



HAL
open science

XENON100 et MIMAC, des détecteurs à la recherche de matière noire

Jacob Lamblin

► **To cite this version:**

Jacob Lamblin. XENON100 et MIMAC, des détecteurs à la recherche de matière noire. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université de Grenoble, 2013. tel-00845580v1

HAL Id: tel-00845580

<https://theses.hal.science/tel-00845580v1>

Submitted on 17 Jul 2013 (v1), last revised 30 Jul 2013 (v2)

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

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

Mémoire

présenté pour obtenir le diplôme d'

HABILITATION À DIRIGER LES RECHERCHES

Spécialité : **Physique**

Présentée par

Jacob LAMBLIN

Docteur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble
Maître de conférence à l'Université Joseph Fourier (Grenoble I)

préparée au **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
Ecole Doctorale de Physique

XENON100 et MIMAC, des détecteurs à la recherche de matière noire

HDR soutenue publiquement le 10 juillet 2013 ,
devant le jury composé de :

Johann Collot

LPSC, Président

Denis Bernard

LLR, Rapporteur

Carlo Brogгинi

INFN Padova, Rapporteur

Fabrice Piquemal

CENBG, LSM, Rapporteur

Laurent Derome

LPSC, Examineur



À Lan, Toàn et Liêm.

Table des matières

Introduction	1
1 La détection de WIMPs galactiques	3
1.1 Le WIMP, un candidat à la matière noire	3
1.1.1 Les indices de la présence de matière noire	3
1.1.2 Les propriétés du WIMP	5
1.2 L'interaction des WIMPs	5
1.2.1 Diffusion élastique WIMP-noyau	5
1.2.2 Sections efficaces d'interaction	6
1.2.3 Les observables	7
1.3 État des lieux de la détection directe	8
1.3.1 Les expériences	8
1.3.2 Les résultats actuels	9
2 La détection directe avec XENON100	11
2.1 Le xénon liquide : un excellent milieu de détection pour la matière noire .	11
2.1.1 Processus physiques d'interaction	11
2.1.2 Avantages pour la détection de matière noire	13
2.2 L'expérience XENON100	14
2.2.1 Le principe de détection	14
2.2.2 Le détecteur	15
2.2.3 Le bruit de fond	18
2.2.4 La mesure de l'énergie	24
2.2.5 À la recherche des WIMPs	29
2.3 Sensibilité aux électrons uniques et applications	31
2.3.1 Description des signaux	32
2.3.2 Origine des électrons uniques	35
2.3.3 Caractérisation du détecteur à l'aide des électrons uniques	36
2.4 Perspectives	41
3 La détection directionnelle avec MIMAC	43
3.1 Le projet MIMAC	43
3.1.1 Le détecteur	43
3.1.2 Les objectifs scientifiques	45
3.1.3 Les avancées réalisées	46
3.2 L'étalonnage du détecteur	47
3.2.1 La méthode d'étalonnage	47
3.2.2 Evolution du gain	48

3.2.3	Perspectives	49
3.3	Etude de la scintillation du CF_4	50
3.3.1	Motivations	50
3.3.2	Etat des lieux	51
3.3.3	Le dispositif expérimental	52
3.3.4	Les premiers résultats	53
3.3.5	Bilan et perspectives de la scintillation	54
3.4	Perspectives du projet MIMAC	55
3.4.1	Le bruit de fond	55
3.4.2	La caractérisation du prototype actuel	56
3.4.3	Le détecteur à l'échelle du mètre cube	56
	Conclusion	57
	Bibliographie	58

Introduction

De nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques indiquent l'existence de matière noire non baryonique dans l'Univers, qui pourrait se présenter sous la forme d'une particule massive, neutre et interagissant faiblement, nommée WIMP. C'est par une phrase similaire que commencent la plupart des articles ou thèses du domaine et je ne déroge pas à la règle, tant elle exprime parfaitement la motivation qui hante nos recherches : détecter enfin cette particule censée représenter plus de 25 % du contenu énergétique de l'Univers mais qui s'est toujours dérobée à une observation directe ou même indirecte. Et le challenge est de taille ! Il faut parvenir à mesurer des noyaux de recul de quelques keV à quelques dizaines de keV avec un taux au mieux de quelques événements par an et par kilogramme de détecteur alors que, particulièrement à ces énergies, la radioactivité naturelle est omniprésente. Seul un détecteur ultra performant, offrant de multiples observables et soigneusement étudié pour réduire au maximum toutes les sources de bruit de fond, pourra permettre d'atteindre cet objectif.

Dans ce contexte, l'étude des différents processus physiques intervenant dans le fonctionnement du détecteur, son étalonnage ou la compréhension du bruit de fond sont autant de sujets, parfois relégués au second plan, qui deviennent plus que jamais des sujets de recherche à part entière et primordiaux. Dans mon cas, ces sujets ont même toujours représenté l'essentiel de mes activités de recherche. Depuis ma thèse, soutenue en 2002, sur la caractérisation du détecteur MUNU pour la détection des neutrinos solaires puis ensuite dans les expériences Auger et Codalema dédiées aux rayons cosmiques de très haute énergie et enfin plus récemment dans l'expérience XENON100 et le projet MIMAC à la recherche de la matière noire, j'ai à chaque fois axé mes recherches sur les aspects liés au détecteur. Par nécessité mais aussi par goût pour ces sujets qui me passionnent. C'est ce constat qui a motivé mon choix de consacrer ce mémoire à la détection de particules et plus particulièrement à deux détecteurs visant la détection de matière noire : le détecteur XENON100 sur lequel j'ai travaillé entre 2008 et 2011 en tant que maître de conférences à l'Université de Nantes au sein du laboratoire Subatech, et le détecteur MIMAC depuis 2011, suite à ma mutation à l'Université Joseph Fourier de Grenoble au sein du laboratoire LPSC.

Dans une première partie, nous reviendrons d'abord sur les différentes observations qui indiquent l'existence de matière noire et les contraintes qu'elles donnent sur les propriétés du WIMP. Nous caractériserons le signal qui résulterait de l'interaction d'un WIMP galactique dans un détecteur et nous ferons un état des lieux des expériences de détection directe. La deuxième partie sera consacrée à l'expérience XENON100. Nous décrirons le principe de fonctionnement du détecteur et certains aspects comme le bruit de fond ou la correction des effets systématiques pour remonter à l'énergie déposée. Nous nous attarderons ensuite sur un sujet qui m'a tout particulièrement intéressé : l'observation des électrons uniques et leurs applications pour la caractérisation précise du signal d'ionisation, indispensable pour l'exploitation des données. Enfin, la troisième

et dernière partie sera dévolue au projet MIMAC. Nous détaillerons le détecteur et les objectifs scientifiques, nous exposerons les avancées réalisées jusqu'à présent et les perspectives offertes par un tel détecteur.

Avant d'aller plus loin, je tiens à rappeler une évidence. Les résultats présentés dans ce document sont le fruit d'un effort collectif. Tout mon travail de recherche s'effectue en collaboration avec des étudiants en stage ou en thèse, avec des collègues de mon groupe ou d'autres laboratoires, sans lesquels ce document n'aurait aucune existence.

1

La détection de WIMPs galactiques

D'après les observations cosmologiques, la matière noire non-baryonique constitue près de 26 % du contenu énergétique de l'Univers. Elle pourrait être constituée d'une particule massive interagissant faiblement, appelée WIMP comme Weakly Interacting Massive Particle. Cette particule qui n'a jamais encore été détectée serait présente dans notre galaxie sous la forme d'un halo sphérique. Il existe trois grandes stratégies pour mettre en évidence cette nouvelle particule. La première consiste à essayer de la produire avec un accélérateur, c'est l'un des objectifs du LHC. La deuxième est la détection indirecte des WIMPs. Il s'agit d'observer l'Univers à la recherche d'excès de particules (gammas, positrons, anti-protons, etc.) qui ne pourraient être expliqués que par l'annihilation de WIMPs. La troisième, enfin, celle qui nous intéresse ici, vise à observer directement l'interaction des WIMPs galactiques dans un détecteur terrestre. Dans ce paragraphe, nous allons d'abord brièvement revenir sur les observations astrophysiques et cosmologiques qui motivent l'existence de matière noire et nous donnerons les contraintes qui en découlent sur les propriétés du WIMP. Ensuite, nous décrirons quels sont les modes d'interaction possibles et les observables associées. Enfin, nous ferons un état des lieux de l'effort expérimental.

1.1 Le WIMP, un candidat à la matière noire

1.1.1 Les indices de la présence de matière noire

La matière noire (parfois appelée matière sombre, masse cachée ou même masse manquante) désigne de la matière qui n'est visible que par des effets gravitationnels. Elle permet de justifier un grand nombre d'observations astrophysiques très variées et à différentes échelles. Nous allons résumer dans ce paragraphe les plus marquantes.

Historiquement, la matière noire a été évoquée pour la première fois en 1933 par F. Zwicky [1]. D'après ces mesures, les vitesses des galaxies dans l'amas du Coma étaient beaucoup trop grandes par rapport à la masse visible de l'amas. Seule la présence d'une grande quantité de matière supplémentaire permettait d'expliquer que l'amas ne se soit pas dispersé, la cohésion de l'amas étant assurée par l'attraction gravitationnelle. Depuis, **les amas de galaxie** se sont avérés être très riches en information. D'abord, à partir de

la mesure par **observations X** de la température et de la densité du gaz chaud qu'ils contiennent, il est possible de montrer que la matière visible ne constitue que 10 % de la masse totale [2]. Le résultat est identique quand la masse est estimée grâce aux effets de **lentille gravitationnelle** [3], c'est-à-dire aux déviations des rayons lumineux provenant de sources situées derrière l'amas. L'analyse des images permet même de remonter à la distribution spatiale de la matière [4] et de montrer ainsi que la matière noire est plus diffuse que le gaz chaud. Enfin, l'observation X de l'amas du boulet, qui résulte de la collision de deux amas, révèle que la distribution du gaz chaud ne coïncide pas avec la distribution de matière déduite des effets de lentille gravitationnelle [5]. C'est une indication supplémentaire que la masse des amas est effectivement dominée par de la matière noire.

Du fait des interactions gravitationnelles, la naissance et l'évolution de l'Univers dépendent fortement de la quantité de matière présente dans l'Univers. Il n'est donc pas étonnant de pouvoir la contraindre grâce aux observations cosmologiques. En premier lieu, la forme du spectre de puissance des anisotropies en température du **Fond Diffus Cosmologique** (CMB) permet de quantifier les densités de matière Ω_m et de matière baryonique Ω_b dans l'Univers [6]. Ces densités peuvent également être mesurés par d'autres observations. Ω_m peut être contraint par l'observation des **supernovae de type 1a**, dont la vitesse dépend de la dynamique de l'expansion de l'Univers et donc de son contenu énergétique [7] et par les **oscillations acoustiques de baryons** (BAO) [8] qui résultent des ondes acoustiques dans le plasma primordial et qui sont donc liées aux densités de matière. Ω_b peut lui aussi être estimé à l'aide des BAO et également à partir de **la nucléosynthèse primordiale** [9] qui correspond à la création des noyaux légers durant les premières minutes du Big Bang. Toutes ces observations, correspondant à des échelles très différentes, donnent des résultats compatibles entre-eux. D'après les récents résultats de PLANCK [10], $\Omega_m = 0.31 \pm 0.02$ et $\Omega_b = 0.048 \pm 0.002$. La matière baryonique ne représente que 5 % du contenu énergétique de l'Univers qui est donc constitué à 26 % de matière noire non-baryonique.

L'étude de **la formation des structures** dans l'Univers nous apporte une autre information sur la matière noire. Les simulations numériques [11] montrent que pour reproduire les structures observées aujourd'hui, il faut que la matière noire soit froide, c'est-à-dire non-relativiste, et donc massive. En effet, une matière noire relativiste aurait effacé les fluctuations de densité de matière initiales. Cela n'aurait pas permis aux petites structures de se former par attraction gravitationnelle pour donner lieu ensuite aux galaxies et aux amas de galaxies.

Enfin, la présence de matière noire a aussi été mise en évidence dans les **galaxies spirales** à partir de la mesure des vitesses de rotation [12]. En effet, les vitesses dépendent de l'attraction gravitationnelle et donc à la distribution spatiale de la matière. Contrairement à ce que prédit la loi de Newton de la gravitation en considérant uniquement la matière visible, les vitesses ne diminuent pas lorsque la distance au centre de la galaxie augmente mais elles restent constantes. Une façon d'expliquer ce phénomène est de supposer l'existence d'un halo sphérique de matière noire, dix fois plus grand que le disque visible. Il faut mentionner qu'il existe une alternative à l'existence de matière noire, la théorie MOND [13] qui repose sur une modification de la seconde loi de Newton pour des faibles valeurs d'accélération. Cependant, si cette théorie parvient bien à reproduire les observations à l'échelle des galaxies, elle est plus contestée à l'échelle des amas de galaxies, notamment avec l'observation de l'amas du boulet.

1.1.2 Les propriétés du WIMP

Les observations présentées dans le paragraphe précédent donnent un certain nombre de contraintes sur les propriétés de la particule responsable de la matière noire non-baryonique. Comme la matière noire a été produite au début de l'Univers, elle doit être stable pour exister encore aujourd'hui. Elle doit également être neutre car sinon elle pourrait interagir électromagnétiquement. Enfin, elle doit être non-relativiste.

Il existe plusieurs particules candidates, faisant appel à des modèles plus ou moins exotiques : WIMP, axion, WIMPZILLA, Q-ball,... Le WIMP est l'une des plus privilégiées. Cette particule dont la masse serait comprise dans le domaine du GeV au TeV aurait les propriétés évoquées précédemment et pourrait interagir uniquement par interactions faible et gravitationnelle. L'argument fort en faveur des WIMPs est qu'il est possible de retrouver les densités de matière noire observées aujourd'hui avec une valeur de leur section efficace d'annihilation caractéristique de l'interaction faible. Plusieurs modèles de nouvelle physique à l'échelle électrofaible fournissent des candidats WIMP. C'est le cas de la supersymétrie (SUSY) dans laquelle un partenaire supersymétrique est associé à chaque particule du modèle standard. Le WIMP pourrait alors être le neutralino le plus léger dont la masse, dans l'extension minimale du modèle standard (MSSM), est attendue entre 10 GeV et 1 TeV.

A l'échelle locale de notre galaxie, sa distribution spatiale est contrainte par les observations des courbes de rotation et par les simulations à N corps qui reproduisent la formation des galaxies. Les WIMPs sont distribués en première approximation selon une sphère avec un profil de densité $\rho(r) = \rho_0/r^2$ où $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$. Par ailleurs, la distribution des vitesses dans le référentiel galactique suit la fonction $f(v) \propto v^2/v_0^3 \exp(-v^2/v_0^2)$ où v_0 est la vitesse du système solaire autour du centre galactique ($v_0=220 \text{ km/s}$). Pour tenir compte de l'échappement possible des WIMPs de la galaxie, une vitesse maximale est imposée ($v_{esc}=650 \text{ km/s}$). Ces distributions peuvent cependant varier quelque peu selon les modèles avec notamment l'existence possible de sous-structures du halo galactique (voir [14] pour une revue détaillée des modèles).

1.2 L'interaction des WIMPs

La détection directe des WIMPs a été initialement proposée par M.W. Goodman et E. Witten [15] et a été depuis l'objet de nombreuses études. Nous allons résumer ici les éléments importants de l'interaction des WIMPs avec les noyaux.

1.2.1 Diffusion élastique WIMP-noyau

L'interaction du WIMP avec le noyau cible se fait par diffusion élastique. Pour un détecteur contenant n_N noyaux cibles, le taux d'interaction R peut s'exprimer en fonction de la section efficace d'interaction $\sigma_{\chi-N}$, de la vitesse moyenne des WIMPs $\langle v \rangle$, de la densité locale de matière noire ρ_0 et de la masse du WIMP m_χ :

$$R = \sigma_{\chi-N} \times \frac{\rho_0}{m_\chi} \times \langle v \rangle \times n \quad (1.1)$$

Avec des vitesses dans le référentiel du laboratoire de quelques centaines de km/s, le WIMP est non-relativiste. L'énergie du noyau de recul E_r s'exprime alors simplement :

$$E_r = \frac{m_\chi v^2}{2} \times \frac{4m_\chi m_N}{(m_\chi + m_N)^2} \times \cos^2 \theta_r \quad (1.2)$$

où θ_r est l'angle de diffusion du recul par rapport à la direction incidente du WIMP et m_N est la masse du noyau. Cela correspond à des énergies dans la gamme 1-100 keV. On peut démontrer aussi [14] que le spectre en énergie s'écrit :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\rho_0}{2m_\chi} \frac{(m_\chi m_N)^2}{(m_\chi + m_N)^2} \sigma_0 F^2(E_r) \int_{v_{min}} \frac{f(v)}{v} d^3v \quad (1.3)$$

où $f(v)$ est la fonction de distribution des vitesses des WIMPs, $v_{min} = \sqrt{\frac{E_r}{2m_N} \frac{m_\chi + m_N}{m_\chi}}$, σ_0 est la section efficace WIMP-noyau lorsque le transfert d'impulsion est nul et $F^2(E_r)$ est le *facteur de forme* tel que $F^2(0) = 1$. Ce dernier terme est décroissant, il prend en compte la perte de la cohérence lorsque le transfert d'impulsion augmente.

1.2.2 Sections efficaces d'interaction

L'interaction entre le WIMP et les quarks peut se faire soit par échange d'un boson de Higgs (couplage scalaire), soit par échange d'un boson Z (couplage axial). Dans les deux cas, l'échange de squarks était aussi une possibilité mais qui a été exclue récemment par les résultats d'ATLAS [16]. L'interaction scalaire est nommée *indépendante du spin*, l'interaction axiale *dépendante du spin*. Pour un noyau ${}^A_Z X$, les sections efficaces d'interaction à transfert d'impulsion nul s'écrivent respectivement :

$$\sigma_0^{SI}({}^A X) = \frac{4m_r^2}{\pi} (Zf_p + (A - Z)f_n)^2 = \frac{4m_r^2}{\pi} f_p^2 A^2 \quad (1.4)$$

où m_r est la masse réduite WIMP-noyau, f_p et f_n sont les amplitudes de diffusion sur un proton et un neutron (elles sont égales si la diffusion dominante se fait sur les quarks de la mer) ;

$$\sigma_0^{SD}({}^A X) = \frac{32G_F^2 m_r^2}{\pi} \frac{J + 1}{J} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \quad (1.5)$$

où J est le moment angulaire total du noyau cible, a_p et a_n sont les amplitudes de diffusion sur un proton et un neutron, $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ sont les contenus en spin proton et neutron du noyau cible.

Ainsi, pour avoir une meilleure sensibilité à l'interaction indépendante du spin, il est préférable de choisir un noyau cible de numéro atomique élevé, puisque la section efficace varie comme le carré du numéro atomique. Ce n'est pas le cas pour l'interaction dépendante du spin pour laquelle il faut utiliser un noyau de spin non-nul et donc avec un nombre de protons ou de neutrons impair.

Dans la pratique, pour l'interprétation des résultats d'expérience, la section efficace dépendante du spin est utilisée en annulant l'un des deux termes de la parenthèse, ce qui revient à considérer que le couplage est soit purement neutron, soit purement proton. Les limites sur la section efficace dépendante du spin sont alors données pour le couplage au proton et celui au neutron. Cela permet de simplifier la présentation des résultats et la comparaison des expériences entre elles même si, en toute rigueur, il faudrait bien prendre en compte la somme des deux termes car ni les valeurs des amplitudes de diffusion ni leur signe ne sont connus *a priori*. Si l'interaction ne peut se faire que par échange d'un Z, G. Bélanger *et al.* ont montré que a_p et a_n ont des valeurs très proches : $a_p/a_n = -1.14 \pm 0.03$ [17]. La distinction proton/neutron n'a alors plus d'intérêt et la sensibilité sur la section efficace ne dépend quasiment plus de la nature du nucléon célibataire.

1.2.3 Les observables

Le spectre en énergie La première observable accessible aux détecteurs est le spectre en énergie des noyaux de recul. La figure 1.1 présente les spectres attendus pour différents noyaux cibles dans le cas d'un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$, sans prendre en compte la vitesse d'échappement, c'est-à-dire une vitesse maximale des WIMPs galactiques. La prendre en compte durcirait légèrement les spectres. La forme des spectres provient en premier lieu de l'intégrale de l'équation 1.3 qui aboutit à une décroissance exponentielle lorsqu'on considère une distribution des vitesses maxwellienne. On peut remarquer que la pente du spectre est plus importante pour les noyaux de masse élevée, c'est essentiellement dû au facteur de forme qui est de plus en plus marqué quand le numéro atomique augmente. Deux conclusions peuvent être tirées de ces spectres. D'une part, la forme ne constitue pas une signature caractéristique permettant de discriminer le signal du bruit de fond, comme un pic aurait pu le permettre. D'autre part, il est crucial d'avoir un seuil en énergie le plus bas possible, particulièrement dans le cas des cibles de numéro atomique élevé, comme le xénon.

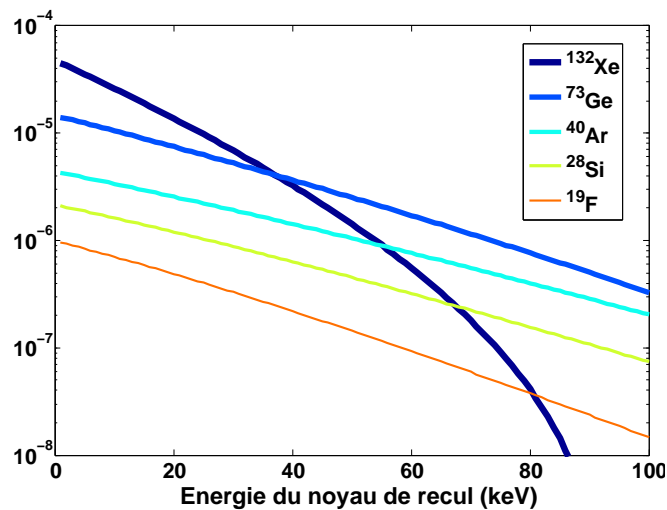


FIG. 1.1: Spectres en énergie de recul théoriques pour différentes cibles de détection dans le cas d'un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$ et une section efficace de 10^{-45} cm^2 , sans prise en compte de la vitesse d'échappement.

Le nombre d'événements mesurés au-dessus du seuil en énergie est bien sûr proportionnel à la section efficace et il dépend aussi de la masse du WIMP. A section efficace égale, ce nombre est maximal pour des masses autour de $50 \text{ GeV}/c^2$. Les masses plus petites donnent des énergies de recul plus faibles et donc moins d'événements au-dessus du seuil. Les masses plus grandes induisent une densité de WIMPs galactiques plus faible, étant donné que c'est la densité de masse qui est contrainte par les observations astrophysiques. Au final, la détection ou non d'événements par une expérience se traduira donc par une zone exclue ou admise de l'espace de ces deux paramètres.

La modulation annuelle Du fait de la rotation de la Terre autour du Soleil, la vitesse moyenne des WIMPs dans le référentiel terrestre varie avec une période d'un an. Comme le nombre d'événements mesurés est directement relié à la vitesse des WIMPs (cf. équation 1.1), il doit lui aussi présenter une modulation annuelle. Il doit être maximal en Juin et minimal en Décembre et l'amplitude des variations attendue est de l'ordre

de 7% [18]. Si une expérience détecte suffisamment d'événements, elle peut alors être sensible à cette modulation annuelle. Cependant, cette observable ne constitue pas à elle seule une preuve irréfutable car il est possible que le bruit de fond varie également annuellement. C'est le cas par exemple des muons cosmiques dont le taux dépend de la température atmosphérique et dont les variations peuvent même être observées en site souterrain [19]. Une comparaison d'expériences identiques réalisées dans les deux hémisphères pourraient permettre de s'affranchir de ce problème.

La directionnalité Dans le référentiel terrestre, les WIMPs proviennent majoritairement de la direction vers laquelle le système solaire se déplace dans sa rotation autour du centre galactique, qui est approximativement la direction de la constellation du Cygne. D. Spergel a montré le premier que les reculs nucléaires issus de la diffusion des WIMPS dans un détecteur doivent alors présenter une direction privilégiée en coordonnées galactiques [20], ce qui illustré sur la figure 1.2. Comme le montre l'article [21], une anisotropie des directions initiales des reculs nucléaires permettrait de signer sans ambiguïté la détection de WIMPs galactiques puisque tout bruit de fond lié au référentiel du détecteur doit être isotrope en coordonnées galactiques, à condition que les données soient réparties de manière homogène dans le temps. Nous reviendrons sur les aspects phénoménologiques de la directionnalité du signal au paragraphe 3.1.2.

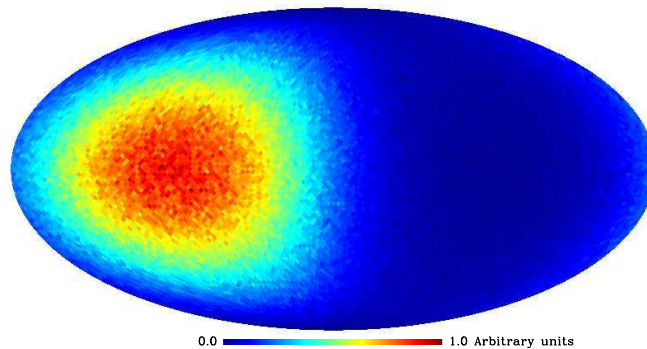


FIG. 1.2: Directions des reculs nucléaires issus de l'interaction de WIMPs en coordonnées galactiques. Extrait de [21].

1.3 État des lieux de la détection directe

Depuis la fin du siècle dernier, les expériences de détection directe de matière noire se sont multipliées permettant d'améliorer nettement les sensibilités. Nous allons passer en revue les différentes expériences puis nous résumerons les résultats actuels. Pour plus de détails, le lecteur pourra par exemple se reporter à [22].

1.3.1 Les expériences

Un recul nucléaire dépose son énergie dans le détecteur sous trois formes, chaleur, scintillation et ionisation, dont la proportion relative dépend du milieu de détection (cf. paragraphe 2.1.1 pour le xénon liquide). Chaque expérience accède à l'une ou l'autre de ces informations, voire même à deux d'entre-elles simultanément. Ce qui permet généralement une discrimination efficace du bruit de fond (cf. paragraphe 2.2.1).

Il est possible de répartir les expériences en deux grandes catégories : les bolomètres et les liquides nobles. Les bolomètres sont des détecteurs cryogéniques à très basse température (quelques dizaines de mK) pour mesurer les petites élévations de températures induites par les reculs nucléaires. Certaines expériences (**CDMS** [23], **EDELWEISS** [24]) utilisent des cristaux semi-conducteurs (germanium, silicium) et peuvent alors être aussi sensibles au signal d'ionisation. **CRESST** [25] emploie plutôt un cristal scintillateur (CaWO_4) pour observer le signal de scintillation en parallèle de la chaleur.

Les liquides nobles désignent les gaz nobles liquéfiés, en l'occurrence l'argon et le xénon pour la recherche de matière noire. Ils permettent d'être sensible à la fois aux signaux de scintillation et d'ionisation. Nous verrons en détail au chapitre 2 l'intérêt de ce type de milieu de détection. L'argon et le xénon liquide ont des caractéristiques similaires avec deux différences principales. L'argon liquide présente des temps de scintillation qui diffèrent selon la nature du recul (nucléaire ou électronique), ce qui peut servir à discriminer le bruit de fond. En revanche, l'argon naturel contient un isotope radioactif à vie longue (^{39}Ar) qu'il faut séparer. Les expériences au xénon liquide (**ZEPLIN** [26], **XENON** [27], **LUX** [28], **XMASS** [29]) sont plus avancées et ont déjà publié des résultats pour la plupart. Celles à l'argon liquide sont encore en phase de R&D ou de construction (**WARP** [30], **DarkSide** [31], **ArDM** [32], **DEAP/CLEAN** [33]).

