chapitre 2, nous avons montré le potentiel de découverte de la stratégie directionnelle. Même à faible exposition et faible résolution angulaire, il est possible d'identifier le signal WIMP. Le résultat est statistiquement convaincant et il permet de remonter au nombre de WIMP contenus dans les événements mesurés, ce qui permet de contraindre la section efficace d'interaction. L'étude a été effectuée dans un cadre astrophysique standard (sec. 1.2.2).

Il est cependant possible d'aller plus loin. En effet, la détection de matière sombre non-baryonique comporte de nombreux paramètres inconnus que l'on souhaiterait pouvoir mesurer. Il s'agit de la masse du WIMP et de sa section efficace d'interaction, de la densité locale de matière sombre ρ_0 , de la dispersion des vitesses v_0 et même de la forme du halo (sphérique, triaxial, ...) . Tous ces paramètres influent de manière notable sur le signal attendu en détection directionnelle :

- plus le WIMP est lourd, moins le signal est directionnel, comme on peut le constater sur la figure 4.1. Cela ouvre la possibilité de mesurer la masse des WIMP avec la détection directionnelle².
- Le caractère pointant du signal augmente lorsque v_0 diminue. En effet dans ce cas, la vitesse relative WIMP-détecteur est dominée par le vecteur vitesse du Soleil, rendant le signal plus directionnel.

²On note sur la figure 4.1 que l'effet s'atténue aux grandes masses. Cette remarque est donc valable pour des WIMP légers.

- La forme du halo influe également sur la forme du signal WIMP attendu [129], comme on peut le constater sur la figure 4.2.

Plusieurs de ces paramètres seront évidemment dégénérés. Une analyse multivariable de la carte de reculs observée est néanmoins très intéressante à mener, dans le cadre réaliste d’une exposition faible et d’une résolution angulaire médiocre. Elle consisterait en une extension de la méthode présentée au chapitre 2, en utilisant des outils statistiques appropriés.

4.2 Perspectives en simulation et analyse de données

4.2.1 Optimisation du rejet du bruit de fond γ

Une première indication expérimentale en direction de la discrimination γ /recul nucléaire a été présentée en 3.4. Comme souligné dans [41], l’utilisation conjointe des variables énergie et longueur de trace permet d’envisager un rejet efficace du bruit de fond γ . En effet, à énergie égale, un recul nucléaire est jusqu’à 10 fois plus court qu’un événement électron. Il s’agit de l’analogie pour la détection directionnelle des discriminations γ /recul nucléaire utilisées par les expériences de détection directe, basées sur la scintillation/chaleur (CRESST) ou l’ionisation/chaleur (Edelweiss, CDMS).

Dans cette thématique, un effort doit être porté sur l’aspect expérimental, en continuant les mesures auprès d’Amande avec des neutrons de plus basse énergie. Une optimisation de la discrimination est également envisagée, en utilisant des méthodes statistiques appropriées, en liaison avec une simulation réaliste des traces d’électrons et de noyaux de recul.

4.2.2 Reconnaissance du sens de parcours de la trace

Même si des progrès ont été faits en la matière [104, 105, 106], la reconnaissance du sens de parcours de la trace demeure l’un des points clefs de la détection directionnelle. Il s’agit de différencier l’avant de l’arrière de la trace. En l’absence de cette information, un recul provenant de la direction $(\cos \gamma, \phi)$ ne peut être distingué d’un recul provenant de $(-\cos \gamma, \phi + \pi)$. Plusieurs stratégies peuvent être envisagées :

- On peut exploiter la dépendance du dE/dx avec l’énergie. Pour des reculs de basse énergie, la perte d’énergie est en effet décroissante avec l’énergie. On attend donc une énergie déposée plus grande en début de trace³. L’exploitation de cet effet nécessite une mesure précise de l’énergie tout au long de la trace.
- On peut également exploiter la forme de la trace elle-même. En effet, la déviation angulaire augmente fortement entre l’avant et l’arrière de la trace. Cela peut s’envisager dans le cadre d’une analyse multivariables de la trace dans son ensemble.

De plus, l’effet de la reconnaissance du sens de parcours de la trace sur la phénoménologie doit être soigneusement pris en compte. Nous avons déjà montré que l’absence de reconnaissance du sens n’influe que modestement les courbes d’exclusion directionnelle [35]. Il faut également traiter ce problème dans le cadre des méthodes de découverte et considérer également l’effet d’une efficacité de reconnaissance partielle et dépendante de l’énergie du

³c’est-à-dire un pic de Bragg à l’envers

recul⁴.