En plus de ces deux grands types de détecteur, d'autres technologies sont utilisées : des semi-conducteurs **COGENT** [34], des scintillateurs inorganiques, tel le NaI (**DAMA/LIBRA** [35]) ou le CsI (**KIMS** [36]), et des chambres à bulles (**COUPP** [37], **PICASSO** [38], **SIMPLE** [39]) avec comme cible le ^{19}F et donc orienté vers l'interaction dépendante du spin. Enfin, plusieurs projets tentent d'accéder à la directionnalité du signal WIMP à l'aide de TPC basse pression, ce sera l'objet du chapitre 3.

1.3.2 Les résultats actuels

La plupart des expériences de recherche matière noire ont observé un nombre d'événements candidats WIMP compatible avec les prédictions de bruit de fond. Elles aboutissent donc à des limites supérieures sur les sections efficaces d'interaction indépendante du spin (figure 1.3) et/ou dépendante du spin (figure 1.4). A l'heure actuelle, l'expérience XENON100 détient les meilleures limites pour l'interaction indépendante du spin ($2 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ à 50 GeV) et dépendante du spin WIMP-neutron ($3.5 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ à 45 GeV), excepté dans les régions à très basse masse où XENON100 est limité par son seuil en énergie. Pour l'interaction WIMP-proton, c'est l'expérience COUPP qui est la plus sensible même si, comme cela a déjà été évoqué au paragraphe 1.2.2), la distinction n'a plus de sens si la relation entre a_p et a_n est vérifiée.

Malgré tout, trois expériences (DAMA/LIBRA, COGENT et CRESST) ont interprété leurs observations (un excès d'événements par rapport au bruit de fond attendu et/ou une modulation annuelle du taux d'événements) comme dues à l'interaction de WIMPs. Les zones de l'espace des paramètres correspondantes sont représentées sur la figure 1.3. Ces zones ne sont pas toutes compatibles entre elles et sont exclues par les autres expériences. De nombreux modèles théoriques plus ou moins exotiques (interaction inélastique, violation isospin, etc.) ont été proposés afin de réconcilier les observations mais sans réel succès pour l'instant [41]. En revanche, les résultats de ces expériences ont été l'objet d'un certain nombre de critiques, notamment au niveau du bruit de fond qui n'était pas forcément bien maîtrisé [22].

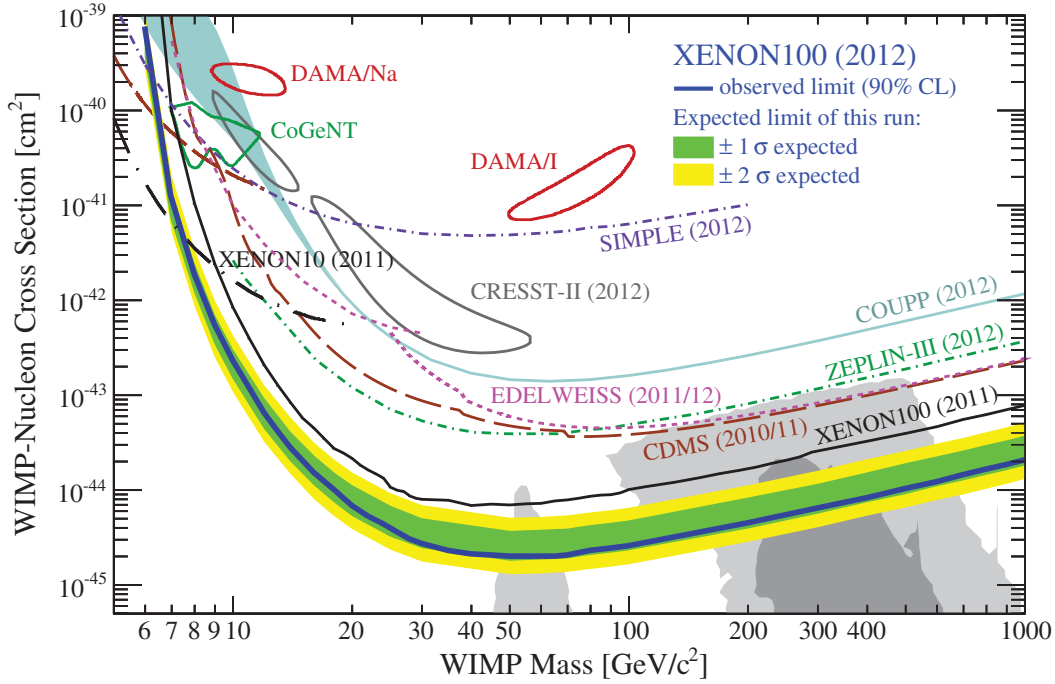


FIG. 1.3: Limites supérieures sur la section efficace indépendante du spin à 90 % de degré de confiance. Les zones fermées correspondent aux zones des paramètres autorisées par quelques expériences. Les régions grisées représentent les régions favorisées par les modèles supersymétriques. Extrait de [27].

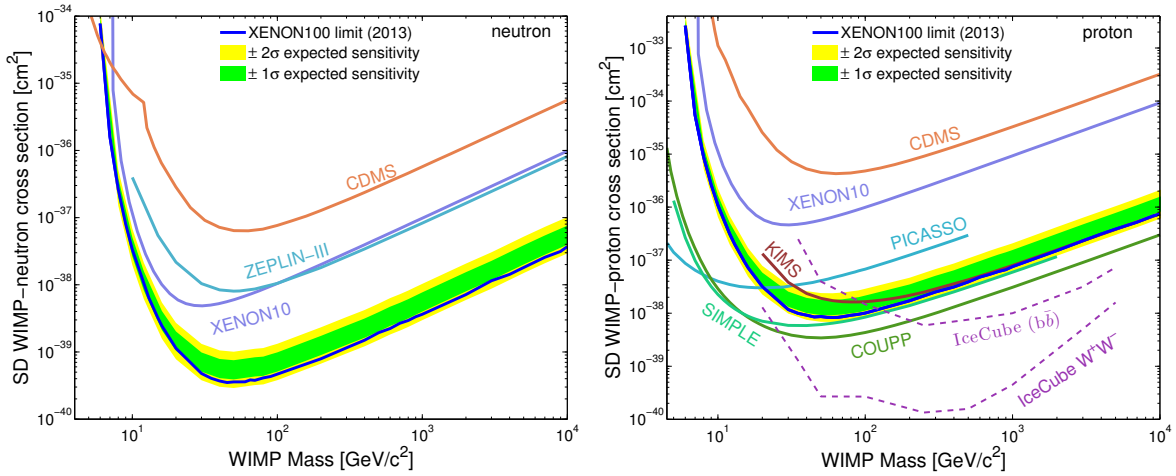


FIG. 1.4: Limites supérieures sur la section efficace dépendante du spin couplage neutron (gauche) et couplage proton (droite) à 90 % de degré de confiance. Les courbes tiretées correspondent à des observations indirectes dont l'interprétation dépend fortement de modèles. Extrait de [40].

2

La détection directe avec XENON100

À l'heure actuelle, l'un des milieux de détection les plus prometteurs pour la recherche de matière noire est le xénon liquide. Depuis 2011, c'est l'expérience XENON100 qui détient la meilleure sensibilité sur l'interaction indépendante du spin pour des masses de WIMP supérieures à $10 \text{ GeV}/c^2$ [27]. Dans ce chapitre, nous allons d'abord nous attarder sur les propriétés du xénon liquide comme milieu de détection et montrer en quoi il est particulièrement adapté à la détection de matière noire. Ensuite, nous décrirons l'expérience XENON100, le détecteur et son principe de fonctionnement, les différents types de bruit de fond rencontrés et la méthode pour mesurer l'énergie déposée. Nous résumerons aussi les étapes de l'analyse des données et les résultats obtenus jusqu'à aujourd'hui. Enfin, nous détaillerons plus précisément une thématique à laquelle je me suis tout particulièrement intéressé, à savoir l'étude des électrons uniques et leur utilisation pour la caractérisation du détecteur.

2.1 Le xénon liquide : un excellent milieu de détection pour la matière noire

La très grande sensibilité de XENON100 vient en premier lieu des qualités du xénon liquide qui présente de nombreux intérêts pour la détection directe de matière noire. Avant de les passer en revue, nous allons détailler les processus physiques mis en jeu lors de l'interaction d'une particule chargée.

2.1.1 Processus physiques d'interaction

Tout au long de son parcours dans le xénon liquide, une particule chargée ionise et excite les atomes de xénon. Les atomes excités conduisent, après formation d'une molécule dimère excitée (excimère), à l'émission de photons de scintillation de 178 nm. À champ électrique nul, les électrons issus de l'ionisation se recombinaient en quasi-totalité avec les ions pour former des atomes excités et aboutir là-aussi à l'émission de photons. Quand un champ électrique est appliqué, une partie des électrons sont extraits de la zone d'interaction et peuvent être collectés sur une anode. La probabilité de recombinaison diminue quand le champ électrique appliqué augmente (voir par exemple [42]). Elle

dépend aussi de la densité d'ionisation et de la forme de la trace, et donc de la nature et de l'énergie de la particule chargée qui interagit. Elle sera plus importante dans le cas des alphas que dans le cas des électrons [43].

Dans le cas d'un électron, l'énergie transférée au milieu E_0 peut s'écrire [44] :

$$E_0 = N_i E_i + N_{ex} E_{ex} + N_i \epsilon \quad (2.1)$$

Dans cette équation, N_i et N_{ex} sont les nombres moyens d'atomes ionisés et excités. E_i et E_{ex} sont les énergies nécessaires en moyenne pour ioniser et exciter un atome de Xénon. E_i est légèrement supérieure de quelques pourcents au gap en énergie entre la bande de valence et la bande de conduction (9.22 eV [45]) car elle inclut en plus les processus d'ionisation multiple et de création d'ions excités. Enfin, ϵ est l'énergie moyenne des électrons éjectés lors des ionisations, elle vaut environ 5 eV [46], soit une valeur inférieure au premier niveau d'excitation des atomes de xénon. Les électrons éjectés ont donc trop peu d'énergie pour exciter ou ioniser à leur tour les atomes de xénon et ils interagissent uniquement par collision élastique avec les atomes dissipant ainsi leur énergie sous forme de chaleur. Pour donner un ordre de grandeur, environ 60 % de l'énergie est déposée par ionisation, de 5 à 10 % par excitation et le reste sous la forme de chaleur.

L'énergie moyenne dépensée par la particule d'énergie E_0 pour la création d'une paire électron-ion (W-value en Anglais) est donnée par le rapport $W_i = E_0/N_i$. Grâce à l'équation 2.1, on s'aperçoit que cette énergie est supérieure à E_i car elle inclut la part d'énergie dépensée sous forme d'excitations et de chaleur. W_i vaut 15.6 eV [47]. Celui-ci a été déterminé en mesurant le nombre d'électrons créés par ionisation avec un champ électrique très élevé permettant d'empêcher toute recombinaison et d'extraire tous les électrons créés de la zone d'interaction. Dans la configuration de l'expérience XENON100, le champ électrique de dérive est 530 V/cm. À cette valeur, seuls 75 % [48] environ des électrons échappent à la recombinaison. Ce qui donne une énergie moyenne effective par électron collecté supérieure, de l'ordre de 21 eV. Une mesure précise de cette valeur sera donnée au paragraphe 2.3.3.2.

De manière similaire à W_i , on peut définir l'énergie moyenne dépensée pour l'excitation d'un atome de xénon $W_{ex} = E_0/N_{ex} = W_i/(N_{ex}/N_i)$. Le rapport N_{ex}/N_i est un paramètre moins bien connu, entre 0.06 et 0.20 [49]. Cependant, l'énergie dépensée pour l'émission d'un photon à champ électrique nul W_{ph} est plus facilement mesurable. Comme la quasi-totalité des électrons se recombine, elle s'écrit $W_{ph} = E_0/(N_{ex} + N_i)$. Dans le cas d'un électron, elle vaut 13.8 eV [50]. Le rendement de scintillation, c'est-à-dire la proportion d'énergie émise sous la forme de photons, est alors proche de 50 %. Avec un champ électrique de 530 V/cm, ce rendement vaut $\sim 17\%$. Il est plus faible car une partie des électrons ne se recombine plus générant moins d'atomes excités. Il y a une compétition entre les deux phénomènes. Nous reviendrons sur cet aspect au paragraphe 2.2.4.3.

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés aux reculs électroniques. Lorsque la particule chargée est un noyau de recul, il faut ajouter un terme supplémentaire à l'équation 2.1 correspondant aux collisions nucléaires (phénomène décrit par la théorie de Lindhard [51]) qui ne conduisent pas à l'excitation ou à l'ionisation d'atomes de xénon mais à la dissipation de chaleur ($\sim 80\%$ de l'énergie totale). En outre, la répartition entre les mécanismes d'ionisation et de scintillation est différente, le rapport N_{ex}/N_i est plutôt de l'ordre de 1 [52] et pourrait dépendre de l'énergie du recul. La recombinaison est

également plus importante mais de manière surprenante, elle ne dépend quasiment pas du champ électrique appliqué [43], ce qui pourrait s'expliquer par exemple par une variation du rapport N_{ex}/N_i avec le champ électrique qui compenserait la variation du taux de recombinaison [42]. En revanche, la recombinaison dépendrait aussi de l'énergie [53] du fait de la variation de la densité d'ionisation. Tous ces effets sont donc responsables d'une atténuation du signal d'ionisation par rapport à celui que donnerait un recul électronique de même énergie, c'est le phénomène de "quenching". Le signal de scintillation subi lui aussi le quenching et il est en plus atténué par un effet supplémentaire lorsque la densité d'énergie déposée est élevée. Cet effet, décrit par Hitachi [54], vient de la possibilité pour deux atomes de xénon excités d'entrer en collision et de se combiner pour ne donner lieu qu'à l'émission d'un seul photon de scintillation. Nous verrons, dans le paragraphe 2.2.4.3, comment on tient compte de ces différents effets pour remonter à l'énergie des reculs nucléaires à partir des signaux mesurés dans le détecteur.

Pour de plus amples explications sur les processus physiques mis en jeu lors de l'interaction des particules chargées, le lecteur pourra se reporter aux revues complètes et très détaillées [49, 55].

2.1.2 Avantages pour la détection de matière noire

Le xénon liquide est donc un excellent milieu de détection avec des hauts rendements de scintillation et d'ionisation offrant une bonne résolution en énergie et la possibilité de fonctionner avec un seuil en énergie bas (< 10 keV).

Mais, le xénon est aussi une cible idéale pour l'interaction avec les WIMPs. D'une part, il possède un numéro atomique élevé, 131 en moyenne, le plus élevé parmi les cibles de détection potentielles. Ce qui permet d'avoir une meilleure sensibilité sur la section efficace d'interaction indépendante du spin qui est proportionnelle au carré du numéro atomique (cf paragraphe 1.2.2). D'autre part, des isotopes avec un nombre impair de nucléons, ^{129}Xe (spin 1/2) et ^{131}Xe (spin 3/2) sont naturellement présents dans le xénon naturel avec des abondances respectives de $\sim 26\%$ et $\sim 21\%$. Le xénon est par conséquent sensible aussi à l'interaction dépendante du spin.

Par ailleurs, le xénon liquide permet d'atteindre des niveaux de bruit de fond exceptionnellement bas. En effet, il ne contient aucun isotope radioactif à vie longue, contrairement à l'argon, et il peut être purifié en krypton et en radon, radioactifs, au niveau du ppt (10^{-12} mol/mol). Son numéro atomique ($Z = 54$) et sa masse volumique élevée (~ 3 g.cm $^{-3}$) permettent d'atténuer fortement les rayonnements provenant de l'extérieur et des parois du détecteur. La partie la plus au centre du détecteur présente alors beaucoup moins d'événements et il est possible de définir un volume *fiduciel*, c'est-à-dire un volume utile pour la recherche de WIMPs. Tous les événements situés à l'extérieur de ce volume sont rejetés. Le bruit de fond résiduel peut enfin être réduit grâce à la double information scintillation/ionisation qui offre la possibilité de rejeter une grande partie des reculs électroniques (cf paragraphe 2.2.1).

Enfin, la cryogénie associée à la liquéfaction du xénon (~ 170 K) est relativement simple et le coût du xénon quoique plus élevé que d'autres gaz rares, comme l'argon, reste suffisamment abordable pour envisager des expériences contenant plusieurs tonnes de xénon liquide.

2.2 L'expérience XENON100

L'expérience XENON100 est située au Laboratoire Souterrain du Gran Sasso (LNGS) en Italie. C'est une expérience qui s'inscrit dans le programme de recherche de matière noire XENON. Après une période de R&D au début des années 2000, la première phase, XENON10, s'est déroulée entre 2006 et 2007 [56] avec une dizaine de kilogrammes de xénon liquide. Pour augmenter la sensibilité sur la section efficace d'interaction des WIMPs, le volume du détecteur XENON100 a été multiplié par 10 et le bruit de fond réduit par un facteur 100. Après une phase de construction et de validation du détecteur, deux périodes de prise de données pour la recherche de matière noire se sont succédées entre 2010 et 2012 correspondant respectivement à 100 et 225 jours effectifs [57, 27]. La prochaine phase du programme XENON1T, à l'échelle de la tonne, est actuellement en cours de construction.

2.2.1 Le principe de détection

La chambre à projection temporelle (TPC) double phase (liquide-gaz) de XENON100 est schématisée sur la figure 2.1. L'interaction d'une particule dans le xénon liquide produit à la fois des photons de scintillation, dits primaires, et des électrons par ionisation des atomes de xénon. Sous l'action du champ électrique appliqué dans le volume contenant le xénon liquide, une partie de ces électrons sont extraits de la zone d'interaction et dérivent vers l'anode. Les électrons qui atteignent l'interface liquide-gaz sont extraits dans la phase gazeuse et sont soumis à un champ électrique plus intense, ce qui provoque la scintillation proportionnelle, appelée aussi scintillation secondaire. Les photons de scintillation primaire et secondaire sont détectés à l'aide de photomultiplicateurs (PMs) répartis sur deux plans de part et d'autre de la TPC. Étant donné la différence dans les mécanismes à l'origine de l'émission des deux types de photons, les signaux primaire (S1) et secondaire (S2) sont aisément distinguables à partir de leur durée. Alors que les photons primaires sont émis quasi-instantanément, une dizaine de nanosecondes, l'émission des photons secondaires a lieu tout au long du trajet de l'électron vers l'anode dans la phase gazeuse qui dure typiquement plusieurs centaines de nanoseconde.

Les signaux S1 et S2 ne sont pas mesurés simultanément puisque les électrons doivent dériver entre le point d'interaction et l'anode. La différence de temps entre les signaux S1 et S2 permet de remonter à la coordonnée z de l'interaction le long de l'axe de dérive car la vitesse de dérive est connue. Les coordonnées x et y peuvent être quant à elles déduites à partir de la distribution du signal S2 sur les PMs du plan supérieur. Ainsi, la TPC de XENON100 permet de reconstruire la position en trois dimensions de chaque événement.

Grâce à l'amplitude des signaux S1 et S2 et donc au nombre de photons collectés, il est possible aussi de remonter à l'énergie déposée dans la TPC, à condition de corriger d'un certain nombre d'effets systématiques, comme par exemple la collection de la lumière qui est fortement dépendante de la position de l'interaction. Nous reviendrons plus longuement sur ces effets au paragraphe 2.2.4.2.

Enfin, étant donné que le signal d'ionisation d'un recul nucléaire est plus faible qu'un recul électronique de même énergie (phénomène de quenching), le rapport S2 sur S1 permet de différencier ces deux types d'événement et donc de rejeter une grande partie du bruit de fond gamma et beta qui induisent des reculs électroniques contrairement aux WIMPs et aux neutrons.

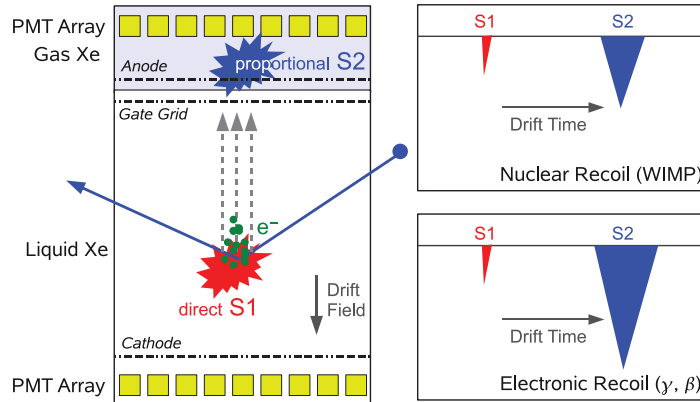


FIG. 2.1: Principe de la détection de particules avec la TPC de XENON100. (Gauche) Le schéma de la TPC double phase liquide-gaz. (Droite) Le schéma des signaux enregistrés pour deux types d'événement. Le rapport S1 sur S2 permet de discriminer reculs nucléaires (WIMPS et neutrons) et reculs électroniques (gammas et betas). Extrait de [58].

2.2.2 Le détecteur

Ce paragraphe reprend des éléments de la section 3 de [58], le lecteur pourra s'y référer pour plus de détails.

Le détecteur XENON100 (cf. figure 2.2) est constitué d'une TPC double phase (liquide-gaz), la cible de détection, entourée par un volume de xénon liquide jouant le rôle de veto, le tout contenu dans un cryostat en acier inoxydable. Le cryostat est lui-même entouré d'un blindage passif fait de plomb, de polyéthylène, de cuivre et d'eau afin de se protéger des rayonnements provenant de l'extérieur du détecteur. Tous les éléments de cryogénie, de gestion du gaz et d'électronique sont disposés à l'extérieur du blindage pour réduire le bruit de fond au maximum.

2.2.2.1 La TPC

La TPC est un cylindre de 30.5 cm de hauteur et de 15.3 cm de rayon, pouvant contenir une soixantaine de kilogrammes de xénon liquide. L'enceinte est délimitée latéralement par 24 panneaux de polytetrafluoréthylène (PTFE) ou Téflon imbriqués les uns dans les autres. Le Téflon est choisi à la fois pour ses propriétés isolantes et de réflectivité de la lumière UV [59]. La TPC fonctionne en mode double phase, la phase gazeuse étant située sur la partie supérieure. Le principe de la cloche de plongée est utilisé pour ajuster le niveau du xénon liquide et le maintenir à une position précise en limitant notamment les conséquences dues aux éventuelles fluctuations de température. Un débit constant de xénon gazeux, correspondant au retour du système de circulation pour le filtrage des impuretés (cf. paragraphe 2.2.2.4), est introduit dans la cloche pour assurer un niveau constant. La pression est équilibrée via un petit tuyau reliant la cloche au volume veto. Grâce à ce principe, le niveau de liquide dans le cryostat peut donc être plus élevé que celui à l'intérieur de la TPC. Cela permet d'avoir du xénon liquide tout autour de la TPC pour constituer un volume veto.

Les champs électriques nécessaires au fonctionnement de la TPC sont générés à l'aide de plusieurs grilles en acier inoxydable fines (environ 100 μm d'épaisseur) à maille hexagonale de quelques millimètres de côté. La zone de dérive est délimitée à l'extrémité inférieure de la TPC par une cathode portée à un potentiel de 16 kV en fonctionnement

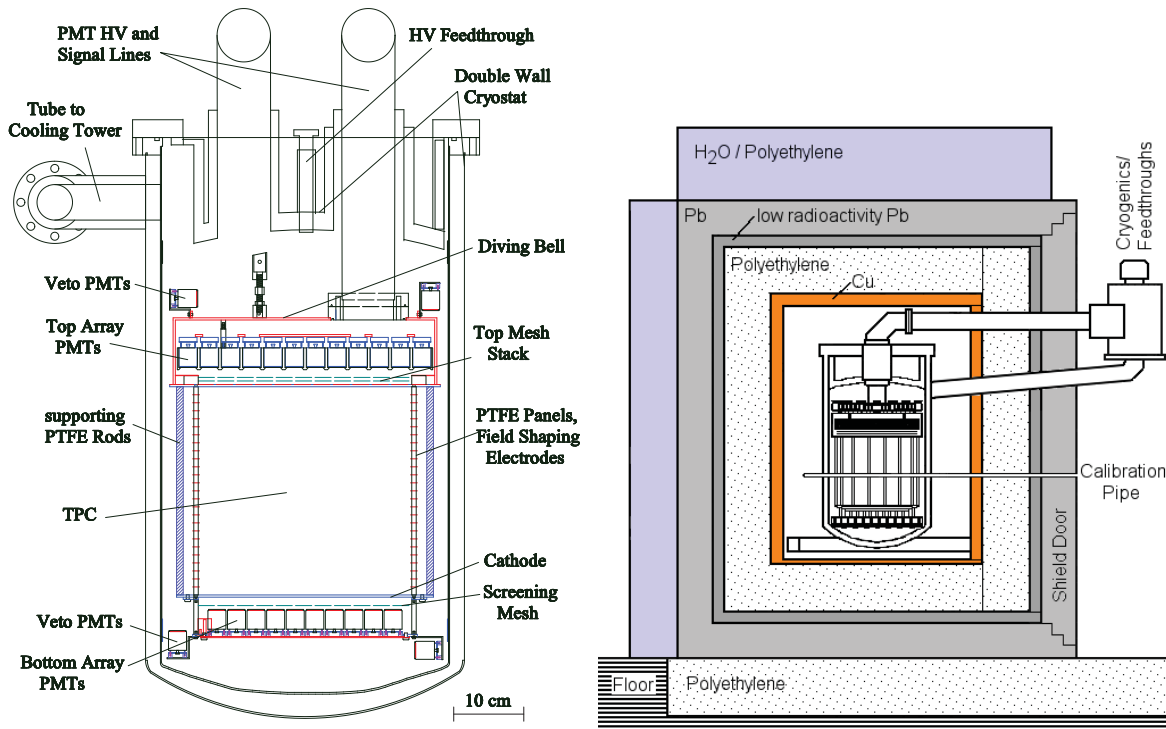


FIG. 2.2: Le détecteur XENON100. (Gauche) Le cryostat contenant la TPC, les deux plans de PMs et le volume veto. (Droite) Le cryostat entouré du blindage passif. Extrait de [58].

standard et par une grille à la masse à l'extrémité supérieure, à quelques millimètres sous la surface du xénon liquide. Le champ de dérive en fonctionnement standard est de $\sim 530 \text{ V/cm}$. L'extraction des électrons dans la phase gazeuse et la scintillation proportionnelle sont assurées par un champ électrique induit par une anode placée dans la phase gazeuse à 5 mm au-dessus de la grille limitant la zone de dérive (cf. figure 2.3). En tenant compte des différences de constante diélectrique entre le liquide et le gaz, une tension de 4.5 kV permet de définir un champ électrique dans la phase gazeuse d'environ 12 kV/cm, suffisante pour approcher les 100 % d'extraction (cf. paragraphe 2.3.3.2). Enfin, deux grilles à la masse sont disposées devant les deux plans de PMs pour les protéger des hautes tensions et pour ne pas perturber le champ électrique dans la zone d'amplification. La transparence optique des grilles, moyennée sur tous les angles d'incidence, est d'environ 48 % pour l'ensemble des grilles devant les PMs du haut, et d'environ 83 % pour celles du bas. L'homogénéité du champ de dérive est assurée par 40 électrodes régulièrement espacées sur la hauteur de la TPC et portées chacune à un potentiel différent. Chaque électrode est en fait constituée de deux fils de cuivre, reliés entre eux, formant deux cercles, l'un à l'intérieur des panneaux de Téflon et l'autre à l'extérieur. Ce qui permet de générer un champ équivalent à celui que générerait des anneaux.

2.2.2.2 Les photomultiplicateurs

Deux plans de 178 photomultiplicateurs (PMs) au total détectent la lumière de scintillation émise par les interactions dans la TPC. Les PMs sont de type Hamamatsu R8520-06-A1, de 1 pouce carré, spécialement sélectionnés pour leur faible radioactivité [61] et pour leur bonne efficacité quantique (jusqu'à 32 % à 178 nm [62]). 98 PMs sont

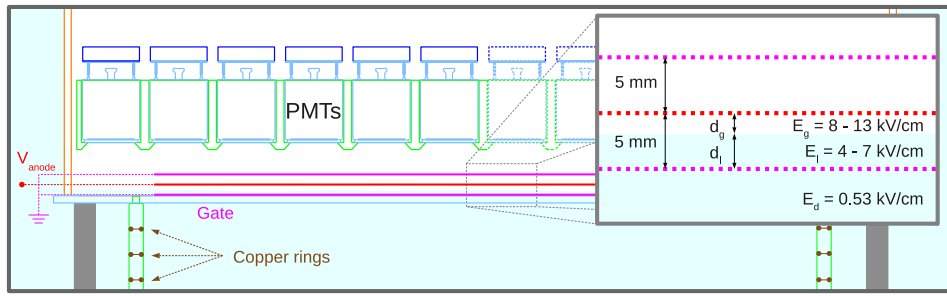


FIG. 2.3: Schéma de la zone d'amplification. Une grille à la masse sépare la zone de dérive de la zone d'amplification. L'anode, placée à 5 mm au-dessus, est dans la phase gazeuse. Une troisième grille à la masse distante de 5 mm de l'anode évite des perturbations dues aux tensions des PMs. Les valeurs de champ possibles sont indiquées. Elles dépendent de la hauteur du liquide et de la tension de l'anode. Extrait de [60].

situés en haut de la TPC, dans la phase gazeuse, et sont disposés concentriquement (cf. figure 2.4 à gauche) afin de préserver la symétrie cylindrique et améliorer ainsi la reconstruction spatiale dans le plan (x,y) qui est faite à partir de la répartition de la lumière dans ce plan. L'anneau de PMs le plus à l'extérieur se situe au-delà de la limite de la TPC afin de conserver une bonne reconstruction pour les événements du bord. Les 80 autres PMs sont localisés en bas, sous la cathode (cf. figure 2.4 à droite), avec une disposition qui optimise la collection de la lumière. Étant donné l'indice de réfraction élevé du xénon liquide (1.69 ± 0.02 à 178 nm [63]), la lumière de scintillation primaire est en grande partie réfléchiée à l'interface liquide-gaz et est donc principalement détectée par les PMs du bas. C'est pour cette raison que les PMs présentant la meilleure efficacité quantique ont été placés en bas. La lumière de scintillation secondaire émise depuis la phase gazeuse est quant à elle répartie sur les deux plans de PMs de manière plus équilibrée.

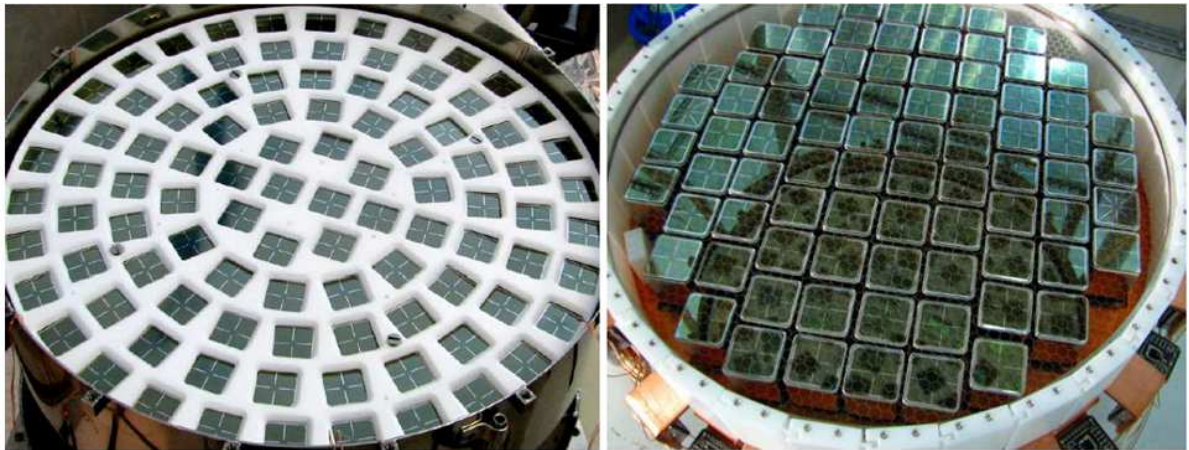


FIG. 2.4: Photos des deux plans de PMs. Photos extraites de [58].

2.2.2.3 Le volume veto

La TPC est entourée par environ 4 cm de xénon liquide dans toutes les directions, soit une centaine de kilogrammes. Cette zone est équipée de 64 PMs, identiques à ceux de la TPC, qui lui permettent d'être sensible à un recul électronique d'énergie supérieure à

100 keV. Elle joue le rôle de veto. Alors qu'un WIMP a une probabilité quasiment nulle d'interagir deux fois dans le détecteur, un certain nombre d'événements de bruit de fond (gammas, neutrons) pourront interagir dans les deux volumes. L'anti-coïncidence entre la TPC et ce volume permet de réduire notablement le niveau de bruit de fond électromagnétique [64], d'environ un facteur 2 si l'on considère l'ensemble de la TPC et même plus en se restreignant à un volume fiduciel plus petit.

2.2.2.4 La cryogenie et le système de purification

Une expérience de détection directe de matière noire nécessite une très bonne stabilité du détecteur pendant des périodes de plusieurs mois et donc un système cryogénique fiable. XENON100 utilise comme système cryogénique un tube à gaz pulsé (PTR de l'Anglais "Pulse Tube Refrigerator") spécialement conçu pour les températures du xénon liquide ($\sim -110^\circ\text{C}$ à 1 bar, $\sim -95^\circ\text{C}$ à 2 bars) qui peut délivrer jusqu'à 200 W de puissance frigorifique et qui permet de fonctionner plusieurs mois avec des fluctuations de température et de pression du xénon liquide dans le cryostat de l'ordre de 0.1 %. Pour limiter au maximum le bruit de fond provenant de la radioactivité des matériaux, le PTR est placé à l'extérieur du blindage passif et connecté au cryostat par un double tuyau légèrement incliné. Le xénon gazeux provenant de l'évaporation remonte par la partie extérieure du tuyau jusqu'au PTR, où il est refroidi et liquéfié. Les gouttes de xénon liquide sont collectées par un entonnoir et coulent jusqu'au détecteur par la partie centrale du tuyau. En cas d'urgence, comme par exemple une coupure prolongée de l'électricité ou une panne d'un élément du système cryogénique, le PTR peut être remplacé par un système de refroidissement à l'azote liquide qui se déclenche automatiquement et qui a une autonomie de 48 h environ.

Un autre aspect important est le système de purification du xénon. En effet, les impuretés présentes dans le xénon liquide affectent les signaux de scintillation et d'ionisation. La lumière est principalement atténuée par les molécules d'eau [65] alors que ce sont les molécules de dioxygène, électro-négatives, qui sont les plus problématiques pour la collection des charges [66]. Pour obtenir des collections de lumière et de charges suffisantes, la concentration en oxygène et en autres impuretés électro-négatives doivent être réduites au niveau du ppb (10^{-9}) en équivalent oxygène. Pour cela, le xénon est purifié constamment en le faisant circuler sous forme gazeuse à travers un filtre piègeur au zirconium avec un débit moyen de 5 litres standard par minute, soit environ 1.5 kg/h. Le système de purification, incluant le filtre, la pompe et le régulateur de débit, est lui aussi à l'extérieur du blindage passif.

2.2.3 Le bruit de fond

Une partie de mes activités sur XENON100 et XENON1T a concerné le bruit de fond. J'ai notamment co-encadré la première année de thèse de Cécilia Lévy qui était consacrée à la conception d'un blindage passif pour XENON1T.

Pour toutes les expériences cherchant à détecter des événements rares, comme c'est le cas des expériences de détection directe de matière noire, le bruit de fond est l'une des problématiques les plus importantes, si ce n'est la plus importante.

Le bruit de fond a plusieurs composantes : une composante électromagnétique, correspondant à l'interaction des gammas et betas générant des reculs électroniques et un

bruit de fond neutron qui induit des reculs nucléaires. Bien que le bruit de fond électromagnétique présente des taux plus importants, il peut être rejeté en grande partie grâce au rapport $S2/S1$, à plus de 99 % pour 50 % d'acceptance des WIMPs. Le bruit de fond neutron est quant à lui plus problématique car la signature de l'interaction est la même que pour les WIMPs. Il est donc crucial de le limiter au maximum.

Dans ce paragraphe, nous allons passer en revue les différentes sources de bruit de fond en fonction de leur origine tout en exposant les moyens mis en oeuvre pour les réduire. L'objectif est de donner ici des ordres de grandeurs. Le lecteur pourra se reporter aux articles [64] et [67] pour l'ensemble des résultats des simulations de XENON100, détaillés par type de bruit de fond et par origine.

2.2.3.1 Le rayonnement cosmique

Le flux de rayons cosmiques à la surface de la terre ($\sim 300 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ au niveau de la mer dont $\sim 190 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ muons) est beaucoup trop important pour une expérience de détection directe de matière noire. Il faut donc se placer en laboratoire souterrain. L'expérience XENON100 est située au LNGS qui bénéficie d'une protection de 3600 mètres équivalent eau, moyennée sur toutes les directions. Cela équivaut à une profondeur de 3100 mètres équivalent eau sous un sol plat [68]. À cette profondeur, le flux de muons est réduit par un facteur $\sim 10^6$ par rapport à la surface, soit une vingtaine de muons par m^2 et par jour. Ce taux est suffisamment faible pour que les muons ne soient plus directement un problème, surtout que les muons sont aisément reconnaissables de par l'énergie qu'ils déposent. Cependant, ils peuvent toujours induire des neutrons soit par spallation directe, soit indirectement par spallation et capture des pions issus des muons, par réactions photo-nucléaires associées aux gerbes électromagnétiques créées par les muons ou même par spallation par des neutrons induits par un des processus précédents. Pour des énergies supérieures à 100 GeV (l'énergie moyenne des muons au LNGS étant de 270 GeV), la spallation directe devient négligeable devant les autres processus [69, 70]. Lorsque ces réactions ont lieu dans le détecteur, les neutrons induits par les muons ne sont pas gênants car une grande quantité d'énergie est déposée en même temps dans le détecteur par le muon lui-même. En revanche, lorsqu'elles ont lieu dans le blindage passif ou dans la roche entourant le laboratoire, les neutrons induits par les muons peuvent interagir dans le détecteur et imiter l'interaction d'un WIMP. Surtout qu'avec des énergies de quelques dizaines de MeV jusqu'à quelques GeV [68], ces neutrons ne seront pas arrêtés par le blindage passif de l'expérience. C'est donc le bruit de fond ultime qu'on ne peut réduire qu'en installant le détecteur dans un laboratoire plus profond.

Une simulation Monte-Carlo des neutrons induits par les muons dans XENON100 a été réalisée [67], incluant le détecteur ainsi que le béton et la roche entourant la salle du détecteur. Elle a montré que la plupart des neutrons induits par les muons, donnant un recul nucléaire similaire à celui donné par l'interaction d'un WIMP, sont générés dans le blindage passif (dans le cuivre et le plomb). Une façon de les rejeter serait d'ajouter un veto muon couvrant l'ensemble du blindage. Cependant, au final, le nombre total de reculs nucléaires est suffisamment faible pour les objectifs de XENON100 (moins de un événement attendu pendant une période de 225 jours correspondant aux derniers résultats publiés).

2.2.3.2 La radioactivité extérieure au détecteur

La radioactivité dans l'environnement du détecteur provient essentiellement de la roche et du béton la recouvrant qui contiennent notamment de l'uranium, du thorium et du potassium au niveau du ppm (part pour million) [71].

Ces éléments génèrent notamment une radioactivité gamma. Des mesures faites au niveau de l'expérience XENON100 [72] donnent un flux de gammas, entre 0 et 3 MeV, d'environ $0.5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Comme le montre la figure 2.5, les auteurs sont également parvenus à reproduire le spectre en énergie mesuré à l'aide d'une simulation Monte-Carlo considérant des contaminations en uranium, thorium et potassium de la roche et du béton proches de celles mesurées, prouvant ainsi l'origine des gammas. Ce bruit de fond potentiel est évité grâce au blindage de plomb de 20 cm tout autour du détecteur. Les simulations Monte-Carlo effectuées pendant la thèse de C. Lévy, prenant en compte le spectre typique du bruit de fond gamma et une géométrie semblable à celle de XENON100, nous ont permis d'estimer qu'une épaisseur de 20 cm de plomb permet de réduire le flux de gammas provenant de la roche et du béton d'un facteur proche de 10^9 . Soit un flux résiduel de quelques centaines de gammas par an et par mètre carré. De plus, en tenant compte de l'atténuation par les autres couches du blindage et par le xénon lui-même, ces gammas deviennent totalement négligeables.

Une autre source potentielle de bruit de fond gamma est le radon. Descendant de ^{238}U présent dans la roche et le béton, il est relativement abondant dans l'environnement du détecteur ($\sim 350 \text{ Bq/m}^3$). Gazeux, le radon pourrait s'infiltrer dans la cavité intérieure du blindage et les gammas émis par les descendants du radon ne seraient pas atténués par le blindage. Pour éviter cela, la cavité est maintenue en légère surpression à l'aide d'un flux constant d'azote, ce qui permet d'obtenir une activité inférieure à 1 Bq/m^3 , en limite de sensibilité du moniteur utilisé, soit un taux d'événements attendu négligeable.

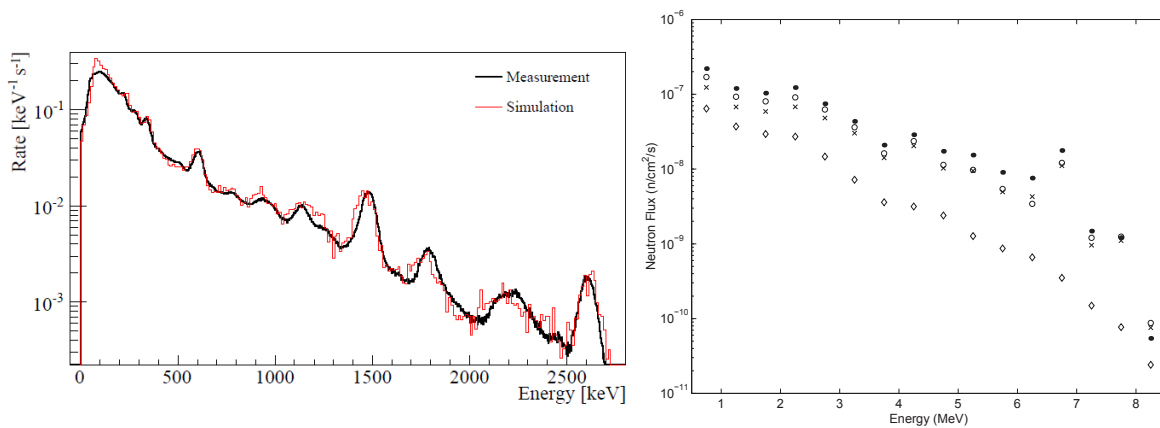


FIG. 2.5: (Gauche) Spectre en énergie typique du bruit de fond gamma au LNGS mesuré avec un cristal NaI de 3 pouces et comparé avec une simulation Monte-Carlo prenant en compte les contaminations en uranium, thorium et potassium de la roche et du béton. Extrait de [72]. (Droite) Spectre en énergie du bruit de fond neutron simulé à différents endroits du LNGS et avec différents taux d'humidités (ronds et croix). Les losanges, courbe du bas, correspondent à la simulation des neutrons issus de fissions spontanées uniquement. Les flux sont intégrés sur des bins de 0.5 MeV. Extrait de [71].

Enfin, la roche et le béton induisent aussi un flux de neutrons, essentiellement dû aux réactions de type (α, n) sur les éléments légers (Li, F, Na, etc...) et aux fissions spontanées de ^{238}U . De nombreuses mesures ont déjà été réalisées au LNGS dont une partie est

répertoriée dans [71]. Bien que présentant des différences, elles donnent toutes un flux de neutrons intégré sur toutes les énergies de l'ordre de quelques $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, sachant que le spectre en énergie s'étend jusqu'à environ 8 MeV. Wulandari *et al.* ont réalisé une simulation Monte-Carlo de la production et de la propagation des neutrons dans la roche et le béton [71]. Ils ont obtenu les mêmes ordres de grandeur avec des variations en fonction de la localisation exacte dans le LNGS et en fonction de l'humidité, qui joue un rôle au niveau de la modération des neutrons (cf. figure 2.5). On pourra retenir un flux de neutrons de l'ordre de $3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ intégré sur toutes les énergies dont environ $0.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ au-dessus de 1 MeV. À noter que ces flux sont plusieurs ordres de grandeur supérieurs au flux des neutrons induits par les muons. Pour se protéger de ces neutrons, le blindage de XENON100 comporte du polyéthylène et de l'eau qui sont d'excellents modérateurs. Lorsque les neutrons sont suffisamment ralentis, typiquement en-dessous d'une centaine de keV, ils ne peuvent plus induire un recul nucléaire d'une énergie supérieure à quelques keV. La capture des neutrons thermiques peut engendrer l'émission de gammas mais qui sont négligeables devant le flux de autres gammas. Pour donner un ordre de grandeur de l'efficacité du polyéthylène contre les neutrons, toujours d'après nos simulations, 20 cm de polyéthylène permettent de diminuer le flux de neutrons (avec le spectre en énergie typique) d'un facteur ~ 250 . On pourra se référer à l'article [73] pour plus de détails sur l'atténuation du flux de neutrons en fonction de l'épaisseur de polyéthylène traversée. Le blindage de XENON100 est fait de 20 cm de polyéthylène tout autour du détecteur, auxquels s'ajoutent 25 cm de polyéthylène sous le détecteur et 20 cm d'eau environ au-dessus et sur trois des quatre côtés. Au final, cela permet d'obtenir un taux d'événements négligeable devant les autres sources de bruit de fond.

2.2.3.3 La radioactivité des composants du détecteur

La radioactivité des différents composants du détecteur est beaucoup plus problématique puisqu'elle génère des gammas et des neutrons à proximité directe du volume de détection. Pour réduire son impact, il faut tout d'abord sélectionner tous les matériaux utilisés pour la construction du détecteur en mesurant leur contamination radioactive. C'est ce qui a été fait pour XENON100. Les mesures ont été effectuées avec des jonctions germanium de haute pureté (HPGe) [74] situées au Gran Sasso pour obtenir une sensibilité maximale, parmi les meilleures au monde (un taux de comptage intégré de ~ 0.16 événements par minute dans la gamme d'énergie 100-2700 keV). Une spectrométrie de masse ICP-MS a aussi été utilisée pour quelques échantillons de plastique de masse trop faible pour pouvoir être mesurés avec les germaniums. La méthode utilisée ainsi que tous les résultats de ces mesures sont détaillés dans l'article [61]. La table 1 de [64] résume notamment les différentes contaminations. On retiendra que ce sont les PMs, le cryostat et le plomb du blindage qui présentent la plus grande activité. Les éléments radioactifs observés dépendent du type de matériau. On retrouve les chaînes radioactives de ^{238}U , de ^{235}U et du ^{232}Th mais aussi d'autres éléments tels que le ^{40}K , le ^{137}Cs et le ^{60}Co pour les principaux, sans oublier le ^{210}Pb présent dans le plomb. En grande majorité, les activités mesurées sont inférieures à quelques mBq/kg, à l'exception du plomb qui présente une activité de $\sim 500 \text{ Bq/kg}$ et de $\sim 25 \text{ Bq/kg}$ respectivement pour le plus et pour le moins contaminé en ^{210}Pb . En effet, pour limiter les conséquences de la radioactivité du ^{210}Pb , qui émet un gamma de 46 keV, un plomb de meilleure pureté a été utilisé pour les 5 cm situés le plus à l'intérieur. De plus, comme le montre la figure 2.2, le polyéthylène ainsi qu'une épaisseur de 5 cm de cuivre ultra pur (OFHC) ont été interposés entre le

plomb et cryostat. Cette position du polyéthylène permet aussi d'arrêter les neutrons émis par le plomb par réaction (α, n).

Malgré la sélection des matériaux du détecteur, le nombre de gammas et de neutrons émis reste important. Le détecteur XENON100 présente cependant plusieurs avantages qui permettent de réduire notablement le bruit de fond résiduel. D'une part, la présence du volume veto entourant la TPC atténue une partie des gammas et des neutrons venant des parois et de l'extérieur du cryostat. En outre, les gammas et les neutrons qui interagissent dans la TPC ont également une probabilité non négligeable d'interagir aussi à un autre endroit de la TPC voire même dans le volume veto, contrairement aux WIMPs. Tous les événements présentant plusieurs interactions sont donc rejetés. Pour les reculs nucléaires induits par les neutrons, cela permet une réduction assez importante : $\sim 90\%$ des événements dans la zone en énergie de recherche des WIMPs sont des interactions multiples dans la TPC et $\sim 25\%$ des restants sont détectés en coïncidence par le veto. Pour les reculs électroniques, cela n'a un effet qu'à une énergie supérieure à 500 keV. À plus basse énergie, les reculs sont issus de gammas de faible énergie qui interagissent une seule fois par effet photoélectrique. Enfin, les gammas et aussi les neutrons (mais dans une moindre mesure car ils ont un libre parcours moyen plus grand) auront une probabilité plus grande d'interagir sur les bords du détecteur qu'au centre. Comme le détecteur XENON100 mesure la position des événements, il est possible de restreindre la recherche de WIMPs à un volume fiduciel plus petit situé au centre de la TPC pour éviter les événements en périphérie. Deux volumes fiduciels différents ont été utilisés pour les résultats publiés [57, 27], contenant respectivement 48 kg et 34 kg, à comparer avec les 62 kg contenus dans la TPC.

Afin de connaître le bruit de fond attendu dans la zone de recherche des WIMPs, une simulation Monte-Carlo (GEANT4) prenant en compte l'ensemble des contaminations des matériaux du détecteur et incluant la géométrie complète du détecteur et de son blindage a été réalisée. Les résultats sont présentés dans les tables 2.1 et 2.2 en fonction de l'origine des rayonnements et des critères de sélection, respectivement pour les reculs électroniques et les reculs nucléaires. Ils mettent en évidence les effets du volume fiduciel et du veto sur le taux d'événements. Les contributions principales viennent des PMs et du cryostat ainsi que du Téflon pour les reculs nucléaires, ce qui s'explique par la section efficace (α, n) élevée du fluor.

Volume	Single electronic recoils [$\times 10^{-3}$ events \cdot kg $^{-1}$ \cdot day $^{-1}$ \cdot keV $^{-1}$]					
	62 kg target		40 kg fiducial		30 kg fiducial	
Veto cut	none	active	none	active	none	active
Cryostat and 'diving bell'	20.85	6.70	2.62	0.65	1.81	0.48
Support bars (316Ti SS)	1.05	0.24	0.19	0.05	0.13	0.04
Detector PTFE	3.47	2.89	0.05	1.5×10^{-2}	3.4×10^{-2}	1.1×10^{-3}
Detector copper	0.31	0.13	0.02	4.7×10^{-3}	1.2×10^{-2}	2.6×10^{-3}
PMTs	81.57	44.48	8.84	2.40	4.61	1.32
PMT bases	15.95	10.26	0.86	0.22	0.40	0.12
TPC resistor chain	1.7×10^{-4}	1.2×10^{-4}	2.7×10^{-6}	7.1×10^{-7}	2.1×10^{-6}	5.7×10^{-7}
Bottom electrodes (316Ti SS)	0.73	0.35	0.03	6.4×10^{-3}	0.02	4.1×10^{-3}
Top electrodes (316Ti SS)	11.76	9.86	0.03	7.0×10^{-3}	0.02	4.6×10^{-3}
PMT cables	0.56	0.08	0.10	0.02	0.08	0.02
Copper shield	0.64	0.22	0.10	0.04	0.07	0.02
Polyethylene shield	0.33	0.09	0.05	0.01	0.03	0.01
Total	137.22	75.30	12.89	3.42	7.22	2.02

TAB. 2.1: Taux attendus de reculs électroniques uniques d'énergie inférieure à 100 keV pour les différents composants du détecteur et pour différents volumes fiduciels utilisés. Table extraite de [64].

Target volume		Predicted background rate [year ⁻¹]					
		62 kg		48 kg		34 kg	
Energy range		8.4–44.6 keV _{nr}		8.4–44.6 keV _{nr}		6.6–43.3 keV _{nr}	
Veto		passive	active	passive	active	passive	active
single scatter events	(<i>n</i> =1)	0.49±0.08	0.38±0.07	0.28±0.05	0.22±0.04	0.18±0.03	0.14±0.02
double scatter events	(<i>n</i> =2)	0.46±0.07	0.34±0.06	0.34±0.06	0.25±0.04	0.25±0.04	0.19±0.03
multiple scatter events	(<i>n</i> >1)	1.19±0.20	0.85±0.15	0.93±0.16	0.66±0.11	0.74±0.13	0.54±0.09
all events	(<i>n</i> >0)	1.69±0.29	1.23±0.21	1.21±0.21	0.88±0.15	0.92±0.16	0.68±0.12

Component	Contribution [%]
Cryostat and pumping ports (316Ti SS)	26
Detector PTFE	22
PMTs	21
Cryostat support bars (316Ti SS)	14
PMT bases	8
Copper shield	5
Other components	4

TAB. 2.2: Taux attendus de reculs nucléaires uniques issus des neutrons produits par réaction (α, n) et par fission provenant de la radioactivité naturelle des matériaux du détecteur. Table extraite de [67].

2.2.3.4 Le krypton et le radon présents dans le xénon liquide

La dernière source de bruit de fond mais pas la moindre vient des gaz rares, le radon et le krypton, présents dans le xénon. Le ²²²Rn est radioactif ainsi que ses descendants qui sont soit émetteur alpha, soit émetteur beta avec des désexcitations gamma associées. Il peut provenir d'émanations des différents matériaux du détecteur et du filtre et également de la diffusion à travers les joints. On peut estimer la concentration en radon grâce aux coïncidences β - α correspondant aux décroissances du ²¹⁴Bi ($T_{1/2} = 19.7$ min, $E_{\beta_{\max}} = 3.27$ MeV) et du ²¹⁴Po ($T_{1/2} = 164$ μ s, $E_{\alpha} = 7.69$ MeV). Selon les périodes de fonctionnement du détecteur, cette concentration a varié entre 20 et 60 μ Bq/kg.

Le krypton naturel contient quant à lui du ⁸⁵Kr, émetteur β ($T_{1/2} = 19.7$ min, $E_{\beta_{\max}} = 687$ keV), avec une proportion de $\sim 10^{-11}$ g/g. Le krypton est habituellement présent dans le xénon au niveau du ppm. Le xénon utilisé dans XENON100 a été une première fois purifié dans une usine de distillation pour atteindre moins de 10 ppb de krypton naturel. En outre, chaque remplissage du détecteur se fait via une colonne de distillation *in situ*, décrite dans [58], qui permet de réduire encore la concentration en krypton. Lors de la première période de recherche de WIMPs [57], la contamination en krypton naturel a été estimée à 140 ppt. Pour la deuxième période [27], elle a pu être diminuée jusqu'à environ 20 ppt. Cette contamination a été estimée par deux méthodes différentes : d'une part, par l'analyse d'un échantillon de xénon gazeux, directement prélevé dans le détecteur, à l'aide d'une spectrométrie de masse très sensible aux gaz rares combinée à une technique de séparation du krypton et du xénon et d'autre part, par le comptage de coïncidences β - γ associées à la désintégration du ⁸⁵Kr.

Comme ces deux gaz sont répartis uniformément dans tout le volume de détection, la sélection d'un volume fiduciel ne permet malheureusement pas d'améliorer le rapport signal sur bruit. Seuls les gammas de haute énergie des descendants du radon ont une probabilité quelque peu plus grande de faire un recul électronique unique inférieure à 100 keV à la périphérie du détecteur.