4.2.3 Un détecteur directionnel multi-cibles ?

La possibilité et l'utilité d'un détecteur multi-cibles pour la détection directionnelle est une étude à mener. Il y a deux aspects.

Tout d'abord, le mélange gazeux lui-même peut être composé de plusieurs cibles (ex. Hydrogène, Carbone et Fluor dans un mélange $\text{CF}_4 + x \% \text{CHF}_3$). Dans ce cas, il faut optimiser l'analyse des traces afin de pouvoir discriminer les reculs induits par l'une ou l'autre des cibles. À énergie totale de recul égale, la longueur de la trace va être dépendante de la masse de la cible. Cela semble réalisable sur le principe, cependant des mesures auprès de l'accélérateur Amande sont nécessaires, avec prise en compte de l'effet du quenching.

Le deuxième point concerne une grande matrice multicibles où différents mélanges gazeux sont utilisés dans des modules distincts. Cette possibilité est suggérée par la grande polyvalence de la technique de détection envisagée, qui peut être utilisée sans modification avec de nombreux mélanges gazeux. Si l'exposition pour chaque cible s'en trouve certes réduite, à volume total constant, la dépendance en A^2 de la section efficace peut être utilisée comme nouvel élément discriminant entre le signal WIMP et le bruit de fond. L'intérêt de cette idée doit être testée dans le cadre d'une étude phénoménologique complète.

4.3 Perspectives expérimentales

Les perspectives expérimentales sont nombreuses dans la mesure où le but *in fine* est de construire pour la première fois un grand détecteur directionnel (50 m^3) dont l'emplacement idéal serait le Laboratoire Souterrain de Modane, notamment dans le contexte de ses projets d'extension. Cela s'inscrit nécessairement dans le cadre d'une collaboration internationale. On peut distinguer deux grandes thématiques expérimentales.

4.3.1 Facteur de quenching

Les résultats présentés à la section 3.2 suggèrent des perspectives assez évidentes en ce qui concerne le facteur de quenching.

S'il est clair que la source d'ions va être utilisée pour caractériser le mélange gazeux retenu pour le détecteur MIMAC (CF_4 ou $\text{CF}_4 + x \% \text{CHF}_3$), elle peut aussi être adaptée pour tester les futurs modules du détecteur (homogénéité de la réponse). Cela nécessiterait quelques développements mécaniques.

De manière plus générale, ce dispositif a vocation à devenir une plate-forme destinée aux mesures de quenching et aux tests de détecteurs gazeux. Le passage d'un dispositif dédié et utilisé par un seul groupe de recherche à un outil collaboratif peut être envisagé.

⁴plus la trace est courte, plus l'efficacité de reconnaissance sera faible.

4.3.2 Un grand détecteur directionnel

Au-delà des études inhérentes à la construction d'un détecteur (simulation, conception mécanique, électronique et acquisition), on peut lister brièvement quelques thématiques propres à ce type de détection :

– **Mélange gazeux**

Un nouveau mélange gazeux a été proposée récemment pour la directionnalité par l'équipe du LPSC ($\text{CF}_4 + x \text{ \%CHF}_3$). Une étude complète de ses propriétés (quenching, vitesse de dérive, gain, diffusion latérale,...) est néanmoins nécessaire comme préalable à son utilisation dans ce cadre.

– **Quenching et étalonnage en énergie**

L'étalonnage en énergie d'un détecteur directionnel s'avère problématique à cause de la faible énergie mesurée et de l'utilisation de détecteurs gazeux. Il conviendra de disposer d'un système d'étalonnage suffisamment robuste pour être utilisé de manière automatique dans le cadre d'un détecteur matriciel. Ce problème se couple à celui du quenching. En effet si le quenching du mélange gazeux peut être connu au préalable (sec. 4.3.1), une alternative possible est l'utilisation d'une source d'ions miniaturisée, permettant de réaliser *in situ* à la fois la mesure du quenching et l'étalonnage. Ce type de machine a été développé au LPSC et a fait l'objet d'un dépôt de brevet par P. Sortais et T. Lamy [130]. L'utilisation de ce dispositif dans le cadre de l'étalonnage/quenching d'un grand détecteur directionnel constitue en soi un axe de recherche très intéressant, impliquant des test expérimentaux et de la conception mécanique pour l'intégration à la matrice de μ TPC.

– **Mesure de la vitesse dérive**

Une mesure de la vitesse de dérive dans le mélange gazeux constitue également une perspective expérimentale. Ce paramètre ayant une telle importance pour la détection directionnelle, il est important de ne pas se fier uniquement aux simulations [66], ou de le faire en connaissance de cause. L'utilisation de sources α implantées au coeur de la μ TPC peut permettre de réaliser cette mesure de manière relativement simple. Des mesures sont actuellement en cours [131].

– **Choix du blindage**

La question du blindage est centrale pour toute recherche d'événements rares. Nous avons vu au chapitre 2 que la détection directionnelle peut s'accommoder d'une certaine quantité de bruit de fond résiduel, dans la mesure où les spectres angulaires du signal et du bruit de fond sont facilement discriminables. De plus, le potentiel de la séparation noyaux/électrons à l'aide de l'information combinée énergie-parcours semble très bon. Ces deux points suggèrent qu'un blindage léger pourrait être suffisant, limitant ainsi la production de neutrons par muons énergétiques dans le blindage lui-même [41, 132]. Le choix du blindage nécessaire à la détection directionnelle est à étudier à la fois via des mesures en milieu souterrain et des simulations Monte Carlo (Geant 4, MCNP).

À court terme (janvier 2011), on prévoit l'installation d'un premier prototype MIMAC au Laboratoire Souterrain de Modane. Il s'agit d'un module bi-chambre, c'est-à-dire deux μ -

4.3 Perspectives expérimentales

TPC équipées de Micromegas $100 \times 100 \text{ mm}^2$, développées par le CEA Saclay. Les 640 voies de chaque Micromegas seront lues par une électronique rapide 64 voies, développée au LPSC et actuellement en cours de test. Cela représente donc un volume de 4 litres avec le nouveau mélange gazeux $\text{CF}_4 + x \% \text{CHF}_3$.

En conclusion, de nombreux développements sont nécessaires si l'on souhaite aller vers un grand détecteur directionnel de matière sombre galactique, avec pour objectif sa détection-voire son identification (masse, section efficace, forme du halo).

Bibliographie

- [1] G. Bertone (Ed.), *Particle Dark Matter : Observations, Models and Searches*, 2010, Cambridge University Press
- [2] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, Phys. Rept. **267** (1996) 195
- [3] M. Persic, P. Salucci and F. Stel, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **281** (1996) 27
- [4] A. Klypin, H. Zhao and R. S. Somerville, Astrophys. J. **573** (2002) 597
- [5] M. Milgrom, Astrophys. J. **270** (1983) 365
- [6] D. Clowe *et al.*, Astrophys. J. **648** (2006) L109
- [7] E. Komatsu *et al.*, arXiv :1001.4538
- [8] G. Servant and T. M. P. Tait, Nucl. Phys. B **650** (2003) 391
- [9] A. Birkedal-Hansen & J. G. Wacker, Nucl. Phys. B **650** (2003) 391
- [10] J. R. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. B **238** (1984) 453
- [11] K. Griest, Phys. Rev. D **38** (1988) 2357
- [12] G. Belanger *et al.*, Comput. Phys. Commun. **149** (2002) 103
- [13] A. Djouadi, M. Drees and J. L. Kneur, JHEP **0108** (2001) 055
- [14] M. W. Goodman and E. Witten, Phys. Rev. D **31** (1985) 3059
- [15] A. K. Drukier, K. Freese and D. N. Spergel, Phys. Rev. D **33** (1986) 3495
- [16] R. P. Olling and M. R. Merrifield, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **311** (2000) 361
- [17] M. Odenkirchen *et al.*, New. Astronomy **2** (1997) 477
- [18] B. Moore *et. al.*, Phys. Rev. D **64** (2001) 063508
- [19] A. Helmi, S. D. M. White and V. Springel, Phys. Rev. D **66** (2002) 063502
- [20] D. R. Law, S. R. Majewski and K. V. Johnston, Astrophys. J. **703** (2009) L67
- [21] A. M. Green, Phys. Rev. D **66** (2002) 083003
- [22] M. Kuhlen *et al.*, JCAP **1002** (2010) 030
- [23] J. D. Vergados, S. H. Hansen and O. Host, Phys. Rev. D **77** (2008) 023509
- [24] P. Ullio and M. Kamionkowski, JHEP **0103** (2001) 049
- [25] N. W. Evans, C. M. Carollo and P. T. de Zeeuw, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **318** (2000) 1131
- [26] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667** (2008) 1