2.2.3.5 Bilan

En résumé, grâce aux simulations Monte-Carlo du détecteur s'appuyant sur la connaissance de la radioactivité présente dans l'environnement du détecteur et de celles de tous les matériaux entrant dans la composition du détecteur, le nombre d'événements attendus pour chacune des composantes du bruit de fond a pu être estimé. La figure 2.6 représente la comparaison entre les bruits de fond électromagnétiques simulé et mesuré pendant la première phase de recherche de WIMP. Elle montre que le bruit de fond est parfaitement compris. Seule la contamination en krypton, mal connue, a été ajustée et la valeur obtenue (120 ppt) est en accord avec la valeur estimée par la méthode des coïncidences (140 ppt). Les désaccords à haute énergie s'expliquent par un phénomène de saturation des PMs. Au final, le taux d'interactions seules dans le volume fiduciel contenant 30 kg, avec une énergie déposée inférieure à 100 keV, est de l'ordre de $10^{-2} \text{ kg}^{-1} \text{ jour}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ sans le veto et de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3} \text{ kg}^{-1} \text{ jour}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ avec le veto, avant la discrimination à l'aide du rapport S2 sur S1 qui permet de réduire encore ces valeurs de près de deux ordres de grandeur. Les sources principales de ce bruit de fond sont la radioactivité des PMs, du cryostat et du krypton.

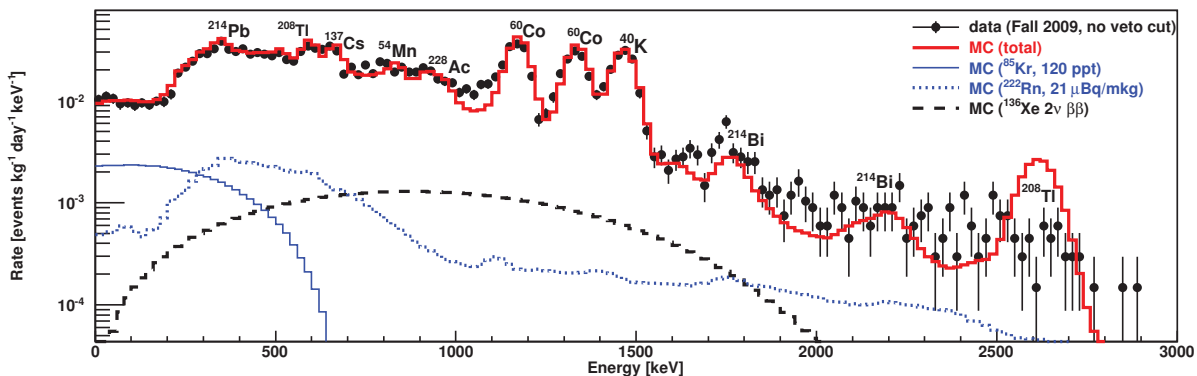


FIG. 2.6: Comparaison des spectres en énergie des bruits de fond électromagnétiques simulé et mesuré, pour un volume fiduciel contenant 30 kg et sans application du veto. Extrait de [64].

En ce qui concerne les reculs nucléaires induits par les neutrons, le nombre total d'événements attendus dans la fenêtre en énergie de recherche des WIMPs (de 6.6 à 43.3 keV en énergie de recul) et dans un volume fiduciel contenant 34 kg, est légèrement inférieur à un événement par an, ce qui a permis d'obtenir une excellente sensibilité sur une période de 225 jours. La contribution dominante de ce bruit de fond ($\sim 2/3$) est due aux neutrons cosmogéniques, le reste provenant des neutrons émis par la radioactivité naturelle des composants du détecteur.

2.2.4 La mesure de l'énergie

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.1, les signaux de scintillation primaire et secondaire sont reliés à l'énergie déposée. Pour remonter à cette énergie, plusieurs opérations sont nécessaires. D'abord, il faut exprimer les signaux des PMs en photoélectrons (PE). Ensuite, il faut les corriger d'effets systématiques liés à la réponse du détecteur. Enfin, il faut les convertir en énergie de recul électronique ou nucléaire, en tenant compte notamment du quenching. Nous allons résumer ces trois grandes étapes.

Le lecteur pourra se reporter à la section II.B de l'article [75] pour le formalisme complet et à l'article [58] pour les détails sur la mesure et les corrections des signaux.

2.2.4.1 Mesure des signaux S1 et S2

À chaque déclenchement de l'acquisition, le signal des 242 PMs, échantillonné à 100 MHz, est enregistré pendant 400 μ s. Pour chaque PM, le piédestal est soustrait et le signal est converti en nombre de photoélectrons à partir de la connaissance du gain. Les gains sont mesurés *in situ* au début de chaque période de recherche de matière noire à l'aide de plusieurs LED qui permettent de déterminer l'amplitude du signal du photoélectron unique. Les tensions ont été ajustées au début de l'expérience de façon à obtenir des gains proches de $2 \cdot 10^6$ pour tous les PMs. Les gains sont également contrôlés chaque semaine, ils présentent des fluctuations inférieures à 2%. La recherche des impulsions S1 et S2 se fait ensuite sur la somme des 178 PMs de la TPC. La discrimination entre les deux types de signaux se base sur la durée du signal. Le seuil pour S1 est inférieur à 1 PE et de l'ordre de 10 PE pour S2 (cf. paragraphe 2.3.1.1). Par défaut, l'algorithme peut enregistrer pour chaque événement jusqu'à 4 impulsions S1 et 32 impulsions S2 pour permettre l'analyse des interactions multiples et des coïncidences temporelles.

2.2.4.2 Correction des signaux mesurés

Comme cela a été expliqué au paragraphe 2.2.1, il est possible de déterminer la position des événements en trois dimensions. Lorsque l'événement présente plusieurs impulsions S2, la reconstruction spatiale est même possible pour chacune d'entre elles à condition qu'il n'y ait qu'un seul signal S1 qui peut alors servir de référence temporelle.

Les signaux S1 et S2 sont affectés par plusieurs effets systématiques dépendant de la position de l'interaction dans la TPC mais qui peuvent être corrigés. Pour les caractériser, des gammas de différentes énergies sont utilisés provenant d'une source gamma ^{137}Cs (662 keV) et d'une source neutron $^{241}\text{AmBe}$, conduisant à l'émission de gammas soit par interaction inélastique sur le ^{129}Xe (40 keV) et sur le ^{131}Xe (80 keV), soit par activation du ^{129}Xe (236 keV), du ^{131}Xe (164 keV) et du ^{19}F présent dans le Téflon (110 keV et 197 keV). Les sources peuvent être insérées à l'intérieur du blindage et positionnées tout autour du cryostat à mi-hauteur de la TPC via un tube en cuivre. L'avantage de la source neutron par rapport à une source gamma située à l'extérieur est qu'elle fournit des gammas de faible énergie distribués de manière plus uniforme sur l'ensemble de la TPC.

Efficacité de collection de la scintillation primaire Dans le cas de S1, la quantité de lumière reçue par les PMs dépend de la position d'émission des photons du fait de l'angle solide, de la réflectivité du Téflon ou de la transparence optique des grilles. La carte de l'efficacité de collection de la lumière en fonction de la position dans le détecteur a été déterminée à trois énergies différentes (40 keV, 164 keV et 662 keV), donnant des résultats très proches (moins de 3% d'écart). L'efficacité de collection varie environ d'un facteur 3 entre le minimum à la périphérie de l'anode et le maximum au centre de la cathode. Il a été également vérifié que la carte obtenue présente une symétrie cylindrique conformément à la géométrie du détecteur. Enfin, comme la carte ne résulte que d'effets géométriques, elle n'a aucune raison d'évoluer dans le temps, hormis en cas de panne d'un ou plusieurs PMs, ce qui n'arrive que rarement. Il n'est donc pas nécessaire de la

remesurer très régulièrement. Elle est seulement contrôlée en début de chaque période de recherche de matière noire.

Durée de vie des électrons de dérive Le signal S2 est quant à lui affecté par deux effets systématiques. Tout d'abord, les impuretés électronégatives (principalement les molécules O_2) présentes au niveau du ppb dans le xénon peuvent attacher les électrons de dérive et donc provoquer une atténuation du signal d'ionisation. En supposant une distribution uniforme des impuretés, la probabilité pour qu'un électron de dérive soit attaché est constante tout au long de son trajet. Il en résulte que la probabilité pour qu'un électron atteigne le haut de la TPC décroît exponentiellement avec le temps de dérive. Par conséquent, le signal S2 mesuré à une énergie donnée E s'écrit en fonction du temps de dérive et donc de la différence de temps entre les signaux S2 et S1, Δt :

$$S2(E, \Delta t) = S2(E, 0) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_e}\right) \quad (2.2)$$

τ_e est la durée de vie des électrons de dérive. Elle est inversement proportionnelle à la concentration en impuretés et au taux d'attachement des électrons. À partir des valeurs du taux d'attachement mesurées [66], on peut déduire : τ_e [μs] $\sim 500/N_{O_2}$ [ppb].

La figure 2.7 montre un exemple d'atténuation du signal S2 en fonction de la durée de dérive pour des événements à 662 keV (source ^{137}Cs).

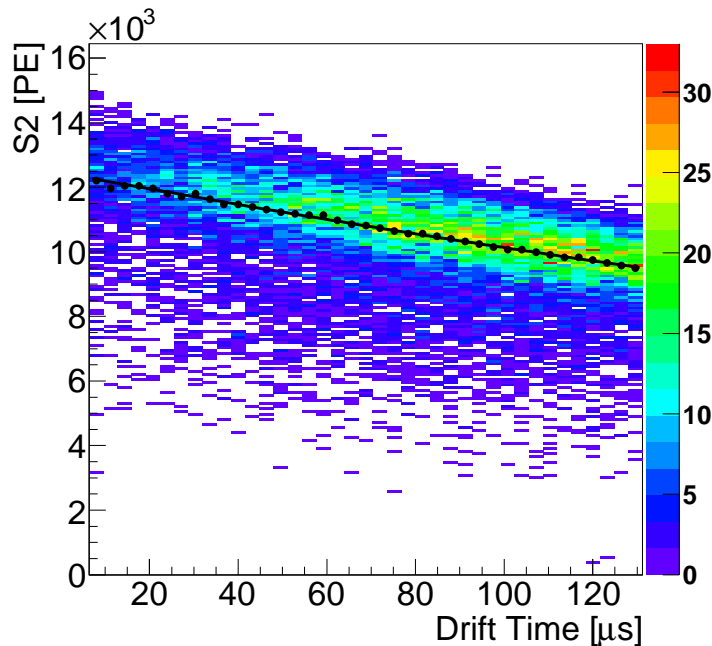


FIG. 2.7: Signal S2 en fonction du temps de dérive dans le cas d'une source de ^{137}Cs avec une tension d'anode de 2.2 kV.

En ajustant cette courbe avec une exponentielle, on peut estimer la durée de vie des électrons de dérive à un instant donné. Cette analyse apparemment simple cache un certain nombre de précautions à prendre pour ne pas obtenir un résultat biaisé. Par exemple, il faut rejeter les événements situés dans le tiers inférieur de la TPC car ils sont en partie affectés par une non-uniformité du champ électrique [58]. Pour éviter une saturation des PMs, il faut également ne considérer que les PMs du plan inférieur pour la mesure de S2 car ils détectent moins de lumière de scintillation secondaire. Ces

biais ont été mis en évidence en comparant les durées de vie des électrons mesurées avec différentes sources, c'est-à-dire à différentes énergies et avec différentes distributions spatiales. Plusieurs tensions d'anode ont également été utilisées pour faire varier le nombre de photons de scintillation secondaire et tester ainsi l'effet de la saturation des PMs. Il a également été vérifié que la correction à l'aide de la durée de vie des électrons mesurée aboutissait effectivement à la meilleure résolution possible sur le signal S2.

Comme le xénon est purifié en continu (cf. paragraphe 2.2.2.4), la durée de vie des électrons augmente dans le temps. Il est donc nécessaire de la mesurer régulièrement. En fonctionnement normal, l'étalonnage avec une source de ^{137}Cs est réalisé une fois par semaine. La figure 2.8 représente l'évolution de la durée de vie pendant une année de fonctionnement à partir d'un remplissage du détecteur. Elle met bien en évidence l'effet de la purification du xénon. La vitesse à laquelle la durée de vie des électrons augmente dépend du débit de la circulation et de la quantité d'impuretés adsorbées sur les parois du cryostat. La courbe montre également que des interventions sur le détecteur qui conduisent au changement de la hauteur du liquide dans le TPC font chuter brutalement la pureté. Cela s'explique par le fait que la désorption des impuretés des parois du cryostat est favorisée en présence de xénon liquide. Enfin, on peut constater que les valeurs obtenues à différentes énergies et tensions d'anode sont concordantes.

La recherche de matière noire a toujours été faite avec une durée de vie des électrons au moins supérieure à $230\ \mu\text{s}$, soit une atténuation maximale, pour les événements situés en bas de la TPC, de 50 %.

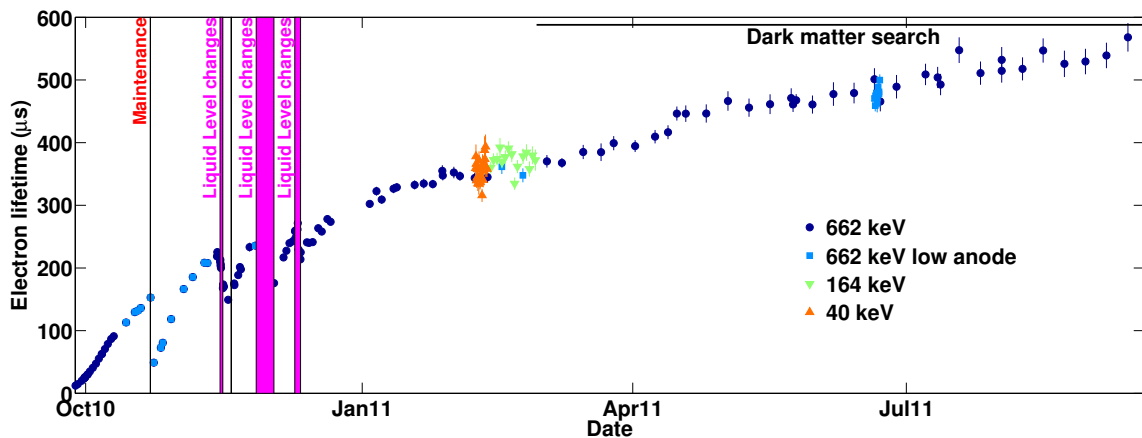


FIG. 2.8: Évolution sur une année de la durée de vie des électrons de dérive estimée à différentes énergies. Les traits verticaux correspondent aux interventions sur le détecteur qui affectent la pureté du xénon liquide. Le trait noir horizontal identifie la période de recherche de matière noire.

Efficacité de collection de la scintillation secondaire Le deuxième effet systématique qui affecte le signal S2 est la non-uniformité de la collection de la scintillation secondaire dans le plan (x,y) . En effet, l'angle solide couvert par les PMs est plus faible lorsque les événements sont situés à la périphérie de la TPC. Comme pour S1, cet effet ne dépend que de la géométrie du détecteur et varie très peu dans le temps. Il peut aussi être mesuré à plusieurs énergies. En revanche, son importance est moindre. Il représente au maximum une atténuation du signal sur les bords par rapport au centre de $\sim 35\%$.

2.2.4.3 Conversion du signal en énergie

Une fois les signaux S1 et S2 corrigés des effets systématiques et exprimés en nombre de photoélectrons (PE), il est possible de les convertir en énergie. Dans le cas des électrons, les facteurs de conversion sont déterminés à partir des calibrations gammas. Ils dépendent de l'énergie. Pour S1, le coefficient, appelé *rendement de lumière*, varie de 2.6 à 1.5 PE/keV entre 40 keV et 1.3 MeV. Pour S2, le coefficient, nommé *rendement de charge*, varie entre 200 et 380 PE/keV sur la même gamme en énergie.

Par ailleurs, comme le montre la figure 2.9 (à gauche), il existe une anti-corrélation entre les signaux S1 et S2. En effet, nous avons vu au paragraphe 2.1.1 que la recombinaison des électrons conduisait à l'émission de photons. Les fluctuations sur le nombre de recombinaisons (dus aux fluctuations sur les densités d'ionisation) contribuent donc de manière opposée sur les deux types de signaux. En combinant les signaux S1 et S2, on peut donc définir une nouvelle échelle en énergie présentant une meilleure résolution. Elle correspond au petit axe de l'ellipse entourant le pic de pleine énergie. Le gain sur la résolution est représenté sur la figure 2.9 (à droite). À 200 keV, la résolution avec l'échelle en énergie combinée est améliorée d'un facteur 2 par rapport à S2 et d'un facteur 3 par rapport à S1.

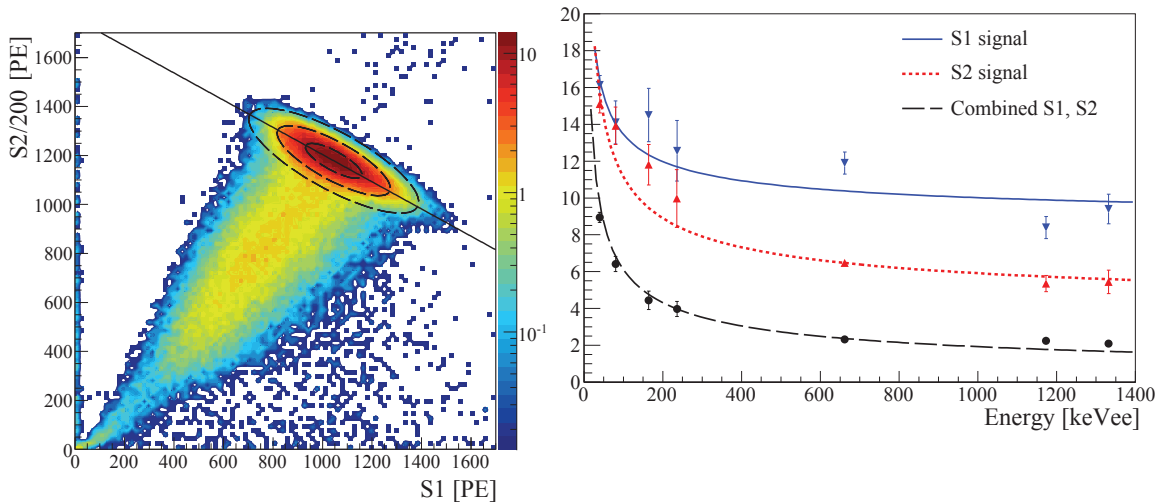


FIG. 2.9: (Gauche) Anti-corrélation entre les signaux S1 et S2 pour des gammas de 662 keV (^{137}Cs). L'échelle de couleur correspond au nombre d'événements. Les ellipses indiquent la position du pic pleine énergie à 1, 2 et 3σ . (Droite) Résolution en énergie pour les trois échelles d'énergie : S1, S2 et l'échelle combinée qui correspond au petit axe de l'ellipse de corrélation. Extraits de [58].

Pour les reculs nucléaires, la conversion est moins directe. En effet, la source de neutrons $^{241}\text{AmBe}$ ne permet pas d'avoir des reculs nucléaires d'énergie connue. On utilise plutôt la quantité sans dimension \mathcal{L}_{eff} , appelée *efficacité de scintillation relative* et qui relie S1 à l'énergie du recul nucléaire par la formule suivante :

$$E_{nr} = \frac{S1}{L_y} \frac{1}{\mathcal{L}_{eff}} \frac{S_e}{S_n}, \quad (2.3)$$

où L_y est le rendement de lumière (défini ci-dessus) pour des électrons à 122 keV et $S_{e,n}$ sont les facteurs d'atténuation dus au champ électrique, respectivement pour des électrons et des reculs nucléaires. Ces deux derniers paramètres ont été mesurés indépendamment [43] : $S_e(122 \text{ keV}) = 0.58$ et $S_n = 0.95$ (indépendant de l'énergie). \mathcal{L}_{eff}

quantifie donc l'atténuation du signal de scintillation pour des reculs nucléaires par rapport à des électrons de 122 keV à champ électrique nul. Cette grandeur, qui est cruciale pour la conversion du signal en énergie, a été au cœur d'un débat scientifique au moment de la publication des premiers résultats de XENON100 car elle n'était pas mesurée à basse énergie et cela pouvait avoir des conséquences sur la sensibilité aux WIMPs de faibles masses. Depuis, une nouvelle mesure a été réalisée jusqu'à 3 keV [76] et a confirmé les résultats.

Pour conclure, il faut noter que c'est le signal S1 qui est utilisé comme mesure de l'énergie pour la recherche de matière noire alors que c'est le signal qui présente la moins bonne résolution en énergie. Ce choix s'explique par le fait que le rendement de charge des reculs nucléaires est beaucoup moins bien connu que le paramètre \mathcal{L}_{eff} . En revanche, l'échelle en énergie combinée est celle utilisée pour l'étude du bruit de fond électromagnétique.

2.2.5 À la recherche des WIMPs

Les différentes étapes de l'analyse de données pour la recherche de WIMPs sont décrites dans l'article [75]. Nous allons les résumer dans ce paragraphe en les illustrant avec les résultats obtenus lors la dernière période de prise de données correspondant à 225 jours effectifs. La première caractéristique de l'analyse est qu'elle est faite en "aveugle". Cela signifie que tous les critères de sélection des événements sont définis sans utiliser des données pouvant contenir des événements de type WIMP mais seulement à partir du bruit de fond électromagnétique et des étalonnages (source $^{241}\text{AmBe}$ pour les reculs nucléaires, sources ^{60}Co et ^{232}Th pour les reculs électroniques). L'objectif est d'éviter tout biais dans l'analyse, ce qui est un risque lorsque le nombre final d'événements est faible. Techniquement, cela consiste à interdire automatiquement l'accès aux événements dont le signal S1 est situé entre 2 et 100 PE et dont le rapport S2/S1 est caractéristique des reculs nucléaires (inférieur au quantile supérieur 90 %). Les données sont rendues à nouveau accessibles lorsque tous les critères de sélection ont été définis.

La première sélection consiste à rejeter toutes les périodes pendant lesquelles un ou plusieurs paramètres du détecteur (pression, température, débit de recirculation, tensions, etc.) s'écartent à plus de 5 sigmas du point de fonctionnement. Cela correspond à 3 % du temps total. Dans un deuxième temps, tous les événements ne correspondant pas à des événements physiques ou comportant du bruit électronique sont rejetés. Pour cela, des critères sont appliqués sur la multiplicité et la durée des signaux, sur la répartition du signal S2 entre les deux plans de PMs et aussi au sein du plan de PMs supérieur. La plupart de ces critères ont chacun une acceptation, estimée à partir de l'étalonnage avec la source $^{241}\text{AmBe}$, supérieure à 99 %. Ensuite, les événements ne présentant qu'une seule interaction dans le volume actif et aucune dans le volume veto sont conservés. Une sélection en énergie est aussi réalisée : le signal S1 doit être compris entre 3 et 30 PE (c'est-à-dire une énergie entre 6.6 et 43.3 keV) et le signal S2 doit être supérieur à 150 PE. Les seuils bas sont définis de telle manière à avoir une acceptation proche de 1 pour les deux signaux et le seuil haut permet de restreindre l'analyse à la zone d'intérêt pour les WIMPs. L'acceptation globale de toutes ces sélections, estimée là-encore à partir de l'étalonnage avec la source $^{241}\text{AmBe}$, varie très peu en fonction de l'énergie des événements et vaut environ 80 %.

Enfin, la sélection sur le volume fiduciel est réalisée pour rejeter les événements de bruit de fond localisés sur les bords du détecteur (cf. figure 2.10 à droite). Il est défini à partir du bruit de fond électromagnétique pour rejeter un maximum d'événements tout en gardant un volume le plus grand possible. Le volume fiduciel était plus grand pour la première phase de recherche de WIMPs que pour la deuxième (48 kg au lieu de 34 kg) car la contribution du krypton, réparti de manière homogène dans le détecteur, était plus importante. Il était donc inutile de diminuer le volume fiduciel.

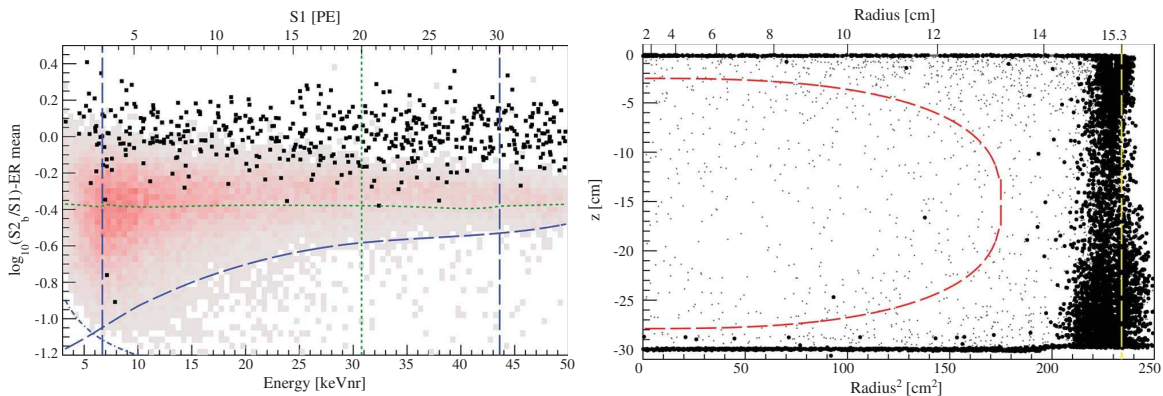


FIG. 2.10: (Gauche) Distribution des événements après application de toutes les coupures définies en "aveugle" pour les données 2011-2012 correspondant à 225 jours effectifs et à 34 kg de volume fiduciel (carrés noirs). L'histogramme en rouge et gris indique la bande des reculs nucléaires d'après la calibration neutron. Les lignes tiretées bleues définissent la zone de recherche des WIMPs pour l'analyse par vraisemblance profilée. Les lignes pointillées vertes définissent la zone de recherche des WIMPs pour l'analyse d'écart maximum. La ligne mixte représente le seuil sur S2 (150 PE). (Droite) Distribution spatiale des événements dans la TPC avec une énergie comprise entre 6.6 et 43.3 keVnr. Le volume fiduciel de 34 kg est représenté par la ligne tiretée rouge. Les cercles noirs sont les événements situés en-dessous du quantile 99.75% des reculs électroniques (dans le graphique de gauche), les points gris sont ceux situés au-dessus. Extraits de [27].

Le résultat des sélections est présenté sur la figure 2.10. Le graphique de gauche montre clairement que les événements subsistant aux coupures ne suivent pas la distribution des reculs nucléaires, obtenue par étalonnage, et correspondent donc à du bruit de fond. La traduction en terme de limite supérieure sur les sections efficaces d'interaction indépendante et dépendante du spin (cf. figures 1.3 et 1.4) est faite par une méthode de vraisemblance profilée introduite par la collaboration XENON100 [77] en remplacement des méthodes traditionnellement utilisées dans le domaine (méthode de Poisson, méthode de l'écart maximum). En quelques mots, cela consiste à écrire une fonction de vraisemblance incluant, en plus des paramètres d'intérêt que sont la masse et la section efficace, un certain nombre de paramètres de nuisance qui sont laissés libres et qui peuvent être contraints par leur densité de probabilité. Les densités peuvent être mesurées soit par une autre expérience, soit directement par XENON100. C'est le cas, par exemple, du rapport S2/S1 pour lequel les distributions des reculs électroniques et nucléaires sont mesurées par étalonnage. Ainsi, il n'est plus nécessaire de définir une zone de recherche dans laquelle on compte le nombre d'événements mesurés pour le comparer, ensuite, à un nombre d'événements de bruit de fond attendu, comme pour la méthode de Poisson. La fonction de vraisemblance prend en compte tous les événements et leur associe une probabilité d'être un recul nucléaire ou un recul électronique en fonction de leur rapport S2/S1 et de leur énergie. Généralement, elle permet d'obtenir une

meilleure limite que les autres méthodes car elle contient plus d'informations. Les autres paramètres de nuisance sont la vitesse d'échappement des WIMPs du halo galactique, l'efficacité de scintillation relative \mathcal{L}_{eff} et le nombre total d'événements de bruit de fond.

Malgré tout, la collaboration XENON100 continue d'effectuer l'analyse d'écart maximum en parallèle de l'analyse de vraisemblance profilée, à titre de comparaison. Le nombre d'événements de bruit de fond attendu dans la zone de recherche (cf. figure 2.10) a été estimé en aveugle à partir du bruit de fond électromagnétique et des simulations Monte-Carlo. Au final, 2 événements ont été observés à comparer à 1 ± 0.2 événements attendus, ce qui est là aussi compatible avec l'hypothèse d'absence de détection de WIMPs. On pourra noter que la limite obtenue avec la méthode de vraisemblance profilée est meilleure que celle qui serait obtenue avec la méthode d'écart maximum car les événements observés dans la zone de recherche sont situés à faible rapport S2/S1. Ce qui est peu probable et pris en compte dans la méthode de vraisemblance profilée.

2.3 Sensibilité aux électrons uniques et applications

Les résultats présentés ici ont été obtenus en collaboration avec Maxime Le Calloch (que j'ai encadré en stage M2 à Subatech et qui est actuellement en thèse) et Luca Scotto Lavina, chargé de recherche à Subatech. Nous avons rédigé ensemble un article sur ce sujet qui est en cours de publication et dont les principaux éléments sont repris ici.

Pour la recherche de matière noire, le seuil sur les signaux S2 est fixé à 150 photoélectrons (PE), ce qui correspond à la valeur où l'efficacité du trigger est proche de 100%. En revanche, des plus petits signaux peuvent être observés dans les événements qui ont déclenché l'acquisition comme le montre la figure 2.11. Dans ce paragraphe, nous allons décrire ces signaux et montrer qu'ils correspondent en fait à des électrons uniques. Nous discuterons ensuite l'origine de ces événements et enfin, nous verrons comme ils peuvent être utiles pour caractériser certains aspects du détecteur liés au signal d'ionisation.

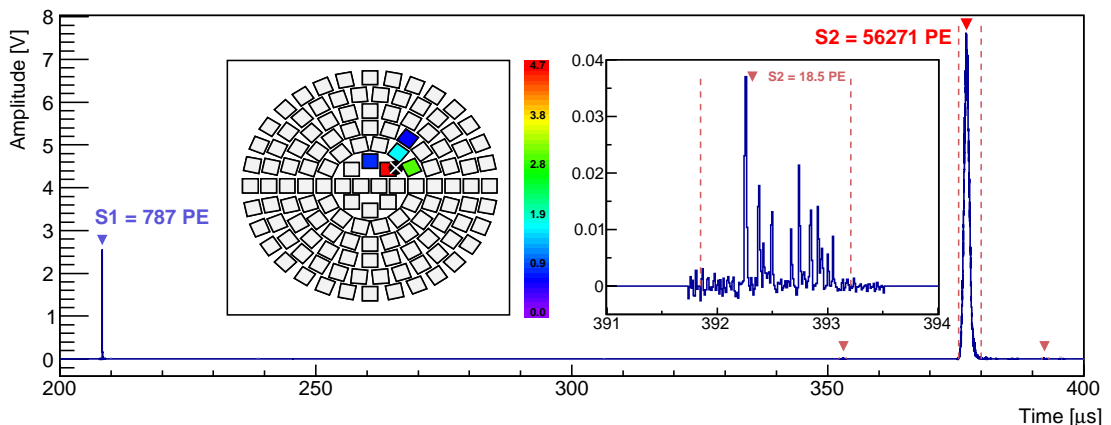


FIG. 2.11: Exemple d'un événement contenant deux petits signaux S2 (indiqués par des triangles) situés 145 μ s après un signal S1 et 17 μ s après un grand signal S2. Les encadrés correspondent à un zoom sur le deuxième signal ainsi que sa distribution sur les PMs du haut, révélant qu'il est localisé. Extrait de [60].

2.3.1 Description des signaux

2.3.1.1 Le spectre S2 à basse énergie

Avant d'étudier le spectre S2 à basse énergie, il est nécessaire de vérifier que des signaux aussi faibles que 10 PE sont bien de vrais signaux de scintillation secondaire. D'une part, leur durée est d'environ 0.5 μ s, ce qui correspond au temps nécessaire pour qu'un électron parcoure la zone d'amplification et ce qui est bien plus grand que la durée typique d'un signal S1 (\sim 50 ns). D'autre part, le rapport du signal vu par les PMs du haut et de celui vu par les PMs du bas est proche de 1.5. Ce qui est compatible avec des photons émis depuis la zone d'amplification, d'après une simulation Monte-Carlo et d'après les observations expérimentales à plus haute énergie.

Un spectre S2 typique à basse énergie est représenté sur la figure 2.12 (à gauche). Un premier pic est observé à 20 PE et un second plus petit vers 40 PE. Ils indiquent

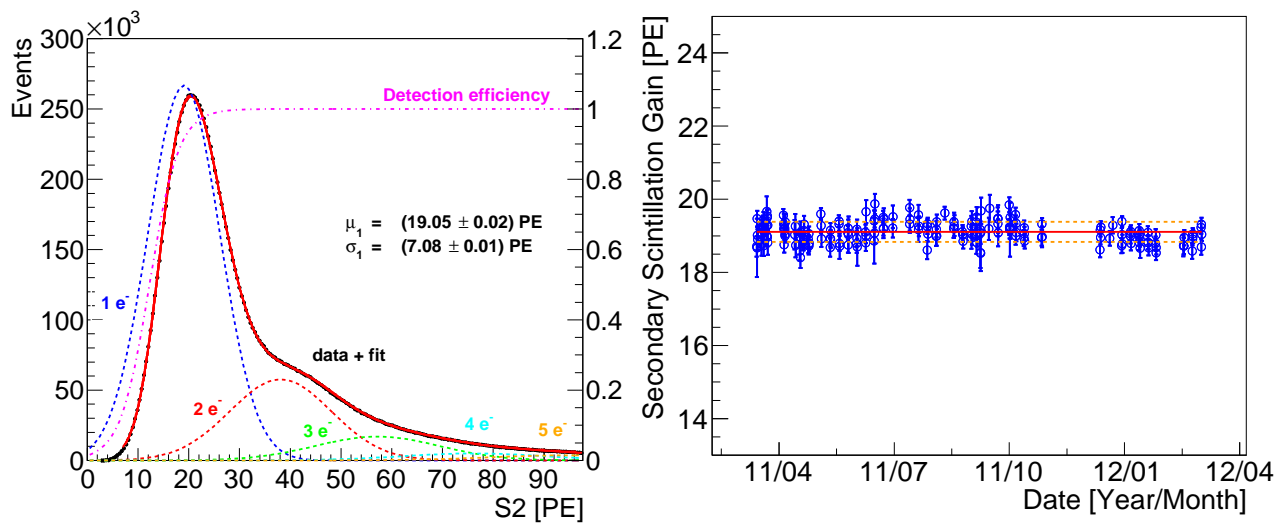


FIG. 2.12: (Gauche) Un spectre S2 à basse énergie typique ajusté par une somme de 5 gaussiennes, supposant que ce spectre est constitué de signaux S2 de 1 à 5 électrons, multiplié par une fonction Fermi-Dirac pour prendre en compte l'efficacité de détection. Le résultat du fit en rouge se superpose aux données en noir. (Droite) La stabilité de la position du premier pic, qui définit le gain de scintillation secondaire, sur une période de plusieurs mois. Les lignes correspondent aux valeurs moyenne et à 1 sigma. Extraits de [60].

qu'un phénomène discretisé est responsable des petits signaux S2. Le spectre peut être ajusté par une somme de gaussiennes $Gaus(\mu_i, \sigma_i)$, contraintes par les relations $\mu_i = i\mu_1$ and $\sigma_i = \sqrt{i}\sigma_1$ et multipliée par une courbe d'efficacité de détection, représentée par une fonction Fermi-Dirac $f(E) = 1/(exp((E - A)/B) + 1)$. Les paramètres A et B sont laissés libres. Cet ajustement suppose que le spectre à basse énergie est la somme de signaux S2 de un à quelques électrons et que chaque électron produit un signal S2 dont l'amplitude est distribuée selon $Gaus(\mu_1, \sigma_1)$. La courbe d'efficacité correspond à l'efficacité de l'algorithme de recherche d'impulsions qui dépend notamment de l'amplitude du signal. La position de la première gaussienne correspondrait donc au nombre de photoélectrons collectés en moyenne par électron extrait dans la zone d'amplification. Cette grandeur est appelée *gain de scintillation secondaire*. Sa valeur dépend des paramètres de la zone d'amplification tels que sa hauteur, le champ électrique qui y règne et la

pression de xénon. La valeur observée ~ 20 PE est compatible avec la valeur déduite des étalonnages. En effet, le gain de scintillation secondaire peut être obtenu à partir d'événements d'énergie connue, en divisant le signal S2 mesuré par l'énergie et en le multipliant par l'énergie moyenne effective dépensée par électron extrait dans la phase gazeuse (cf. paragraphe 2.3.3.1 pour plus de détails).

Afin de vérifier la fiabilité de l'ajustement, le gain de scintillation secondaire a été tracé en fonction du temps (figure 2.12 à droite) montrant une remarquable stabilité. Il a également été vérifié que les résultats étaient les mêmes avec source (^{60}Co , ^{232}Th , ^{137}Cs et $^{241}\text{AmBe}$) et sans source.

2.3.1.2 Les distributions temporelles

Les distributions temporelles peuvent aider à identifier l'origine des petits signaux en mettant en évidence des corrélations temporelles.

La figure 2.13 (à gauche) présente les distributions de la différence en temps entre un grand signal S2 et les petits signaux S2 (< 150 PE) qui suivent. Pour éviter des confusions dans l'association en temps et pour étudier une éventuelle corrélation temporelle, seuls les événements contenant un signal supérieur à 150 PE ont été sélectionnés. Cela permet de ne sélectionner que des interactions uniques.

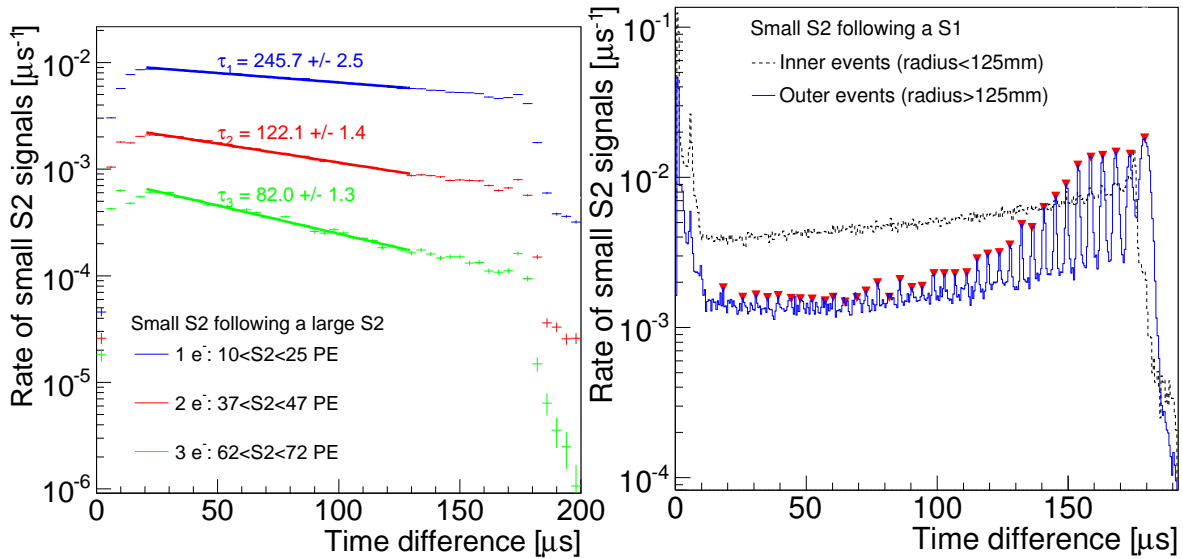


FIG. 2.13: (Gauche) Les distributions des différences en temps entre un grand S2 et les petits signaux S2 qui suivent pour différentes amplitudes des petits signaux. Les droites correspondent à des ajustements exponentiels et les constantes en temps obtenues sont indiquées. (Droite) Les distributions des différences en temps entre le signal S1 et les petits signaux S2 qui suivent pour des événements sans S2 supérieur à 150 PE. Les petits signaux sont divisés en deux populations en fonction de leur position dans la TPC. Les flèches rouges indiquent la position des pics trouvés par un algorithme de recherche de pics. Extraits de [60].

Le premier constat que l'on peut faire est que les distributions chutent brusquement autour de 180 μs , ce qui correspond au temps de dérive maximal dans la TPC (la hauteur de la chambre est 30 cm et la vitesse de dérive est 0.173 cm/ μs). Cela démontre qu'une corrélation existe entre ces signaux même si des signaux sont encore observés après (voir le paragraphe 2.3.2 pour l'interprétation). La diminution à faible différence en temps

(< 20 μs) s'explique par une baisse de l'efficacité de détection des signaux S2 due à la présence de plusieurs signaux S2 correspondant aux multiples interactions.

Le deuxième constat est que les distributions décroissent exponentiellement avec une constante qui dépend de l'amplitude des petits signaux. En ajustant les distributions, on s'aperçoit que les constantes associées aux signaux de deux électrons, $(122.1 \pm 1.4) \mu\text{s}$, et de trois électrons, $(82.0 \pm 1.3) \mu\text{s}$, sont respectivement la moitié et le tiers de celle associée aux électrons uniques, $(245.7 \pm 2.5) \mu\text{s}$. C'est ce à quoi on s'attend si les signaux de plusieurs électrons sont des coïncidences accidentelles d'électrons uniques. En effet, si $R_1(t)$ est le taux des électrons uniques, le taux de coïncidences accidentelles de n électrons uniques est $R_n = R_1^n \cdot \Delta t^{n-1}$ où Δt est la fenêtre temporelle de coïncidence qui est de l'ordre de 1 μs . Comme les taux s'expriment $R_n(t) = R_n(0) \cdot \exp(-t/\tau_n)$, on obtient $\tau_n = \tau_1/n$. Ce scénario est aussi validé par la distribution des PMs touchés dans le cas des signaux de plusieurs électrons. Ils ne sont pas localisés mais plutôt répartis sur le plan supérieur de PMs .

La figure 2.13 présente aussi (à droite) la distribution des temps de dérive des petits signaux S2 qui suivent un signal S1, dans le cas des événements qui n'ont aucun signal S2 supérieur à 150 PE. Les petits signaux S2 sont répartis en deux populations : les événements intérieurs dont le rayon est inférieur à 125 mm et ceux extérieurs dont le rayon est supérieur à 125 mm. Même si l'algorithme de reconstruction spatiale n'est pas optimisé pour de si petits signaux, la résolution spatiale est toujours assez bonne pour pouvoir utiliser la position reconstruite. Comme précédemment, les distributions s'arrêtent vers 180 μs . Cependant, elles sont plus uniformes et elles ont même tendance à augmenter. De plus, la distribution des événements extérieurs présente des pics régulièrement espacés. Les flèches rouges indiquent la position des pics trouvés par un algorithme de recherche de pics. La valeur moyenne de l'espacement entre les pics est $(4.23 \pm 0.05) \mu\text{s}$. Les interprétations de ces observations seront données au paragraphe 2.3.2. Enfin, contrairement au graphique de gauche, il n'y a pas de diminution aux faibles temps de dérive car, en cas de multiples interactions, les signaux S1 sont détectés simultanément.

2.3.1.3 Les taux

Une autre observable intéressante est le taux des petits signaux S2. La figure 2.14 montre que le nombre de petits signaux S2 (< 150 PE) par événement est proportionnel à l'amplitude du signal S2 principal. Pour cette figure, les petits signaux sont pris entre 0 et 180 μs après le signal S2 principal. Seuls les événements contenant un signal S2 supérieur à 150 PE sont considérés. Les données utilisées ont été enregistrées pendant une période où la pureté était la meilleure et presque constante. L'ajustement par une droite donne un coefficient de proportionnalité de $4.3 \cdot 10^{-4}$ petits signaux S2 par photoélectron du signal S2 principal et une ordonnée à l'origine, qui correspond aux signaux non corrélés au S2 principal, de 0.3 petits signaux S2 par événement.

Le nombre de petits signaux S2 est aussi proportionnel à la concentration en impuretés du xénon liquide comme on peut le voir sur le graphique de droite de la figure 2.14. Pour ce graphique, seuls les événements contenant un signal S2 entre 5000 et 10000 PE, ont été considérés pour minimiser la dépendance avec l'amplitude du signal S2 discutée ci-dessus. La concentration en impuretés est déduite de la durée de vie des électrons de dérive (cf. paragraphe 2.2.4.2).

Cependant, tous les petits signaux ne sont pas forcément corrélés avec un signal S2 ou un signal S1. Pour estimer le taux correspondant, il est possible d'utiliser la partie

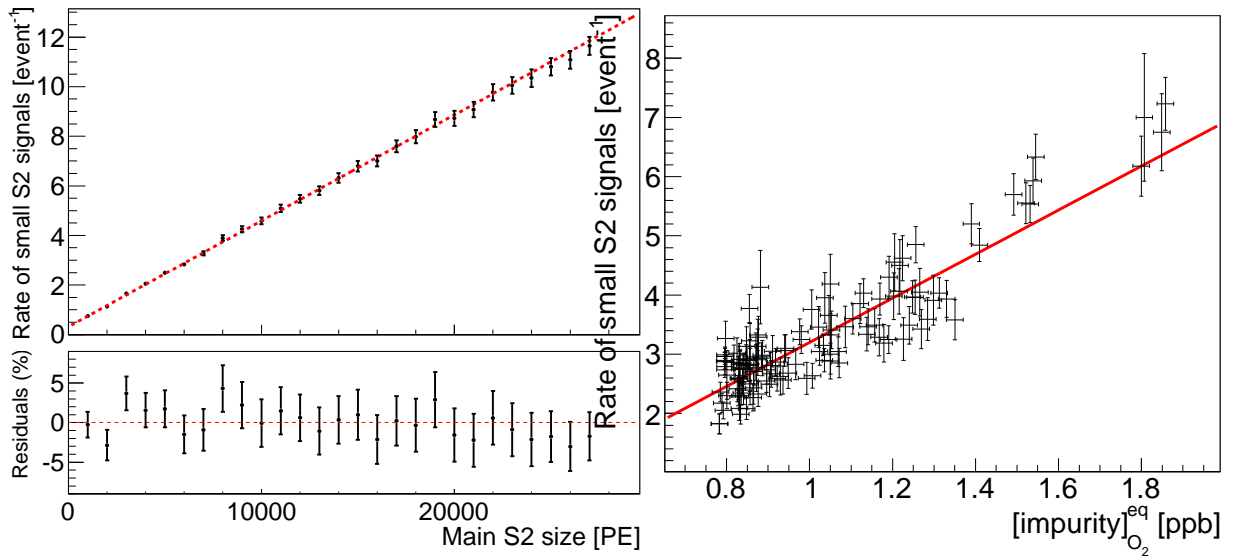


FIG. 2.14: Nombre de petits signaux S2 par événement en fonction de l’amplitude du signal S2 principal (à gauche) et de la concentration en impuretés dans le xénon liquide en équivalent O_2 (à droite). Extraits de [60].

des événements située avant le trigger ($\sim 200 \mu s$) lorsqu’il n’y a ni signal S1, ni signal S2. Cela correspond environ à 100 s de données par jour. Le taux de petits signaux S2, qui sont principalement des électrons uniques, peut varier de 200 à 600 Hz. Ainsi, la probabilité d’avoir un petit signal S2 fortuit pendant un événement de $400 \mu s$ est comprise entre 8 % et 24 %.

2.3.2 Origine des électrons uniques

La collaboration ZEPLIN avait déjà rapporté l’observation d’électrons uniques avec leur détecteur au xénon liquide [78, 79]. Plusieurs hypothèses avaient été émises quant à leur origine. À partir des observations reportées dans le paragraphe précédent, nous pouvons en valider certaines. Tout d’abord, nous pouvons affirmer que la plupart des petits signaux S2 sont induits par des photons de scintillation, primaire ou secondaire. C’est la seule façon d’expliquer les distributions temporelles (figure 2.13). Une extraction retardée à l’interface liquide-gaz (c’est-à-dire des électrons qui seraient piégés à la surface du liquide et extraits après la majeure partie du nuage d’électrons) pourrait expliquer la décroissance exponentielle mais pas la fin de la distribution à un temps correspondant au temps de dérive maximal.

Les photons de scintillation peuvent générer des électrons par effet photoélectrique mais chaque photon ne peut générer qu’un électron. C’est compatible avec le fait que les petits signaux S2 observés soient des électrons uniques ou des coïncidences fortuites d’électrons uniques (cf. paragraphe 2.3.1.2).

Cela explique aussi la proportionnalité entre le taux d’électrons uniques et l’amplitude du signal S2 principal qui elle-même est proportionnelle au nombre de photons de scintillation secondaire. En prenant en compte l’efficacité moyenne de collection des photons de scintillation secondaire (estimée à $\sim 20 \%$ par simulation Monte-Carlo) et l’efficacité quantique moyennée sur tous les PMs ($\sim 25 \%$), le coefficient de proportionnalité permet de conclure qu’il faut en moyenne 50000 photons pour produire un électron lorsque les molécules d’impuretés sont présentes dans le xénon au niveau du ppb. L’ordonnée à

l'origine non nulle correspond alors aux électrons uniques qui sont soit induits par des photons de scintillation primaire, soit par un autre phénomène.

Il y a plusieurs cibles possibles pour un mécanisme de photoionisation : le xénon, les molécules d'impuretés (O_2 , N_2 , ...) présentes dans le xénon au niveau du ppb ou les composants métalliques (grille, cathode, anneaux de champ,...). La figure 2.14 démontre que les principales cibles dans le détecteur XENON100 sont les impuretés. Étant donné l'énergie des photons UV (~ 7.0 eV), les ions négatifs O_2 créés par l'attachement sont les meilleurs candidats car l'énergie nécessaire est égale à 0.45 eV [80], tandis que les énergies de première ionisation des molécules O_2 et N_2 sont supérieures à 13 eV.

Cependant, la photoionisation des impuretés n'est pas la seule origine des électrons uniques. En effet, les pics observés sur la distribution des événements extérieurs de la figure 2.13 sont dus à un effet photoélectrique sur le cuivre des 40 anneaux de champ et sur l'acier inoxydable de la cathode. On le sait car la différence de temps moyenne entre les pics correspond, en terme de distance de dérive, à (7.32 ± 0.09) mm à comparer avec 7.15 mm, la distance entre les anneaux de champ. Les pics situés à grande différence en temps, c'est-à-dire les anneaux de champ du bas de la TPC, sont plus visibles pour deux raisons. Premièrement, pour cette figure, les photons de scintillation primaire sont émis principalement du bas de la TPC. En effet, pour éviter toute ambiguïté dans l'association en temps, seuls les événements sans signal S2 ont été sélectionnés. Ils correspondent à des interactions qui ont lieu sous la cathode, une zone insensible au signal d'ionisation. Deuxièmement, en raison d'une non-uniformité du champ électrique dans le bas de la TPC à proximité des parois [58], les électrons émis depuis les anneaux de champ du bas sont ramenés vers le centre de la TPC et atteignent plus facilement l'anode que les électrons émis par les autres anneaux de champ. Ce phénomène explique aussi pourquoi les anneaux de champ du bas sont aussi légèrement visibles dans la distribution des événements intérieurs. Le très grand nombre d'événements dans les premiers échantillons des histogrammes provient de l'effet photoélectrique sur l'acier inoxydable de la grille qui sépare le volume de dérive et la zone d'amplification. Cette grille est située à 5 mm sous l'anode.

Enfin, les photons de scintillation ne peuvent pas expliquer les électrons uniques qui ne sont pas précédés par un signal S1 ou un signal S2, ni ceux qui arrivent après le temps de dérive maximal. Ces événements pourraient être dus soit à une extraction retardée, soit à l'émission d'électrons dans le champ électrique à proximité de la cathode. Des investigations plus approfondies sont en cours mais il semblerait que la première hypothèse soit la bonne car le taux de ce type d'événements semble dépendre de la durée qui les séparent des événements précédents.

2.3.3 Caractérisation du détecteur à l'aide des électrons uniques

Les électrons uniques constituent une source d'étalonnage idéale pour caractériser un certain nombre d'aspects liés au signal d'ionisation. Dans ce paragraphe, nous présentons des études détaillées qui ont permis de mesurer le gain de scintillation secondaire, le rendement d'extraction à l'interface liquide-gaz et la vitesse de dérive des électrons dans le détecteur.

2.3.3.1 La scintillation secondaire

Le gain de scintillation secondaire G est défini comme le nombre total de photoélectrons, mesurés avec tous les PMs de la TPC, par électron extrait dans la zone d'amplification. Il est relié au rendement de la scintillation secondaire Y , c'est-à-dire au nombre de photons émis par électron extrait, par l'expression :

$$G(E_g, P_g, h_g) = Y(E_g, P_g, h_g) \bar{\beta} \bar{\eta}, \quad (2.4)$$

où $\bar{\beta}$ est l'efficacité de collection moyenne des photons émis depuis la zone d'amplification et $\bar{\eta}$ contient les efficacités quantiques et de collection des PMs moyennées sur tous les PMs. Y dépend des paramètres physiques de la zone d'amplification : le champ électrique E_g , la pression P_g et la hauteur h_g . Il est décrit traditionnellement par la fonction :

$$Y = \left(a \frac{E_g}{P_g} + b\right) h_g P_g, \quad (2.5)$$

où a et b sont des paramètres qui ont déjà été mesurés dans différentes conditions (cf. [81] pour une compilation complète des mesures existantes et des résultats de simulation).

Par définition, le gain de scintillation secondaire est le signal S2 moyen des électrons uniques, c'est-à-dire la valeur moyenne de la première gaussienne dans l'ajustement du spectre S2 décrit au paragraphe 2.3.1.1. La figure 2.15 présente le gain de scintillation secondaire en fonction du champ électrique mesuré avec des sources d'étalonnage (^{137}Cs et ^{60}Co) pour différentes tensions d'anode V_a (de 2.2 kV à 4.5 kV) et hauteurs de gaz h_g (de 1.3 mm à 4.1 mm), donnant un champ électrique entre 5.25 kV/cm et 12.55 kV/cm. Le champ électrique est calculé avec la relation $E_g = \epsilon_r V_a / (\epsilon_r h_g + d - h_g)$ où d est la distance entre la grille et l'anode ($d=5$ mm) et $\epsilon_r = 1.96$ est la permittivité relative du xénon liquide. Pendant la prise de données, la pression était très stable à 2.235 atm avec des fluctuations inférieures à 0.24 %.

Comme G dépend de la hauteur de gaz, les valeurs de gain ont été normalisées à une hauteur de gaz de $h_g = 2.9$ mm. Le meilleur ajustement avec l'équation 2.4 et avec a et b comme paramètres libres donne $a = (152 \pm 19)$ photons/ e^- /kV et $b = -(151 \pm 20)$ photons/ e^- /cm/bar. Les incertitudes sont dominées par les incertitudes sur les efficacités de collection. Ces valeurs sont en accord avec les valeurs présentées dans [81], celles prédites par simulation Monte-Carlo [82] pour une température ambiante et aussi avec celles mesurées avec du xénon à vapeur saturante et à des températures cryogéniques [83]. Les valeurs les plus élevées qui s'écartent de la droite pourraient être dues à la multiplication d'électrons dans la zone d'amplification quand le champ électrique devient suffisamment grand.

Pour les deux périodes de recherche de matière noire, correspondant à 100.9 jours effectifs [57] et à 224.6 jours effectifs [27], les gains de scintillation secondaire ont été estimés en utilisant toutes les données disponibles pour avoir une meilleure précision. Elles valent respectivement (18.70 ± 0.45) PE et (19.70 ± 0.16) PE. La différence entre ces deux valeurs provient de différentes tensions d'anode et hauteurs de gaz.