- [27] L. M. Widrow, B. Pym and J. Dubinski, *Astrophys. J.* **679** (2008) 1239
- [28] P. Salucci, F. Nesti, G. Gentile and C. F. Martins, *arXiv* :1003.3101
- [29] F. J. Kerr and D. Lynden-Bell, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **221** (1986) 1023
- [30] A. M. Green, *arXiv* :1004.2383
- [31] P. J. McMillan and J. J. Binney *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **402** (2010) 934
- [32] J. Bovy, D. W. Hogg and H. Rix, *Astrophys. J.* **704** (2009) 1704
- [33] X. X. Xue *et al.*, *Astrophys. J.* **684** (2008) 1143
- [34] W. R. Brown *et al.*, *arXiv* :0910.2242
- [35] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, *Phys. Rev. D* **82** (2010) 055011
- [36] C. McCabe, *arXiv* :1005.0579
- [37] C. J. Copi, L. M. Krauss, D. Simmons-Duffin and S. R. Stroiney, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 023514,
- [38] F. Mayet *et al.*, *Phys. Lett. B* **538** (2002) 257
- [39] E. Moulin, F. Mayet and D. Santos, *Phys. Lett. B* **614** (2005) 143
- [40] P. Agrawal *et al.*, *arXiv* :1003.1912
- [41] E. Moulin, Thèse de l'Université Joseph Fourier, sept. 2005
- [42] J. Engel and P. Vogel, *Phys. Rev. D* **40** (1989) 3132-3135
- [43] A. F. Pacheco and D. Strottman, *Phys. Rev. D* **40** (1989) 2131-2133
- [44] E. Behnke *et al.*, *Science* **319** (2008) 933
- [45] S. Archambault *et al.*, *Phys. Lett. B* **682** (2009) 185
- [46] V. Dimitrov, J. Engel and S. Pittel, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 291-295
- [47] A. Benoit *et al.*, *Phys. Lett. B* **616** (2005) 25-30
- [48] Z. Ahmed *et al.*, *arXiv* :0912.3592
- [49] M. T. Ressel and D. J. Dean, *Phys. Rev. C* **56** (1997) 535-546
- [50] H. S. Lee *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 091301
- [51] J. Angle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 091301
- [52] V. N. Lebedenko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 151302
- [53] J. Engel, *Phys. Lett. B* **264** (1991) 114-119
- [54] F. Iachello *et al.*, *Phys. Lett. B* **254** (1991) 220
- [55] R. Trotta *et al.*, *JHEP* **0812** (2008) 024
- [56] Z. Ahmed *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 011301, *arXiv* :0802.3530, cf. <http://den-dera.berkeley.edu/plotter/>
- [57] G. J. Alner *et al.*, *Phys. Lett. B* **616** (2005) 17
- [58] S. Desai *et al.*, *Phys. Rev. D* **70** (2004) 083523
- [59] J. Dunkley *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **180** (2009) 306
- [60] D. R. Tovey *et al.*, *Phys. Lett. B* **488** (2000) 17

- [61] F. Giuliani and T. A. Girard, Phys. Rev. D **71** (2005) 123503
- [62] V. A. Bednyakov and F. Simkovic, Phys. Part. Nucl. **36** (2005) 131
- [63] J. R. Ellis and R. A. Flores, Phys. Lett. B **263** (1991) 259
- [64] S. Ahlen *et al.*, Int. J. Mod. Phys. A **25** (2010) 1
- [65] L. G. Christophorou and J. K. Oltho, Fundamental Electron Interactions with Plasma Processing Gases, Kluwer Academic/Plenum Publishers (2004)
- [66] S. F. Biagi, Nucl. Instrum. Meth. A **421** (1999) 234-240.
- [67] T. Caldwell *et al.*, arXiv :0905.2549
- [68] P. C. Divari, T. S. Kosmas, J. D. Vergados and L. D. Skouras, Phys. Rev. C **61** (2000) 054612
- [69] B. H. Wildenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. **11** (1984) 5
- [70] A. M. Green, JCAP **0708** (2007) 022, JCAP **0807** (2008) 005
- [71] N. Bernal *et al.*, JCAP **0901** (2009) 046
- [72] M. Drees and C. L. Shan, JCAP **0806** (2008) 012
- [73] J. Monroe and P. Fisher, Phys. Rev. D **76** (2007) 033007
- [74] K. Freese, J. Frieman and A. Gould, Phys. Rev. D **37** (1988) 3388
- [75] R. Bernabei *et al.*, Phys. Lett. B **389** (1996) 757
- [76] R. Bernabei *et al.*, Eur. Phys. J. C **67** (2010) 39
- [77] D. Tucker-Smith and N. Weiner, Phys. Rev. D **64** (2001) 043502
- [78] Z. Ahmed *et al.*, Science **327** (2010) 1619
- [79] D. N. Spergel, Phys. Rev. D **37** (1988) 1353.
- [80] J. Billard, F. Mayet, J. F. Macias-Perez and D. Santos, Phys. Lett. B **691** (2010) 156-162
- [81] C. J. Copi and L. M. Krauss,, Phys. Rev. D **63** (2001) 043507
- [82] C. J. Copi and L. M. Krauss, Phys. Lett. B **461** (1999) 43
- [83] B. Morgan, A. M. Green and N. J. C. Spooner, Phys. Rev. D **71** (2005) 103507
- [84] B. Morgan and A. M. Green, Phys. Rev. D **72** (2005) 123501
- [85] A. M. Green and B. Morgan, Astropart. Phys. **27** (2007) 142,
- [86] A. M. Green and B. Morgan, Phys. Rev. D **77** (2008) 027303
- [87] O. Host and S. H. Hansen, JCAP **0706** (2007) 016
- [88] J. D. Vergados and A. Faessler,, Phys. Rev. D **75** (2007) 055007
- [89] M. S. Alenazi and P. Gondolo, Phys. Rev. D **77** (2008) 043532
- [90] B. Morgan, *Dark matter Detection with Gas Time Projection Chambers*, Thèse de l'Université de Sheffield, mai 2004
- [91] J. D. Lewin & P. F. Smith, Astropart. Physics **6** (1996) 87-112
- [92] K. M. Gorski *et al.*, Astrophys. J. **622** (2005) 759
- [93] C. Grignon *et al.*, en préparation