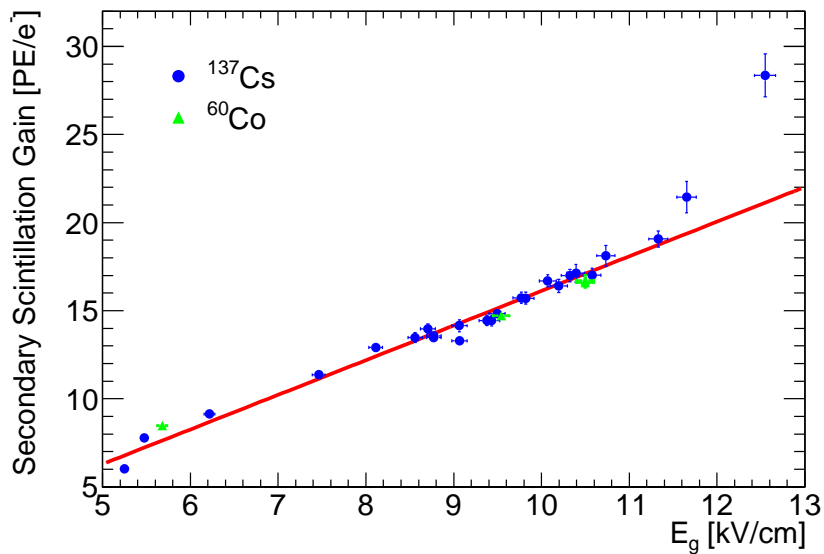


FIG. 2.15: Le gain de scintillation secondaire de XENON100 en fonction du champ électrique dans la zone d'amplification, avec une hauteur de gaz de 2.9 mm choisie comme référence. Extrait de [60].

2.3.3.2 Extraction à l'interface liquide-gaz

Le rendement d'extraction est la probabilité pour un électron d'être extrait de la phase liquide vers la phase gazeuse. C'est un paramètre important à mesurer puisqu'il impacte directement la résolution S2. Suivant cette définition, le rendement d'extraction peut être obtenu en divisant le nombre d'électrons qui sont extraits dans la phase gazeuse, N_g , par le nombre d'électrons qui ont atteint l'interface liquide-gaz, N_l , en se plaçant dans le cas idéal où il n'y a pas d'attachement des électrons de dérive. Pour calculer ce rapport, nous avons sélectionné des reculs électroniques de 662 keV issus de gammas émis par la source ^{137}Cs . N_l est obtenu en divisant 662 keV par l'énergie moyenne dépensée pour qu'un électron atteigne la surface du liquide. Cette énergie correspond à l'énergie nécessaire pour produire une paire électron-ion ($W = 15.6 \pm 0.3 \text{ eV}$ [47]) divisée par la fraction des électrons qui ne se recombinaient pas avec les ions, T_{ee} . À 662 keV et pour un champ électrique de 0.53 kV/cm, $T_{ee} = 0.74 \pm 0.07$ [48]. N_g est mesuré en divisant la valeur moyenne du pic pleine énergie du spectre S2, corrigée de l'attachement des électrons, par le gain de scintillation secondaire estimé précédemment.

Le rendement d'extraction déduit par cette méthode est présenté sur la figure 2.16 en fonction du champ électrique dans la zone d'amplification à la surface du liquide.

Le rendement d'extraction augmente avec le champ électrique puis atteint un maximum à partir de 10 kV/cm. En-dessous de 9 kV/cm, les valeurs obtenues sont plus faibles que celles publiées [84] qui présentaient, cependant, une incertitude sur le champ électrique beaucoup plus grande car la hauteur du liquide n'était pas mesurée précisément. Comme le maximum du rendement d'extraction doit valoir 100 %, il est possible de déduire une valeur W effective (c'est à dire la valeur W corrigée de la recombinaison) de $20.6 \pm 0.7 \text{ eV}$ et par conséquent, une fraction d'électrons qui ne se recombinaient pas $T_{ee} = 0.76 \pm 0.03$. Cette valeur est compatible avec la littérature mais elle a une meilleure précision.

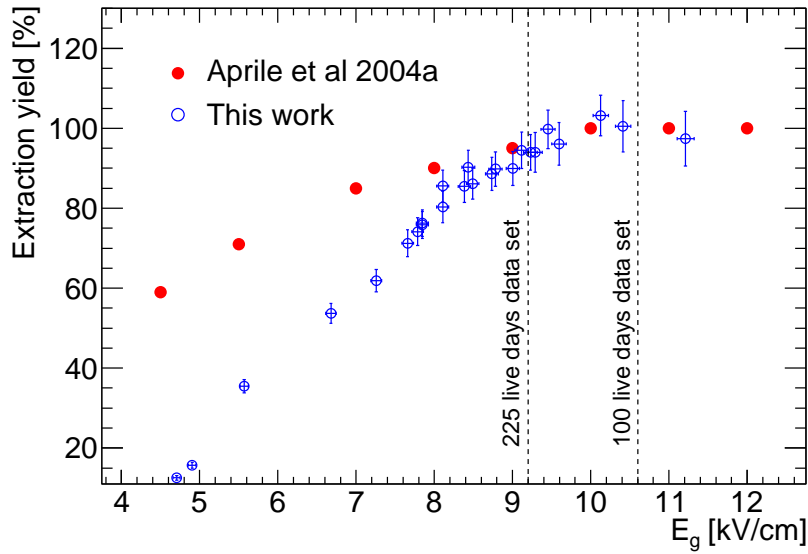


FIG. 2.16: Rendement d'extraction du détecteur XENON100 en fonction du champ électrique dans la zone d'amplification à la surface du liquide. Les points rouges correspondent aux valeurs mesurées précédemment avec un autre dispositif [84]. Extrait de [60].

Le champ électrique valait 10.6 kV/cm pendant la première période de recherche de matière noire de 100 jours et 9.2 kV/cm pendant la deuxième de 225 jours. Les rendements d'extraction étaient donc très proches de 100 %.

2.3.3.3 Vitesse de dérive

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3.2, le détecteur est sensible aux électrons émis de la grille située à 5 mm sous l'anode suite à un effet photoélectrique d'un photon de scintillation primaire. Ces électrons donnent lieu à des petits signaux S2 juste après un signal S1. La différence en temps entre les signaux correspond au temps de dérive de l'électron entre la grille et la surface du liquide où la scintillation secondaire commence. La figure 2.17 (à gauche) présente le temps de dérive moyen en fonction de la hauteur de liquide entre 0.9 mm et 3.7 mm au-dessus de la grille pour une tension d'anode de 4 kV. Le niveau de liquide à l'intérieur de la TPC est changé via le débit de circulation du circuit de purification. Il est estimé grâce à un indicateur de niveau [58] dont la précision est de 80 μm en relatif mais qui peut présenter une erreur absolue jusqu'à 1 mm.

Comme attendu, la relation entre la hauteur du liquide et le temps de dérive est globalement linéaire, au moins pour les points à grande hauteur de liquide. La non-linéarité observée pour les plus faibles valeurs s'explique par une non-uniformité du champ électrique à proximité de la grille et par une valeur minimum du temps entre deux signaux que l'algorithme de recherche de pics est capable de discriminer ($\sim 0.6 \mu\text{s}$), ce qui conduit à une surestimation du temps de dérive moyen. L'ordonnée à l'origine de la droite d'ajustement donne une estimation de l'erreur absolue de l'indicateur de niveau mais elle peut aussi inclure d'autres effets systématiques, comme par exemple un délai sur la mesure du temps si les premiers photons de scintillation secondaire émis ne sont pas détectés. Les électrons uniques permettent donc d'améliorer la mesure du niveau de liquide dans la TPC.

Le coefficient directeur de la partie linéaire est une mesure de la vitesse de dérive. L'ajustement est fait sur les deux derniers points, le troisième permet d'estimer l'erreur

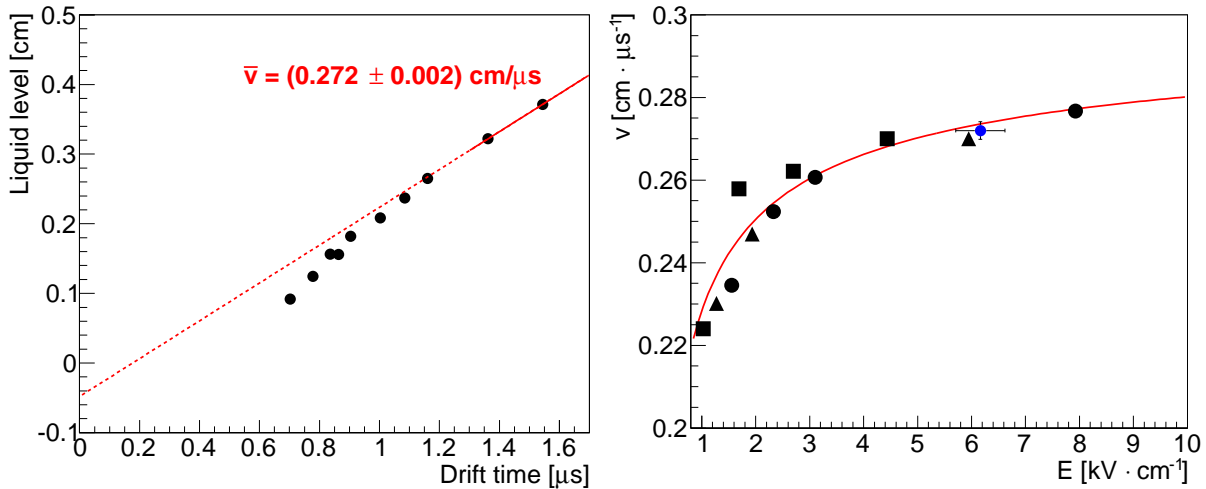


FIG. 2.17: (Gauche) Le temps de dérive moyen entre les signaux S1 et S2 dans le cas des électrons uniques émis de la grille en fonction de la hauteur de liquide. Les barres d'erreur sont comprises dans les points. (Droite) La vitesse de dérive mesurée dans XENON100 pour un champ électrique de $(6.2 \pm 0.5) \text{ kV}/\text{cm}$. La courbe rouge correspond à une dépendance en $E^{1/2}$ obtenue dans la littérature [85]. Extraits de [60].

systématique associée. On ne peut donc déduire qu'une seule valeur de vitesse de dérive pour un champ électrique de $(6.2 \pm 0.5) \text{ kV}/\text{cm}$, elle vaut $(0.272 \pm 0.002) \text{ cm}/\mu\text{s}$. À titre de comparaison, la vitesse de dérive dans le volume de la TPC pour un champ électrique de $0.53 \text{ kV}/\text{cm}$ est $0.173 \text{ cm}/\mu\text{s}$. La figure 2.17 (à droite) compare la valeur obtenue avec les valeurs de la littérature [85] pour le xénon liquide. L'accord entre les deux confirme la validité de la méthode. Elle pourra être utilisée pour mesurer la vitesse de dérive à d'autres valeurs du champ électrique en prenant de nouvelles données avec des tensions d'anode et des hauteurs de liquide différentes.

2.3.3.4 Durée de vie des électrons

La méthode de mesure de la durée de vie des électrons a été présentée au paragraphe 2.2.4.2. Bien que cette méthode donne de bons résultats, suffisants pour l'analyse des données, elle nécessite une source externe et ne peut donc pas être réalisée en continu. Nous avons donc étudié la possibilité d'utiliser les électrons uniques qui sont présents en permanence dans les données pour mesurer la durée de vie des électrons.

Deux méthodes ont été envisagées. La première consiste à exploiter la proportionnalité entre le taux d'électrons uniques et la concentration en impuretés (cf. figure 2.14). Malheureusement, lorsque la pureté est bonne, les taux sont trop faibles pour avoir une précision suffisante sur la durée de vie des électrons.

La deuxième consiste à ajuster la distribution du nombre d'électrons uniques en fonction du temps de dérive. En effet, la forme de cette distribution résulte de la convolution de la distribution spatiale des électrons lors de leur création (qui dépend de la distribution spatiale des photons et des cibles de photoionisation) et de l'atténuation exponentielle due à l'attachement. Si les électrons uniques sont créés uniformément alors on peut ajuster la distribution temporelle par une exponentielle et obtenir la durée de vie des électrons. La collaboration ZEPLIN III a démontré que cette méthode était possible

avec son dispositif expérimental [79]. L'hypothèse d'uniformité de création des électrons uniques était vérifiée car le détecteur mesurait 4 cm de haut (14 μ s de temps de dérive maximal) et que la durée de vie était inférieure à 50 μ s. L'atténuation des photons et les effets d'angle solide sont alors négligeables devant l'attachement des électrons de dérive. Cette hypothèse n'est plus valide dans le cas de XENON100 dont la hauteur est 30 cm et la durée de vie des électrons quelques centaines de μ s. En analysant toutes les données disponibles, nous n'avons trouvé aucune corrélation entre la forme de la distribution temporelle des électrons uniques et la durée de vie des électrons.

2.4 Perspectives

Grâce aux propriétés du xénon liquide, à l'utilisation d'une TPC double phase très performante et un bruit de fond exceptionnellement bas, l'expérience XENON100 a pu atteindre une sensibilité jamais égalée sur les sections efficaces d'interaction des WIMPs, indépendante et dépendante du spin (neutron). Alors que des données sont toujours en cours d'acquisition, la collaboration prépare déjà la prochaine phase XENON1T qui contiendra 2.5 tonnes de xénon liquide dont 1 tonne dans le volume fiduciel. Avec une masse 30 fois supérieure à celle de XENON100, l'objectif affiché est d'atteindre une sensibilité de $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ à 50 GeV sur la section efficace d'interaction indépendante du spin, soit un gain d'un facteur 100 par rapport à la sensibilité actuelle. À condition d'améliorer le bruit de fond dans les mêmes proportions. Ce sera peut-être rendu possible grâce à de nouveaux photomultiplicateurs de très basse activité, à une sélection encore plus poussée des matériaux utilisés, à une meilleure purification en krypton et en radon et à un blindage d'eau de 5 mètres d'épaisseur équipé de photomultiplicateurs. De nombreux autres défis devront également être relevés, comme par exemple la liquéfaction et la purification du xénon sur des périodes en temps raisonnables ou l'étalonnage du détecteur. La construction du détecteur XENON1T a commencé et devrait durer deux ans pour un démarrage de la prise de données en 2015 et des premiers résultats en 2017. Mais, d'ici là, d'autres expériences avec du xénon liquide telles que LUX, dont le détecteur est très similaire à celui de XENON100 mais qui contient 300 kg de xénon liquide, amélioreront peut-être les résultats actuels.

Une autre perspective pour améliorer les résultats, essentiellement à basse masse, est l'utilisation des signaux de faible énergie. Nous avons montré que l'expérience XENON100 reste sensible aux signaux les plus faibles, c'est-à-dire aux électrons uniques. Ces électrons sont issus principalement de la photoionisation des impuretés dans le xénon ou d'un effet photoélectrique sur les composants métalliques du détecteur. Au-delà de montrer l'excellente sensibilité du détecteur, nous avons vu que ces signaux sont aussi très utiles pour la caractérisation du détecteur et plus précisément des aspects liés au signal d'ionisation. En revanche, si on veut rechercher de la matière noire de faible masse ($< 10 \text{ GeV}$), ces signaux représentent un bruit de fond important qu'il faut pouvoir discriminer. La collaboration XENON100 travaille actuellement sur ce sujet en exploitant notamment le fait que les signaux de quelques électrons issus de la photoionisation des impuretés sont des coïncidences fortuites de plusieurs électrons seuls et qu'ils ne sont donc pas localisés dans le plan $x-y$. Prochainement, une meilleure limite à basse masse pourrait être obtenue.

3

La détection directionnelle avec MIMAC

La détection directionnelle de matière noire consiste à détecter les WIMPs par diffusion élastique sur des noyaux et à mesurer la direction des reculs nucléaires. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la distribution angulaire de ces reculs en coordonnées galactiques doit présenter une forte anisotropie permettant de signer l'interaction de WIMPs. Pour pouvoir mesurer cette direction, il est indispensable d'observer la trace des reculs en trois dimensions et ce pour des énergies de quelques dizaines de keV. A de telles énergies, seule une TPC remplie de gaz à basse pression permet d'obtenir des traces suffisamment grandes pour accéder à une direction. C'est l'objectif du projet MIMAC [86] qui est actuellement en phase de R&D avec un prototype de 5 litres de volume utile contenant environ 1 g de CF_4 à 50 mbar. Après une première partie consacrée à la description du projet MIMAC dans son ensemble, nous nous attarderons sur deux aspects sur lesquels je me suis plus particulièrement concentré : l'étalonnage du détecteur et l'étude de la scintillation du CF_4 . Puis, nous terminerons en recensant les différents défis à relever avant de passer à l'étape suivante, à l'échelle du mètre cube.

3.1 Le projet MIMAC

Le projet MIMAC [86] a été initié au LPSC en 2007, en collaboration avec des équipes du CEA, de l'IRSN, intéressé par la métrologie neutron, et, plus récemment, du laboratoire CPPM.

3.1.1 Le détecteur

Le détecteur utilise le principe d'une chambre à projection temporelle (TPC) munie d'une anode pixelisée pour permettre l'imagerie tridimensionnelle de la trace des noyaux de recul. L'anode fournit les coordonnées x et y tandis que le temps d'acquisition permet d'obtenir la coordonnée z à partir de la connaissance de la vitesse de dérive. La TPC

contient du gaz à basse pression (50 mbar) pour que les traces puissent être résolues à partir de la dizaine de keV. Le prototype actuel est schématisé sur la figure 3.1. Il est constitué de deux TPC accolées partageant une cathode commune. Chaque TPC mesure 25 cm de longueur et est équipée d'une anode pixélisée de type micromegas [87] de 10 cm de côté dont la distance entre la grille et l'anode est 256 μm . Les pixels du plan d'anode font 200 μm de côté et sont séparés de 100 μm . Ils sont connectés entre eux diagonalement pour constituer 256 pistes horizontales Y et 256 pistes verticales X de 424 μm de largeur (cf figure 3.1). Toutes les 20 ns, les pistes X et Y touchées, c'est-à-dire présentant un signal supérieur à un seuil fixé, sont mémorisées. Pour limiter la quantité de données et la complexité de l'électronique, les amplitudes des signaux correspondants ne sont pas enregistrées. Le détecteur ne fournit donc pas directement des images en trois dimensions mais plutôt deux images en deux dimensions ($X(t)$ et $Y(t)$) que l'on peut ensuite combiner. Il en résulte une possible ambiguïté d'association lorsque plusieurs pistes X et plusieurs pistes Y sont touchées en même temps, c'est-à-dire lorsque les traces sont parallèles au plan d'anode. En parallèle des signaux X et Y , le courant collecté sur la grille de la micromegas est mesuré en fonction du temps, il est numérisé par un ADC 12 bits et échantillonné à 50 MHz. En intégrant ce signal, on peut remonter à l'énergie totale déposée dans la TPC (cf. [14] pour plus de détails).

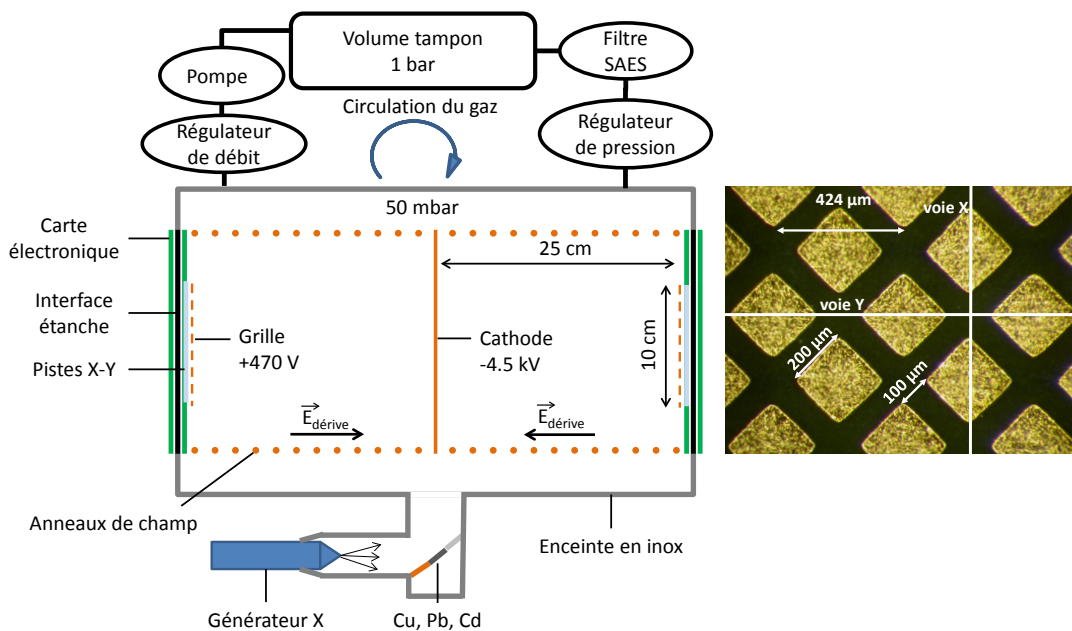


FIG. 3.1: (Gauche) Schéma du prototype actuel MIMAC contenant 5 litres de gaz, soit environ 1 g de CF_4 . (Droite) Photo d'une portion du plan d'anode pixélisé. Les traits en blanc indiquent comment les pixels sont reliés entre eux.

Le gaz utilisé est un mélange de CF_4 (70 %), CHF_3 (28 %) et C_4H_{10} (2 %). Le CF_4 a été choisi, d'une part, car il contient du fluor et d'autre part, pour ses qualités comme milieu de détection. Il a notamment un bon rendement d'ionisation. L'énergie dépensée en moyenne pour la création d'une paire électron-ion est 34 eV [88]. Le CF_4 possède aussi un coefficient d'ionisation suffisamment grand pour obtenir une avalanche dans la micromegas avec un gain supérieur à 1000 pour un champ électrique ~ 20 kV/cm. Enfin, pour les valeurs de champ électrique utilisées dans la zone de dérive (~ 200 V/cm), l'attachement des électrons par le CF_4 est négligeable [88]. Le CHF_3 est ajouté pour

ralentir la vitesse de dérive des électrons pour que les traces de noyaux de recul d'une dizaine de keV soient réparties sur plusieurs échantillons en temps. Le C_4H_{10} sert, quant à lui, à augmenter encore le gain de la micromegas. Les proportions du mélange ne sont pas forcément définitives, elles pourront être ajustées en fonction des performances désirées.

Le mélange est effectué à 1 bar dans un volume tampon (cf. figure 3.1). Le remplissage du détecteur est assuré par un régulateur de débit et un régulateur de pression permettant d'obtenir une pression constante dans la chambre au dixième de mbar. Pour permettre une bonne collection des charges créées par ionisation, le gaz ne doit pas contenir d'impuretés, telles des molécules de dioxygène ou d'eau. Un filtre (SAES MC190 905) est donc placé à la sortie du volume tampon. Il permet de filtrer le gaz en dioxygène, eau et dioxyde de carbone jusqu'à des niveaux inférieurs au ppb. La circulation est assurée par une pompe située entre le détecteur et le volume tampon.

3.1.2 Les objectifs scientifiques

Avec un gaz à basse pression, il est difficile d'envisager une masse cible suffisante (>100 kg) pour atteindre les sensibilités actuelles sur l'interaction indépendante du spin. Les projets de détection directionnelle se concentrent donc sur l'interaction dépendante du spin en utilisant des noyaux cibles de spin non nul (1H , 3He ou ^{19}F).

Un important travail de phénoménologie a été réalisé par l'équipe du LPSC pour démontrer les potentialités d'un détecteur du type MIMAC, contenant une masse de 10 kg, soit une volume de 50 m^3 à 50 mbar, et opérant pendant 3 ans. L'article [89] donne notamment des limites de sensibilité en terme d'exclusion et en fonction de différents paramètres (seuil en énergie, résolution angulaire, bruit de fond, etc...). Dans un cas idéal sans bruit de fond, avec un seuil en énergie de 5 keV et une résolution angulaire de 10° , la sensibilité sur la section efficace dépendante du spin serait de quelques 10^{-42} cm^2 pour des masses entre 10 et $100\text{ GeV}/c^2$. Ce qui correspond à une limite située à plus de deux ordres de grandeur en-dessous des limites actuelles (cf. figure 1.4) si les sections efficaces WIMP-proton et WIMP-neutron sont égales comme le montre l'article [90], voire même trois si ce n'est pas le cas. Dans un cas plus réaliste, avec notamment une présence de bruit de fond, la limite serait plutôt de l'ordre de 10^{-40} cm^2 , mais encore compétitive.

Cependant, l'intérêt principal de la détection directionnelle est surtout d'offrir une observable supplémentaire permettant, dans le cas de l'observation d'un signal, de signer de manière non ambiguë la détection de WIMPs galactiques. Les articles [21, 91, 92] montrent comment une analyse statistique des directions des noyaux de recul permettrait de découvrir la matière noire avec une signification élevée. Là encore, dans ces études, plusieurs cas de détecteurs, idéal ou plus réaliste, ont été envisagés pour mettre en évidence l'impact des caractéristiques du détecteur. Il en résulte que malgré les limites actuelles, MIMAC pourrait encore apporter une preuve de la détection de WIMPs galactiques. En plus de découvrir la matière noire, l'observation d'événements par MIMAC permettrait aussi de contraindre un certain nombre de paramètres caractéristiques des WIMPs comme par exemple la dispersion des vitesses des WIMPs dans le halo galactique [92].

Les futurs résultats de XENON1T et des autres projets de détection directe seront importants pour la détection directionnelle. En effet, si les objectifs de XENON1T étaient

atteints et si aucun événement n'était observé, alors pratiquement tout l'espace des paramètres accessible par la détection directionnelle serait exclu (toujours dans le cas où les sections efficaces WIMP-neutron et WIMP-proton sont égales) sauf peut-être à basse masse. En revanche, si XENON1T observait un signal compatible avec la détection de WIMPs galactiques, ce serait un argument très fort pour démarrer la construction d'un détecteur directionnel de grande dimension qui serait capable de caractériser le signal observé. Cela justifie donc le programme de R&D entamé par la collaboration MIMAC, indispensable pour investiguer la faisabilité d'un tel détecteur.

MIMAC n'est pas le seul projet de détection directionnelle de matière noire. Il existe d'autres projets dont certains utilisent aussi le principe d'une TPC (DM-TPC [93], DRIFT [94], NEWAGE [95]). Les différences résident soit dans la technique d'imagerie utilisée (des caméras CCD pour DM-TPC, μ -PIC pour NEWAGE, une chambre à fils pour DRIFT), soit dans le gaz utilisé (CS_2 pour DRIFT). L'article [96] résume et compare les différents projets. Un des points forts de MIMAC est le seuil en énergie de recul espéré, de l'ordre de 10 à 20 keV, meilleur que les seuils obtenus par DM-TPC (~ 80 keV [93]) et NEWAGE (~ 100 keV [95]). En revanche, DRIFT et DM-TPC sont plus avancés en terme de volume de détection et au niveau de l'étude du bruit de fond de leur détecteur.

En parallèle de la recherche de matière noire, la collaboration MIMAC poursuit aussi un autre objectif scientifique : la métrologie neutron. L'article [97] montre comment un détecteur du type MIMAC de petite dimension peut permettre de mesurer l'énergie et le flux d'un faisceau de neutrons.

3.1.3 Les avancées réalisées

Depuis le début du projet MIMAC, une partie importante des activités a concerné la conception du détecteur. Tout d'abord, il a fallu concevoir et tester une micromegas pixelisée possédant une taille de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et les qualités requises en terme de gain et de résolution en énergie [87]. Il a fallu aussi imaginer une interface étanche, entre la micromegas et la carte électronique placée à l'extérieur du détecteur, permettant la connexion des 512 voies.

Une électronique dédiée a également été conçue entièrement au LPSC. Elle inclut des ASICs [98] qui traitent les signaux des 512 voies (64 voies par ASIC) pour l'identification des pistes touchées. La logique d'acquisition est gérée par un FPGA [99] et seules les données intéressantes (par exemple, les événements présentant une coïncidence temporelle entre les voies X et Y) sont envoyées au PC d'acquisition. Un logiciel d'acquisition sur le PC pilote la carte électronique, formate les données reçues par la carte et permet une visualisation des données enregistrées. Pour faciliter l'analyse des données, l'acquisition est interfacée avec une base de données remplie automatiquement.

Pour fonctionner en site souterrain, il est utile de pouvoir piloter le détecteur à distance. La plupart des équipements sont donc reliés au PC et un logiciel de pilotage a été développé. Il permet de régler la pression du gaz à l'intérieur de la chambre, les hautes tensions de la cathode et de la micromegas et les basses tensions d'alimentation de la carte électronique. Seul l'étalonnage du détecteur nécessite une intervention sur site. Pour suivre et s'assurer du bon fonctionnement du détecteur, tous les paramètres du détecteur sont enregistrés automatiquement et régulièrement dans une base de données.

Ces dispositifs ont pu être validés pendant une première période de prise de données de trois mois au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) en 2012.

Pour valider et évaluer les performances du détecteur, un grand nombre de tests ont été réalisés avec des sources X de basse énergie ou avec un faisceau de neutrons monoénergétique sur l'installation AMANDE ([100]) de l'IRSN. Ces tests ont permis d'obtenir plusieurs résultats. Tout d'abord, grâce au signal de la grille, il est effectivement possible de mesurer les énergies déposées par ionisation avec une bonne résolution (de l'ordre de 8% à 8 keV) et avec un seuil inférieur au keV. La méthode d'étalonnage utilisée est détaillée au paragraphe 3.2. Ensuite, pour la première fois, des traces de noyaux de recul de quelques dizaines de keV mesurant quelques millimètres de longueur ont pu être observées. Dans certaines conditions, lorsque le gain est élevé, le détecteur est également capable d'imager des traces d'électron de quelques keV. Ces traces ont révélé la possibilité de discriminer les électrons des noyaux de reculs à partir de la forme de la trace, la trace des électrons étant plus sinueuse que celle des noyaux de reculs. Cette discrimination est essentielle pour atteindre un niveau de bruit de fond suffisamment bas [101].

Par ailleurs, plusieurs autres mesures indispensables pour le projet ont été effectuées. D'une part, le facteur de quenching associé aux reculs de fluor, qui est essentiel pour l'étalonnage en énergie, a pu être mesuré pour le CF_4 entre 5 et 40 keV [102] à l'aide d'un dispositif dédié (décrit au paragraphe 3.3.3). D'autre part, la vitesse de dérive des électrons a également été mesurée grâce à des alphas provenant d'une source de ^{241}Am et traversant toute la TPC longitudinalement [103]. Les résultats obtenus sont proches des valeurs obtenues par simulation avec le logiciel Magboltz [104].

3.2 L'étalonnage du détecteur

Comme pour tout détecteur, l'étalonnage en énergie du détecteur MIMAC est indispensable. Il l'est d'autant plus que le gain d'une micromegas dépend de nombreux paramètres (tensions d'alimentation, composition du gaz, pression et température du gaz, présence d'impuretés) et peut varier dans le temps. Nous allons dans un premier temps décrire la méthode d'étalonnage employée puis nous étudierons les variations temporelles observées.

3.2.1 La méthode d'étalonnage

Traditionnellement, la réponse du détecteur aux reculs électroniques est déterminée avec des sources gammas puis l'énergie est convertie en énergie de recul nucléaire à partir du facteur de quenching mesuré par ailleurs. Les sources sont placées à l'extérieur et à proximité du détecteur pour l'étalonnage et on les retire ensuite. La difficulté dans le cas du détecteur MIMAC réside dans la faible pression du gaz. La probabilité d'interaction d'un photon décroît très rapidement avec l'énergie. À 50 mbar, les libre parcours moyens de photons de 1 keV, 5 keV, 10 keV et 20 keV sont respectivement ~ 1 cm, ~ 90 cm, ~ 7 m et ~ 50 m. Le détecteur est donc pratiquement transparent aux photons d'énergie supérieure à 20 keV. De plus, les électrons de 20 keV ont un parcours de l'ordre de 10 cm et la plupart ne déposent donc pas toute leur énergie dans le volume actif du détecteur. Il est par conséquent préférable d'utiliser des sources X dans la gamme de 1 à 10 keV.

Cependant, les sources doivent être situés à l'intérieur du détecteur car les photons X de ces énergies sont totalement arrêtés par l'enceinte extérieure.

La solution qui a été retenue est la fluorescence X. Un tube à rayons X (Mini-X Amptek) génère un faisceau de photons selon un spectre continu de 0 à 20 keV. Ce faisceau est dirigé sur des feuilles de différents matériaux (Cd, Cu, Pb) qui réémettent par fluorescence des photons X. Certains de ces photons traversent ensuite le volume utile du détecteur et peuvent y interagir. L'orientation du générateur X (cf. figure 3.1) est telle qu'aucun photon du faisceau primaire ne peut interagir dans le détecteur. L'avantage de cette solution est double. D'une part, elle permet d'avoir en même temps des raies de différentes énergies. D'autre part, les photons ne sont émis que lorsque le générateur X est alimenté contrairement à une source classique.

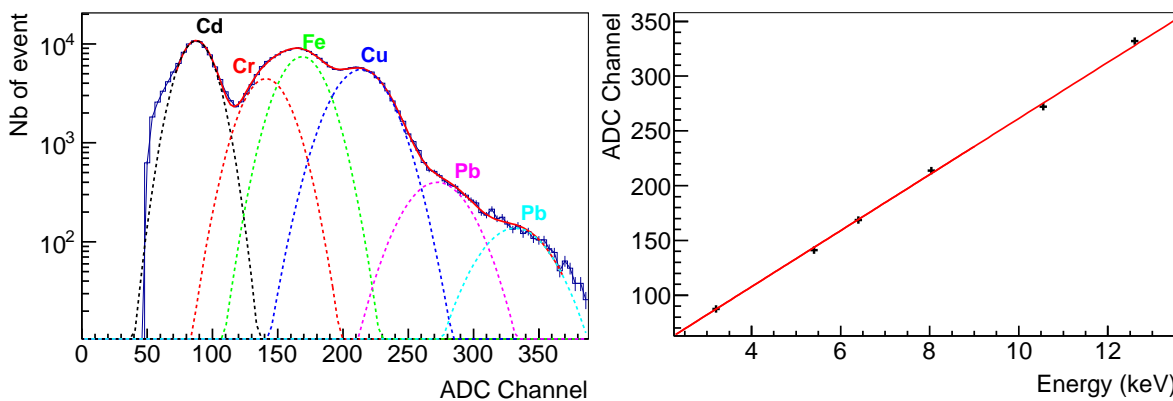


FIG. 3.2: (Gauche) Le spectre mesuré avec le générateur X. Un ajustement par une somme de 6 gaussiennes, correspondant aux photons X émis par fluorescence, est effectué. (Droite) La position des gaussiennes est proportionnelle à l'énergie des photons.

La figure 3.2 présente le spectre mesuré avec cette méthode. On observe plusieurs pics qui peuvent être expliqués principalement par les photons X du cadmium (3.2 keV), du chrome (5.4 keV), du fer (6.4 keV), du cuivre (8.04 keV) et du plomb (10.55 keV et 12.6 keV), le chrome et le fer étant des constituants de l'acier inoxydable de l'enceinte du détecteur. Le spectre est ajusté par une somme de six gaussiennes dont tous les paramètres sont laissés libres. Le graphique de droite montre que la position des pics est proportionnelle à l'énergie, ce qui valide, d'une part, l'identification des photons observés et, d'autre part, la linéarité de la réponse du détecteur. L'abscisse à l'origine de la droite (120 ± 90 eV) est compatible avec zéro. Pour que l'ajustement converge, il faut néanmoins contraindre certains paramètres, essentiellement les largeurs des gaussiennes les moins bien définies qui sont restreints à plus ou moins 20 % d'écart par rapport à la dépendance attendue en racine de l'énergie, la référence étant prise à 8 keV où la résolution est environ 8 %. Cette contrainte suppose que la largeur des gaussiennes n'est due qu'à la résolution du détecteur qui elle-même est supposée purement poissonnienne, ce qui n'est pas tout à fait le cas, notamment, parce que d'autres photons X sont aussi émis et contribuent à élargir les pics observés. L'étude de la résolution du détecteur en fonction de l'énergie fera l'objet d'une étude ultérieure.

3.2.2 Evolution du gain

Le générateur X permet d'étalonner le détecteur très régulièrement. Le taux d'acquisition lors d'un étalonnage est proche de 200 Hz. Par conséquent, un étalonnage ne dure

que quelques minutes et ne génère que très peu de temps mort. La figure 3.3 montre l'évolution de la position des gaussiennes en fonction du temps en régime stable avec circulation à travers le filtre SAES (à gauche) et l'évolution suite à des modifications de la circulation du gaz (à droite). Une première conclusion du graphique de gauche est qu'il est possible de fonctionner avec un gain constant pendant plusieurs mois, ce qui est indispensable pour la recherche de matière noire. En revanche, le graphique de droite montre clairement que le gain chute lorsque la circulation à travers le filtre SAES est arrêtée. La circulation est donc nécessaire pour retirer les impuretés (principalement O_2) provenant du dégazage des composants et des parois du détecteur. La diminution du gain en présence d'impuretés peut s'expliquer par deux phénomènes : l'attachement des électrons lors de leur dérive jusqu'à l'anode ou la réduction du nombre d'électrons générés lors de l'avalanche.

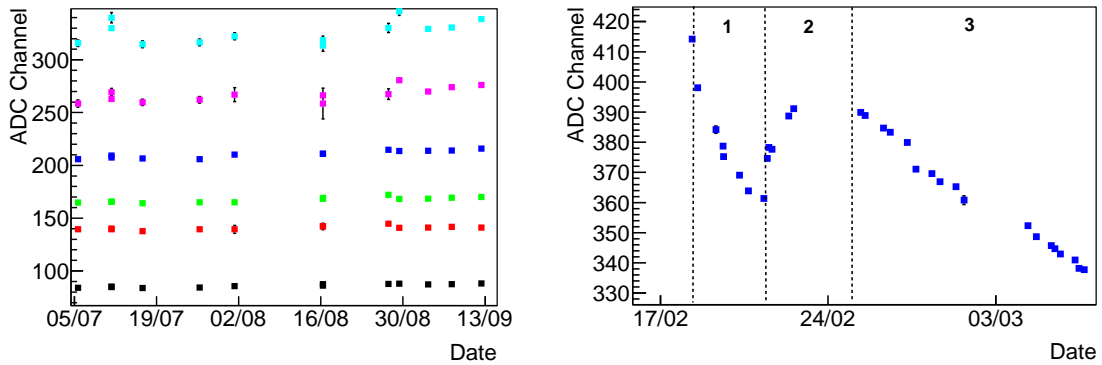


FIG. 3.3: Évolution dans le temps de la position des gaussiennes. (Gauche) Fonctionnement stable avec circulation du gaz à travers le filtre O_2 . Les six pics sont représentés. (Droite) Différents modes de fonctionnement : 1 = circulation sans filtre SAES, 2 = remise en circulation avec filtre SAES, 3 = sans circulation. Seul le pic du cuivre est représenté.

3.2.3 Perspectives

Bien que cette méthode d'étalonnage donne des résultats très satisfaisants, plusieurs points méritent encore d'être étudiés. Par exemple, on peut constater que, d'après la disposition du générateur X (cf. figure 3.1), toutes les interactions des X de fluorescence ont lieu au niveau de la cathode. Or, le signal mesuré peut dépendre de la position z de l'interaction dû à l'attachement ou la diffusion des électrons de dérive. De plus, les électrons issus de l'effet photoélectrique des X ont une probabilité plus grande de sortir de la zone utile lorsqu'ils sont créés à proximité de la cathode, ce qui conduirait à une collection incomplète et donc à une modification du spectre mesuré. Par conséquent, il faudra étudier l'influence de la position du générateur X le long de l'axe de la TPC.

Un autre point à investiguer sera la quantité d'énergie réellement déposée lors de l'interaction d'un photon X. En effet, l'électron issu de l'effet photoélectrique n'emporte pas toute l'énergie du photon à cause de l'énergie de liaison. Dans le cas du fluor, l'énergie de liaison de la couche K est 685 eV, une valeur non négligeable pour des photons X de quelques keV. Cependant, cette énergie est réémise dans la majorité des cas (99 % [105]) sous la forme d'un électron Auger qui ionise ensuite le milieu au même endroit que le premier électron. Au final, l'énergie mesurée serait donc bien l'énergie du photon incident. On pourra le vérifier en analysant plus précisément le spectre en énergie mesuré et en s'intéressant notamment aux coordonnées à l'origine de la droite d'étalonnage puisque un effet systématique sur l'énergie mesurée se traduirait par une valeur non nulle.

Cela nécessitera néanmoins une étude précise des autres effets systématiques (collection incomplète due aux effets de bords, soustraction du piédestal, conversion analogique-numérique, etc.).

Par ailleurs, la linéarité du détecteur au-delà de 10 keV reste à être démontrée. Étant données les limitations évoquées précédemment, liées aux reculs électroniques de plus haute énergie (faible efficacité, collection incomplète), elle ne pourra être étudiée qu'avec des protons ou des reculs nucléaires. On peut d'ailleurs remarquer qu'une éventuelle non-linéarité serait directement prise en compte dans la mesure du facteur de quenching avec le même détecteur. Nous verrons, au paragraphe 3.4.2, le dispositif envisagé pour cette mesure.

Enfin, pour aider à répondre aux questions précédentes, il serait aussi important de parvenir à simuler complètement les différents processus physiques intervenant lors de l'étalonnage et, notamment, la fluorescence X et l'émission des électrons Auger. L'objectif serait de reproduire le spectre mesuré et de déconvoluer les différents effets responsables de la largeur des pics (résolution, effets de bord, présence d'autres X, etc.). Pour cela, on pourra utiliser le logiciel GEANT4 qui permet désormais de prendre en compte ce type de physique.

3.3 Etude de la scintillation du CF₄

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus dans le cadre d'un financement du pôle SMINGUE de l'Université Joseph Fourier. Ils résultent en partie du travail d'Alexis Vray que j'ai encadré en stage au LPSC.

3.3.1 Motivations

L'une des améliorations possibles du prototype actuel de MIMAC serait l'ajout de photodétecteurs afin d'être également sensible aux scintillations primaire et secondaire du CF₄. La scintillation primaire est issue de la désexcitation des molécules excitées par le recul d'une particule chargée (électron, noyau, alpha, ...). La scintillation secondaire est l'émission de lumière au niveau de l'anode lors de la collection des charges issues de l'ionisation du gaz par la particule chargée. La détection de ces signaux apporterait plusieurs informations cruciales.

La première serait la position z de l'interaction le long de l'axe de dérive. En effet, la différence de temps entre les deux signaux correspond au temps de dérive et donc, comme la vitesse est connue, à la distance parcourue par les électrons de dérive. La mesure de cette position est très importante, d'une part, pour la définition d'un volume fiduciel qui permet de rejeter les événements émis depuis la cathode et d'autre part, pour la reconstruction des traces. En effet, les traces sont affectées par la diffusion des électrons lors de leur dérive, diffusion qui dépend de la distance de dérive. La prise en compte de la diffusion lors de l'analyse des traces permettrait d'améliorer la détermination de la direction initiale des reculs. Bien qu'il ait été montré par simulation [106] qu'il était possible de déduire la diffusion subie, et donc la distance de dérive, à partir de la seule analyse des traces, cela reste à être validé avec des données.

Une autre information intéressante serait une deuxième mesure de l'énergie des événements. En effet, le nombre de photons de scintillation est proportionnel à la quantité d'énergie déposée. Si le nombre de photons collectés est suffisant, principalement dans

le cas de la scintillation secondaire, la résolution pourrait même être meilleure que celle obtenue avec le signal induit par les charges.

Enfin, il serait possible de profiter de la rapidité des signaux pour avoir une mesure précise de la longueur des traces projetées sur l'axe (O, z) en utilisant la durée du signal de scintillation secondaire. Ainsi, on pourrait, par exemple, mesurer la vitesse de dérive à l'aide d'alphas traversant toute la chambre.

3.3.2 Etat des lieux

Le CF_4 est un gaz très utilisé pour la détection de rayonnement. À ce titre, sa scintillation a fait l'objet de nombreuses études. Dans ce paragraphe, nous allons tenter de faire un état des lieux des connaissances actuelles.

3.3.2.1 La scintillation primaire

L'article [107] reporte notamment des mesures du spectre de scintillation primaire pour différentes pressions (cf. figure 3.4) à l'aide d'une source α . Le spectre présente deux domaines de longueur d'onde distincts. Un premier dans l'UV qui est expliqué principalement par la désexcitation des ions CF_4^+ et CF_3^+ excités [108, 109] et le second dans le visible, attribué à la désexcitation des molécules CF_3 excitées [110], issues de l'ionisation dissociative des molécules de CF_4 . L'ensemble du spectre découlerait donc principalement de l'ionisation du CF_4 par les particules chargées.

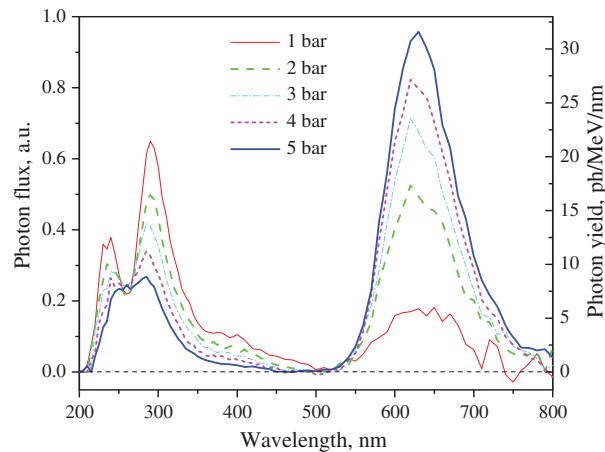


FIG. 3.4: Spectre d'émission de la scintillation primaire du CF_4 mesurée avec une source α pour des pressions de 1 à 5 bars. Pour une pression de 0.5 bar, la courbe est environ 10% plus élevée dans l'UV que celle à 1 bar et très faible dans le visible. Figure extraite de [107].

La variation du spectre d'émission en fonction de la pression s'explique par la recombinaison ion-électron. Quand la pression augmente, la probabilité de recombinaison augmente et donc la désexcitation des ions est moins fréquente d'où une moindre émission dans l'UV. Au contraire, la recombinaison des ions CF_3^+ donne des molécules de CF_3 dans un état excité et donc augmente les désexcitations dans le visible. Cette explication est confortée par une étude de l'effet d'un champ électrique sur la scintillation [111]. Cette étude montre que plus un champ électrique fort est appliqué, empêchant la recombinaison, plus l'émission dans l'UV augmente et celle dans le visible diminue.

Cependant, cette étude montre aussi qu'en-dessous de 1 bar (le domaine de pression qui nous intéresse), le champ électrique n'a plus aucun effet. La recombinaison n'inter-

vient donc plus à basse pression. On peut supposer que les états excités du CF_3 ne sont alors plus peuplés que par excitation directe ou par transfert d'énergie d'autres molécules excitées. Comme ce dernier mécanisme dépend de la pression, la scintillation primaire dans le visible disparaît pratiquement en-dessous de 1 bar contrairement à l'émission dans l'UV qui ne dépend quasiment plus de la pression [107]. À 0.5 bar, le rendement de scintillation intégré sur le domaine 220 – 500 nm est estimé à 2300 ± 370 ph/MeV, pour des particules α [107]. Enfin, une autre étude a montré que la présence d'impuretés, telles que O_2 ou N_2 , n'avait pratiquement aucun effet sur l'émission dans l'UV contrairement à l'émission dans le visible [112].

De cet état des lieux, une incertitude subsiste encore. C'est la dépendance avec la nature de la particule puisque toutes les études ont été menées avec une source α . Mais, si le rendement de scintillation est le même pour des reculs de noyaux de fluor que pour des α , cela compromettrait la possibilité de détecter la scintillation primaire dans MIMAC puisque cela signifierait qu'une cinquantaine de photons seulement serait émise pour un recul de 20 keV. En outre, on sait que l'ionisation par les reculs de noyau est affectée par un facteur de quenching qui devrait aussi concerner l'émission de lumière.

3.3.2.2 La scintillation secondaire

La scintillation secondaire a elle aussi été étudiée avec plusieurs dispositifs différents [113, 114, 115]. Il en ressort que le spectre d'émission est proche de celui de la scintillation primaire avec une importance relative du pic dans le visible qui dépend du dispositif utilisé (pression et champ électrique). En fait, contrairement au xénon, il n'y a pas de scintillation proportionnelle dans le CF_4 . La scintillation secondaire provient de l'avalanche créée par le champ électrique. Celle-ci, plus intense, ionise le gaz en générant une grande quantité d'ions CF_4^+ et CF_3^+ et de molécules CF_3 excités. Le rendement de lumière dépend de la configuration de la zone d'avalanche, mais il est toujours beaucoup plus important, de plusieurs ordres de grandeur, que le rendement de la scintillation primaire. Le rapport du nombre de photons émis sur le nombre d'électrons dans l'avalanche varie entre 5 % et 30 % selon les études [113, 114, 115]. Avec un gain supérieur à 1000, les micromegas utilisées dans MIMAC devraient permettre d'obtenir au minimum 10000 photons émis à 20 keV.

3.3.3 Le dispositif expérimental

L'objectif de nos études sur la scintillation du CF_4 est donc double : d'une part, vérifier la quantité de lumière de scintillation primaire émise par des ions de quelques dizaines de keV et d'autre part, quantifier la scintillation secondaire émise par l'avalanche dans la micromegas. Pour cela, dans une première étape, nous avons commencé par exploiter le dispositif déjà utilisé pour la mesure des facteurs de quenching [116, 102] et qui permet d'injecter des protons et des ions de quelques keV à quelques dizaines de keV dans une chambre contenant du CF_4 . Ce dispositif est constitué d'une source d'ions haute-fréquence de type ECR, d'une tension d'extraction allant jusqu'à 50 kV, d'un spectromètre de masse permettant de sélectionner la nature des ions en fonction du rapport q/m , d'une cage de Faraday amovible pour la mesure du courant du faisceau et d'électrodes pour sa focalisation du faisceau. Le faisceau est envoyé dans une chambre de détection contenant du CF_4 . L'interface entre la partie source sous vide et la chambre

est assurée par un trou de 1 μm de diamètre laissant passer les ions mais permettant de maintenir une pression constante dans la chambre.

La chambre de détection cubique d'une quinzaine de centimètres de côté est équipée d'une cathode à la masse et, comme anode, d'une micromegas non pixellisée permettant de collecter et de mesurer le signal d'ionisation. Un photodétecteur est installé sur un bras manipulateur permettant de le positionner à proximité du trou d'entrée des ions (1 à 2 cm) et de le retirer ensuite lorsqu'on veut mesurer le signal d'ionisation. La présence du photomultiplicateur (PM) peut en effet perturber les lignes de champ de dérive assurant la collection des charges. Deux photodétecteurs différents ont été successivement utilisés : un PM Hamamatsu R960 possédant une photocathode de 10 mm de diamètre sensible à la gamme de longueur d'onde de 200 nm à 550 nm avec une efficacité quantique maximale de 23.3 % à 390 nm et une photodiode à avalanche Advanced Photonix SD 630-70-74-500 de 16 mm de diamètre utile avec une efficacité quantique plus faible mais couvrant une gamme plus large, de 200 nm à 950 nm. Pour améliorer la collection de lumière, un embout en téflon hémisphérique a été rajouté à l'extrémité du PM de manière à mieux entourer la zone d'interaction. Les signaux de sortie de la micromegas et du PM sont reliés à une électronique d'acquisition permettant d'échantillonner l'amplitude des impulsions de tension. Dans le cas de la micromegas, l'amplitude est proportionnelle au nombre de paires électron-ion créées dans le CF_4 et donc à l'énergie du recul. Dans le cas du PM, elle est proportionnelle au nombre de photoélectrons et donc au nombre de photons détectés, sachant que le seuil est suffisamment bas pour être sensible au photoélectron unique.

Pour un même faisceau d'ions, on peut ainsi observer alternativement le signal d'ionisation et le signal de scintillation. Le signal d'ionisation sert à vérifier que les ions pénètrent bien dans la chambre et à mesurer précisément le taux d'événements pour chaque faisceau. Le taux et l'amplitude de ces signaux sont tels que les bruits de fond dus aux cosmiques, à la radioactivité naturelle ou à l'électronique sont totalement négligeables.

3.3.4 Les premiers résultats

Une première série de mesures a été réalisée en 2012 avec le PM pour des faisceaux de protons de 5 à 20 keV à une pression de CF_4 de 50 mbar et pour des faisceaux d'ions fluor de 10 à 40 keV à des pressions de 50 à 300 mbar. La figure 3.5 représente, en fonction de l'énergie du faisceau et de la pression du gaz, le taux d'événements détectés par le PM, c'est-à-dire le nombre d'événements détectés par le PM divisé par le nombre de reculs dans la chambre, mesuré avec le signal de la micromegas. Ce nombre valait selon les cas de 100 à 800 reculs par seconde dans la chambre. Les signaux observés par le PM étaient faibles, de un à quelques photoélectrons. Pour tenir compte du courant d'obscurité, le nombre d'événements de bruit était mesuré sans faisceau, entre 5 et 10 coups par seconde, puis soustrait au nombre total mesuré avec faisceau. Pour s'assurer de la stabilité du courant d'obscurité, la mesure du bruit était faite avant et après la mesure avec faisceau. Au final, afin de garder une précision suffisante, l'intensité du faisceau était ajustée pour que le rapport signal sur bruit soit toujours supérieur à 1.

Comme on pouvait s'y attendre, les taux d'événements détectés augmentent bien avec l'énergie du recul puisque la quantité de photons émis est proportionnelle à l'énergie déposée. Les taux sont du bon ordre de grandeur comparés au rendement de scintillation primaire du CF_4 reporté dans le paragraphe 3.3.2.1. En effet, pour un proton de 20 keV,

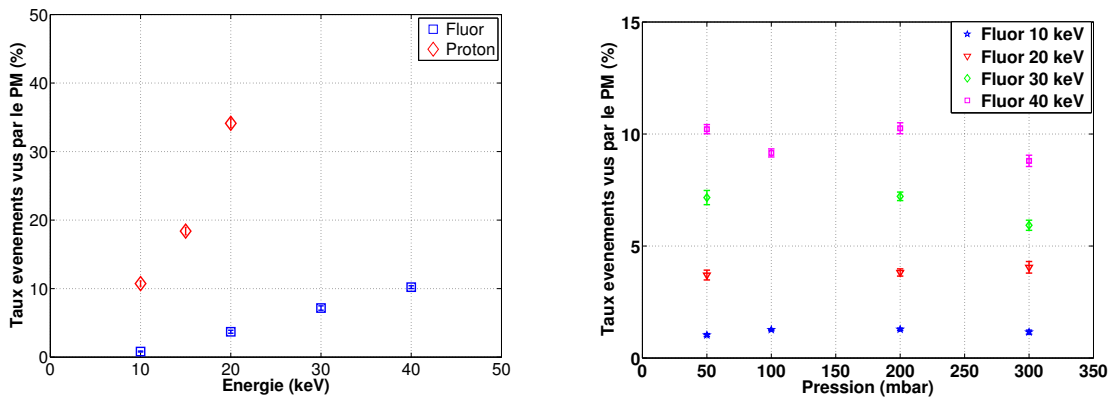


FIG. 3.5: Taux d'événements détectés avec le PM, défini comme le nombre d'événements détectés par le PM divisé par le nombre de reculs dans la chambre détectés par la micromegas, en fonction de l'énergie pour des protons et des ions fluor dans 50 mbar de CF_4 (à gauche) et en fonction de la pression pour des ions fluor (à droite).

par exemple, 0.35 photoélectrons sont détectés en moyenne. Si l'on considère une efficacité de collection de la lumière, estimée approximativement entre 5 % et 10 %, et une efficacité quantique moyennée sur le domaine spectral de ~ 15 %, on obtient entre 25 et 50 photons de scintillation primaire émis, soit entre 1250 et 2500 photons/MeV. Cependant, pour mesurer un rendement de scintillation primaire, il faudrait d'abord estimer plus précisément l'efficacité de collection de lumière soit par simulation, soit par un étalonnage avec une source de lumière connue.