- [94] K. Miuchi *et al.*, Phys. Lett. B **686** (2010) 11
- [95] R. Lemrani and G. Gerbier, Journal of Physics Conference Series **39** (2006) 145
- [96] D. Santos *et al.*, arXiv :0810.1137
- [97] J. P. Richer *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **620** (2010) 470
- [98] O. Bourrion *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **662** (2010) 207
- [99] A. Allaoua *et al.*, Radiat. Meas. **44** (2009) 755
- [100] D. Santos *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **65** (2007) 012012
- [101] G. J. Alner *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **555** (2005) 173.
- [102] G. Sciolla *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **179** (2009) 012009
- [103] G. Sciolla and C. J. Martoff, New J. Phys. **11** (2009) 105018
- [104] D. Dujmic *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **584** (2008) 327
- [105] S. Burgos *et al.*, arXiv :0809.1831
- [106] P. Majewski, D. Muna, D. P. Snowden-Ifft and N. J. C. Spooner, arXiv :0902.4430
- [107] I. Giomataris *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A560** (2006) 405
- [108] J. Billard, note interne collaboration MIMAC, 2009
- [109] V. V. Verbinski & R. Giovannini, Nucl. Instr. and Meth. **114** (1974) 205
- [110] K. W. Jones & H. W. Kraner, Phys. Rev. **A11** (1975) 1347
- [111] G. Gerbier *et al.*, Phys. Rev. **D42** (1990) 3211
- [112] E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 081302
- [113] Th. Jageman *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A551** (2005) 245, E. Simon *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A507** (2003) 643
- [114] J. Lindhard *et al.*, Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. **33** (1963) 1-42.
- [115] Th. Lamy *et al.*, *in preparation for NIMA*
- [116] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR plasmas*, Bristol and Philadelphia : Institute of Physics Publishing, 1996.
- [117] F. Mayet *et al.*, *in preparation for PRD*
- [118] I. Giomataris *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A376** (1996) 29
- [119] J. E. Parks, Journal of Chem. Phys. **57** (1972) 5467
- [120] J. Ziegler *et al.*, [http ://www.srim.org](http://www.srim.org)
- [121] A. Trichet, Rapport Master 2 PSA, Université J. Fourier, juin 2008
- [122] T. E. Stewart *et al.*, Phys. Rev. **A3** (1971) 1991
- [123] D. M. Bartell *et al.*, Phys. Rev. **A7** (1973) 1068
- [124] A. Allaoua, Thèse de l'Université de Strasbourg, nov. 2009
- [125] I. G. Irastorza *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **179** (2009) 011001, Fourth Symposium on Large TPCs for Low Energy Rare Event Detection, Paris 2008
- [126] S. Yellin, Phys. Rev. D **66** (2002) 032005

- [127] S. Yellin, arXiv :0709.2701
- [128] S. Henderson, J. Monroe and P. Fisher, Phys. Rev. D **78** (2008) 015020
- [129] J. Billard, Rapport Master 2 PSA, Université J. Fourier, juin 2009
- [130] [http ://valorisation.in2p3.fr/spip.php ?article87](http://valorisation.in2p3.fr/spip.php?article87)
- [131] F. Mayet *et al.*, in preparation
- [132] D. Mei and A. Hime, Phys. Rev. D **73** (2006) 053004