Les taux sont plus faibles pour les ions fluor que pour les protons. Ceci peut s'expliquer, d'une part, par un meilleur angle solide puisque le parcours des protons dans le CF_4 est plus grand (en moyenne 4.3 mm à 20 keV contre 0.6 mm pour les ions fluor), et d'autre part, par le quenching des ions fluor qui varie de ~ 30 à ~ 45 % entre 10 et 40 keV [102]. En effet, comme on l'a vu au paragraphe 3.3.2.1, la scintillation est principalement due à la désexcitation des ions CF_4^+ et CF_3^+ .

Enfin, les mesures faites à différentes pressions ont pu également confirmer que le rendement de scintillation ne variait pas de manière significative en-dessous de 300 mbar.

3.3.5 Bilan et perspectives de la scintillation

Nos premières mesures ont permis de mettre en évidence, pour la première fois, la lumière de scintillation primaire émise par des protons et des ions de fluor dans 50 mbar de CF_4 . Malheureusement, elles confirment aussi que sa détection sera très délicate dans le détecteur MIMAC pour lequel la collection de lumière sera forcément moins bonne que dans le dispositif expérimental dédié. Plus récemment, nous avons remplacé le PM par la photodiode à avalanche pour vérifier s'il n'était pas possible de détecter plus de lumière à plus grande longueur d'onde mais cela ne s'est pas avéré fructueux puisqu'avec les mêmes faisceaux, nous n'avons observé aucun signal. La gamme de longueur d'onde la plus favorisée se situe donc bien en-dessous de 500 nm.

Cependant, nos investigations vont se poursuivre, nous allons maintenant nous intéresser à la scintillation secondaire. À l'aide d'une nouvelle source d'ions développée au LPSC, nommée COMIMAC, qui est une version très compacte du dispositif expérimental décrit au paragraphe 3.3.3, et avec une chambre de détection équipée de photodétecteurs, nous envisageons d'enregistrer simultanément le signal d'ionisation et

de scintillation secondaire. Cela nous permettra de corrélérer ces deux signaux pour éventuellement améliorer la mesure de l'énergie et de la longueur de la trace.

3.4 Perspectives du projet MIMAC

En plus des perspectives concernant l'étalonnage et la scintillation du CF_4 , déjà évoquées précédemment, un certain nombre d'études doivent être menées avant le passage à l'étape suivante, un détecteur à l'échelle du mètre cube.

3.4.1 Le bruit de fond

Le point le plus important désormais concerne le bruit de fond du détecteur. C'est une thématique qui a commencé à être étudiée depuis peu avec le premier jeu de données au LSM. L'analyse de ces données est en cours. Il s'agit de caractériser les événements de bruit de fond observés, d'identifier les différentes sources pour éventuellement les supprimer ou au moins les réduire et enfin de trouver les critères pour rejeter ces événements dans l'analyse.

Les premiers résultats démontrent la présence de radon provenant du circuit de circulation mais probablement aussi des composants internes du détecteur. Le radon est révélé par la détection d'alphas mais ce ne sont pas ces particules qui sont réellement gênantes car elles sont aisément identifiables du fait de la quantité d'énergie déposée et de la longueur de la trace. Le problème provient plutôt des reculs de noyaux issus de la désintégration alpha des descendants du radon lorsque l'alpha n'est pas observé en coïncidence. Ce qui peut se produire par exemple lorsque le noyau père est sur la cathode et que l'alpha est émis vers la cathode. Pour éviter ce problème, l'épaisseur de la cathode a été réduite pour que tous les alphas puissent traverser la cathode et être détectés dans la deuxième chambre. Une autre précaution qui est en cours d'investigation est l'ajout d'un filtre à Radon dans le circuit de circulation du gaz. Cependant, il s'agit d'une problématique qui est loin d'être évidente car habituellement le piégeage du radon est fait à basse température, ce qui est impossible dans notre cas du fait de la présence d'isobutane dans le mélange qui a une température de liquéfaction assez élevée (-12°C).

En parallèle de l'analyse des données enregistrées à Modane, la préparation de la prochaine phase va impliquer la sélection des matériaux des différents composants du détecteur, comme par exemple le circuit imprimé constituant la micromegas qui présente généralement des contaminations en uranium et thorium assez importantes. Pour cela, des échantillons seront mesurés avec des germaniums de haute-pureté soit au laboratoire de basse activité du LPSC, soit au LSM pour avoir une meilleure sensibilité. Ensuite, à partir des contaminations mesurées, le taux d'événements de bruit de fond attendu pourra être estimé à l'aide d'une simulation complète du détecteur. Enfin, il faudra aussi simuler l'impact du bruit de fond extérieur, notamment les neutrons issus de la radioactivité naturelle, et concevoir un blindage approprié tenant compte des spécificités du détecteur. Par exemple, il est possible qu'un blindage contre les gammas ne soit pas indispensable étant donné les libres parcours moyens à 50 mbar.

3.4.2 La caractérisation du prototype actuel

Les nombreux tests réalisés jusqu'à présent avec le prototype ont permis d'avoir une bonne idée de la réponse du détecteur. Mais pour aller plus loin, il est maintenant nécessaire de quantifier plus précisément ses performances comme la résolution en énergie, la résolution spatiale, la résolution angulaire et l'efficacité de la reconstruction des traces en fonction de l'énergie, qui définira le seuil en énergie final. La connaissance de ces grandeurs pour différentes valeurs des paramètres du détecteur tels que la tension de la micromegas, les proportions du mélange gazeux ou la pression permettrait aussi d'affiner le point de fonctionnement optimal.

Pour faire ces mesures, il faut disposer de sources d'ions et d'électrons monoénergétiques. La collaboration MIMAC a donc développé le dispositif COMIMAC, déjà évoqué précédemment, qui est en cours de finalisation. Ce dispositif permettra de générer des ions et des électrons entre 0 et 50 keV et de les injecter dans une chambre de détection similaire au prototype MIMAC (TPC+micromegas pixélisée) avec une longueur de dérive modifiable. En plus de pouvoir vérifier la linéarité du détecteur, il sera aussi possible de mesurer les résolutions en énergie et angulaire en fonction de l'énergie et de la longueur de dérive, et d'accéder au facteur de quenching des ions fluor et aux coefficients de diffusion du mélange utilisé. Les résultats de ces études permettront notamment de valider quantitativement, sur des données, les méthodes d'analyse concernant la reconstruction des traces [106] et la discrimination entre les électrons et les noyaux de recul [101] qui ont été développées à partir de simulations.

3.4.3 Le détecteur à l'échelle du mètre cube

Le détecteur à l'échelle du mètre cube serait constitué d'une matrice de TPCs identiques, similaires au prototype actuel. En plus des aménagements qui seront peut-être nécessaires pour réduire le bruit de fond, certaines modifications du détecteur doivent d'ores et déjà être réalisées.

Pour atteindre l'échelle du mètre cube sans augmenter démesurément le nombre de voies d'électroniques, la taille de chaque micromegas doit être augmentée. Une micromegas 20x20 cm² avec 1024 voies a déjà été fabriquée et sera prochainement testée. Pour que le coût total du projet ne soit pas prohibitif, il est également nécessaire de réduire leur coût de fabrication. Une nouvelle technologie, appelée "piggyback" [117], moins coûteuse est en cours de développement.

Du point de vue de l'électronique, la carte correspondante à la nouvelle micromegas (20x20 cm², 1024 voies) est également en cours de développement. Elle inclut un certain nombre d'améliorations de la carte précédente ainsi qu'une liaison par fibre optique entre les cartes afin de synchroniser les chambres entre-elles et pouvoir ainsi fonctionner en anti-coïncidence.

Enfin, il faudra s'attaquer au design de l'ensemble du détecteur incluant l'enceinte extérieure, les cages de champs, les interfaces et la connectique. Le système de gestion du gaz devra aussi être adapté à la nouvelle échelle du détecteur.

Conclusion

Bien que mise en évidence par un grand nombre d'observations astrophysiques et cosmologiques, la matière noire reste encore très mystérieuse. Quelle peut bien être sa nature? Est-ce le WIMP qui fait tourner notre galaxie? Est-ce que cette particule fantôme, relique du Big Bang, peut vraiment être à l'origine des plus grandes structures de notre Univers? C'est pour répondre à ces questions qu'une large communauté scientifique s'attèle à tenter de déceler les traces aussi infimes que rares que pourraient laisser les WIMPs dans les détecteurs terrestres de plus en plus grands et performants.

Parmi toutes les expériences faisant appel à des technologies de détection très diverses, XENON100 est actuellement aux avant-postes. Avec un détecteur contenant du xénon liquide, un milieu de détection particulièrement bien adapté à la détection des WIMPs, XENON100 détient les meilleures limites sur les sections efficaces d'interaction. Ces résultats ont été rendus possibles non seulement grâce à la conception d'un détecteur sensible et fiable mais aussi grâce aux efforts déployés pour le caractériser de manière exhaustive et pour maîtriser les différentes sources de bruit de fond. Alors que le détecteur continue actuellement de prendre des données, la prochaine phase XENON1T avec une masse dix fois plus grande est déjà en cours de construction. Nul doute que dans les années qui viennent, les résultats seront encore améliorés, avec peut-être des WIMPs au rendez-vous.

Mais, si une expérience de détection directe peut observer des WIMPs, elle aura peut-être plus de difficultés pour signer sa découverte de façon non ambiguë. La détection directionnelle pourrait alors prendre le relais. L'observation d'une forte anisotropie dans la distribution des directions des reculs nucléaires et dans la direction du Cygne offrirait cette preuve indiscutable. Mais avant d'en arriver là, il faut d'abord concevoir un détecteur capable de mesurer la direction initiale de reculs nucléaires de basse énergie. C'est l'objectif du projet MIMAC. Un certain nombre d'avancées ont déjà été réalisées, notamment du point de vue instrumental. Il reste maintenant à démontrer que le prototype développé peut être agrandi et que le bruit de fond, l'aspect le plus crucial, peut être maîtrisé. Le sera-t-il suffisamment pour atteindre la sensibilité nécessaire? Les prochaines années devraient nous apporter la réponse.

Bibliographie

- [1] F. Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Astrophys. J.*, 86 :217, 1937.
- [2] A. Vikhlinin *et al.* Chandra sample of nearby relaxed galaxy clusters : Mass, gas fraction, and mass-temperature relation. *The Astrophysical Journal*, 640 :691, 2006.
- [3] A. N. Taylor *et al.* Gravitational lens magnification and the mass of abell 1689. *The Astrophysical Journal*, 501 :539, 1998.
- [4] R. Massey *et al.* Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. *Nature*, 445(7125) :286–290, 2007.
- [5] D. Clowe *et al.* A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal Letters*, 648 :L109, 2006.
- [6] W. Hu. Concepts in CMB anisotropy formation. *arXiv :astro-ph/9511130*, 1995.
- [7] M. Kowalski *et al.* Improved cosmological constraints from new, old, and combined supernova data sets. *The Astrophysical Journal*, 686 :749, 2008.
- [8] D. Eisenstein *et al.* Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies. *The Astrophysical Journal*, 633 :560, 2005.
- [9] J. M. O’Meara *et al.* The deuterium to hydrogen abundance ratio toward a fourth QSO : HS 0105+1619. *The Astrophysical Journal*, 552 :718, 2001.
- [10] P. Ade *et al.* (Collaboration Planck). Planck 2013 results. XVI. cosmological parameters. *arXiv :1303.5076*, 2013.
- [11] V. Springel *et al.* Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435 :629–636, 2005.
- [12] Y. Sofue and V. Rubin. Rotation curves of spiral galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39 :137–174, 2001.
- [13] M. Milgrom. A modification of the newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical Journal*, 270 :365–370, 1983.
- [14] J. Billard. Thèse de doctorat, Détection directionnelle de matière sombre avec mimac. <http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/72/75/57/PDF/These.pdf>, 2012.
- [15] M. W. Goodman and E. Witten. Detectability of certain dark-matter candidates. *Physical Review D*, 31 :3059–3063, 1985.
- [16] G. Aad *et al.* (Collaboration ATLAS). Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in proton-proton collisions. *Physics Letters B*, 710(1) :67–85, 2012.

- [17] G. Bélanger *et al.* Discriminating dark matter candidates using direct detection. *Physical Review D*, 79(1) :015008, 2009.
- [18] A. K. Drukier *et al.* Detecting cold dark-matter candidates. *Physical Review D*, 33 :3495–3508, 1986.
- [19] G. Bellini *et al.* (Collaboration BOREXINO). Cosmic-muon flux and annual modulation in borexino at 3800 m water-equivalent depth. *JCAP*, 2012 :015, 2012.
- [20] D. N. Spergel. Motion of the earth and the detection of weakly interacting massive particles. *Physical Review D*, 37 :1353–1355, 1988.
- [21] J. Billard *et al.* Directional detection as a strategy to discover galactic dark matter. *Physics Letters B*, 691 :156–162, 2010.
- [22] M. Drees and G. Gerbier. Mini-review of dark matter : 2012. *arXiv :1204.2373*, 2012.
- [23] Z. Ahmed *et al.* (Collaboration CDMS). Dark matter search results from the CDMS II experiment. *Science*, 327 :1619–1621, 2010.
- [24] E. Armengaud *et al.* (Collaboration EDELWEISS). Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes. *Physics Letters B*, 702 :329–335, 2011.
- [25] G. Angloher *et al.* (Collaboration CRESST). Results from 730 kg days of the CRESST-II dark matter search. *The Eur. Phys. Jour. C*, 72 :1–22, 2012.
- [26] D.Yu. Akimov *et al.* (Collaboration ZEPLIN). WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III. *Physics Letters B*, 709 :14–20, 2012.
- [27] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Dark matter results from 225 live days of XENON100 data. *Physical Review Letters*, 109 :181301, 2012.
- [28] D.S. Akerib *et al.* (Collaboration LUX). The large underground xenon (LUX) experiment. *Nucl. Instr. Meth. A*, 704 :111–126, 2013.
- [29] K. Abe *et al.* (Collaboration XMASS). XMASS detector. *arXiv :1301.2815*, 2013.
- [30] R. Acciarri *et al.* (Collaboration WARP). The WArP experiment. *Journal of Physics : Conference Series*, 203 :012006, 2010.
- [31] D. Akimov *et al.* (Collaboration DarkSide). Light yield in DarkSide-10 : a prototype two-phase liquid argon TPC for dark matter searches. *arXiv :1204.6218*, 2012.
- [32] A. Marchionni *et al.* (Collaboration ArDM). ArDM : a ton-scale LAr detector for direct dark matter searches. *arXiv :1012.5967*, 2010.
- [33] P.-A. Amaudruz *et al.* (Collaboration DEAP). Radon backgrounds in the DEAP-1 liquid argon based dark matter detector. *arXiv :1211.0909*, 2012.
- [34] C. E. Aalseth *et al.* (Collaboration COGENT). Results from a search for light-mass dark matter with a p-type point contact germanium detector. *Physical Review Letters*, 106 :131301, 2011.
- [35] R. Bernabei *et al.* (Collaboration DAMA). First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. *The European Physical Journal C*, 56 :333–355, 2008.
- [36] S. C. Kim *et al.* (Collaboration KIMS). New limits on interactions between weakly interacting massive particles and nucleons obtained with CsI(Tl) crystal detectors. *Physical Review Letters*, 108 :181301, 2012.

- [37] E. Behnke *et al.* (Collaboration COUPP). First dark matter search results from a 4-kg CF₃I bubble chamber operated in a deep underground site. *Physical Review D*, 86 :052001, 2012.
- [38] S. Archambault *et al.* (Collaboration PICASSO). Dark matter spin-dependent limits for WIMP interactions on 19F by PICASSO. *Physics Letters B*, 682 :185–192, 2009.
- [39] M. Felizardo *et al.* (Collaboration SIMPLE). Final analysis and results of the phase II SIMPLE dark matter search. *Physical Review Letters*, 108 :201302, 2012.
- [40] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross sections from 225 live days of XENON100 data. *En cours de publication arXiv :1301.6620*, 2013.
- [41] T. Schwetz and J. Zupan. Dark matter attempts for CoGeNT and DAMA. *JCAP*, (08) :008, 2011.
- [42] M. Szydagis *et al.* NEST : a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon. *JINST*, 6 :10002, 2011.
- [43] E. Aprile *et al.* Simultaneous measurement of ionization and scintillation from nuclear recoils in liquid xenon for a dark matter experiment. *Physical Review Letters*, 97 :081302, 2006.
- [44] R.L. Platzman. Total ionization in gases by high-energy particles : An appraisal of our understanding. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 10 :116–127, 1961.
- [45] U. Asaf and I. T. Steinberger. Photoconductivity and electron transport parameters in liquid and solid xenon. *Physical Review B*, 10 :4464–4468, 1974.
- [46] T. Doke *et al.* Estimation of fano factors in liquid argon, krypton, xenon and xenon-doped liquid argon. *Nuclear Instruments and Methods*, 134 :353–357, 1976.
- [47] T. Takahashi *et al.* Average energy expended per ion pair in liquid xenon. *Physical Review A*, 12 :1771–1775, 1975.
- [48] E. Aprile *et al.* Observation of anticorrelation between scintillation and ionization for MeV gamma rays in liquid xenon. *Physical Review B*, 76 :014115, 2007.
- [49] V. Chepel and H. Araujo. Liquid noble gas detectors for low energy particle physics. *arXiv :1207.2292*, 2012.
- [50] T. Doke *et al.* Absolute scintillation yields in liquid argon and xenon for various particles. *Japanese Journal of Applied Physics*, 41 :1538–1545, 2002.
- [51] J. Lindhard. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 33 :1–42, 1963.
- [52] P. Sorensen and C.E. Dahl. Nuclear recoil energy scale in liquid xenon with application to the direct detection of dark matter. *Physical Review D*, 83 :063501, 2011.
- [53] F. Bezrukov *et al.* Interplay between scintillation and ionization in liquid xenon dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 35 :119–127, 2011.
- [54] A. Hitachi. Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 24 :247–256, 2005.
- [55] E. Aprile and T. Doke. Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. *Reviews of Modern Physics*, 82 :2053–2097, 2010.

- [56] E. Aprile and *et al.* (Collaboration XENON10). Design and performance of the XENON10 dark matter experiment. *Astroparticle Physics*, 34 :679–698, 2011.
- [57] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Dark matter results from 100 live days of XENON100 data. *Physical Review Letters*, 107 :131302, 2011.
- [58] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). The XENON100 dark matter experiment. *Astroparticle Physics*, 35 :573–590, 2012.
- [59] M. Yamashita *et al.* Scintillation response of liquid xe surrounded by PTFE reflector for gamma rays. *Nucl. Instr. Meth. A*, 535 :692–698, 2004.
- [60] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Observation and applications of single electron charge signals in the xenon100 experiment. *En cours de publication, JINST.*, 2013.
- [61] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Material screening and selection for XENON100. *Astroparticle Physics*, 35 :43–49, 2011.
- [62] E. Aprile *et al.* Measurement of the quantum efficiency of hamamatsu r8520 photomultipliers at liquid xenon temperature. *JINST*, 7 :10005, 2012.
- [63] V.N. Solovov *et al.* Measurement of the refractive index and attenuation length of liquid xenon for its scintillation light. *Nucl. Instr. Meth. A*, 516 :462–474, 2004.
- [64] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Study of the electromagnetic background in the XENON100 experiment. *Physical Review D*, 83 :082001, 2011.
- [65] A. Baldini *et al.* Absorption of scintillation light in a 100 l liquid xenon -ray detector and expected detector performance. *Nucl. Instr. Meth. A*, 545 :753–764, 2005.
- [66] G. Bakale *et al.* Effect of an electric field on electron attachment to sulfur hexafluoride, nitrous oxide, and molecular oxygen in liquid argon and xenon. *The Journal of Physical Chemistry*, 80 :2556–2559, 1976.
- [67] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Neutron background in the xenon100 experiment. *En cours de publication, Physical Review D.*, 2013.
- [68] D.-M. Mei and A.Hime. Muon-induced background study for underground laboratories. *Physical Review D*, 73 :053004, 2006.
- [69] Y.-F. Wang *et al.* Predicting neutron production from cosmic-ray muons. *Physical Review D*, 64 :013012, 2001.
- [70] H.M. Araujo *et al.* Muon-induced neutron production and detection with GEANT4 and FLUKA. *Nucl. Instr. Meth. A*, 545 :398–411, 2005.
- [71] H. Wulandari *et al.* Neutron flux at the gran sasso underground laboratory revisited. *Astroparticle Physics*, 22 :313–322, 2004.
- [72] M. Haffke *et al.* Background measurements in the gran sasso underground laboratory. *Nucl. Instr. Meth. A*, 643 :36–41, 2011.
- [73] M.J. Carson *et al.* Neutron background in large-scale xenon detectors for dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 21 :667–687, 2004.
- [74] L. Baudis *et al.* Gator : a low-background counting facility at the gran sasso underground laboratory. *JINST*, 6 :08010, 2011.
- [75] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Analysis of the XENON100 dark matter search data. *soumis à Astroparticle Physics arXiv :1207.3458*, 2012.

- [76] E. Aprile *et al.* New measurement of the relative scintillation efficiency of xenon nuclear recoils below 10 keV. *Physical Review C*, 79 :045807, 2009.
- [77] E. Aprile *et al.* (Collaboration XENON100). Likelihood approach to the first dark matter results from XENON100. *Physical Review D*, 84 :052003, 2011.
- [78] B. Edwards *et al.* Measurement of single electron emission in two-phase xenon. *Astroparticle Physics*, 30 :54–57, 2008.
- [79] E. Santos *et al.* Single electron emission in two-phase xenon with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering. *JHEP*, 12 :1–20, 2011.
- [80] M. J. Travers *et al.* Reinvestigation of the electron affinities of o2 and NO. *Chemical Physics Letters*, 164 :449–455, 1989.
- [81] C.M.B. Monteiro *et al.* Secondary scintillation yield in pure xenon. *JINST*, 2 :05001, 2007.
- [82] F. P. Santos *et al.* Three-dimensional monte carlo calculation of the VUV electroluminescence and other electron transport parameters in xenon. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 27 :42–48, 1994.
- [83] A.C. Fonseca *et al.* Study of secondary scintillation in xenon vapour. In *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, volume 1, pages 572 – 576, 2004.
- [84] E. Aprile *et al.* Proportional light in a dual-phase xenon chamber. *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 51 :1986 – 1990, 2004.
- [85] W.E. Spear L.S. Miller, S. Howe. Charge transport in solid and liquid ar, kr, and xe. *Physical Review*, 166 :871–878, 1968.
- [86] D. Santos *et al.* MIMAC : a micro-tpc matrix project for directional detection of dark matter. *arXiv :1111.1566*, 2011.
- [87] F.J. Iguaz and *et al.* Micromegas detector developments for dark matter directional detection with MIMAC. *JINST*, 6 :07002, 2011.
- [88] L.G. Christophorou *et al.* Electron interactions with CF4. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 25 :1341–1388, 1996.
- [89] J. Billard *et al.* Exclusion limits from data of directional dark matter detectors. *Physical Review D*, 82 :055011, 2010.
- [90] D. Albornoz Vasquez *et al.* Probing neutralino dark matter in the MSSM and the NMSSM with directional detection. *Physical Review D*, 85 :055023, 2012.
- [91] J. Billard *et al.* Assessing the discovery potential of directional detection of dark matter. *Physical Review D*, 85 :035006, 2012.
- [92] J. Billard *et al.* Markov chain monte carlo analysis to constrain dark matter properties with directional detection. *Physical Review D*, 83 :075002, 2011.
- [93] S. Ahlen *et al.* First dark matter search results from a surface run of the 10-l DMTPC directional dark matter detector. *Phys. Let. B*, 695 :124–129, 2011.
- [94] E. Daw *et al.* The DRIFT dark matter experiments. *arXiv :1110.0222*, 2011.
- [95] K. Miuchi *et al.* First underground results with NEWAGE-0.3a direction-sensitive dark matter detector. *Physics Letters B*, 686 :11–17, 2010.
- [96] S. Ahlen *et al.* The case for a directional dark matter detector and the status of current experimental efforts. *Int. Journ.of Mod. Phys. A*, 25 :1–51, 2010.

- [97] C. Golabek and *et al.* A detector for the characterization of low energy neutron fields. *Nucl. Instr. Meth. A*, 678 :33–38, 2012.
- [98] J.-P. Richer *et al.* Development and validation of a 64 channel front end ASIC for 3D directional detection for MIMAC. *JINST*, 6 :11016, 2011.
- [99] O. Bourrion *et al.* Data acquisition electronics and reconstruction software for real time 3D track reconstruction within the MIMAC project. *JINST*, 6 :11003, 2011.
- [100] V. Gressier *et al.* Characterisation of the IRSN CANEL/T400 facility producing realistic neutron fields for calibration and test purposes. *Radiation Protection Dosimetry*, 110 :523–527, 2004.
- [101] J. Billard *et al.* Low energy electron/recoil discrimination for directional dark matter detection. *JCAP*, 07 :020, 2012.
- [102] O. Guillaudin *et al.* Quenching factor measurement in low pressure gas detector for directional dark matter search. *arXiv :1110.2042*, 2011.
- [103] J. Billard *et al.* Measurement of the electron drift velocity in CF₄ and CF₄+CHF₃ gas mixtures in the context of upcoming directional dark matter detectors. *En cours de publication, Nucl. Instr. Meth. A*, 2013.
- [104] S. F. Biagi. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 421 :234–240, 1999.
- [105] LBNL Isotopes Project Nuclear Data Dissemination Home Page. <http://ie.lbl.gov/toi.html>.
- [106] J. Billard *et al.* Three-dimensional track reconstruction for directional dark matter detection. *JCAP*, 04 :06, 2012.
- [107] A. Morozov *et al.* Photon yield for ultraviolet and visible emission from CF₄ excited with alpha-particles. *Nucl. Instr. Meth. A*, 268 :1456–1459, 2010.
- [108] H.A. van Sprang *et al.* Electron impact induced light emission from CF₄, CF₃H, CF₃Cl, CF₂Cl₂ and CFC₁₃. *Chemical Physics*, 35 :51–61, 1978.
- [109] J.F.M. Aarts. Ion and electron impact ionisation of CF₄ studied via uv emission. *Chemical Physics Letters*, 114 :114–120, 1985.
- [110] M. Suto and N. Washida. Emission spectra of CF₃ radicals. *J. Chem. Phys.*, 78 :1007–1011, 1983.
- [111] A. Morozov *et al.* Effect of the electric field on the primary scintillation from CF₄. *Nucl. Instr. Meth. A*, 628 :360–363, 2011.
- [112] L.M.S Margato *et al.* Effect of the gas contamination on CF₄ primary and secondary scintillation. *Nucl. Instr. Meth. A*, 695 :425–428, 2012.
- [113] A. Pansky *et al.* The scintillation of CF₄ and its relevance to detection science. *Nucl. Instr. Meth. A*, 354 :262–269, 1995.
- [114] A. Morozov *et al.* Secondary scintillation in CF₄ : emission spectra and photon yields for MSGC and GEM. *JINST*, 7 :02008, 2012.
- [115] A. Kaboth *et al.* A measurement of photon production in electron avalanches in CF₄. *Nucl. Instr. Meth. A*, 592 :63–72, 2008.
- [116] D. Santos *et al.* Ionization quenching factor measurement of helium 4. *arXiv :0810.1137*, 2008.
- [117] D. Attie *et al.* A piggyback resistive micromegas. *arXiv :1208.6525*, 2012.